НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XXVI Международного симпозиума

14–17 марта 2022 г., Нижний Новгород

Том 2

Секция 3

Нижний Новгород
Издательство Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского
2022

УДК 538.9
ББК 22.37; 22.33
Н-25

Н-25 **Нанофизика и наноэлектроника. Труды XXVI Международного симпозиума** (Нижний Новгород, 14–17 марта 2022 г.) В 2 т. Том 2. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2022. — 501 с.

ISBN 978-5-91326-720-7

Организаторы

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации;
Отделение физических наук РАН;
Научный совет РАН по физике полупроводников;
Научный совет РАН по физике конденсированных сред;
Институт физики микроструктур РАН;
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского;
Благотворительный фонд «От сердца к сердцу».

Сопредседатели Симпозиума

С.В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН
З.Ф. Красильник, член-корр. РАН, ИФМ РАН

Учёный секретарь Симпозиума

Д.А. Татарский, к. ф.-м. н., ИФМ РАН

Программный комитет

А.Ю. Аладышкин, к.ф.-м.н.,	ИФМ РАН, Нижний Новгород
В.В. Бельков, д.ф.-м.н.	ФТИ им. АФ. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
И.С. Бурмистров, д.ф.-м.н.	ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка
В.А. Бушуев, д.ф.-м.н.	МГУ, Москва
В.А. Быков, д.т.н.	NT-MDT Spectrum Instruments, Москва
В.А. Волков, д.ф.-м.н.	ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва
В.И. Гавриленко, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н. Новгород
А.Б. Грановский, д.ф.-м.н.	МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
К.Н. Ельцов, д.ф.-м.н.	ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва
С.В. Иванов, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
Е.Л. Ивченко, чл.-корр. РАН	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В.В. Кведер, академик	ИФТТ РАН, Черноголовка
А.В. Латышев, академик	ИФП СО РАН, Новосибирск
А.С. Мельников, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н. Новгород
В.Л. Миронов, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н. Новгород
С.А. Никитов, чл.-корр. РАН	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
Д.В. Рощупкин, д.ф.-м.н.	ИПТМ РАН, Черноголовка
В.В. Рязанов, д.ф.-м.н.	ИФТТ РАН, Черноголовка
Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН	ИФМ РАН, Н. Новгород
М.В. Сапожников, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А.А. Саранин, чл.-корр. РАН	ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
В.Б. Тимофеев, академик	ИФТТ РАН, Черноголовка
Ю.А. Филимонов, д.ф.-м.н.	Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов
А.А. Фраерман, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н. Новгород
Д.Р. Хохлов, чл.-корр. РАН	МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
А.В. Чаплик, академик	ИФП СО РАН, Новосибирск
Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н.	ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород
Н.И. Чхало, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н. Новгород

Организационный комитет

В.Г. Беллюстин	ИФМ РАН, Н. Новгород
М.В. Зорина	ИФМ РАН, Н. Новгород
А.В. Иконников	МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
Д.А. Камелин	ИФМ РАН, Н. Новгород
А.А. Копасов,	ИФМ РАН, Н. Новгород
Р.С. Малофеев	ИФМ РАН, Н. Новгород
М.С. Михайленко	ИФМ РАН, Н. Новгород
С.В. Морозов	ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.Н. Садова	ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.Е. Пестов	ИФМ РАН, Н. Новгород

ISBN 978-5-91326-720-7 ББК 22.37; 22.33

© Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, 2022
© Институт физики микроструктур РАН, 2022

Симпозиум проводится при поддержке

Генеральный спонсор симпозиума

Группа компаний НТ-МДТ Спектрум Инструментс, ntmdt-si.ru

Спонсор симпозиума

АО «Завод ПРОТОН (МИЭТ)», z-proton.ru

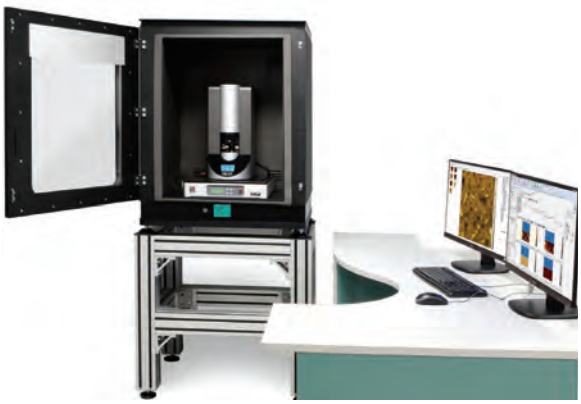
NT-MDT Spectrum Instruments

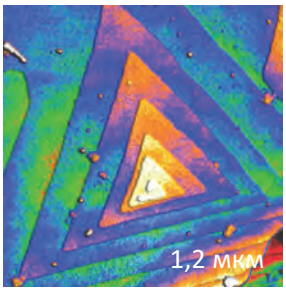
Наука выигрывает, когда её крылья раскованы фантазией
Майкл Фарадей

NEXT II

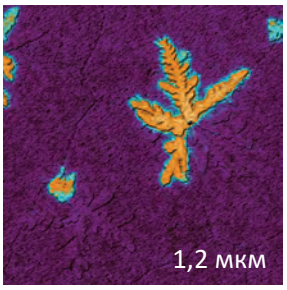
Результаты предельно высокого качества на повседневной основе

- Исследовательский АСМ с исключительным уровнем автоматизации подготовки и проведения эксперимента
- Рекордно низкий уровень шумов и высочайшая стабильность
- Полный набор самых современных методов АСМ, включая методы прыжковой микроскопии (HybriD Mode™)

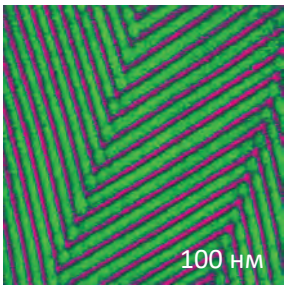




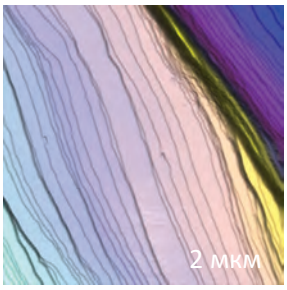
Остроконечная структура Al_2O_3 полученная с использованием ScanTronic и в ручном режиме



Кристаллы пентацена. ЭСМ карта наложенная на рельеф



Молекулярные цепочки фторалканов F14H20 на слюде

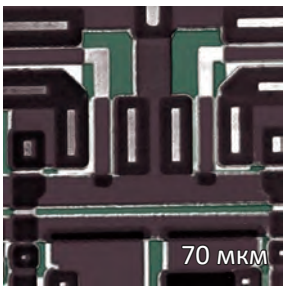


Кристалл поваренной соли

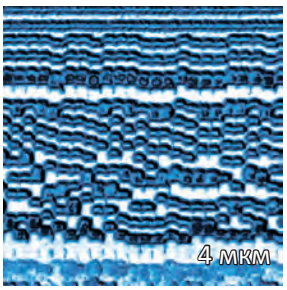
VEGA

Высокопроизводительный АСМ для исследования большеразмерных образцов

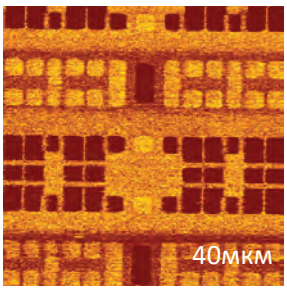
- Измерения рельефа и других поверхностных свойств с нанометровым пространственным разрешением на пластинах диаметром до 200 мм, большеразмерных образцах и массивах образцов
- Высочайший уровень автоматизации процессов настройки и измерений
- 50+ современных методов АСМ, включая методы высокоскоростной прыжковой микроскопии
- Быстрое сканирование для рутинных потоковых измерений морфологии структур



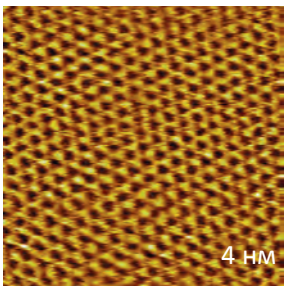
Рельеф фрагмента микросхемы



Магнитные домены в HDD 1 ТБ



Поверхностный пртенциал в SRAM



Атомное разрешение на графите

www.ntmdt-si.com

Узнать больше

www.ntmdt-tips.com

NTEGRA®, NANOEDUCATOR®, HYBRIDMODE®, ScanT®, NT-MDT®, NT-MDT SPECTRUM INSTRUMENTS® являются зарегистрированными товарными знаками ООО “НТ-МДТ” резидента Сколково. Адрес: Москва, г. Зеленоград, проезд 4922, д. 4 стр. 3, 3 этаж – Технопарк «ЭЛМА»

NT-MDT Spectrum Instruments

Более 30 лет службы научному сообществу
Your AFM & Raman Company

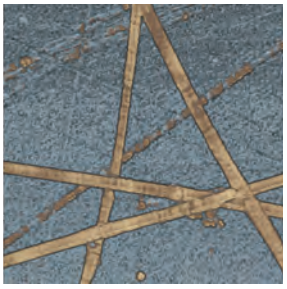
Контроллер HD 2.0

Реализует самый широкий набор методов прыжковой атомно-силовой микроскопии

- Неразрушающие исследования мягких, хрупких и плохо зафиксированных объектов
- Быстрые количественные наномеханические и объемно-силовые измерения, неразрушающие измерения проводимости, пьезоэлектрического отклика, теплопроводности и термоэлектрических свойств, измерения магнитно-силовой, электростатической, сканирующей емкостной или Кельвин-зондовой силовой микроскопией
- Новые возможности картирования в зондово-усиленной спектроскопии комбинационного рассеяния (2D TERS mapping)

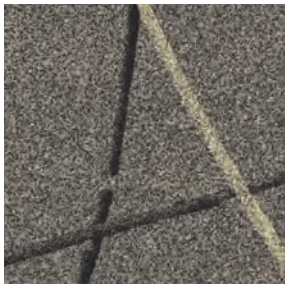
HybriDMode™

Рельеф



Адгезия

Модуль Юнга



Латеральный пьезоотклик

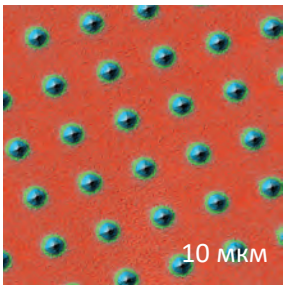
Неразрушающее исследование пептидных нанотрубок на основе дифенилаланина методом Прыжковой АСМ. Размер скана: 7×7 мкм

ScanTronic™

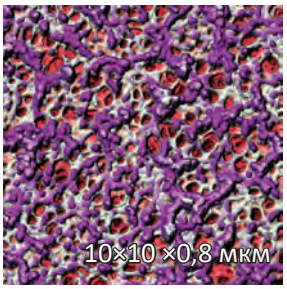
Программный модуль ScanTronic: полностью автоматическая настройка сканирования в полуконтактной АСМ

- Автоматическая настройка параметров обратной связи, амплитуды колебаний зонда, значения рабочей точки и скорости сканирования
- Выбор режима притяжения или отталкивания
- Сканирование без артефактов парашютирования или их компенсация
- Блестящие изображения рельефа и фазового контраста на образцах любой морфологии

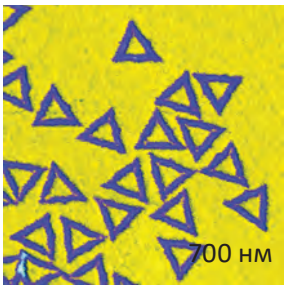
Техника дойдет до такого совершенства, что человек сможет обойтись без себя
Станислав Ежи Лец



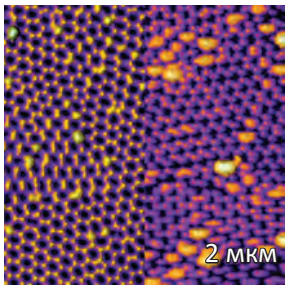
Массив заготовок АСМ зондов



Нитроцеллюлозная мембрана



ДНК-оригами на слюде



Остроконечная структура Al_2O_3 полученная с использованием ScanTronic и в ручном режиме

www.ntmdt-si.com Узнать больше www.ntmdt-tips.com

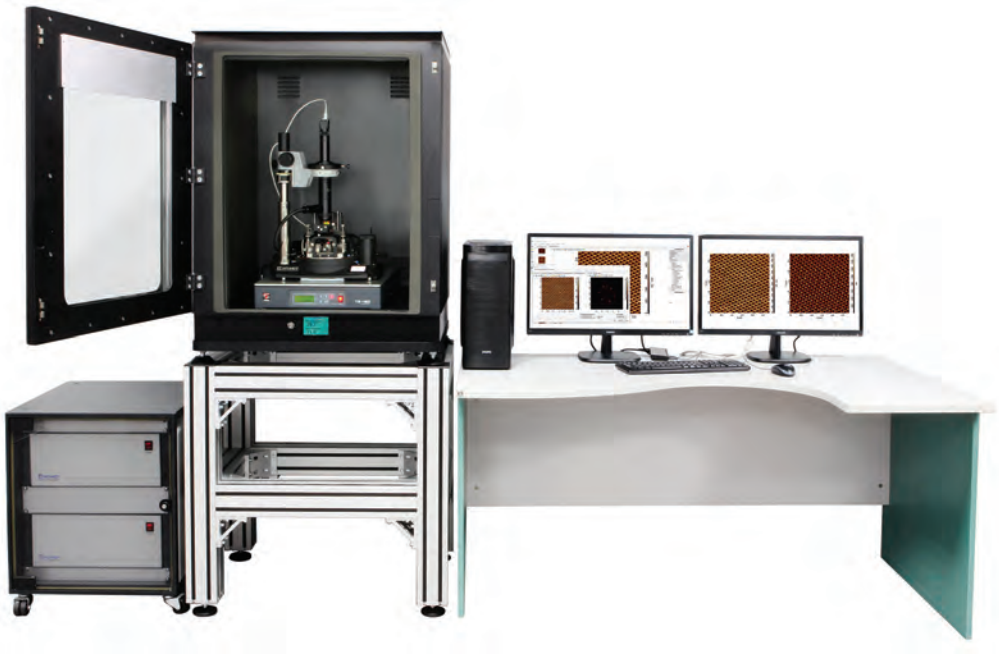
NTEGRA®, NANOEDUCATOR®, HYBRIDMODE®, ScanT®, NT-MDT®, NT-MDT SPECTRUM INSTRUMENTS® являются зарегистрированными товарными знаками ООО "НТ-МДТ" резидента Сколково. Адрес: Москва, г. Зеленоград, проезд 4922, д. 4 стр. 3, 3 этаж – Технопарк «ЭЛМА»

NT-MDT Spectrum Instruments

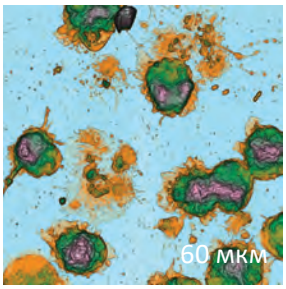
Наука выигрывает, когда её крылья раскованы фантазией
Майкл Фарадей

NTEGRA II Pro

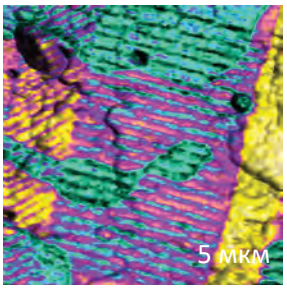
Легендарный АСМ для научных исследований, оснащенный всеми новейшими решениями



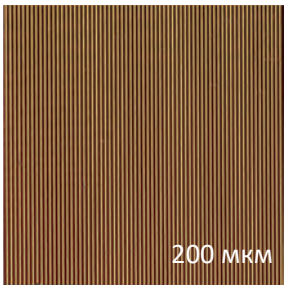
- Открытая архитектура: потрясающая гибкость системы и широчайшие возможности конфигурирования под конкретную научную задачу
- Все самые современные методы АСМ, включая самый широкий набор методов прыжковой микроскопии (HybriD Mode)
- Автоматизация эксперимента благодаря интеллектуальному программному модулю ScanTronic
- Возможность развития до АСМ-Раман систем, систем микроскопии и спектроскопии нанометрового пространственного разрешения в видимом, ИК и ТГц диапазоне



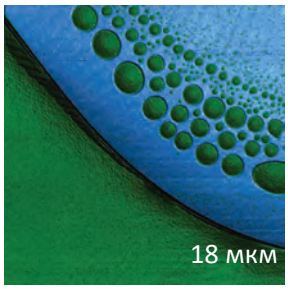
АСМ изображение нейтрофилов на стекле



Доменная структура тонкой пьезоэлектрической пленки



Изображение калибровочной решетки, полученное в конфигурации DualScan™



Карта модуля упругости смеси полистирола (голубой) с полиэтиленом (зелёный)

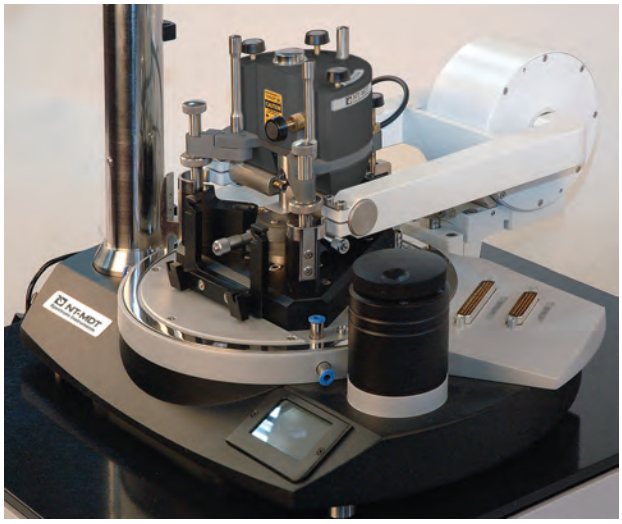
NTEGRA®, NANOEDUCATOR®, HYBRIDMODE®, ScanT®, NT-MDT®, NT-MDT SPECTRUM INSTRUMENTS® являются зарегистрированными товарными знаками ООО “НТ-МДТ” резидента Сколково. Адрес: Москва, г. Зеленоград, проезд 4922, д. 4 стр. 3, 3 этаж – Технопарк «ЭЛМА»

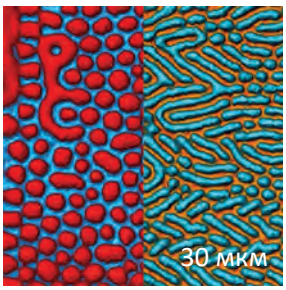
NT-MDT Spectrum Instruments

Наука выигрывает, когда её крылья раскованы фантазией
Майкл Фарадей

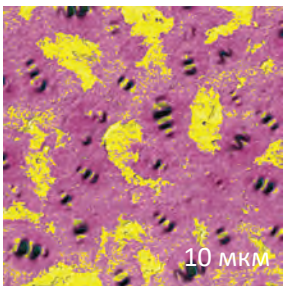
NTEGRA II Pro - конфигурации и опции

- Измерения в условиях низкого и среднего вакуума
- Измерения в жидкости и в условиях контролируемой атмосферы
- Измерения при приложении внешнего магнитного поля (горизонтального, вертикального)
- Конфигурации для сканирования зондом или образцом, а также конфигурация DualScan
- Доступ внешних устройств к сигналам АСМ
- Широкий выбор источников системы регистрации изгибов кантилевера на основе полупроводниковых лазеров или суперлюминисцентных диодов

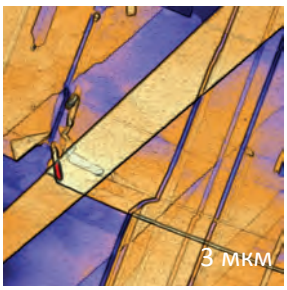




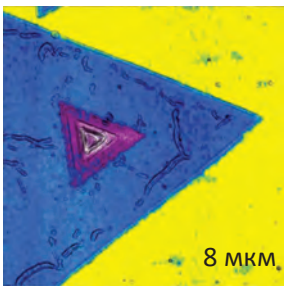
МСМ карты иттриевого железного граната до и после приложения латерального магнитного поля



Карта адгезии пленки битума



Поверхность ВОПГ в вакууме



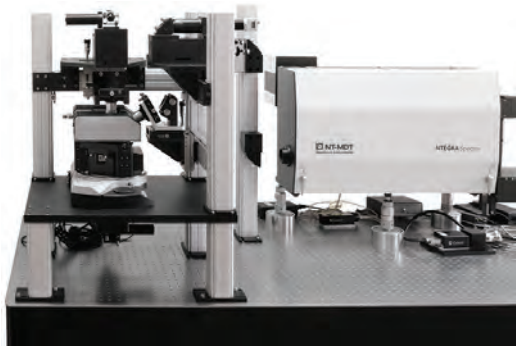
Карта поверхностного потенциала чешуек WS_2 выращенных на эпитаксиальном графене. Изображение получено в вакууме

NTEGRA®, NANOEDUCATOR®, HYBRIDMODE®, ScanT®, NT-MDT®, NT-MDT SPECTRUM INSTRUMENTS® являются зарегистрированными товарными знаками ООО “НТ-МДТ” резидента Сколково. Адрес: Москва, г. Зеленоград, проезд 4922, д. 4 стр. 3, 3 этаж – Технопарк «ЭЛМА»

NT-MDT Spectrum Instruments

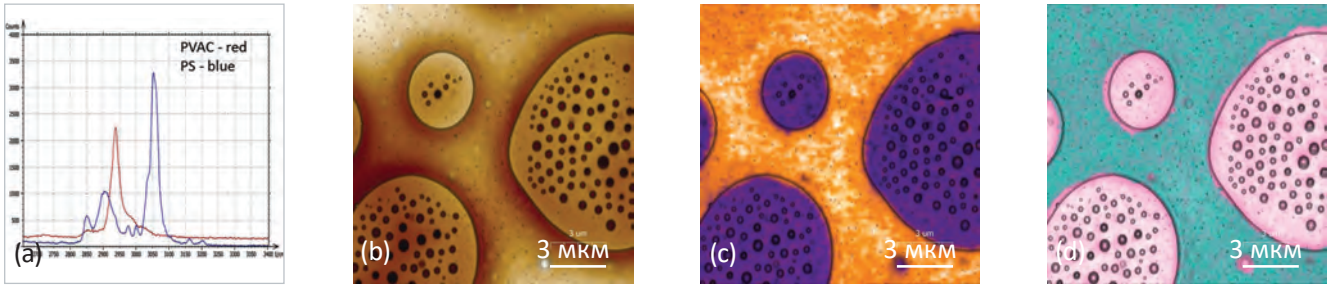
Наука выигрывает, когда её крылья раскованы фантазией
Майкл Фарадей

NTEGRA Spectra II



Многофункциональная автоматизированная система для АСМ-Раман, СБОМ и TERS исследований

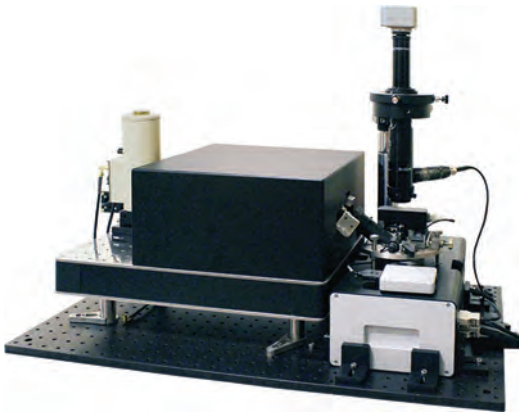
- Автоматизированный АСМ высокого разрешения
- Конструктивные решения, оптимизированные для TERS измерений: оптический доступ сверху, снизу и сбоку
- Модульная оптическая система позволяет реализовать любую конфигурацию возбуждения и сбора оптического отклика
- Автоматизированная настройка системы лазер-зонд-фотодиод
- Простая смена длины волны источника излучения оптической системы АСМ
- Легкая и точная настройка объективов
- Сохранность TERS зондов при картировании благодаря использованию HybriD Mode™



Height | PVAC (2839 cm^{-1} - 2980 cm^{-1}) | PS (3000 cm^{-1} - 3140 cm^{-1})

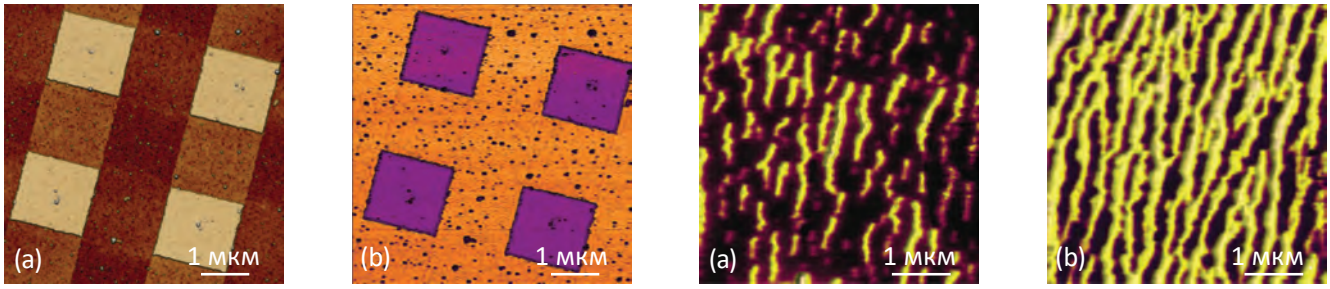
(a) Рамановские спектры поливинилацетата (PVAC) и полистирена (PS), (b) изображение рельефа пленки PS/PVAC. (c)-(d) Рамановские карты полос PVAC и PS

NTEGRA nano IR



Инфракрасная микроскопия и спектроскопия с нанометровым пространственным разрешением

- Рассеивающая ближнепольная оптическая микроскопия (s-SNOM) в видимом, инфракрасном (ИК) и ТГц диапазонах
- Низкий дрейф и высокая стабильность системы
- Универсальный исследовательский АСМ с полным набором самых современных методов исследования морфологии, наномеханических, электрических и магнитных свойств образца, включая методы прыжковой микроскопии (HybriD Mode™)
- Интеллектуальная система ScanTronic™ обеспечивает оптимальную для получения s-SNOM контрастов настройку режима взаимодействия зонда и образца



Рельеф (a) и p-СБОМ амплитуда (b) решетки Si/SiO_2

Наложенные на рельеф изображения контрастов отражения при 55 °C (a) и при 67 °C (b), λ= 10.6 мкм. Образец представлен prof. Liu (Stony Brook University, New York, USA)

www.ntmdt-si.com | Узнать больше | www.ntmdt-tips.com

NTEGRA®, NANOEDUCATOR®, HYBRIDMODE®, ScanT®, NT-MDT®, NT-MDT SPECTRUM INSTRUMENTS® являются зарегистрированными товарными знаками ООО "НТ-МДТ" резидента Сколково. Адрес: Москва, г. Зеленоград, проезд 4922, д. 4 стр. 3, 3 этаж – Технопарк «ЭЛМА»

NT-MDT Spectrum Instruments

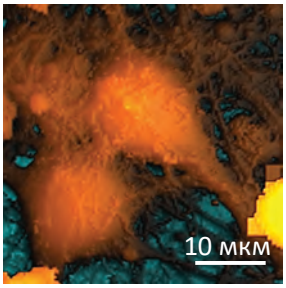
Более 30 лет службы научному сообществу
Your AFM & Raman Company

NTEGRA Marlin

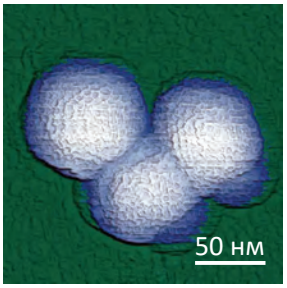
Новейшая система АСМ-Раман-СМИП для биологических исследований

- Высокоскоростная сканирующая микроскопия ионной проводимости
- Бесконтактное исследование живых клеток в естественной физиологической среде
- Измерение механических свойств в широком диапазоне жесткостей
- Patch-clamp измерения с нанометровой локализацией
- Комбинация с оптическими методиками

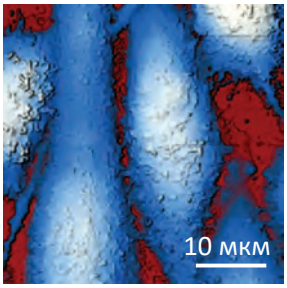
Проект реализуется при содействии Фонда содействия инновациям



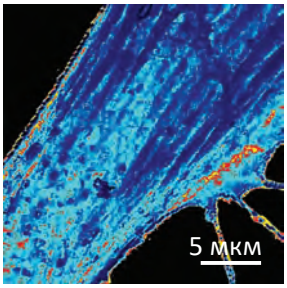
СМИП-изображение живого нейрона из гиппокампа мыши



АСМ-изображение частиц риновируса



СМИП-изображение клеток карциномы PC3 предстательной железы человека



СМИП карта модуля упругости живого фибробласта. E=2 Pa..3,4 MPa

Дайджесты научных статей

Tip-Enhanced Raman Spectroscopy

Confocal Raman Microscopy

Scanning Near-Field Optical Microscopy

Контакты

Центральный офис: 4460, г. Москва, г. Зеленоград,
проезд 4922, д. 4 стр. 3, 3 этаж
Телефон: + 7 (499) 110-2050
E-mail: info@ntmdt-si.ru

Sk Участник

СДЕЛАНО В РОССИИ

МЭ МОСКОВСКИЙ экспортный центр

www.ntmdt-si.com

Узнать больше

www.ntmdt-tips.com

NTEGRA®, NANOEDUCATOR®, HYBRIDMODE®, ScanT®, NT-MDT®, NT-MDT SPECTRUM INSTRUMENTS® являются зарегистрированными товарными знаками ООО “НТ-МДТ” резидента Сколково. Адрес: Москва, г. Зеленоград, проезд 4922, д. 4 стр. 3, 3 этаж – Технопарк «ЭЛМА»

АО «Завод ПРОТОН»

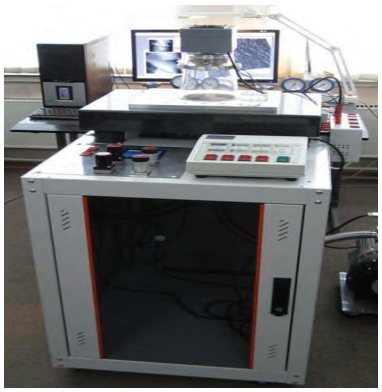
124498, Москва, Зеленоград, пл.Шокина, д.1
+7 (495) 364-60-93 b_loginov@mail.ru metrology@z-proton.ru
www.z-proton.ru www.microscopy.su www.микроскоп.su

МИЭТ

Микроскоп сканирующий зондовый «СММ-2000»

атомное разрешение в STM и AFM, неприхотливость к вибрациям и влажности, высокая надежность, применимость для учебной сборки/разборки в ВУЗ-ах, точность 1 нм выхода на ту же точку при обратной установке образца после его снятия, режимы снятия электропроводности, потенциалов, ёмкости, электро- и фото- люминесценции, фоточувствительности, эл.плотности, трения, адгезии, упругости, теплопроводности, вязкости, намагниченности, чувствительности с коэрцитивной силой, насыщением и остаточным полем по пьезо- и магнитным образцам и т.д., морфологический, фрактальный, Фурье-анализы и анализ шероховатости, регулировка температуры образца от -40°C до +150°C (опция +800°C), стоимость 590 000р., скидки от количества, срок поставки 10 дней, курсы обучения, сервис 10 лет.

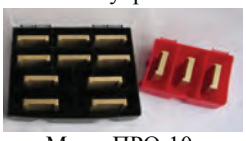
UHV-cryo-STM, 5K, 10^{-11}мбар



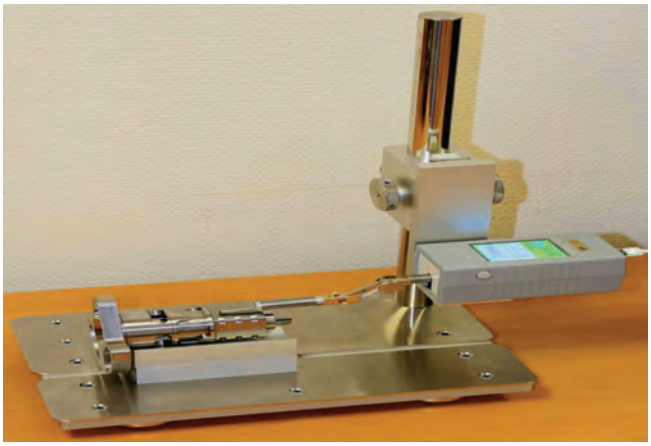
STM/AFM in-situ под магнетронами

AFM с машиной разрыва

Магнетрон МАГ-2000
с блоком управления

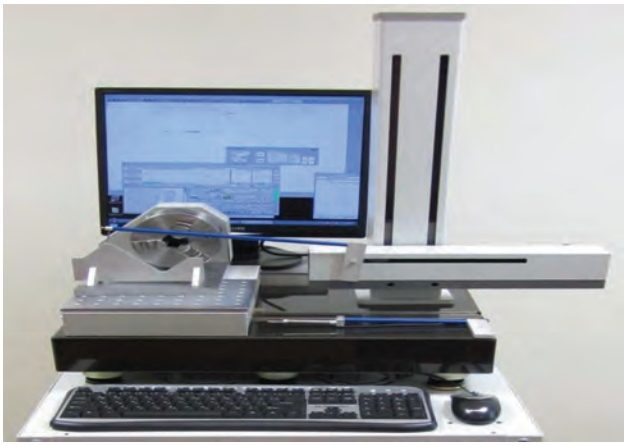


Меры ПРО-10
Госреестр №66933-17
Ra от 5нм до 80мкм



Профилометр модели 130 http://prof130.ru

Измерение Ra, Rz и ещё 28 параметров шероховатости
диапазон по Ra 0,012 – 50 мкм, чувствительность 0,001 мкм
длина трассы до 40 мм, 1-14 класс по ГОСТ 2789
Госреестр №33319-13, межповерочный интервал 2 года
цена 354 000р., скидки, поставка 20 раб.дней, с обучением



Контурограф модели 220

Измерения длин, углов, радиусов, диаметров и шагов
диапазон 220мм (опция 1000мм), чувствительность 0,1мкм
погрешость длин 0,2%, углов 0,1°, радиусов 0,1%
Госреестр №58193-14, межповерочный интервал 2 года
цена 1,9 млн.руб, поставка 30 раб.дней, с обучением

Секция 3

Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

Quantum dot PL emission control through a nearby graphene layer

Diogo Cunha[1], César Rui Bernardo[1], Manuel Rodrigues[1], Fatima Cerqueira[1, 2], Vladimir A. Burdov[3], Michael Belsley[1], Peter Schellenberg[1], Mikhail I. Vasilevskiy[1, 2, *]

1 Centre of Physics - CF-UM-UP, University of Minho, camus de Gualtar, Braga, 4710-057, Portugal.

2 International Iberian Nano Laboratory - INL, Braga, Av. Mestre José Veiga s/n, 4715-330, Portugal

3 Faculty of Physics, N. I. Lobachevsky State University, 23 Prospekt Gagarina, Nizhny Novgorod, 603122, Russia.

*mikhail.vasilevskiy@inl.int

We present experimental data that demonstrate a size-selective quenching of the visible-range photoluminescence of CdSe nanocrystal quantum dots deposited on top of a chemically doped graphene layer and a theoretical model assuming charge transfer between the dots and graphene, which allows to understand these observations.

Introduction

The transfer of energy from semiconductor Quantum Dots (QDs) to graphene, when these materials are combined in a hybrid structure, provides a rich environment to explore excitation dynamics in such a system and opens new possibilities in the field of Nanophotonics. The photo-physical properties of QDs can be predictably fine-tuned by size selection, and Graphene can also be doped, with the aim of producing well-defined conditions for photoexcitation and energy transfer. Additionally, both graphene and QDs display superior photo-stability. For these reasons, hybrid QD-graphene hybrid structures have strong potential for use in a wide variety of photonics applications where a well-defined modulation of optical and spectroscopic properties are crucial [1]. For example, several works have already demonstrated the use of graphene as a substrate to manipulate and quench photoluminescence (PL) [2] or to enhance resonant Raman signals [3].

Graphene, a monolayer-thin transparent conductor, has the advantage of electrically controllable frequency-dependent conductivity in the THz-to-mid-IR range. When an emitter is placed in the vicinity of a graphene layer, In addition to possible Ohmic losses and energy transfer to surface plasmons in graphene, there is an additional mechanism that may be named FRET to graphene. It consists in energy transfer to electron-hole pairs, symmetric with respect to the Dirac point, and scales with distance, h, as h^{-4}. Several research groups have demonstrated the possibility of control of the QD PL intensity by the gate voltage on graphene if the emitted photon energy, $\hbar\omega_{QD}$, is close to twice the graphene Fermi energy with respect to the Dirac point, $2E_F$ [4].

Here we also explore changes in the PL spectra of point emitters (CdSe nanocrystal quantum dots) deposited on top of a graphene layer as the Fermi level of graphene is varied. The difference with the previous works is that these dots emit photons in the visible range, with $\hbar\omega_{QD} > 2E_F$. Yet, we found considerable changes in the PL spectrum, both in terms of the spectral shift and intensity, as the Fermi energy of graphene is changed by doping (see Figure 1). The work is devoted to the explanation and theoretical description of this effect.

Experiment

CdSe colloidal quantum dots (QDs) were grown in a solution and then deposited on CVD-grown graphene layers with different E_F values owing to different levels of *n*-doping with hydrazine [7].

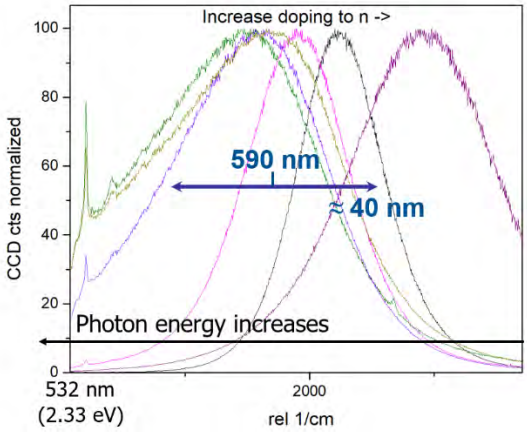


Fig. 1. PL spectra of CdSe QDs deposited on graphene layers with different levels of n-type doping. The excitation was performed with a laser at a resonant wavelength of 532 nm. Each spectrum is normalized to its own peak value. The PL band shifts to the right as the Fermi energy increases

PL spectra of these QDs in solution (not shown) consisted of a band centred at 590 nm, broadened by the QD size dispersion. When they were deposited on the graphene layers, the PL intensity was partially quenched but the most remarkable effect consisted in the spectral shift of the emission band towards lower energies as the Fermi level of graphene increases (Figure 1, notice that the horizontal axis shows the Stokes shift with respect to the excitation, 532 nm). This emission band also becomes narrower with the *n*-doping of graphene induced by hydrazine molecules.

Theory

First, we notice that for the QD photons of the energy over 2 eV, FRET to graphene is certainly possible because the condition $\hbar\omega_{QD} > 2E_F$ is certainly fulfilled for any possible value of the Fermi energy, so this mechanism of doping-dependent changes in the PL spectra can be ruled out. Secondly, the work function of bulk CdSe is ≈ 4.5 eV [1], very close to that of pristine graphene, i.e. the conduction band bottom of bulk CdSe roughly matches the Dirac point in graphene. Based on these two facts, we assume that the selective quenching of the emission of some QDs within their size distribution underlies these observations.

Charge transfer from an excited QD to graphene via tunneling through the QDs shell, can be possible when there are available final states in graphene. Shifting of by doping controls the available states, which might accept charge-transfer via tunnelling from a subset of size distribution present in the QD ensemble.

We calculated the tunneling rate and found that it is quite low, of the order of 1 s^{-1}, because of two factors: (i) the potential barrier (QD shell), and (ii) the mismatch between the electronic wavevectors in the QD (near the Γ-point) and graphene (near the Dirac point). Nevertheless, despite its slowness, the tunneling process makes it possible to exchange particles and energy between the QD and graphene, which results in the establishment of an equilibrium distribution in the system QDs + graphene. The concept of equilibrium, application of standard carrier statistics to the QDs-graphene system and the analysis of the electronic transitions in QDs of different sizes that remain allowed after the state filling by electrons coming from graphene allow us to explain the experimentally observed effect of PL emission control through the graphene doping level. Figure 2 explains the model, which was used in the calculations and describes, at least qualitatively, our experimental observations.

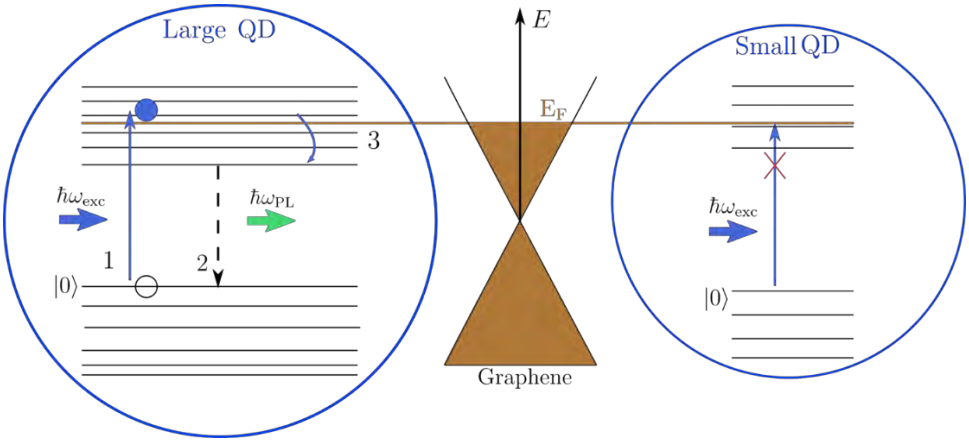


Fig. 2. Schematics of the model showing why smaller QDs are excluded from photoexcitation by the Pauli blocking. For larger QDs, the next (empty at equilibrium) levels have accessible energy values to be excited by an external photon

References

1. A. L. Rogach (ed.), Semiconductor Nanocrystal Quantum Dots, Springer-Verlag: Wien (2008).
2. Amal Kasry, Ali A. Ardakani, George S. Tulevski *et al.* // J. Physical Chemistry C, V. 116, 2858 (2012).
3. Na Zhang, Lianming Tong, and Jin Zhang // Chemistry of Materials, V. 28, 6426 (2016).
4. V. A. Burdov, M. I. Vasilevskiy // Applied Sciences, V. 11, 497 (2021).
5. Tingting Feng, Dan Xie, Dongxia Wang*et al.* // Journal of Applied Physics, V. 116, 224511 (2014).

Oxidation of chlorosilanes in thin layers

I.I. Grinvald[1, *], R.V. Kapustin[1], A.V. Vorotyntsev[1], A.N. Petukhov[1, 3], V.I. Pryakhina[2], I.V. Vorotyntsev[3]

1 Alekseev Nizhny Novgorod State Technical University, Minin str., 24, Nizhny Novgorod, 603950

2 Yeltsin Ural Federal University, Mira street, 19, Yekaterinburg, 620002

3 Mendeleev University of Chemical Technology, Miusskaya square, 9, Moscow, 125047

*grinwald@mts-nn.ru

The novel method of chlorosilanes' oxidation in thin layers by atmospheric air without hydrolysis and *in-situ* IR study of this process are presented. *Di-*, *tri-* and *tetra*-chlorosilanes encapsulated inside a silicon oxide film represent transient shapes of substances and combine gas and liquid phase states' properties. Presumably, they form intermolecular bonds with oxide film Si–O fragments. The IR data are confirmed by electron microscopy experiments.

Introduction

Silicon oxide plays an important role in various technologies [1]. One of the suitable methods for its preparation is the oxidation of chlorosilanes. However, the direct chemical application of this compounds leads to an uncontrolled hydrolysis of the sample [2]. In the present work it was shown that thin layers forming on the surface represent the transient shapes of substances. Similar transformations seem to affect the reactivity [3].

Accordingly, we have studied *di-* *tri-* and *tetra*-chlorosilanes by IR method to evaluate the possibility of their oxidation in thin layers without the hydrolysis. The spectral investigations were supported by electron microscopy experiments.

Experimental

The following procedure was used to generate thin chlorosilanes' layers. Metal containers with substances, KBr optical windows, a window holder, and a Teflon 1-mm-thickness gasket were placed in the box filled by dried argon. The substance was put on the window surface under the gasket to prevent its falling into the spectral beam. Then the gasket was closed by another window, all items were clamped in the holder and consistently heated and cooled. The spectra were recorded by InfraSpec FSM 1202 and Shimadzu Affinity1 IR-Fourier spectrometers with a seven-day interval for a month. Sample morphology was characterised by scanning electron microscope Merlin Carl Zeiss (Germany) using secondary electron detector at 5–10 kV electron acceleration energy.

Results and discussion

The formation of silicon dioxide film on the optical window surface confirms by the appearance of broad poly-component stretching Si–O band at 1075 cm^{-1}. In the spectrum of *tetra*-chlorosilane recorded one day after the sample preparation, the bands at 620, 644 cm^{-1} resembling gas phase bands were observed along with the band at 603 cm^{-1} located close to the liquid phase band (Figure 1, spectrum 1). In the spectrum recorded after 7 days, the liquid band's intensity decreases while the gas phase band does not change essentially (Fig.1, sp.2). In the spectrum recorded after 21 days, only the gas phase band remains (Fig.1, sp.3), and in the spectrum recorded after 30 days, only the liquid phase band was revealed (Fig.1, sp.4). The images obtained by electron microscopy show the formation of SiO_2 film containing capsules with the initial substance (Fig.2).

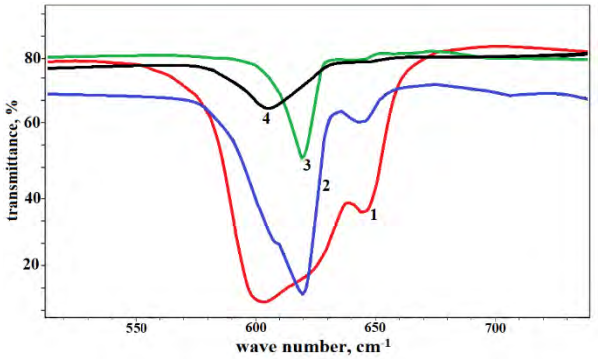


Fig. 1. *Tetra*-chlorosilane oxide film – IR spectra in the Si–Cl stretching region

In the spectra of *di*-chlorosilane, the considerable shift of Si–Cl bond stretching (to 717 cm^{-1}) was detected.

These changes can be interpreted as a manifestation of the intermolecular interactions between *Cl* atom of chlorosilane and *Si* atom of oxide film. The bands of bending (H–Si–Cl) vibration in 800–900 cm^{-1} region demonstrate the combination of gas and liquid properties and the same in-time changes as for Si–Cl stretching in $SiCl_4$ spectra. The intensity of Si–O stretching bands in the oxide film spectra grows during the observation time. In this case, the microscopy images show the formation of SiO_2 film containing small empty particles whereas the silane chloride is deposited inside the film. These results generally confirm the presented IR data interpretations.

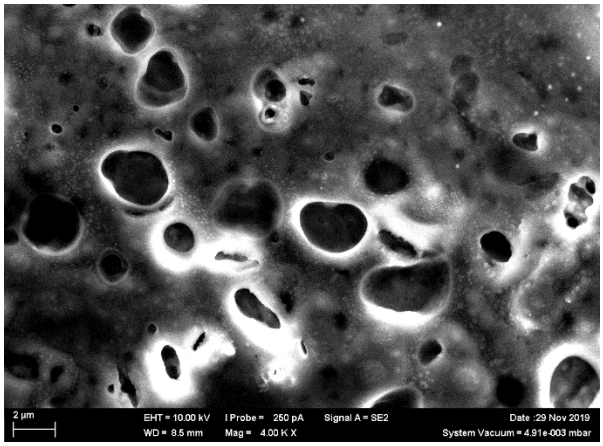


Fig. 2. Electron microscopy image of SiO_2 film prepared from *tetra*-chlorosilane

The main changes for *tri*-chlorosilane were revealed in the Si–H stretching region. A new multi-component band appears in the Si–H stretching region (2248–2256 cm^{-1}) region. It can be attributed to the stretching of hydrogen bond arising due to the hydrogen atom transfer to Si–O–Si fragment of the oxide film.

Thereby, in all cases we have not fixed any bands which could be assigned to the hydrolysis products.

Conclusion

The presented IR and electron microscopy data allows to make the following main conclusions.

1. Chlorosilanes, that are extremely sensitive to water vapor, become resistant to hydrolysis in the thin layers.
2. These layers form inside the silicon oxide films and persist for a long time at ambient conditions.
3. The transient shapes of substance, encapsulated in the film, combine liquid and gas phase properties.

Acknowledgment

This work was financially supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation in the Framework of the Basic Part of the State Task (theme FSWE-2020-0008 project 0728-2020-0008).

References

1. S. Behr, S. Brinkmann-Chen, M. Garcia-Borrs *et al.* // Angew. Chem. Int. Ed., V. 59, 15507 (2020).
2. Y. Xiao, Y. Wang, G. Luo *et al*. // Chem. Eng. J., V. 283 (2016).
3. I. Grinvald, R. Kapustin // J. Serb. Chem. Soc., V. 86, 1067 (2021).

Photovoltaics of spatially modulated bilayer graphene: evidence of hydrodynamic regime

E. Mönch[1], S.O. Potashin[2], K. Lindner[1], I. Yahniuk[3], L.E. Golub[2], V.Yu. Kachorovskii[2,3,*], V.V. Bel'kov[2], R. Huber[1], K. Watanabe[4], T. Taniguchi[5], J. Eroms[1], D. Weiss[1], and S.D. Ganichev[1,3]

[1] Terahertz Center, University of Regensburg, Regensburg, Germany, 93040.

[2] Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia, 194021.

[3] CENTERA, Institute of High Pressure Physics PAS, Warsaw, Poland, 01142.

[4] Research Center for Functional Materials, National Institute for Materials Science, 1-1 Namiki, Tsukuba, Japan, 305-0044.

[5] International Center for Materials Nanoarchitectonics, National Institute for Materials Science, 1-1 Namiki, Tsukuba, Japan, 305-0044.

*kachor.valentin@gmail.com

We study in detail the ratchet effect in bilayer graphene, focusing on the frequency dependence of the ratchet current. We developed a theory which clearly demonstrates transition from drift-diffusion to hydrodynamic regime with increasing the electron-electron collision rate. The key result is qualitatively different frequency dependence of the ratchet current in two regimes: slow dependence, ω^{-2}, in the drift-diffusion regime, and much stronger dependence, ω^{-6}, in the hydrodynamic regime. We demonstrate that our theoretical predictions are in a very good agreement with experimental data.

Introduction

Electronic fluid dynamics is one of the extremely actively developing areas of condensed matter physics. Although the pioneering works on hydrodynamic electron and phonon transport have been done a very long time ago, the topic did not generate much interest until recently.The interest on hydrodynamic transport was triggered by the fabrication of ultraclean ballistic structures, primarily based on one-dimensional and two-dimensional carbon materials. Convincing manifestations of hydrodynamic behavior in the different transport regimes have been demonstrated in a number of recent experiments. Moreover, literally in recent years, it was possible to experimentally visualize the hydrodynamic flow in ballistic 2D systems by using various nanoimaging techniques.

The purpose of the current work is to develop a theory which describes the transition from the hydrodynamic regime (HD), where electron-electron scattering prevails, to the drift-diffusion (DD) regime, where scattering by disorder dominates, and observe expreimentally this transition by using a single system, on one and the same experimental sample, with a smooth change in some external control parameter. To solve this problem, we notice first that a number of promising additional opportunities appear when switching from dc to photo-response measurements. While so far dc transport measurements prevail we show here, both theoretically and experimentally, that photovoltaic measurements provide additional opportunities to explore the hydrodynamic regime.

As we show in this work, the frequency dependence of the response allows one to extract important information about the type of transport in the system. We demonstrate that the radiation frequency dependencies of the HD and DD responses are strikingly different. We also find that the transition between the two regimes can be realized by changing the carrier density of the electronic system via gate voltage

In order to demonstrate experimentally DD-HD transition in photovoltaics, we choose one of the most general and fascinating phenomena in optoelectronics, which is the ratchet effect – the generation of a dc electric current in response to an ac electric field in systems with broken inversion symmetry. This general definition can be used for long periodic grating gate structures with an asymmetric configuration of gate electrodes, e.g. dual-grating top gate (DGG) structures. In this case, the direction of the current is controlled by the lateral asymmetry parameter

$$\Xi = \overline{|\boldsymbol{E}(x,t)|^2 \frac{\mathrm{d}U(x)}{\mathrm{d}x}},$$

where x is the coordinate in the direction perpendicular to grating, the overline stands for the average over the ratchet period and time, $\mathrm{d}U(x)/\mathrm{d}x$ is the derivative of the electrostatic potential of the grating, $U(x)$, with respect to the coordinate, and $E(x,t)$ is the radiation electric field being coordinate dependent due to the near-field diffraction.

The ratchet effect was treated theoretically and observed experimentally in various low dimensional structures. However, despite a large number of publications, the role of electron-electron collisions, which can drive the system into the hydrodynamic regime, has not been studied thoroughly. This is the central problem we adress in this work.

In this paper, we demonstrate, both theoretically and experimentally, that the dc response of a DGG, based on bilayer graphene, has very different frequency dependencies: ω^{-6} in the hydrodynamic regime and ω^{-2}

within the drift-diffusion approximation. We derive an analytical formula which describes the transition between the regimes. We demonstrate that this formula describes our experimental observations. We also find that at low carrier densities the experimental results follow the HD approach in agreement with theory. However, data obtained in the same sample after increasing the electron concentration in the channel via the back gate voltage are in line with a description in the drift-diffusion picture, which also agrees with developed theory. This suggests that we can tune between the two regimes.

We further find that decreasing a temperature towards sufficiently low temperatures, where the contribution of phonons is negligible, shifts the system closer to hydrodynamic regime.

Methods

We start with kinetic equation

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{v}\cdot\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}} + \frac{\boldsymbol{F}}{m}\cdot\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{v}} = \frac{\langle f\rangle_\theta - f}{\tau} + \frac{f_{\mathrm{HD}} - f}{\tau_{\mathrm{ee}}}$$

Here the electron-electron collision is described by a model collision integral $(f_{\mathrm{HD}} - f)/\tau_{\mathrm{ee}}$, where

$$f_{\mathrm{HD}}(t,\mathbf{r},\mathbf{v}) = \frac{1}{\exp\left[\frac{m(\mathbf{v}-\boldsymbol{V}(\mathbf{r},\boldsymbol{t}))^2/2-\mu(\mathbf{r},t)}{T(\mathbf{r},\mathbf{t})}\right]+1}$$

is the hydrodynamic function described by several local parameters: temperature, averaged velocity and chemical potential. The field $\boldsymbol{F}$, entering kinetic equation is given by the sum of the field coming from static gate potential

$$U(x) = U_0\cos qx, \qquad q = \frac{2\pi}{L},$$

and the modulated field of the radiation

$$E_x = E_0\cos\alpha\cos\omega t, \quad E_y = E_0\sin\alpha\cos(\omega t+\theta)$$

Next, we multiply kinetic equation by 1, $\boldsymbol{v}$ and $v_i v_k$, integrate over v and solve the system of thus obtained equations perturbatively with respect to U_0 and E_0, up to the order $U_0 E_0^2$.

Results

For the case of the linear polarized radiation with the field direction perpendicular to the garting, calculation yields the following expression for dc current

$$\frac{J_{\mathrm{dc,x}}}{C_1} = \frac{\omega^2(\gamma^2+\omega^2)+\omega_q^2[2\gamma(\gamma+\gamma_{ee})-\omega^2]}{(\gamma+\gamma_{ee})(\gamma^2+\omega^2)[\gamma^2\omega^2+(\omega^2-\omega_q^2)^2]}$$

where ω_q is the plasma wave frequency, γ and γ_{ee} are the momentum relaxation rate and the rate of the electron-electron collisions, and coefficient C_1 is proportional to the lateral asymmetry parameter. The results of the calculations are shown in the Fig. 1 together with experimental data. As seen, there is a good agreement with our experimental data.

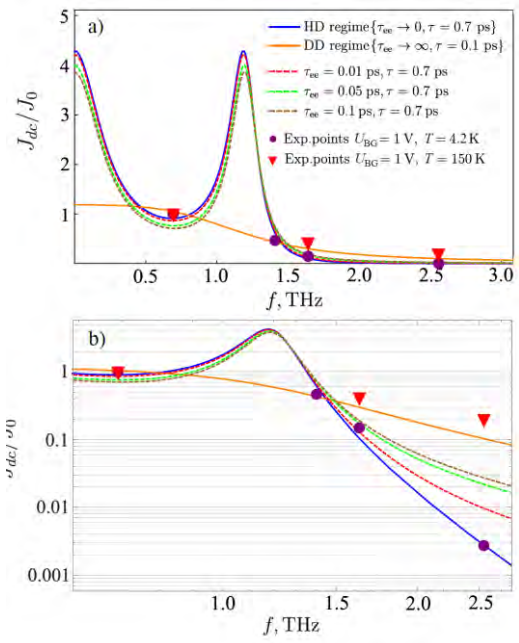


Fig. 1. Frequency dependence of current showing crossover from DD to HD regime with increasing γ_{ee}/γ, green dots and red triangles correspond to experimental data for the same value of the back gate voltage, but for different T: 4.2 K (green) and 150 K (red). Theoretical curves correspond to τ = 0.1 ps, τ_{ee} = 900 ps, f_q = 1.16 THz (orange curve), and τ = = 0.7 ps, τ_{ee} = 0.001 ps, f_q = 1.16$ THz (blue curve)

Conclusions

To conclude, we studied in detail the ratchet effect in bilayer graphene, focusing on the frequency dependence of the ratchet current. We developed a theory which clearly demonstrates transition from drift-diffusion to hydrodynamic regime with increasing electron-electron collision rate. The key result is the different frequency dependence of the ratchet current in two regimes. We demonstrate that our theretical predictions are in a very good agreement with experimental data.

The work was supported by Russian Foundation for Basic Research (grant No. 20-52-12019) and by the IRAP Program of the Foundation for Polish Science (grant MAB/2018/9, project CENTERA).

Conclusions

To conclude, we studied in detail the ratchet effect in bilayer graphene, focusing on the frequency dependence of the ratchet current. We developed a theory which clearly demonstrates transition from drift-diffusion to hydrodynamic regime with increasing electron-electron collision rate. The key result is the different frequency dependence of the ratchet current in two regimes. We demonstrate that our theretical predictions are in a very good agreement with experimental data.

The work was supported by Russian Foundation for Basic Research (grant No. 20-52-12019) and by the IRAP Program of the Foundation for Polish Science (grant MAB/2018/9, project CENTERA).

Radiation Hardness of ALGAINP LEDs with Multiple Quantum Wells to Gamma-Quantum Irradiation

K.N. Orlova[1], A.V. Simonova[2], A.V. Gradoboev[3, 4], F.F. Zhamaldinov[3]

1 National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoe hwy 31, Moscow, Russia, 115409.

2 Scientific and Engineering Centre for Nuclear and Radiation Safety& M. Krasnoselskaya 2/8, b.5, Moscow, Russia, 115409.

3 Tomsk Polytechnic University & Lenina av. 30, Tomsk, Russia, 634050.

4 JSC "Scientific Research Institute of Semiconductor Devices", Tomsk, Krasnoarmeyskaya str., 99A, 634034.

*KNOrlova@mephi.ru, §ainakim297@yandex.ru, §gava@tpu.ru

The paper presents the research results of watt-ampere and current voltage characteristics of LEDs based on AlGaInP heterostructures with multiple quantum wells in the active region. The research is completed for LEDs (emission wavelengths 630 nm) under irradiation by fast neutron and gamma-quanta in passive powering mode. Watt-ampere characteristics region with the radiation dose is revealed. The limiting current I_{th} ab between areas with different electron injection levels doesn't match with the boundary between dependences in the current-voltage characteristics.

Introduction

Light-emitting diodes (LEDs) based on AlGaInP heterostructures emits in the visible range of wavelengths. LEDs are increasingly used in electronic devices for various applications. It can be exposed to different radiation factors at operating conditions. These result in academic interest toward ionizing radiation effect on microelectronic articles. There is currently limited number of publications on the researching radiation resistance of AlGaInP LEDs [1-3]. Lack of sufficient information on the radiation resistance of LEDs cannot create their radiation model and solve the problem of forecasting resistance. Furthermore, the absence of the above information makes it difficult to effectively manufacture LEDs with a specified radiation hardness.

Material and methods

AlGaInP heterostructures with multiple quantum wells are produced by metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD)-based gaseous epitaxy [4-5]. However, a set of technological problems in production of heterostructures has not been solved yet. These are the following: hydrogen passivation, timely oxygen removal from the case, decrease of imperfection on heteroboundaries of layers and improvement of grown layer homogeneity.

These technological problems can cause high concentration of compounds (in particular Mg-H, Mg–O and Te-O) in the layers of AlGaInP heterostructures with multiple quantum wells [5], which are the centers of non-radiative recombination and/or absorption of active region-generated radiation. Aluminum in AlGaInP heterostructures with multiple quantum wells can further generation of impurity compounds (Mg-O, Te-O) both in active and in barrier regions under ionizing irradiation, as the consequence, centers of non-radiative recombination and/or absorption of generated radiation grow [6]. The presented facts should be taken into consideration for studying radiation-induced defects in the heterostructures and devices made of them.

Quantum wells, introduced into the core of a heterostructure, facilitate concentration growth of minor charge carriers in it due to the state of two-dimensional electronic gas; it increases internal quantum efficiency [1]. Here, elastic strain relaxation on the layers boundary arising due to the inconsistency of lattice parameters with the introduction of quantum wells in the AlGaInP heterostructures active region doesn’t lead to dislocations or point defects formation, which can be centers of non-radiative recombination.

The aim of this work is to investigate the AlGaInP LEDs parameters changes with a wavelength of 630 nm irradiated with gamma quanta ^{60}Co. Research objects are LEDs based on AlGaInP of red color radiation. These optoelectronic products have got all main types of radiative recombination and usually applied for researching experiments.

Results and Discussion

Before and after irradiation, the current-voltage and Watt-ampere LEDs characteristics were measured. The change of Watt-ampere characteristics during irradiation with gamma quanta is shown in Figure 1. It can distinguish the regions of high and average-level electron injection on Watt-ampere characteristics (areas a and b in Figure 1). In this case, the transition between high and average-level injection of electrons will correspond to the criterion parameter which is the boundary current at which achievement, a high electrons injection into the active region begins to predominate in the LEDs operating.

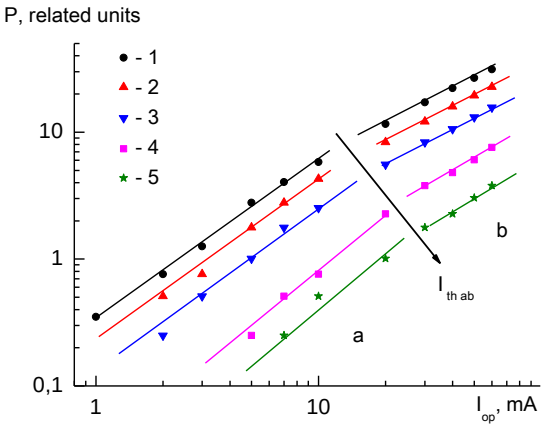


Fig. 1. Watt-ampere characteristics of ALGAINP LEDs: 1 - $D_\gamma = 0$; 2 – $D_\gamma = 5 \cdot 10^4$ Gy; 3 – $D_\gamma = 5 \cdot 10^4$ Gy; 4 – $D_\gamma = 5 \cdot 10^4$ Gy; 5 – $D_\gamma = 5 \cdot 10^4$ Gy; a – average electron injection area of LEDs; b – high electron injection area of LEDs; the arrow shows the change in the current Ith ab, the value of which determines the position of the boundary a - b

It can be seen that two characteristic areas of electron injection into the LEDs active layer can be distinguished on the watt-ampere characteristics: a - the area of average injection and b - the area of high electron injection. The boundary between the selected injection regions can be characterized by the value of the boundary current $I_{th\ ab}$ ab, as shown in Fig.1.

It should be particularly noted that the limiting current $I_{th\ ab}$ between areas with different injection levels does not coincide with the boundary between dependences on the current-voltage characteristics. Moreover, the position of the boundary between selected injection areas in current-voltage characteristics does not change with increasing dose.

Conclutions

The nature of the dependence of the change in the boundary current separating the regions isolated on the Watt-ampere characteristics region with the radiation dose is revealed. The limiting current $I_{th\ ab}$ between areas with different electron injection levels doesn't matchwith the boundary between dependences in the current-voltage characteristics. Moreover, the position of the boundary between selected injection areas in current-voltage characteristics does not change with increasing dose.

References

1. V. L. Mironov, O. L. Ermolaeva, E. V. Skorohodov *et al.* // Physical Review B, V. 85, 144418 (2012).
2. Градобоев А. В., Симонова А. В., Орлова К. Н. Информативность прямой ветви ВАХ приборов на основе pn-перехода //Журнал радиоэлектроники, (2019). – №. 1. – С. 7-7.
3. Градобоев А. В. и др. Имитация различных внешних воздействий на светодиоды схемным моделированием объемных каналов утечки тока // Приборы и техника эксперимента, (2021). – №. 5. – С. 90-99.
4. Corbett B. *et al.* 2003 *Proceedings of SPIE* **4876** pp 176-183 DOI: 10.1117/12.463713
5. Zeller H. R. 1995 *Solid-State Electronics* **38** 12 pp 2041-2046 DOI: 10.1016/0038-1101(95)00082-5
6. Sugawara H *et al* 1992 *Applied physics letters* **61** 15 pp 1775-1777 DOI: 10.1063/1.108423

Graphene-based plasmonic metamaterial for terahertz laser transistors

T. Otsuji[1,*], S. Boubanga-Tombet[1], A. Satou[1], D. Yadav[1], V. Ryzhii[1, 11], M. Ryzhii[2], A.A. Dubinov[3, §], V.V. Popov[4], W. Knap[1,5,6], V. Kachorovskii[7], K. Narahara[8], V. Mitin[9], M.S. Shur[10]

1 Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Sendai, 9808577, Japan

2 Department of Computer Science and Engineering, University of Aizu, Aizu-Wakamatsu, Japan

3 Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod 603950, Russia

4 Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Saratov Branch), Russian Academy of Sciences, Saratov 410019, Russia

5 CENTERA Laboratories, Institute of High Pressure Physics, Warsaw PAS 01142, Poland

6 Laboratory Charles Coulomb, University of Montpellier and CNRS, Montpellier F-34095, France

7 Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

8 Department of Electrical Engineering, University at Buffalo, SUNY, Buffalo, NY 14260, USA

9 Department of Electrical, Computer, and Systems Engineering, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY 12180, USA

10 Department of Electrical and Electronic Engineering, Kanagawa Institute of Technology, Atsugi 2430292, Japan

11 Mokerov Institute of Ultra-High Frequency Semiconductor Electronics, RAS, Moscow 117105, Russia

*otsuji@riec.tohoku.ac.jp, §sanya@ipm.sci-nnov.ru

This paper reviews recent advances in the research and development of graphene-based plasmonic metamaterials for terahertz (THz) laser transistors. The authors' theoretical discovery on THz laser transistors in 2007 was realized in 2018, demonstrating ~0.1 μW single-mode emission at 5.2 THz at 100K. To realize room-temperature, dry-cell-battery operating intense THz lasing, various approaches based on graphene plasmonic metamaterials are introduced as real device implementations.

Introduction

Optical and/or injection pumping of graphene can induce negative-dynamic conductivity in the THz spectral range enabling new types of THz lasers [1-5]. The authors' theoretical discovery on THz laser transistors in 2007 was realized in a forward-biased graphene structure with a lateral p-i-n junction in a distributed-feedback dual-gate graphene-channel field-effect transistor (DFB-DG-GFET) and experimentally demonstrated a world-first ~0.1 μW single-mode emission at 5.2 THz and ~80 μW amplified spontaneous 1-7.6-THz emission, both at 100K in 2018 [5]. The relatively weak output intensities and relatively low lasing threshold temperature are major DFB-DG-GFET subjects to be improved. To realize room-temperature, dry-cell-battery operating intense THz lasing with fast direct modulation, various approaches based on graphene plasmonic metamaterials have been investigated and introduced as promising real device implementations.

Review of DFB-DG-GFET THz Lasers

The fabricated DFB-DG-GFET is shown in Fig. 1 [5]. The channel consists of epitaxial graphene thermally decomposed on a C-face 4H-SiC substrate. A pair of teeth-brush-shaped gate electrodes was patterned to form a

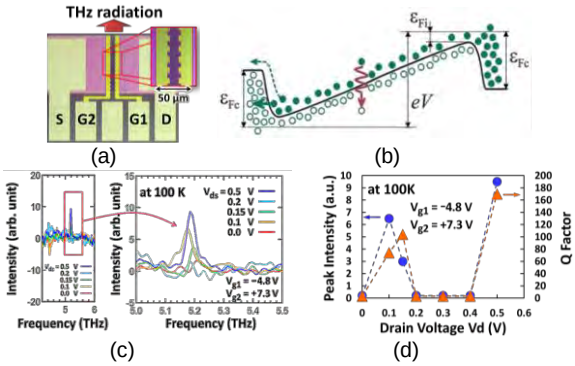


Fig. 1. DFB-DG-GFET [5]. (a) Top view. (b) Band diagram. (c) single-mode lasing at 100K. (d) Drain-bias dependency

DFB photonic laser cavity. Experimentally obtained single mode lasing frequency meets the fundamental mode of the DFB cavity. The maximal Q factor of the emission spectra agrees well with the simulated result. The substantial issues are relatively low threshold lasing temperature and very weak emission power of ~0.1 μW [5].

Excitation of the Graphene Dirac Plasmon Polaritons

The maximum available gain via interband photon absorption and resulting carrier population inversion is limited to or below $e^2/4\hbar$ (2.3%) per monolayer [1]. Excitation of GDP-polaritons (GDPPs) can enormously

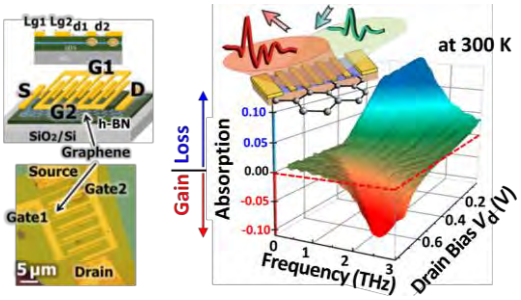


Fig. 2. THz amplification of stimulated emission via current-driven GDP instabilities in A-DGG-GFETs [6]

mediate the interaction between THz photons and graphene Dirac fermions (GDFs). We introduced an asymmetric dual-grating-gate GFET (A-DGG-GFET) structure to the THz gain and amplification in dc-current-driven metasurfaces promoting the GDP instabilities. We experimentally demonstrated an efficient tunable absorber, emitter, and amplifier operation with the maximum gain of 9% at room temperatures in A-DGG-GFETs with monolayer exfoliated graphene [6, 7] (see Fig. 2).

Controlling the PT Symmetry of the GDPP metasurfaces

In quantum mechanics, it was discovered that even non-Hermitian Hamiltonians can provide realistic solutions if the system preserves the parity and time-reversal (PT) symmetries [8]. The PT symmetry can be expressed by a pair of complementary gain and loss mediums, leading to a perfect transmission property (unidirectionality) [9]. We introduce active controlling of the PT symmetry to our original DGG-GFET structure by applied voltages [10]. When the GDPs in a DGG-GFET becomes unstable under forward-drain-biased, complementary

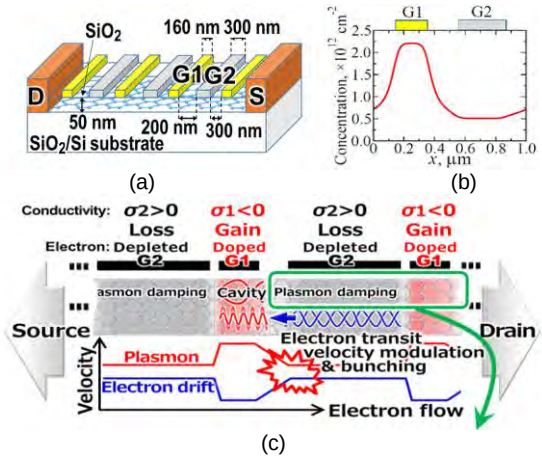


Fig. 3. (a) An A-DGG-GFET structure and (b) its periodic doping. (c) A possible scenario to promote the electron-transit-time-type GDP instability in the DGG-GFET metasurface [10]

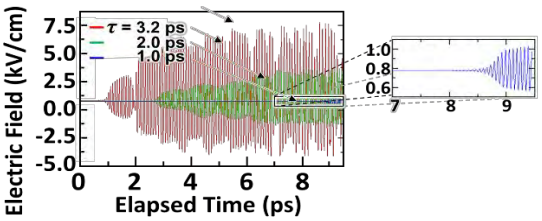


Fig. 4. Simulated time evolution of GDP field activated by the dc-channel-current-driven PT symmetry turned on at t = 0 ps reaching the self-oscillation at the GDP mode frequency in a picosecond time scale [10]. τ is the momentum relaxation time

DGG-biased conditions, the GDP metasurface is represented by a series connection of a unit cell of the instability-driven gain section and the carrier-depleted/transit loss section (Fig. 3). We numerically analyzed how fast the laser cavity Q values can be dynamically controllable in the DGG-GFET by using self-consistent simulation based on quasi-classical Boltzmann equation (Fig. 4) [10, 11]. When the instability-driven gain becomes balanced to the loss in the depleted region, the system becomes PT symmetric. Further increase of V_d makes the gain surpass the loss, resulting in THz self-oscillation of radiation emission. The important feature is its ultrafast transition speed within 10 ps duration. Even for rather moderate τ value of 1 ps shows still fast transition to the stationary stage oscillation within 10 ps corresponding to the single-bit time slot for 100 Gbit/s data rate.

Conclusions

We reviewed the recent advances and trends in the research and development of graphene-based plasmonic metamaterials for terahertz (THz) laser transistors. The graphene plasmonic metamaterial solutions presented here offer new ways for designing efficient devices for future robust THz plasmonic laser transistors.

The authors thank H. Fukidome, T. Suemitsu, T. Watanabe, O.V. Polischuk, D. V. Fateev, D.B. But, and I.V. Gorbenko for their contributions. This work was supported by JSPS KAKENHI (#21H04546, #20K20349, #16H06361, and #23000008), Japan.

References

1. V. Ryzhii, M. Ryzhii, T. Otsuji // J. Appl. Phys. 101, 083114 (2007).
2. M. Ryzhii, V. Ryzhii // Jpn. J. Appl. Phys. (L) 46, 151-153 (2007).
3. V. Ryzhii, M. Ryzhii, V. Mitin, T. Otsuji // J. Appl. Phys. 110, 094503 (2011).

4. T. Otsuji *et al.* // IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron. 19, 8400209 (2013).
5. D. Yadav, G. Tamamushi, T. Watanabe *et al.* // Nanophoton. 7, 741–752 (2018).
6. S. Boubanga-Tombet, W. Knap, D. Yadav *et al.* // Phys. Rev. X 10, 031004 (2020).
7. S. Boubanga-Tombet, W. Knap, D. Yadav *et al.* // Frontiers in Phys. 7, 26806 (2021).
8. C.M. Bender, S. Boettcher // Phys. Rev. Lett. 80, 5243-5246 (1998).
9. H. Ramezani, T. Kottos // Phys. Rev. A 82, 04383 (2010).
10. T. Otsuji, S. Boubanga-Tombet, A. Satou *et al.* // Nanophoton. in press.
11. Y. Koseki *et al.* // Phys. Rev. B 93, 245408 (2016).

Dynamical control of the giant resonant Goos–Hanchen shift in nonlinear dielectric nanostructures

A.A. Zharov[1, *], I.V. Shadrivov[2]

1 Institute for physics of microstructures RAS, GSP-105, Nizhny Novgorod, Russia, 603950.

2 Nonlinear Physics Centre, Australian National University, Canberra, Australia.

*zharov@ipmras.ru

We analyzed the Goos-Hanchen effect in a layered dielectric structure, which has the configuration of so-called photonic triode. It is shown that the value and sign of the giant Goos-Hanchen shift for the reflected and transmitted beams can be controlled by incident field intensity and/or incident pulse duration.

Introduction

The Goos-Hanchen (GH) effect [1] refers to the appearance of the lateral shift of a reflected light beam with respect to the effective position of the specular reflection point. Optical GH effect was first observed experimentally [1] for the total internal reflection at a planar interface of two media, then, it was theoretically explained using Artmann's stationary phase method [2]. In total internal reflection the GH shift is on the order of several wavelengths of the incident radiation. However, if there is a mechanism of energy transfer along the interface (e.g. when surface plasmon is excited by impinging a laser beam onto a metal/dielectric interface), the spatial shift of the reflected beam can be strongly enhanced, which is referred to as a 'giant GH shift' (see, for example, [3,4]).

Results of calculation

In this study, we analyze the GH effect in a layered dielectric structure, which has the configuration of so-called photonic triode [5] (Fig.1). This structure provides effective energy transfer of light using resonant coupling between the incident light beam and high-quality-factor quasi-localized (leaky) eigenmode of a nonlinear planar dielectric waveguide. We develop an analytical approach to the calculation of the dynamical GH shift which is based on the master equation for slow amplitude of the mode excited by incident light. It allows us to relate reflected and transmitted fields to the incident radiation in a general case of nonlinear and non-stationary processes [5]:

$$\frac{1}{V_W}\frac{\partial E_W}{\partial t}+\frac{\partial E_W}{\partial x}+\gamma E_W+i(\Delta-\Delta^{NL})E_W=\sqrt{\gamma_r}\,gE_{inc} \quad (1)$$

V_W is the group velocity of the guided mode, $\Delta, \Delta^{NL}=\alpha|E_W|^2$ are the linear and nonlinear contributions to the mismatch between the propagation constant of incident and guided waves, $\gamma = \gamma_r + \gamma_{Ohm}$ is determined by the radiation and Ohmic losses. Reflected and transmitted fields, E_{ref} and E_{tr}, as the functions of the incident and guided radiation can be found as follows [8]:

$$E_{ref}=R_0E_{inc}+E_{tr}, E_{tr}=-\sqrt{\gamma_r}E_W/g \quad (2)$$

R_0 is the reflection coefficient from the half-space with cladding permittivity (Fig.1).

The examples of the spatio-temporal dynamics of the GH shift in linear and nonlinear cases are shown in Fig. 2, 3 respectively, where figures (a) correspond to the reflected radiation while (b) to the transmitted one.

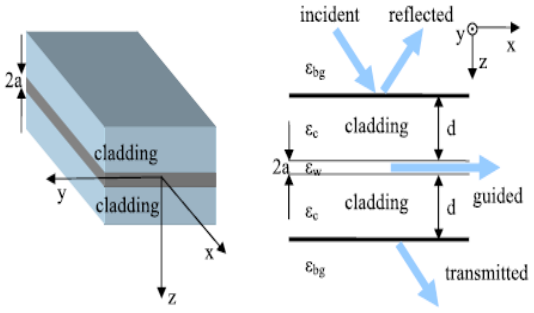


Fig. 1. Scheme of the structure under consideration

One should note that the sign of the GH shift depends on the ratio of group velocity and the velocity of light spot W_P along the waveguide W_P/V_W. In the Figs. 1,2 W_P less than group velocity and the GH shift is positive.

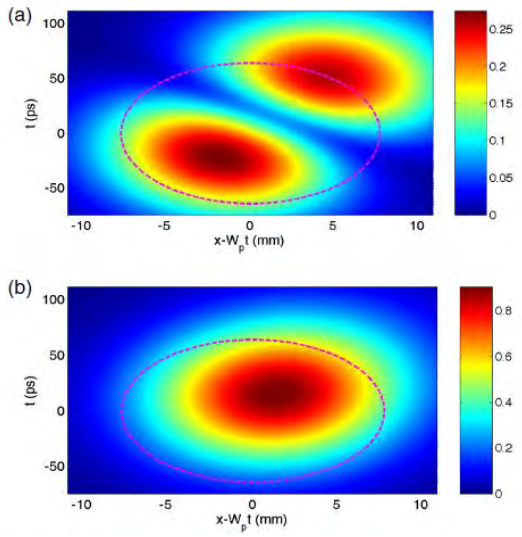


Fig. 2. The spatio-temporal dynamics of the GH shift in linear case

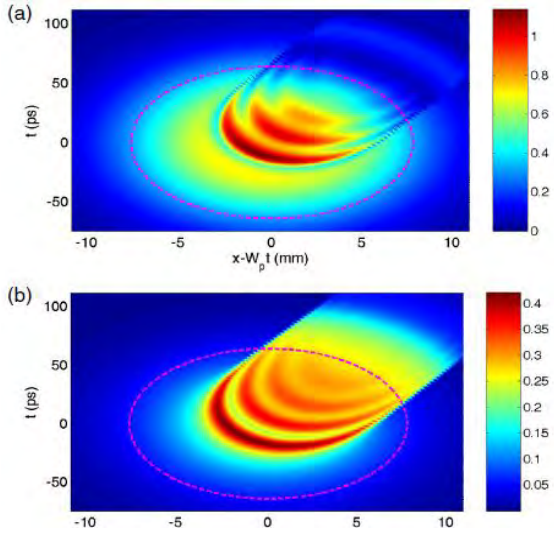


Fig. 3. The spatio-temporal dynamics of the GH shift in nonlinear case

In the nonlinear regime (Fig. 3) the peak intensity of the incident pulse exceeds approximately bistability threshold in 2,65 times.

In conclusion, it is shown that the value and sign of the giant GH shift for the reflected and transmitted beams can be controlled by incident field intensity and/or incident pulse duration. These additional functionalities could be useful for applications.

Authors thank the support by Center of Excellence of Photonics funded by Ministry of Science and High Education of the Russian Federation (Contract no. 075-15- 2020-906).

Литература

1. F. Goos and H. Hanchen, // Ann. Phys. (Leipzig), V. 436, 333 (1947).

2. K.V. Artmann, // Ann. Phys. (Leipzig), V. 437, 87 (1948).

3. I.V. Shadrivov, A.A. Zharov, and Y.S. Kivshar, // Appl. Phys. Lett. V. 83, 2713 (2003).

4. V. Yablapragada, A. Ravishankar, G. Mulay, G. Agarwal, and V. Achanta, // Sci. Rep. V. 6, 19319 (2016).

5. A.A. Zharov, D.A. Smirnova, and A.I. Smirnov, // J. Opt. Soc. Am. B, V. 29, 443 (2012).

Подавление формирования антифазных границ в GaP/GaAs/Si гетероструктурах

Д.С. Абрамкин[1, 2, *], М.О. Петрушков[1], Е.А. Емельянов[1], Д.Б. Богомолов[1], М.А. Путято[1], А.К. Гутаковский[1, 2], В.В. Преображенский[1]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090.

*dalamber.07@mail.ru

Предложен новый метод подавления формирования антифазных границ (АФГ) в слоях GaP, выращенных на Si подложках. Суть метода заключается в росте слоя GaAs на Si подложке, в котором происходит эффективное подавление образования АФГ, с последующим ростом слоя GaP на GaAs/Si. Микроскопические исследования GaP/GaAs/Si и GaP/Si гетероструктур, слои GaP в которых были выращены в идентичных условиях, показали практически полное подавление образования АФГ в GaP/GaAs/Si структурах. Обнаружено, что подавление АФГ ведёт к увеличению эффективности излучательной рекомбинации в гетероструктурах с GaAs/GaP квантовыми точками.

Введение

Организация передачи данных по оптическому каналу позволит повысить эффективность работы вычислительных систем [1]. Решение этой задачи требует монолитной интеграции в кремниевые микросхемы эффективных полупроводниковых оптоэлектронных устройств, созданных на основе материалов A^{III}-B^{V}. Одной из перспективных платформ для A^{III}-B^{V}/Si интеграции является GaP/Si в виду низкого значения рассогласования параметров решётки (около 0.35%). Однако, несмотря на это, при росте GaP/Si буферных слоев выявляются проблемы, связанные с переходом от неполярного материала к полярному. Нарушение порядка следования атомов в GaP из-за наличия моноатомных ступеней на поверхности Si приводит к формированию протяжённых дефектов - антифазных границ (АФГ). Такие дефекты представляют собой области с высокой концентрацией точечных дефектов, которые существенно повышают темп безызлучательной рекомбинации и снижают эффективность работы оптоэлектронных приборов [2]. Распространённым способом борьбы с АФГ является использование Si подложек, поверхность которых отклонена от точной кристаллографической плоскости на 4-6° в направлении [110] [3]. При подготовке такой подложки к росту на ней формируется система двухатомных ступеней, что позволяет снизить плотность антифазных границ в GaP слое. К сожалению, реальные подложки кремния всегда имеют несовершенства, такие как: отклонение от плоскостности, всевозможные дефекты поверхности, отклонение направления разориентации от азимута [110]. В силу этих причин процесс формирования двухатомных ступеней на реальной вицинальной подложке кремния не может быть доведен до полного завершения. Более того, как обсуждается в [4], АФГ в слоях GaP/Si могут возникать вследствие процессов замещения при осаждении начальных монослоёв GaP на Si, безотносительно структуры поверхности подложки Si.

Нами предложен новый подход для борьбы с образованием АФГ в GaP/Si структурах, заключающийся в росте промежуточного слоя GaAs/Si и последующем росте GaP на GaAs/Si.

Рост гетероструктур

С целью повышения кристаллического совершенства промежуточный слой GaAs толщиной 600 нм был сформирован в три стадии: первые 200 нм выращивались при температуре 200°C, следующие 200 нм выращивались при 350°C, последние 200 нм GaAs выращивались при 580°C. Слой GaP толщиной 1130 нм был выращен в два этапа: первые 30 нм выращивались при температуре 230°C модифицированным методом эпитаксии с повышенной миграцией [5], последующие 1100 нм выращивались методом МЛЭ при температуре 580°C.

Оба типа гетероструктур были использованы для роста квантовых точек (КТ) GaAs. Формирование КТ проходило путём осаждения 3 монослоёв GaAs при температуре подложки 550°C.

После КТ были закрыты слоем GaP толщиной 50 нм, выращенном при той же температуре.

Результаты

Темнопольные ПЭМ изображения GaP/Si гетероструктур, полученные в дифракционных рефлексах (002) и (00-2) представлены на рисунках 1 (a, b), соответственно. Области структуры, имеющие различный контраст, соответствуют различным фазам кристалла GaP. При смене дифракционного рефлекса, используемого при построении изображения, контраст картины инвертируется. Как видно из рисунка, несмотря на использование отклонённой подложки Si в структуре имеют место АФГ, т.е. действительно, применение отклонённых подложек не гарантирует полного отсутствия таких дефектов.

Рис. 1. Темнопольные ПЭМ изображения GaP/Si гетероструктуры, полученные в дифракционных рефлексах (002) и (00-2) (рис. (a) и (b), соответственно)

Темнопольные ПЭМ изображения GaP/GaAs/Si гетероструктур, полученные в дифракционных рефлексах (002) и (00-2) представлены на рисунках 1 (c, d), соответственно. Как видно из рисунка, контраст на изображениях, полученных при помощи различных дифракционных рефлексов практически полностью совпадает. Это указывает на полное подавление образования АФГ в таких структурах. К сожалению, рост GaP на GaAs приводит к появлению дополнительных упругих деформаций в слоях GaP, что ведёт к генерации большого числа пронизывающих дислокаций. Тем не менее, плотность дислокаций в таких структурах не превышает 10^9 $см^{-2}$ наблюдаемую в GaP/Si слоях.

Проведены измерения спектров стационарной фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур с GaAs/GaP КТ при комнатной температуре. Измерения проведены в нерезонансном режиме возбуждения носителей заряда в GaP матрице.

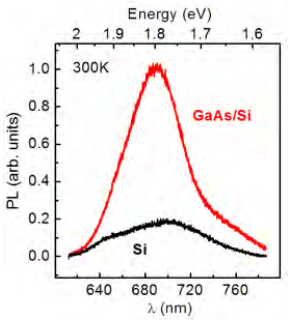


Рис. 2. Спектры стационарной ФЛ гетероструктур с GaAs/GaP КТ, выращенных на GaP/Si и GaP/GaAs/Si слоях. Измерения проведены при комнатной температуре

Результаты измерений представлены на рисунке 2. Как видно из рисунка, в спектрах присутствуют полосы ФЛ, связанные с рекомбинацией носителей заряда в GaAs/GaP КТ [6]. При этом интегральная интенсивность ФЛ КТ, выращенных на GaP/GaAs/Si слоях более чем в 4 раза превосходит интегральную интенсивность ФЛ КТ, выращенных на GaP/Si слоях. Это указывает на заметное снижение концентрации точечных дефектов, выступающих в роли центров безызлучательной рекомбинации в приповерхностных GaP слоях.

Заключение

Предложен новый метод подавления формирования АФГ в слоях GaP/Si. Метод заключается в выращивании промежуточных слоёв GaAs/Si с последующим ростом GaP на этих слоях. Микроскопические исследования показали практически полное подавление образования АФГ в GaP/GaAs/Si гетероструктурах. Применение GaP/GaAs/Si слоёв для роста светоизлучательных структур с GaAs/GaP КТ позволило заметно увеличить эффективность излучательной рекомбинации в КТ.

Литература

1. Chen Sun, et. al., Nature 528, 534 (2015).
2. M. Akiyama, et. al., Jpn. J. Appl. Phys. 23 L843 (1984).
3. Ю.Б. Болховитянов, О.П. Пчеляков, УФН 178, 459 (2008).
4. М.А. Путято, и др., Изв. ВУЗов. Физика 53, 293 (2010).
5. Д.С. Абрамкин и др. ФТП 53, 1167 (2019).
6. D. S. Abramkin, et al., J. Appl. Phys. 112, 083713 (2012).

Моделирование переходных процессов в транзисторных структурах для аналоговых и радиочастотных СБИС на структурах «кремний на изоляторе» с различными дозами имплантации водорода после воздействия импульсного гамма-излучения

Н.Д. Абросимова[1], С.В. Оболенский[2]

[1] Филиал РФЯЦ-ВНИИЭФ «НИИИС им. Ю.Е. Седакова», Нижний Новгород, ул. Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603951

[2] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603105

*andnenastik@inbox.ru

Представлены результаты моделирования отклика и релаксации параметров МОП транзисторов с длиной канала 0,1 мкм, 0,35 мкм, 1 мкм на воздействие импульса и серии импульсов гамма-излучения на структурах «кремний на изоляторе» с различными дозами имплантации водорода.

Современные интегральные микросхемы в радиоэлектронной аппаратуре различного рода могут подвергаться воздействию импульса или серии импульсов ионизирующих излучений природного или техногенного происхождения, в результате чего частично или полностью терять свои функциональные возможности. Выход из строя микросхемы может повлечь за собой отказ работы всего комплекса, в состав которого она входит. Поэтому задача гарантированного обеспечения радиационной стойкости ИМС является актуальной. Наиболее чувствительными к воздействию ИИ являются транзисторные структуры. Большинство аналоговых схем построены по структуре ИОУ (интегральный операционный усилитель), таким образом, на их примере можно выяснить влияние радиационных эффектов на характеристики аналоговых микросхем. Элементы ИС при определенных условиях могут обладать эффектом памяти, и при воздействии серии импульсов реакция на каждый последующий импульс будет отличаться от реакции на предыдущий. Это может существенно снизить время восстановления работоспособности и уровень бессбойной работы. В настоящее время эти эффекты недостаточно исследованы.

Несмотря на то, что интегральные схема на структурах «кремний на изоляторе» считаются достаточно стойкими к воздействию импульсных ионизирующих излучений, остаточный водород в объеме диэлектрика и на границах с приборных слоем и подложками может оказывать влияние на характер ионизационных и релаксационных процессов в объеме окисла, на границе раздела окисел — кремний и в областях индуцированной инверсной проводимости кремния вблизи границы с диэлектриком [1-3].

Целью работы являлось моделирование релаксации параметров КНИ МОП транзисторов с длиной канала 0,1 мкм, 0,35 мкм, 1 мкм на структурах с различными дозами имплантации водорода.

Моделирование проводилось в программном комплексе Silvaco TCAD. Распределение полей, токов, концентрации носителей определяются системой уравнений (1)–(8):

$$\Delta V = q/\varepsilon_{-}\left(n(F_n) - N_{+}(F_n) + N_{-}(F_n)\right) \quad (1)$$

$$\partial n(F_n)/\partial t = 1/q\,(\nabla, j) + G - R \quad (2)$$

$$j_n = -qn\boldsymbol{v}(F_n) + q\nabla(D(F_n)n(F_n)) \quad (3)$$

$$j_W = -n(F_n)W\boldsymbol{v}(F_n) + \nabla(D(F_n)n(F_n)W) \quad (4)$$

$$j_t = j + \frac{\partial E}{\partial t} \quad (5)$$

$$E = -\nabla V \quad (6)$$

$$\partial\left(W_n(F_n)\right)/\partial t = (\nabla, \boldsymbol{j}_W) + (\boldsymbol{j}, \boldsymbol{E}) + GW_e - \\ - n(F_n)(W - W_0)/\tau_W(F_n) \quad (7)$$

$$\partial m(W)\boldsymbol{v}(F_n)/\partial t = -q\boldsymbol{E} - m(W)/\tau_p(F_n)\,\boldsymbol{v}(F_n) \quad (8)$$

где V – потенциал; n – концентрация электронов; $N+$, $N-$ – концентрации положительно и отрицательно заряженных ионов (доноров, акцепторов, радиационных дефектов); j, j_t – плотность электронного и полного тока; j_W – плотность потока энергии электронов; W, W_0 – неравновесная и равновесная энергия электрона соответственно; τ_w – время релаксации энергии; τ_p – время релаксации импульса; m – эффективная масса электрона; D – коэффициент диффузии электронов; $\boldsymbol{\nu}$ – дрейфовая скорость электронов; E – напряженность электрического поля; ε_s – диэлектрическая проницаемость; Fn – флюенс нейтронов; q – абсолютная величина заряда электрона; m – эффективная масса электронов; G – коэффициент генерации носителей заряда при воздействии излучения (учитывается только в момент действия ионизирующего излучения); R – коэффициент рекомбинации (для униполярных приборов учитывается в момент и непосредственно после действия ионизирующего излучения); We – средняя энергия генерируемого электрона (учитывается только в момент действия ионизирующего излучения). Для учета тока дырок в систему уравнений (1)–(8) добавляются аналогичные уравнения.

Для учета влияния ловушек на параметры генерации-рекомбинации носителей модель Шоккли-Рида-Холла модифицировалась следующим образом:

$$R = \sum_{\alpha=1}^{l} R_{n_\alpha} + \sum_{\beta=1}^{m} R_{n_\beta} \quad (9)$$

где l – количество донорных ловушек, m – количество акцепторных ловушек, а скорость рекомбинации R вычислялась как

$$R_{n,p} = (pn - n_{ie}^2)/[\tau_N \times Delta1 + \tau_P \times Delta2] \quad (10)$$

$$Delta1 = p + (1 \,/\, DegF) \times \times n_{ie} exp[(E_i - E.Level)/kT_L] \quad (11)$$

$$Delta2 = n + (1 \,/\, DegF) \times \times n_{ie} exp[(-E_i + E.Level)/kT_L] \quad (12)$$

В (11) и (12) $DegF$ – фактор вырождения, $E.Level$ – уровень ловушки, T_L – температура решетки.

Времена жизни электронов и дырок обратно пропорциональны сечению захвата, тепловой скорости и плотности ловушек.

Получено, что пороговое напряжение МОП транзисторных структур слабо зависит от дозы имплантации водорода при формировании структур КНИ, зависимость электронной составляющей токов утечки немонотонно зависит от дозы имплантации водорода.

Литература

1. Белоус А.И., Солодуха В.А., Шведов С.В. Космическая электроника. В 2-х книгах. Книга 2. М.: Техносфера, 2015. 488 с.
2. Schroder D.K. Semiconductor Material and Device Characterization. John Wiley and Sons, 1990.
3. Першенков В.С., Попов В.Д., Шальнов А.В. Поверхностные радиационные эффекты в элементах интегральных микросхем. М.: Энергоатомиздат, 1988. 256 с.

Влияние дозы имплантации водорода на релаксацию электрофизических характеристик структур «кремний на изоляторе» после воздействия рентгеновского излучения

Н.Д. Абросимова[1, *], П.А. Юнин[3], М.Н. Дроздов[3], С.В. Оболенский[2]

1 Филиал РФЯЦ-ВНИИЭФ «НИИИС им.Ю.Е. Седакова», Нижний Новгород, ул. Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603951.

2 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603105.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*andnenastik@inbox.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований релаксации электрофизических параметров структур КНИ с различной дозой имплантации водорода после воздействия стационарного рентгеновского излучения. Методы ВЧ ВФХ, псевдо-МДП транзистора позволили получить информацию о накопленном заряде, плотности поверхностных состояний, энергетических уровнях дефектов, концентрации и подвижности носителей. Примесный состав и профиль водорода определялись методом ВИМС, структурное совершенство слоев оценивалось с помощью методов XRR, XRD.

Введение

Технология изготовления структур «кремний-на-изоляторе» – исторически первая коммерчески освоенная технология КНИ, специально предназначенная для обеспечения производства быстродействующих, а также радиационно-стойких ИС за счет значительного снижения паразитных емкостей и практически полного исключения токов утечки через подложку между соседними активными элементами ИС.

Технологии формирования структур КНИ с использованием водородного переноса и прямого сращивания имеют ряд преимуществ по отношению к другим методам:

-периоды кристаллических решеток соединяемых материалов могут не совпадать;

-возможность изготовления многослойных структур со сверхтонкими слоями

-возможность интеграции цифровых, аналоговых и радиочастотных элементов на одной пластине – системы в корпусе, системы на кристалле.

Имплантация водорода является одной из ключевых операций при формировании таких структур, во многом определяющей качество готовой структуры. Диапазон применяемых для расщепления доз составляет от 3×10^{16} до 10^{17} ион/см^2 . Толщина отщепляемого слоя может изменяться в диапазоне десятков нанометров, при этом расщепление может происходить не только по пику пробегов атомов водорода, но и по пику имплантационных дефектов. Характер и плотность распределения имплантационных дефектов также зависят от дозы.

Принято считать, что финальный высокотемпературный отжиг удаляет весь водород и образованные им комплексы, однако измерения методом ВИМС показывают, что это не так.

Остаточный водород в структуре КНИ может пассивировать оборванные связи, модифицировать электрические свойства точечных дефектов, изменять их энергетические уровни, что может приводить к заметному изменению электрофизических характеристик вплоть до образования слоев инверсной проводимости.

Влияние дозы имплантации водорода на трансформацию примесно-дефектной системы структур КНИ при воздействии ионизирующих излучений может быть неоднородным и неоднозначным.

Целью работы являлось исследование влияния дозы имплантации водорода на релаксацию электрофизических характеристик структур «кремний на изоляторе» после воздействия рентгеновского излучения.

Методика эксперимента

Структуры КНИ имели р-тип проводимости, водород имплантировался с дозами в диапазоне от 4,5 до 7 10^{16} $см^{-2}$, толщина приборного слоя составляла порядка 60 нм, скрытого диэлектрика 150 нм.

Измерения электрофизических характеристик проводились методами ВЧ ВФХ, псевдо-МДП транзистора.

Структурное совершенство слоев структур КНИ оценивалось методами XRD, XRR.

Измерения профиля водорода проводились методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на установке TOF.SIMS-5 фирмы IONTOF с времяпролетным масс-анализатором. Концентрация водорода определялась в соответствии с методикой, изложенной в [1].

Результаты и обсуждение

В исследуемых структурах КНИ, как видно из рисунка 1, зафиксировано наличие атомов углерода и SiN. Пики профилей расположены у поверхности приборного слоя и на границах скрытого диэлектрика и полупроводника, концентрация выше на границе с подложкой. Водород, как видно из рисунка 2, присутствует в скрытом диэлектрике, в большей степени на границе с подложкой. Различие в профилях водорода для структур с различной дозой имплантации заметно только у границы скрытого диэлектрика с приборным слоем.

Совместный анализ методами XRD и XRR показал наличие слоя с отличной от Si и SiO_2 плотностью на границе скрытого диэлектрика и подложки. На границе с приборным слоем изменения плотности не зафиксировано. Получено, что кристаллическое качество структуры 5 лучше, чем структуры 4.

Вольт-амперные характеристики структур КНИ, полученные методами псевдо-МДП транзистора, не имеют различий в области дырочного тока, но существенно отличаются в области электронной проводимости.

Зафиксирован различный характер релаксационной зависимости и время восстановления электрофизических параметров для структур КНИ с различной дозой имплантации водорода.

Работа выполнена при финансовой поддержке Национального Центра физики и математики (НЦФМ). Измерения были выполнены в лаборатории диагностики радиационныхдефектов в твердотельных наноструктурах ИФМ РАН"

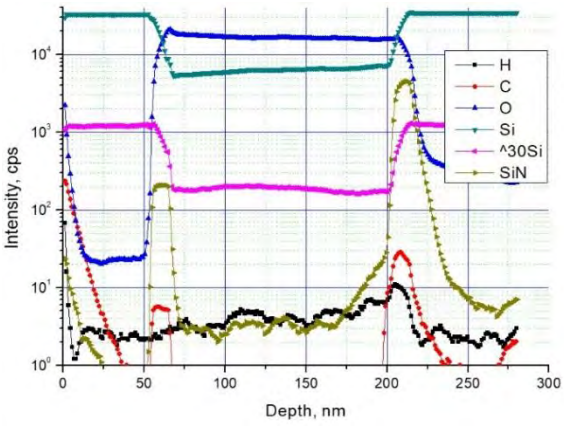


Рис. 1. Профили примесей по глубине структуры КНИ

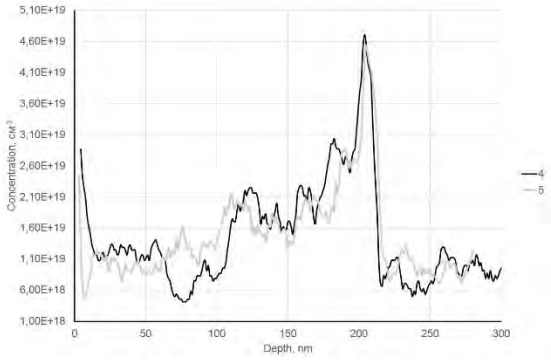


Рис. 2. Профили водорода по глубине структур КНИ с различной дозой имплантации водорода

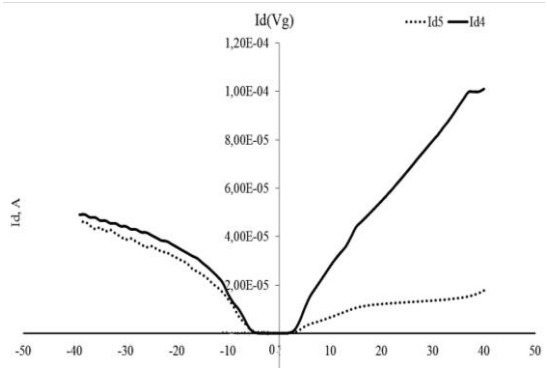


Рис. 3. Сток-затворные ВАХ структур КНИ с разными дозами имплантации водорода, полученные методом псевдо-МДП транзистора

Литература

1. Н.Д. Абросимова, М.Н. Дроздов, С.В. Оболенский. // Журнал технической физики. – 2020. – Т. 90. – № 11. – С. 1850-1853.

Молекулярно-пучковая эпитаксия и фотолюминесцентные свойства тонких пленок GaTe/GaAs

П.С. Авдиенко[1, *], И.В. Седова[1], Д.Д. Фирсов[2], О.С. Комков[1, 2], С.И. Трошков[1], М.А. Яговкина[1], С.В. Сорокин[1]

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ", ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376.

*pavdienko@ioffe.mail.ru

Тонкие пленки GaTe выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках GaAs(001). Установлена корреляция между условиями МПЭ и фазовым составом формируемых плёнок. Приведены данные, позволяющие сделать выводы о природе широкой полосы излучения с E = 1,45 эВ при T = 11 K, которая доминирует в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) слоев GaTe/GaAs.

Введение

Слоистые полупроводниковые соединения III–VI обладают уникальными электрическими и оптическими свойствами, необходимыми для разработки нового поколения высокоэффективных оптоэлектронных приборов. В частности, теллурид галлия (GaTe), будучи прямозонным полупроводником с $E_g \approx 1{,}7$ эВ (300 K), является перспективным материалом для создания высокочувствительных фотоприемников и термоэлектрических устройств [1, 2]. В настоящей работе представлены исследования структурных и оптических свойств тонких пленок GaTe, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках GaAs(001) при использовании стандартных эффузионных ячеек Ga и Te в качестве источников молекулярных пучков.

Результаты и обсуждение

Параметры МПЭ (температура роста T_S, соотношение эквивалентных давлений пучков P_{Te}/P_{Ga}), а также средние скорости роста (R) и толщины (d) выращенных слоев GaTe/GaAs(001) представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Параметры МПЭ GaTe/GaAs слоев

GaAs	**Образец**	T_S, **°C**	Te/Ga (BEP)	R, **нм/мин**	d, **нм**
(001)	S1	450	11	1,28	230
	S2	530	15	1,82	200
	S3*	520; 545	16	1,98	278
	S4	550	18	1,53	184

*двухстадийный рост: T_{S1} = 520°C – 80 мин.; T_{S2} = 545°C – 60 мин.

Слои GaTe могут кристаллизоваться как в термодинамически стабильной моноклинной фазе (m), так и метастабильной гексагональной фазе (h), которая может переходить в m-GaTe при увеличении толщины и/или температуры. Кривые рентгеновской дифракции (РД) подтверждают сосуществование фаз h- и m-GaTe во всех выращенных слоях GaTe/GaAs(001) (Рис. 1(a)). При этом пик, связанный с h-GaTe (~21,5°), практически отсутствует в слое GaTe, выращенном при T_S = 550°C. Мы предполагаем, что наличие этого пика в кривых РД связано с существованием латеральных гетерофазных h/m гомопереходов в растущем слое [3].

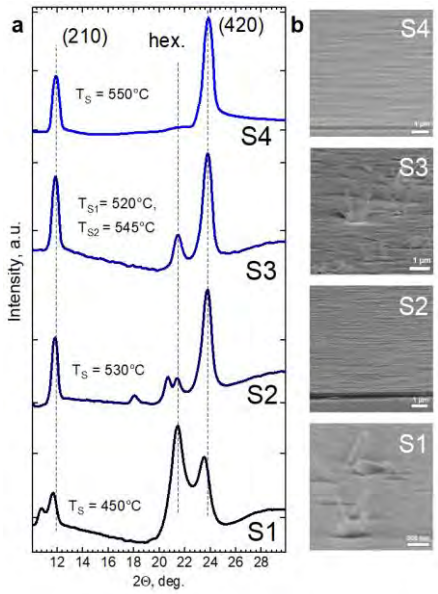


Рис. 1. (a) Кривые РД и (b) РЭМ изображения поверхности слоев GaTe/GaAs(001)

Изображения поверхности слоев GaTe/GaAs(001), полученные методом растровой электронной микроскопии (РЭМ), представлены на Рис. 1(b). Слои GaTe, выращенные при $T_S > 520$°C (S2–S4), обладают заметной анизотропией рельефа поверхности, связанной с выравниванием направления [010] формируемого слоя *m*-GaTe вдоль направления [110] подложки GaAs(001) за счёт малого (менее 2%) эффективного рассогласования решеток между $d_{(010)}^{m-GaTe}$ и $d_{(110)}^{GaAs}$. Наблюдаемая ориентация слоя *m*-GaTe только вдоль направления [110] подложки GaAs при отсутствии ориентации вдоль ортогонального направления [1-10] GaAs вызвана анизотропией атомной структуры поверхности подложки GaAs(001), формируемой перед началом эпитаксиального роста. При этом переход от изначальной реконструкции поверхности (2×4)As к реконструкции (2×1) определяется наличием фона Te (Se) в камере роста МПЭ. Относительно планарная поверхность слоя GaTe была получена при $T_S = 550$°C и соотношении потоков Te/Ga = 18 (образец S4). Картины электронной дифракции из выделенной области (ЭДВО) образца S4 (не приведены здесь) подтверждают, что при используемых условиях МПЭ слой GaTe формируется в моноклинной фазе. Увеличение T_S также сопровождается снижением средней скорости осаждения GaTe при используемом потоке Ga, что связано с увеличением скорости десорбции GaTe с поверхности роста. При дальнейшем увеличении $T_S > 560$°C при используемых потоках Ga и Te рост GaTe не наблюдался.

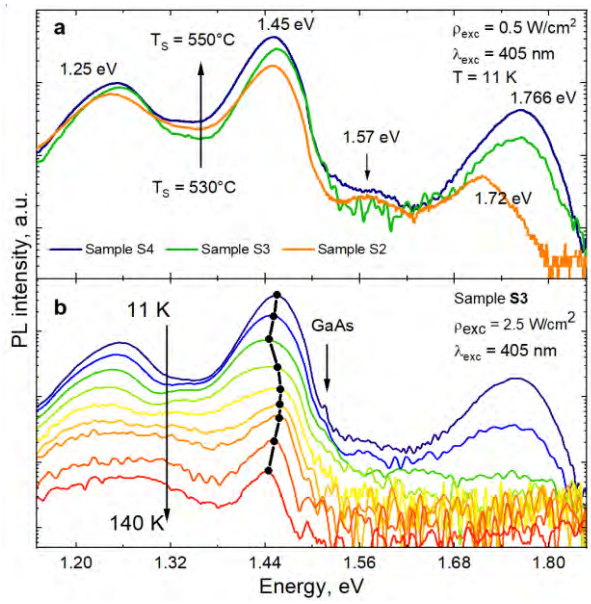


Рис. 2. (a) Спектры ФЛ слоев GaTe/GaAs(001), выращенных при различных T_S. (b) Температурная зависимость спектров ФЛ образца S3. Черными точками отмечены положения максимумов доминирующей полосы излучения

В спектрах фотолюминесценции (ФЛ) всех выращенных слоев GaTe/GaAs(001), измеренных при плотности мощности возбуждения ρ_{exc} = 0,5 – 2,5 Вт/см^2 (T = 11 K), наблюдаются четыре ярко выраженные полосы излучения, максимумы которых расположены при ~1,72 – 1,77 эВ, 1,57 эВ, 1,45 эВ и 1,25 эВ (Рис. 2). Полоса излучения с $E > 1,7$ эВ, расположенная вблизи края фундаментального поглощения *m*-GaTe, демонстрирует заметный коротковолновый сдвиг, а также увеличение интегральной интенсивности при увеличении T_S слоев GaTe (Рис. 2(a)). Слабая широкая полоса с $E = 1,57$ эВ в спектрах ФЛ связана с рекомбинацией донорно-акцепторных пар в GaTe [2,3], в то время как полоса с $E = 1,25$ эВ, по-видимому, соответствует излучению вакансионных комплексов в GaAs [3]. При этом сам пик ФЛ от подложки GaAs отчетливо наблюдается на коротковолновой стороне широкой полосы излучения с максимумом $E = 1,45$ эВ (ρ_{exc} = 2,5 Вт/см^2, T = 11 K) (см. Рис. 2(b)), которую в работе [2] связали с около-краевым излучением из *h*-GaTe. Тем не менее, сопоставление данных РД и ФЛ подтверждает отсутствие корреляции между интенсивностью ФЛ (I_{PL}) полосы с $E = 1.45$ эВ и содержанием фазы *h*-GaTe в исследуемых образцах. Более того, спектры ФЛ образца S3, измеренные в диапазоне T = 11 – 140 K (Рис. 2(b)), показывают, что I_{PL} полосы, связанной с излучением связанных экситонов в *m*-GaTe, быстро спадает и полностью исчезает при T > 60 K, в то время как температурная зависимость энергетического положения максимума полосы с $E = 1,45$ эВ (T = 11 K) носит немонотонный «*S*-образный» характер, характерный для состояний, связанных с дефектами. Учитывая возможность образования латеральных гетерофазных *h/m* гомопереходов в слое GaTe, мы полагаем, что полоса излучения с $E \approx 1,45$ эВ, доминирующая в спектрах ФЛ тонких пленок GaTe/GaAs, связана с излучением эмиссионных центров, локализованных на краях отдельных доменов.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №20-32-90178.

Литература

1. X. Yuan *et al.* // Nano Res. 8, 3332–41 (2015).
2. S.H. Huynh *et al.* // ACS Appl. Nano Mater. 4, 8913–21 (2021).
3. S. Sorokin *et al.* // Materials 13, 3447 (2020).

Уменьшение вклада от AMP эффекта при детектировании спиновых токов в структурах на основе кремния: Py/Si:Bi:P

Н.И. Аверина[1], А.А. Ежевский[1], Д.В. Гусейнов[1], А.В. Сухоруков[1], А.В Новиков[2], Д.В. Юрасов[2], Н.С. Гусев[2], И.А. Зубанов[1], Е.А. Калинина[1]

1 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

*nataliya.averina28@mail.ru

При генерации спинового тока в n-Si методом спиновой накачки и детектирования с использованием инверсного спинового эффекта Холла возникает сигнал AMP эффекта, величину которого можно существенно уменьшить за счёт использования плёнки пермаллоя, разрезанной поперёк линий тока.

Введение

В настоящее время активно развивается полупроводниковая спинтроника. Интерес к ней вызван преимуществами спинового тока перед зарядовым. Высокое быстродействие устройств спинтроники может быть достигнуто благодаря тому, что не обязательно перемещать в пространстве заряд и связанную с ним массу. Для управления и обнаружения спинового тока представляет экспериментальный и теоретический интерес спиновый эффект Холла и обратный спиновый эффект Холла. Эффективность преобразований характеризуется углом спин-Холла, являющимся важным параметром для интеграции технологий спинового тока в электронные технологии, основанные на зарядовом токе.

Методика эксперимента

Исследование инверсного спинового эффекта Холла и AMP проводилось на образцах кремния, легированного висмутом и фосфором Py/Si:Bi:P, полученых по методике, описанной в [1].

Методом МЛЭ на подложку КНИ наносился нелегированный слой Si толщиной 500 нм, легирование которого донорами Bi и P осуществлялось методом ионной имплантации.

Методом взрывной литографии и магнетронного распыления наносились омические контакты Au/Ti и сплошной и разрезанный слой Py толщиной 10 нм.

Линии ФМР в слое пермаллоя возбуждались с помощью спектрометра электронного парамагнитного резонанса Bruker_EMX-plus-10/12, работающего на микроволновой (MW) частоте 9.4 ГГц. Измерения проводились при комнатной температуре.

При исследовании ИСХЭ снимались угловые зависимости измеряемого напряжения от положения вектора магнитного поля в плоскости структуры. Напылённая плёнка пермаллоя разрезалась поперёк линий тока.

Результаты и их обсуждение

Кремний обладает слабым спин-орбитальным взаимодействием (СОВ), благодаря чему ему свойственны большие времена спиновой релаксации. Для генерации спиновых токов в кремнии, мы модифицировали его СОВ путем введения висмута.

Bi является тяжёлым донором. Он вносит большой спин-орбитальный потенциал, на котором рассеиваются спины носителей. При большой концентрации висмута длина спиновой диффузии мала [2] и спиновый ток может быстро затухнуть, поэтому кремний легировали висмутом до концентрации порядка 10^{16} $см^{-3}$. Фосфор так же обладает слабым СОВ, поэтому его роль – обеспечить структуру кремния металлической проводимостью для усиления спиновой накачки. Концентрация фосфора в кремнии $\sim 5 \cdot 10^{19}$ $см^{-3}$.

При детектировании сигнала напряжения помимо ИСХЭ необходимо было учесть эффект анизотропного магнитосопротивления (AMP) в пермаллое, вносящий вклад в измеряемый сигнал. Этот эффект также известен под названием – планарный эффект Холла.

Для уменьшения сигнала АМР слой пермаллоя разрезался на 10 полосок шириной 150 мкм, расстояние между которыми составляло 15 мкм (Рис. 1).

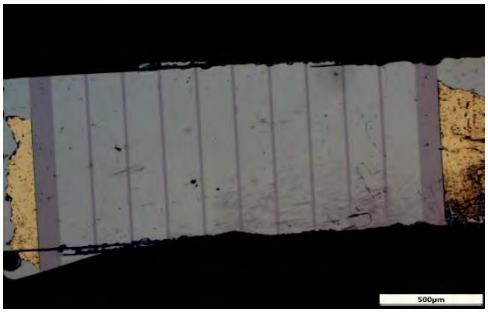


Рис. 1. Изображение разрезанного слоя пермаллоя

Расчёт вклада сигнала АМР для случая, когда пермаллой Py разрезался поперек линий тока, проводился с использованием метода контурных токов при значений сопротивлений, которые посчитаны по приведённым ранее параметрам структуры [1]: R_{Py} – сопротивление полоски пермаллоя, R(Si:Bi:P) – сопротивление легированного слоя кремния, R'_c и R_c – контактные сопротивления, связанные с контактом пермаллоя и кремния.

На рис.2 представлена эквивалентная схема такой структуры:

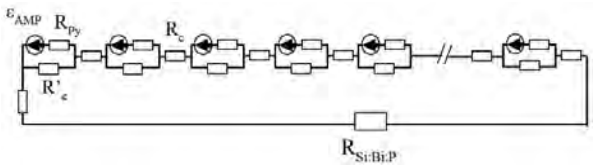


Рис. 2. Эквивалентная схема структуры со слоем пермаллоя, разрезанным поперек линий тока

Каждой полоске пермаллоя соответствует источник ЭДС, возникающей за счет эффекта АМР, сопротивление пермаллоя и шунтирующее контактное сопротивление. 10 таких цепочек соединены последовательно. Между ними имеется контактное сопротивление полосок пермаллоя, на котором в основном падает всё напряжение. С помощью характериографа измерено сопротивление между крайними полосками пермаллоя, равное 200 Ом. Контактное сопротивление R_c в таком случае принимается примерно равным 20 Ом. 10 последовательных цепочек параллельно подсоединены к сопротивлению кремния 100 Ом.

Из проведённых расчётов следует, что при разрезании пермаллоя поперёк линий тока на 10 полосок сигнал АМР уменьшается примерно в 12 раз.

На рис.3 представлена угловая зависимость напряжения ИСХЭ.

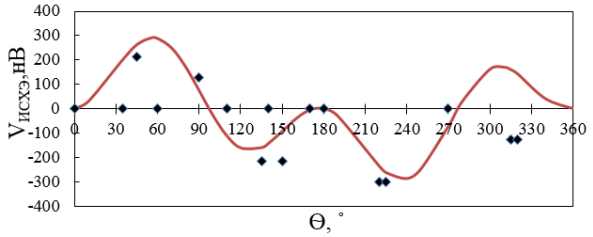


Рис. 3. Экспериментальная (точки) и рассчитанная (сплошная линия) зависимости сигнала ИСХЭ в структуре с разрезанным слоем пермаллоя

Поскольку вкладом от АМР эффекта теперь можно пренебречь, то теоретическая зависимость сигнала ИСХЭ на рис.3 построена из соображений, что в слое кремния возможны не только междолинные переходы электронов, но существует конечная вероятность переходов электронов внутри долин кремния. Часть сигнала ИСХЭ, обусловленная внутридолинными переходами электронов, будет пропорционален sinΘ. Тогда весь сигнал ИСХЭ пропорционален $(a\cdot\sin\Theta+b\cdot\sin\Theta\cdot\sin 2\Theta)$. Переходы в одной долине по расчётам дают меньший вклад в сигнал, чем переходы между долинами.

Литература

1. A. A. Ezhevskii, D. V. Guseinov, A. V. Soukhorukov, A. V. Novikov, D. V. Yurasov, and N. S. Gusev. Spin pump induced inverse spin Hall effect observed in Bi-doped n-type Si. Phys. Rev. B 101, 195202 (2020).

2. A. A. Ezhevskii, D. V. Guseinov, A. V. Soukhorukov, *et al.* // Semiconductors, 2021, Vol. 55, No. 8, pp. 877–881.

3. Tetlow H. Semiconductor spintronics: Tuning the spin Hall effect in Si / H. Tetlow, M. Gradhand// Phys. Rev. B 87, 075206 (2013).

4. E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara, Appl. Phys. Lett. 88, 182509 (2006).

Динамическая поляризация ядер в полупроводниках в условиях терагерцового излучения

Н.С. Аверкиев[1, *], М.Б. Лифшиц[1, §], D. But[2], G. Martinez[3], W. Knap[2, 4]

1 ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Политехническая ул. 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 CENTERA Laboratories, Institute of High Pressure Physics PAS, Warsaw 01-142, Poland.

3 Grenoble High Magnetic Field Laboratory, Grenoble, Cedex 9, France.

4 Laboratory Charles Coulomb, University of Montpellier and CNRS, Montpellier F-34095, France

*averkiev@les.ioffe.ru, §marli@mail.ru

Зарегистрирована большая степень неравновесной спиновой поляризации ядер фосфора в Si при относительно слабых уровнях накачки в сверхсильных магнитных полях и низких температурах. На основе кинетических уравнений для заселенностей уровней проанализированы зависимость степени поляризации от уровней накачки, величины магнитного поля и температуры. Показано, что за процессы спиновой и кросс-релаксации отвечают однофонноные процессы, и время спиновой релаксации много короче времени кросс-релаксации

Теоретически и экспериментально исследованы особенности динамической ядерной поляризации в широком диапазоне высоких частот (вплоть до 0,5 ТГц) и сильных магнитных полях (до 16Т) в условиях электронного спинового резонанса для мелких доноров фосфора в кремнии. Эксперименты проводились на образцах Si: P с концентрацией доноров от $3*10^{15}$ см$^{-3}$ до $5*10^{15}$ см$^{-3}$.В качестве источника терагерцового излучения с частотами 0,25, 0,3, 0,35 и 0,43 ТГц использовался газовый лазер дальнего инфракрасного диапазона. Неравновесная стационарная поляризация ядер возникает из-за сверхтонкого взаимодействия спинов электрона и ядра примеси, и возможна при ненулевой вероятности переходов с одновременным переворотом спина электрона и ядра. Неравновесная степень ядерной поляризации превосходит равновесную на много порядков, поскольку последняя незначительна из-за малой величина расщепления спиновых уровней ядра во внешнем магнитном поле. Время установления термодинамического равновесия в изолированной от электрона ядерной системе предполагается самым длинным. Спин ядра фосфора и спин электрона, локализованного на доноре равны 1/2, это позволяет получить относительно простую систему кинетических уравнений для заселенностей четырех уровней. Низкие температуры, используемые в экспериментах означают, что заселенности электронных спиновых подуровней различаются значительно и в этих условиях высокая степень ядерная поляризация возможна при относительно слабых уровнях накачки. Нами показано, что экспериментально наблюдаемые постоянные времени ядерной поляризации всегда отличаются от времен кросс-релаксации и зависят от мощности накачки, а в случае эффекта Оверхаузера (резонанс полностью насыщен) экспериментально определенные постоянные времени в два раза больше, а конечная поляризация ядер в два раза меньше, чем считалось ранее. Использование сильных магнитных полей означает, что резонансная частота основных переходов попадает в терагерцовую область частот. Это позволило установить, что время кросс-релаксации не зависит от температуры в широком интервале вплоть до 5К и время спиновой релаксации на много порядков короче времени кросс-релаксации. Это означает , что основным механизмом спиновой релаксации и кросс-релаксации является однофононные процессы, эффективность кросс-релаксации подавлена за счет малости отношения величины сверхтонкого расщепления к спиновому расщеплению в магнитном поле. Микроскопической причиной переходов с переворот спина является модуляция g-фактора электрона равновесными акустическими фононами, поскольку это позволяет описать температурную и полевую зависимость времени кросс-релаксации. Установлено, что время кросс-релаксации лежит в интервале от 10 до 1000 сек в зависимости от величины магнитного поля. Показано, что все скорости спиновой релаксации в условиях терагерцовых частот (сильные магнитные поля) для доноров в Si могут быть описаны одной зависимой от типа донора константой.

Пространственно-временная динамика свободных и связанных экситонов в монослоях MoS_2

М.А. Акмаев[1 *], М.М. Глазов[2], М.В. Кочиев[1], П.В. Винокуров[3], С.А. Смагулова[3], В.В. Белых[1, §]

1 Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

2 Физико-технический институт им. А. Ф.Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

3 Северо-Восточный федеральный университет им. М. К. Аммосова, ул. Белинского, 58, Якутск, 677000.

*akmaevma@lebedev.ru, §belykh@lebedev.ru

Исследована спектрально- и пространственно-временная динамика фотолюминесценции монослоев MoS_2. Помимо линии свободных А-экситонов обнаружена низкоэнергетическая линия, приписываемая линии связанных экситонов, которая доминирует при низких температурах. Данная линия испытывает сильный красный сдвиг при увеличении температуры и имеет субмикросекундную временную динамику. Для свободных А-экситонов, изучая пространственно-временную динамику, обнаружен диффузионный характер пространственного распространения экситонов с коэффициентом диффузии достигающим 40 $см^2/с$. Для связанных экситонов наблюдается распространение, которое достигает десятков микрометров и имеет субдиффузионный характер. Для объяснения данного результата предложена модель на основе совместного действия диффузии и Оже-рекомбинации экситонов.

Введение

В атомарно-тонких слоях дихалькогенидов переходных металлов (ДХПМ) экситонные линии в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) доминируют даже при комнатной температуре, что стимулирует интенсивное изучение экситонной физики в этих структурах [1]. При низких температурах большую роль начинает играть неоднородный профиль потенциала, который чувствуют экситоны. В результате этого в спектрах ФЛ могут начать доминировать связанные экситоны [2]. Несмотря на активное изучение связанных экситонов, их динамика ФЛ, а в особенности пространственно-временная динамика, все еще плохо изучена.

Методика эксперимента

Монослои MoS_2 были выращены на кремниевой подложке с помощью химического осаждения из газовой фазы [3]. Основными методами исследования монослоев MoS_2 были стационарная и разрешенная по времени микро ФЛ в интервале температур 5 – 300 К. Лазерное излучение фокусировалось с помощью микрообъектива на образце в пятно диаметром ~ 3 мкм. При исследованиях стационарной ФЛ возбуждение производилось излучением (457 нм) полупроводникового непрерывного лазера. Спектры ФЛ регистрировались с помощью спектрометра с Si-CCD матрицей. При измерениях разрешенной во времени ФЛ использовалась вторая гармоника (400 нм) излучения импульсного (2 пс) титан-сапфирового лазера на частоте 76 МГц. При измерениях динамики в широком временном диапазоне частота повторения лазерных импульсов уменьшалась с помощью селектора импульсов. Регистрация проводилась с помощью стрик-камеры, сопряженной со спектрометром с разрешением до 5 пс.

Результаты

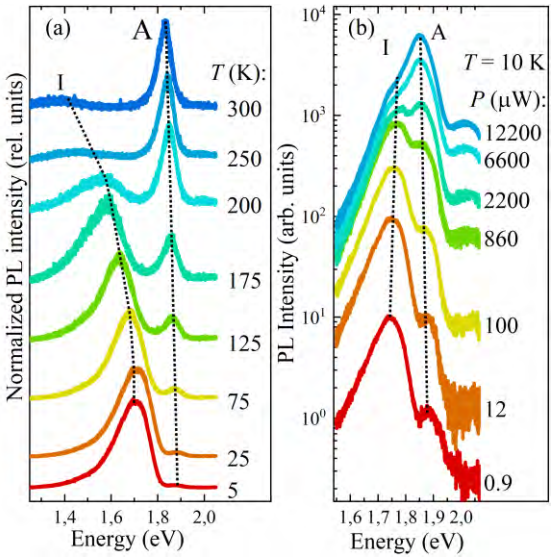


Рис. 1. Спектры ФЛ монослоя MoS_2. «А» обозначает прямой А-экситон. «I» - связанный экситон. (a) Зависимость спектров ФЛ от температуры. (b) Зависимость спектров ФЛ от мощности возбуждения при температуре 10 К [2]

На рис. 1 (a) показаны спектры ФЛ монослоя MoS_2 в зависимости от температуры. При комнатной температуре наблюдается линия от прямого А-экситона. При уменьшении температуры появляется низкоэнергетическая линия (I на рис. 1), которую мы приписываем линии связанных экситонов. При низких температура она доминирует, а при увеличении температуры отношение интенсивностей I-экситонов к А-экситонам уменьшается. К тому же линия I-экситонов испытывает сильный красный сдвиг по сравнению с линей А-экситонов. Это может быть связано с термической активацией локализованных экситонов и их последующим захватом в более низкие энергетические состояния.

На рис. 1 (b) показаны спектры ФЛ в зависимости от мощности накачки при температуре 10 К. Интенсивность ФЛ от линии I-экситонов имеет сублинейную зависимость от мощности, в то время как линия А-экситонов имеет линейную зависимость. В результате при высокой мощности накачки в спектрах ФЛ начинает доминировать линия А-экситонов. К тому же при увеличении мощности накачки линия А-экситонов испытывает красный сдвиг, в то время как линия I-экситонов – синий сдвиг. Это может быть вызвано тем, что I-экситоны локализованы в ловушках, которые имеют несколько энергетических уровней. При увеличении мощности заполняются верхние уровни и, как следствие этого, энергетическое положение линии увеличивается. Все эти факты говорят о том, что низкоэнергетическая линия I-экситонов вызвана рекомбинацией связанных экситонов.

Далее мы изучали динамику ФЛ монослоев MoS_2. На коротком временном интервале (~100 пс) доминирует динамика от А-экситона, как при высокой, так и при низкой температуре (рис. 2 (a)). При низкой температуре видна динамика от связанных экситонов (рис. 2 (b)), которая наблюдается на временах до ~1 мкс, и имеет неэкспоненциальный характер.

На рис. 2 (c)-(e) показана пространственно-временная динамика ФЛ. Для А-экситонов пространственно-временная динамика наблюдается только при высокой температуре. Разбегание А-экситонов имеет диффузионный характер, с коэффициентом диффузии D, который увеличивается при увеличении мощности накачки (рис. 2 (f)). При низких температурах диффузия сильно подавлена и не может быть нами зарегистрирована.

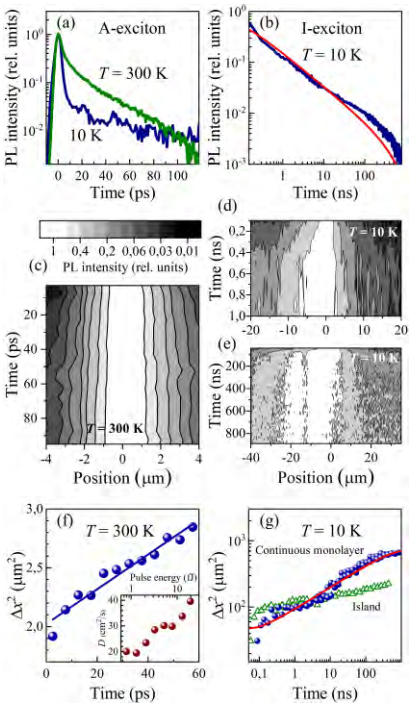


Рис. 2. (a) Динамика ФЛ монослоя MoS_2 в коротком временном интервале. Наблюдается ФЛ от А-экситонов при высокой и низкой температурах. (b) Динамика ФЛ на большом временном интервале. Наблюдается ФЛ от связанных экситонов. (c)-(e) Пространственно-временная динамика ФЛ на разных временных интервалах. (f), (g) Зависимость квадрата ширины пространственного профиля ФЛ для А-экситонов (f) и связанных I-экситонов (g) [2]

Из-за большого времени жизни связанных экситонов они распространяются на расстояния вплоть до нескольких десятков мкм (рис. 2 (d), (e), (g)) с субдиффузионным характером распространения (рис. 2 (g)). Для объяснения данного эффекта была предложена теоретическая модель, которая учитывает влияние Оже-рекомбинации экситонов. На рис. 2 (b), (g) красной кривой показан расчет на основе данной модели, который хорошо совпадает с экспериментальными данными. Более подробно данные результаты изложены в нашей работе [2].

Работа поддержана мегагрантом № 075-15-2021-598.

Литература

1. G. Wang, A. Chernikov, M. M. Glazov *et al.* // Rev. Mod. Phys., V. 90, 021001 (2018).
2. M. A. Akmaev, M. M. Glazov, M. V. Kochiev *et al.* // Appl. Phys. Lett. V. 119, 113102 (2021).
3. S. A. Smagulova, P. V. Vinokurov, A. A. Semenova *et al* // Semiconductors V. 54, 454 (2020).

Поглощение двумерных плазмонов в структурах с несколькими квантовыми ямами

В.Я. Алешкин[1,*], А.А. Дубинов[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

*aleshkin@ipmras.ru

Теоретически изучено затухание двумерных (2D-) плазмонов в структурах с несколькими квантовыми ямами, обусловленное поглощением на свободных носителях. Рассмотрены как структуры с затвором, так и структуры без затвора. На примере структур с GaAs квантовыми ямами показано, что увеличение числа квантовых ям при сохранении концентрации электронов в каждой из них приводит к уменьшению коэффициента затухания двумерных плазмонов. Обсуждаются физические причины уменьшения поглощения плазмонов.

Введение

Из-за небольшой фазовой скорости 2D-плазмонов коэффициенты их затухания, обусловленные поглощением на свободных носителях, достигают больших величин. Для улучшения работы устройств, использующих 2D-плазмоны [1-3], необходимо уменьшить затухание плазмонов. Очевидным способом это сделать является увеличение подвижности свободных носителей. Другим способом уменьшения затухания двумерных плазмонов является увеличение концентрации электронов в квантовых ямах (КЯ), поскольку коэффициент затухания обратно пропорционален двумерной концентрации электронов в КЯ. Однако, по технологическим причинам, создание высокой концентрации носителей заряда в квантовой яме при сохранении высокой подвижности затруднительно. Обычно для КЯ в GaAs структурах верхний порог концентрации для ям с высокой подвижностью ~ 10^{12} см$^{-2}$. В связи с этим возникает естественный вопрос: а нельзя ли уменьшить затухание 2D-плазмонов увеличивая число квантовых ям с сохранением концентрации носителей в каждой из них? Изучению этого вопроса и посвящена эта работа.

Метод нахождения характеристик плазмона

Пусть плоскости, в которых расположены N одинаковых квантовых ям, имеют координаты z_j, а плазмон распространяется вдоль оси x. У плазмона имеется y-компонента магнитного поля, и две компоненты электрического поля E_x, E_z. Полагая зависимость полей от x и t в виде $\exp(iqx-i\omega t)$, из уравнений Максвелла получаем уравнение для E_x:

$$-i\frac{\partial}{\partial z}\frac{\kappa(z)}{\alpha^2(z)}\frac{\partial E_x}{\partial z}=-i\kappa(z)E_x+\frac{4\pi\sigma(\omega)}{\omega}E_x\sum_{j=1}^{N}\delta\left(z-z_j\right) \quad (1)$$

где $\kappa(z)$ — диэлектрическая проницаемость, $\sigma(\omega)=e^2n\tau/\left[m(1-i\omega\tau)\right]$ — двумерная проводимость электронов в КЯ, n — двумерная концентрация электронов в КЯ, e и m — заряд и эффективная масса электрона, τ — время релаксации импульса электрона, $\alpha^2(z)=q^2-\omega^2\kappa(z)c^{-2}$, c — скорость света в вакууме. Уравнение (1) можно решать методом трансфер-матрицы [4]. Требование $E_x\to 0$ для $|z|\to\infty$ сводится к условию обращения в ноль одной из двух диагональных компонент трансфер-матрицы. Это условие является уравнением для нахождения спектра плазмонов.

Результаты и обсуждение

Расчеты проводились для структур GaAs с квантовыми ямами. Расстояние от поверхности GaAs до ближайшей КЯ полагалось равным 0.2 мкм, а расстояние между КЯ d=60 нм. Электронная концентрация в КЯ и подвижность полагалась равными n_0=5·10^{11}см$^{-2}$ и 10^5 см^{2}В$^{-1}$с$^{-1}$, соответственно. Можно показать, что затухание плазмонных мод, у которых нет нулей E_x, меньше по сравнению с модами, у которых имеются нули E_x. Поэтому далее рассматривались только моды без нулей E_x.

На рис. 1 приведены вычисленные зависимости частоты плазмона $f=\omega/2\pi$ от действительной части волнового вектора q в структурах с 1, 2 и 10 КЯ без затвора. Для сравнения приведены аналогичные зависимости в структуре с одной квантовой ямой с концентрациями 2·n_0 и 10·n_0. На вставке к рисунку приведены спектры коэффициентов поглощения для этих структур.

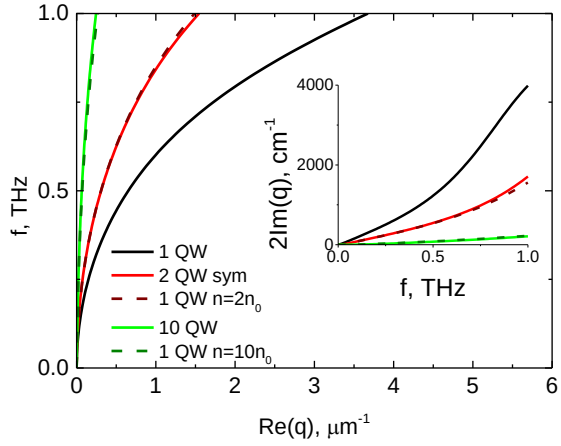


Рис. 1. Зависимость частоты плазмона от реальной части волнового вектора в структурах с 1, 2 и 10 КЯ без затвора. На вставке приведены спектры коэффициента поглощения этих структур

На рис. 2 изображены аналогичные зависимости для подобных структур с металлическим затвором.

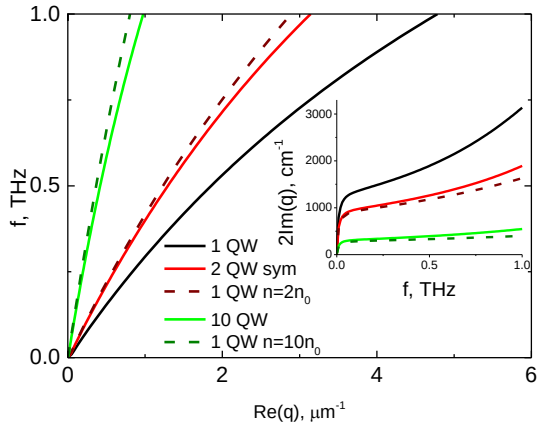


Рис. 2. Зависимость частоты плазмона от реальной части волнового вектора в структурах с 1, 2 и 10 КЯ с затворами. На вставке приведены спектры коэффициента поглощения этих структур

Из рисунков хорошо видно, что зависимости частоты плазмона от волнового вектора для структуры с несколькими КЯ близки в рассматриваемом диапазоне к аналогичным зависимостям в структуре с одной квантовой ямой, но с концентрацией электронов умноженной на число квантовых ям. Аналогичное утверждение справедливо и для зависимости коэффициента поглощения ($2\mathrm{Im}(q)$) от частоты.

Обсудим теперь причину того, почему характеристики плазмонов в многоямных структурах в рассматриваемом частотном диапазоне близки к характеристикам в одноямной структуре с концентрацией электронов n_0, умноженной на число КЯ. Как видно из рис. 1 и 2 действительная часть волнового вектора в рассматриваемом частотном диапазоне удовлетворяет условию $\mathrm{Re}(q)d \ll 1$. В квазистатическом приближении, которое хорошо выполняется в наших расчетах масштаб изменения электрических полей плазмона в z направлении $1/\mathrm{Re}(q)$ [5]. Поэтому в рассмотренных случаях масштаб изменения полей плазмона много больше, нежели расстояние между ямами. По этой причине плазмон «чувствует» набор квантовых ям как одну эффективную квантовую яму с проводимостью равной сумме проводимостей квантовых ям и расположенной в «средней» координате по z. Поэтому использованное в работе приближение о равенстве электронных концентраций и подвижностей в квантовых ямах несущественно. Отметим, что добавление квантовой ямы приводит к уменьшению $\mathrm{Re}(q)$ при фиксированной частоте, т.е. к увеличению масштаба изменения электрических полей вдоль оси z.

На основании проведенных расчетов можно сделать следующий вывод: увеличение числа квантовых ям при сохранении электронной концентрации в них приводит к уменьшению затухания плазмона в том случае, когда произведение расстояния между квантовыми ямами на волновой вектор плазмона много меньше единицы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 20-42-09039).

Литература

1. W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, and M.S. Shur // Appl. Phys. Lett., V. 81, 4637 (2002).

2. E.A. Shaner, M. Lee, M.C. Wanke, A.D. Grine, J. L. Reno, and S. J. Allen, Appl. Phys. Lett.,// V. 87, 193507 (2005).

3. V.M. Muravev, V.V. Solov'ev, A.A. Fortunatov, G.E.Tsydynzhapov, I.V.Kukushkin// JETP Letters V. 103, 792 (2016).

4. D.A. Smirnova, I.V. Iorsh, I.V. Shadrivov, Y.S.Kivshar // JETP Lett., V. 99, 456 (2014).

5. V.A. Volkov, S.A. Mikhailov in book "Landau level spectroscopy", ed. by G.Landwehr and E.I. Rashba. Elsirver Science publishers B.V. 1991.

Туннельный транспорт в сверхрешетках InAs/AlSb с электрическими доменами

И.В. Алтухов[1], М.С. Каган[1], С.К. Папроцкий[1], Н.А. Хвальковский[1], С.Е. Дижур[1], Н.Д. Ильинская[3], А.А. Усикова[3], А.Н. Баранов[4], R. Teissier[4]

1 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Моховая 11- 7, Москва, 125009.

2 Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе 31, Москва, 115409.

3 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, С. Петербург, 194021.

4 IES, Université Montpellier 2, CNRS, place Eugène Bataillon, Montpellier 34095, France.

*kagan@cplire.ru

Исследовалась обнаруженная ранее серия квазипериодических максимумов на ВАХ сверхрешеток (СР) InAs/AlSb при напряжениях в области образования доменов. Изучена эволюция этих максимумов в СР InAs/AlSb с разной шириной квантовых ям. Предложено объяснение, связывающее эти максимумы с туннельными переходами между квантовыми ямами в треугольном домене, сопровождающимися испусканием оптических фононов, и учитывающее влияние вышележащих уровней размерного квантования.

Введение

Изучался туннельный электронный транспорт в сверхрешетках (СР) InAs/AlSb с электрическими доменами. Ранее было обнаружено влияние ТГц резонатора на электронный транспорт в СР GaAs/AlAs с движущимися доменами и получены данные, указывающие на возбуждение ТГц резонатора за счет отрицательного сопротивления СР с доменами [1]. Естественно, условия возбуждения резонатора должны зависеть от режимов образования доменов. В настоящей работе исследована эволюция туннельного тока в СР InAs/AlSb с доменами для структур с разной шириной квантовых ям.

Образцы и методика измерений

СР InAs/AlSb, выращенные с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии, находились между сильно легированными (~10^{19} $см^{-3}$) подложкой и верхним контактным слоем n^+ - InAs. СР были легированы мелкими донорами в концентрации 2×10^{17} $см^{-3}$. Изучались СР (60 периодов) с одинаковыми барьерами (3,5 нм AlSb), но с разной шириной квантовых ям (КЯ): 4, 5 и 6 нм. К образцам прикладывались треугольные импульсы напряжения с временем нарастания 0.5-10 μсек. Из зависимостей напряжения и тока от времени восстанавливались вольтамперные характеристики (ВАХ).

Исследовались квазипериодические максимумы, наблюдавшиеся на ВАХ СР InAs/AlSb при напряжениях в области образования доменов.

Результаты и обсуждение

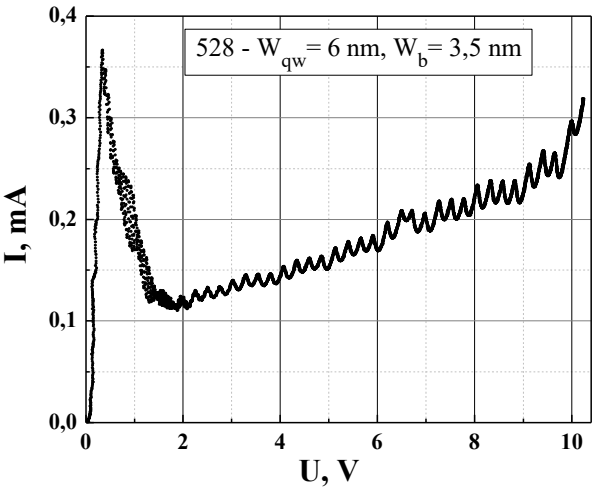


Рис. 1. ВАХ СР InAs/AlSb с толщиной КЯ 6 нм

На рис. 1-3 приведены вольтамперные характеристики трех СР InAs/AlSb с разной толщиной квантовых ям 4, 5 и 6 нм. При сравнительно слабых напряжениях имеет место резонансное туннелирование по нижней минизоне с линейным начальным участком. Резкое падение тока при некотором пороговом напряжении вызвано образованием движущихся доменов. Расчёт дисперсионных характеристик СР показал, что ширина первой минизоны в нашем случае около 26 мэВ. Таким образом, при напряжениях U выше 1.5 В в соседних КЯ снимается перекрытие первых минизон, и проводимость осуществляется за счёт нерезонансного туннелирования с релаксацией носителей на акустических фононах, что должно приводить к монотонному

росту тока. Рост тока (в среднем), наблюдаемый при напряжениях выше порогового, свидетельствует о треугольной форме дипольного домена. Происхождение треугольной формы движущегося домена вызвано следующим. Для того, чтобы обеспечить перепад между областями сильного и слабого поля (вне и внутри домена), необходим достаточно большой заряд на границах ("стенках") домена. Как показывают оценки [2], этот заряд должен быть примерно на порядок больше, чем уровень легирования в наших СР. Поэтому отрицательный заряд на одной из границ домена (в одной КЯ) создается свободными электронами, а положительный заряд на другой границе – положительно заряженными донорами (концентрация которых на порядок меньше необходимой для формирования границы домена). Из-за полного опустошения доноров и появляется линейный участок зависимости поля от координаты внутри домена.

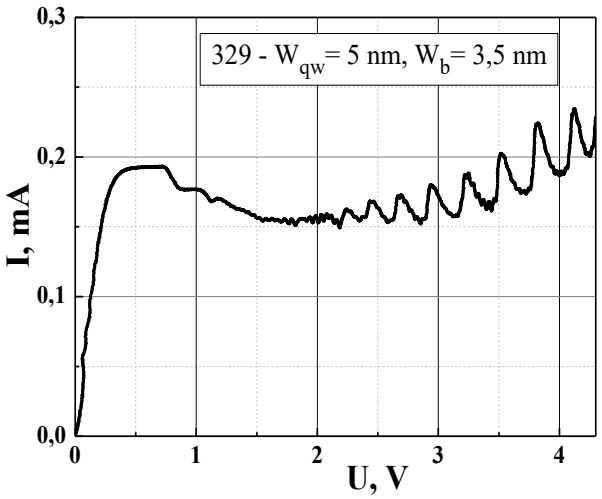


Рис. 2. ВАХ СР InAs/AlSb с толщиной КЯ 5 нм

При U >1.5 В на вольтамперных характеристиках наблюдается ряд эквидистантных максимумов. С ростом напряжения увеличивается как длина домена, так и величина максимального поля в нем. Период этих осцилляций по напряжению для образцов, ВАХ которых приведены на рис. 1 и 2, соответствует расширению домена на один период СР, т.е. периодические изменения тока в СР с квантовыми ямами 5 и 6 нм связаны с перескоками границы домена в соседнюю квантовую яму. Совершенно другая картина наблюдается для СР с толщиной квантовых ям 4 нм. Период осцилляций по напряжению здесь значительно больше, чем в предыдущих образцах и не соответствует перескокам границы домена между соседними КЯ. Причина этого, по нашему мнению, заключается в том, что при увеличении ширины КЯ растет энергетическое расстояние между уровнями размерного квантования в КЯ и, соответственно, растет максимальное поле в домене. Мы связываем этих максимумы с туннельными переходами между КЯ в треугольном домене, сопровождающимися испусканием оптических фононов. Максимальное поле в домене можно оценить с помощью уравнения Пуассона, считая СР сплошной средой, а также оценить разность разность потенциальных энергий между соседними квантовыми ямами в вершине треугольного домена. Такая оценка (безусловно, очень грубая) показывает, что в узкой КЯ эта разность оказывается больше энергии оптического фонона. Тогда происхождение максимумов сводится к следующему. При напряжениях, когда разность энергий основных уровней размерного квантования является кратной энергии оптического фонона, туннельный переход между соседними КЯ происходит с испусканием оптических фононов. При выходе из этого резонанса туннельный ток должен сильно уменьшаться. Естественно, основной вклад в туннельный ток в домене должны давать КЯ вблизи максимума поля, так как на них падает основное напряжение.

Работа выполнена в рамках госзадания при частичной поддержке РФФИ (грант 20-02-00624).

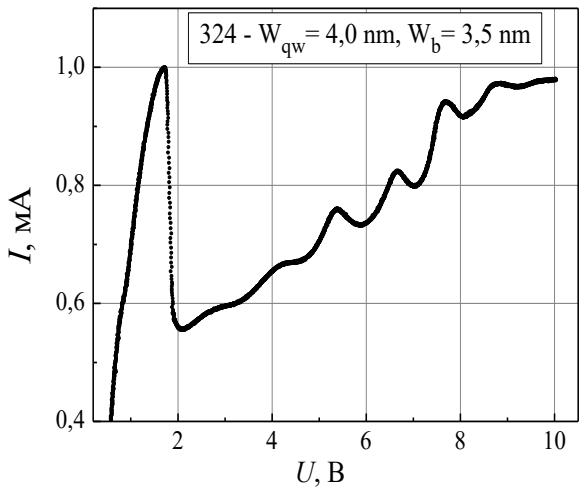


Рис. 2. ВАХ СР InAs/AlSb с толщиной КЯ 4 нм

Литература

1. И.В. Алтухов, М.С. Каган, С.К. Папроцкий и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 103, 128 (2016).

2. С.К. Папроцкий, И.В. Алтухов, М.С. Каган и др. // Радиотехника и электроника Т. 64, 1025 (2019).

Рост и исследование буферных слоев Ge/Si (001) для лазерных структур на основе полупроводников $A^{III}B^{V}$

А.И. Андрианов[1, *], А.А. Сушков[1], В.А. Воронцов[1], Д.А. Павлов[1] Д.М. Балясников[1], Д.А. Таран[1], А.В. Нежданов[1]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*artem.beyl@mail.ru.

Сформированы и исследованы гетероструктуры Ge/Si/Si (001) и Ge/Si (001). Для роста слоев использовался метод молекулярно-лучевой эпитаксии. В образце Ge/Si (001) для роста слоя Ge применялся режим «двухстадийного» роста Оценка кристаллического качества проводилась с помощью просвечивающей электронной микроскопии, а также спектроскопии комбинационного рассеяния света. Морфология поверхности образцов исследовалась с помощью атомно-силовой микроскопии. В структуре Ge/Si/Si (001) на поверхности Si (001) сформировались островки Ge, которые имеют различную высоту. В структуре Ge/Si (001), где использовался режим «двухстадийного» роста, удалось подавить островковый рост Ge. Гетерограница Ge/Si в структуре Ge/Si (001) обладает высокой плотностью дефектов. В дальнейшем планируется проводить ростовые эксперименты с целью уменьшения дефектов и шероховатости поверхности.

Введение

Монолитная интеграция полупроводников $A^{III}B^{V}$ с Si технологией может способствовать решению вопросов создания суперкомпьютера. Например, позволит решить вопрос с выделением большого количества тепла от проводных линий связи между разными узлами системы за счет их замены на оптические линии связи, в которых источник излучения на основе материалов $A^{III}B^{V}$ будет интегрирован непосредственно в микросхему [1]. Одним из подходов совмещения полупроводников $A^{III}B^{V}$ с Si технологией является эпитаксиальный рост материалов $A^{III}B^{V}$ на подложках Si через буферные слои Ge/Si [2]. Одним из методов роста данных буферных слоёв является метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Однако, при формировании буферных слоёв Ge/Si будут неизбежно возникать деформации из-за рассогласования в параметрах постоянной решётки Si и Ge, которое составляет 4%. При разработке приборов на основе данных гетероструктур требуется минимальное значение плотности дефектов в слоях, чтобы в лазере преобладали процессы излучательной рекомбинации над безызлучательной.

Методика эксперимента

Рост слоев Ge и Si осуществлялся в высоковакуумной установке молекулярно-лучевой эпитаксии УВН-83П1. Поток атомов Si на подложку создавался сублимацией кремниевого бруска, разогретого с помощью протекания тока. Слои Ge были выращены из расплава Ge по запатентованной методике роста (RU165625U1). Перед выращиванием буферного слоя Si в Ge/Si/S(001) производился высокотемпературный отжиг подложки при температуре T = 700 ℃ в течении 30 мин. Далее температура подложки опускалась до 650 ℃ и при температуре T = 1325 ℃ происходила сублимация Si в течении 10 мин. Слой Ge выращивался при температуре источника 1050 ℃. В платформах Ge/Si (001) слой Ge выращивался с использованием режима «двухстадийного» роста, который хорошо себя зарекомендовал для роста слоя Ge на подложке Si с плотностью прорастающих дислокаций порядка 10^7 $см^{-2}$ и среднеквадратичной шероховатостью поверхности менее 1 нм [3]. Перед ростом слоя Ge производился отжиг при температуре 1000 ℃ в течении 30 мин. Далее при температуре подложки 300 ℃ производился рост LT-Ge в течении 5 мин. Далее температура подложки поднималась до 750 ℃ и выращивался слой HT-Ge в течении 10 минут. Кристаллическое качество образцов оценивалось с помощью просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) JEM-2100F (200 кВ). Полученные структуры также исследовались методами спектроскопии комбинационного рассеяния света и атомно-силовой микроскопии. Спектры комбинационного рассеяния света были получены на комплексе рамановской спектроскопии NTEGRA Spectra производства компании NT-MDT (г. Зеленоград). Возбуждающее излучение фокусировалось 100х объективом с числовой апертурой 0.90. Спектры КРС были получены в схеме на отражение с разрешением 0.8 $см^{-1}$. Морфология поверхности исследуемых образцов снималась с использованием

атомно-силовой сканирующей головки Smena, на базе зондовой нанолаборатории NTEGRA Spectra в полуконтактном режиме.

Результаты и обсуждение

На спектре КРС структуры Ge/Si (001) (Рисунок 1) присутствует пик, соответствующий колебаниям связей Si−Ge на частоте примерно 385 $см^{-1}$ и пик на частоте 300 $см^{-1}$, который соответствует колебаниям связей Ge-Ge. Стоит отметить, что связи Si-Ge могут

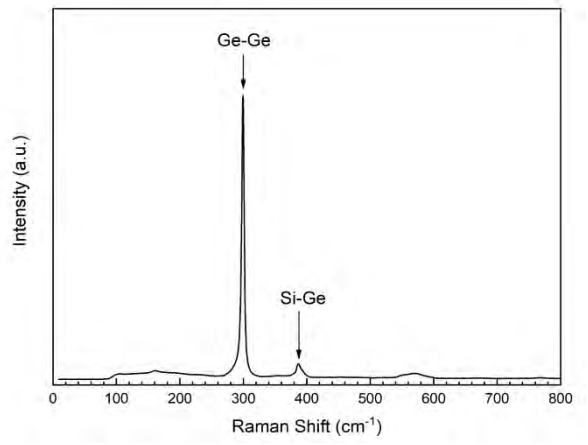
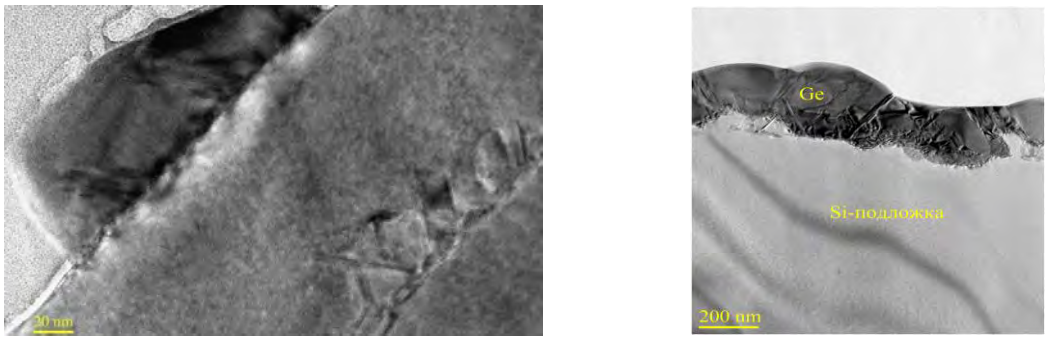


Рис. 1. Спектры КРС от структуры Ge/Si (001)

образовываться не только на гетерогранице Ge/Si, но и в объеме слоя Ge. Это возможно благодаря диффузии атомов Si из подложки в слой Ge во время роста Ge [3].

Шероховатость поверхности образцов, оцененная из АСМ-сканов площадью 10×10 $мкм^2$, составляла для образца Ge/Si/Si (001) — 96 нм, а для структуры Ge/Si (001), которая была получена с использованием режима «двухстадийного роста» — 63 нм. При анализе изображений поперечного среза образцов, полученных методом ПЭМ (ПЭМ-изображения), можно заметить, что в структуре Ge/Si/Si (001) на поверхности Si (001) сформировались островки Ge. Их высота варьируется от d_{Ge} = (102±5) нм до d_{Ge} = (127±7) нм. Также методом ПЭМ было установлено, что подложка для гетероструктуры Ge/Si/Si (001) была очищена недостаточно. Этот вывод можно сделать по наличию дефектов упаковки и двойникования на гомогранице Si и подложки Si (рисунок 2 (а)). Толщина слоя Si в данной структуре d_{Si} = (134±9) нм. Толщина слоя Ge в структуре Ge/Si/Si (001) составила (210±35) нм. Исследование методом ПЭМ показывает, что гетерограница Ge/Si обладает высокой плотностью дефектов, образование которых связано с релаксацией упругих напряжений, возникающих между слоями из-за рассогласования в постоянных параметрах решёток (4%). Использование режима «двухстадийного» роста позволило избавиться от островкового роста Ge (рисунок 2 (б)). В дальнейшем планируется проводить ростовые эксперименты с целью уменьшения дефектов и шероховатости поверхности.

Исследование поддержано стипендией Президента РФ (СП-1790.2022.5).



а б

Рис. 2. а) ПЭМ-изображения структуры Ge/Si/Si (001), б) ПЭМ-изображения структуры Ge/Si (001)

Литература

1. D. Liang, J. E. Bowers // Nature Photonics, V. 4, 511 (2010).
2. N. Baidus, V. Aleshkin, A. Dubinov *et al.* // Crystals, V. 8, 311 (2018).
3. D. V. Yurasov, V M. Daniltsev, A. V. Novikov, *et al.* // Semiconductors, V. 49, 1415 (2015).

Гетероструктуры на основе фторированного графена для наноэлектроники

И.В. Антонова[1, 2, *]

1 Институт физики полупроводников им.А.В. Ржанова СО РАН, ул. Лаврентьева, 13, Новосибирск 630090.

2 Новосибирский государственный технический университет, ул. К Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

*antonova@isp.nsc.ru

В докладе рассматриваются свойства латеральных и вертикальных гетероструктур графен/фторированный графен для современной наноэлектроники, включая гибкую и печатную электронику. Фторированный графен был получен с использованием нашей оригинальной, простой и дешевой технологии, основанной на обработке графена или суспензии графена в водном растворе плавиковой кислоты. Получаемый в результате материал перспективен для приложений в сочетании с другими 2D материалами.

Введение

Латеральные и вертикальные гетероструктуры на основе двумерных (2D) материалов требуют для успеха в их разработки диэлектрический материал, сочетающийся, в частности с графеном, и обладающий достаточно хорошими свойствами, такими как низкие токи утечки, низкий встроенный заряд, простые и доступные технологии получения и нанесения на другие материалы. Для гексагонального нитрида бора, который считается наиболее перспективным диэлектриком до настоящего времени отсутствует технология его получения, за исключением отслоения небольших частиц от объемного кристалла h-BN. С этой точки зрения фторированный графен способен занять значительную нишу перспективного диэлектрического материала.

Получение фторированного графена

Недавно мы разработали процесс фторирования графена, который позволяет получать материалы с уникальными электрическими характеристиками (от проводников до изоляторов, в зависимости от степени фторирования) [1-3]. Метод основан на обработке графена или мультислойного графена, а также суспензий графена в водном растворе плавиковой кислоты. Полученный фторированный графен (ФГ) имел степень фторирования до ~ 30-35%, при этом происходит переход в изолирующее состояние. Было показано, что процесс фторирования в зависимости от времени обработки может быть использован для пассивации краев и дефектов в графене, для создания туннельно-прозрачных барьеров на границах доменов графена, а также для формирования массивов квантовых точек графена в матрице ФГ (при степени фторирования около 20-25%). Однако при изготовлении геероструктур из-за высокой стабильности ФГ (энергия связи C-F-связи составляет 124 ккал / моль, температура дефторирования ~ 450 ° C) возникли трудности с наноструктурированием и было предложено использование суспензий фторированного графена для изготовления пленок ФГ и 2D-печати. Была отработана технология получения частиц ФГ толщиной не более 1.5 нм, что позволяет печатать слои с шероховатостью ~0.5 -2 нм.

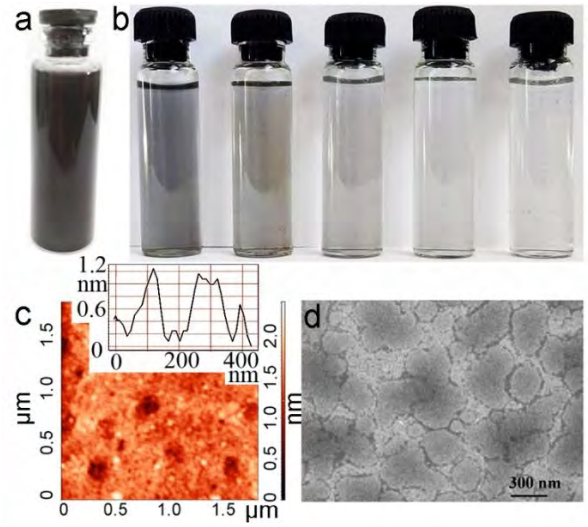


Рис. 1. (a) Исходная суспензия графена с размером частиц 1,2-0,4 мкм и составом ~ 1 мг/мл и (b) та же суспензия, фторированная в 6% -ном растворе HF в воде в течение 3, 5, 7, 9 и 11 дней (слева направо). (c) АСМ и (d) СЭМ-изображения пленки ФГ на кремниевой подложке после фторирования в течение 6 суток. Вставка в (c) показывает профиль, пересекающий три отдельные чешуйки

Из суспензий графена, полученных электрохимическим расслоением высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ) и дополнительной обработки полученной смеси частиц графита ультразвуком, путем фильтрации трековыми мембранами,

частицы с латеральными размерами частицы размером 0,4–1,2 мкм и менее 0,4 мкм. Исходная суспензия графена после разного по времени фторирования показаны на рисунке 1 (a, b). Увеличение времени фторирования приводит к увеличению прозрачности суспензии за счет роста степени фторирования. Кроме того, фторирование приводит к сильному уменьшению латерального размера и толщины частиц. Чем выше степень фторирования, тем меньше размер и толщина частиц. АСМ- и СЭМ-изображения пленок, созданных из суспензии, фторированной в течении 6 дней, представлены на рис. 1c, d. Вертикальный масштаб АСМ-изображения и профиль, пересекающий три отдельные чешуйки, демонстрируют рельеф пленки ФГ (2 нм). Шероховатость, рассчитанная по нескольким изображениям АСМ размером 2-3 мкм, составила 0,3 - 0,5 нм.

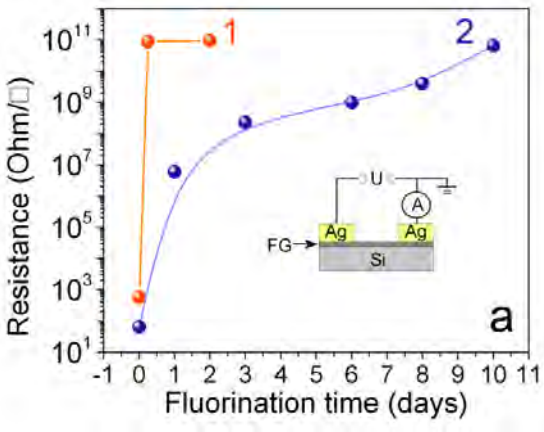


Рис. 2. Сопротивления пленок, полученных из суспензий, фторированных в водном растворе плавиковой кислоты, измеренные в латеральной конфигурациях. Кривые соответствуют различным суспензиям, используемым для фторирования: 1 - суспензия из частиц размером менее 0,4 мкм, 2 - частицы размером 0,4 - 1,2 мкм

На рис. 2 показано сопротивление пленок ФГ, нанесенных на подложки SiO_2 из суспензий с разным размером исходных частиц графена в зависимости от времени фторирования. Увеличение сопротивления соответствует созданию сначала фторированного графена с квантовыми точками графена, а затем к переходу в изолированное состояние при 30-35% фторировании. Видно, что уменьшение размера чешуек исходной суспензии графена приводит к резкому сокращению необходимого времени фторирования.

Параметры диэлектрических слоев, созданных 2D печатью

С помощью 2D печати были изготовлены структуры метал-изолятор-полупроводник (МДП, Ag/ФГ/Si) с толщиной ФГ слоя 20-40 нм. Измерения вольт-фарадные и вольт-амперные характеристики для таких структур было показано, что ФГ пленки демонстрировали сверхнизкий встроенный заряд (0,5-2)x10^{10} $см^{-2}$ и примерно такую же плотность состояний на гетерогранице с кремнием. Следует отметить, что, как правило, широко используемые диэлектрические пленки Al_2O_3, HfO_2, SiO_2, оксид графена и др. аналогичной толщины имеют гораздо более высокий на 1,5-2 порядка встроенный заряд. Для структур Ag/ФГ/Ag (Рис.3) с толщиной слоя ФГ 20-40 нм токи утечки были менее 10^{-8} $А/см^2$, что в сочетании с ультранизким встроенным зарядом делает пленки ФГ перспективными для гетероструктур из графена и других 2D материалов. Других аналогов таких пленок в настоящее время нет.

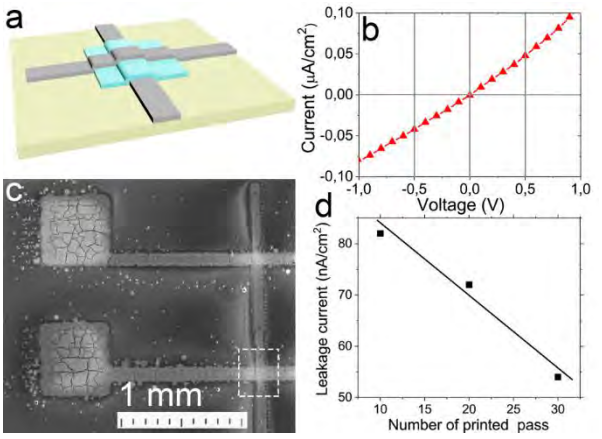


Рис. 3. (а) схематическое изображение и (в) СЭМ-изображение напечатанных структур Ag / FG / Ag. Пунктирный прямоугольник на оптическом изображении показывает размер и расположение напечатанного слоя фторированного графена. (б) ВАХ для десяти напечатанных слоев ФГ. (d) Ток утечки через слой FG как функция номера напечатанного слоя при напряжении смещения 1 В

Приборные структуры с использованием фторированного графена

Было обнаружено, что пленки ФГ с квантовыми точками графена, напечатанные на пленках поливинилового спирта, демонстрируют стабильный биполярный резистивный эффект переключения с соотношением тока ON/OFF от 4 до 5 порядков [4]. Степень фторирования составляла ~ 20–25%. Активный слой структур Ag/FG/PVA/Ag из фторированного графена на поливиниловом спирте (PVA) были изготовлены путем печати на поверхности гибкой подложки (см. Рис.4). Из-за прозрачности пленки FG /

PVA напечатанный активный слой не виден на рисунке и схематично показан для одной из структур. Площадь рабочих структур составляла 60×60 мкм^2, толщина ПВС составляла около 100 нм, а толщина FG-слоя составляла ~ 4 нм. Если учесть, что пористая структура PVA образовалась за счет растворения слоя PVA в воде при печати ФГ, то толщина ФГ в рабочих структурах была менее 4 нм.

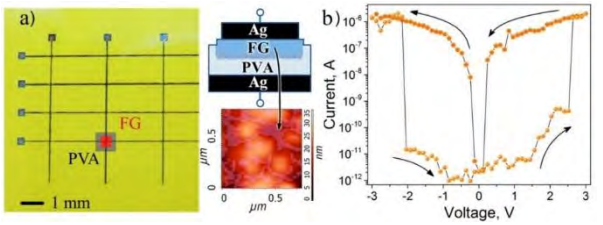


Рис. 4. (a) Вертикальные поперечные структуры Ag/PFG/PVA/Ag на полиимидной подложке. Схематический разрез напечатанной структуры и изображение поверхности активного слоя показаны на вставках. (b) Вольт-амперные характеристики напечатанной структуры, измеренные до деформации

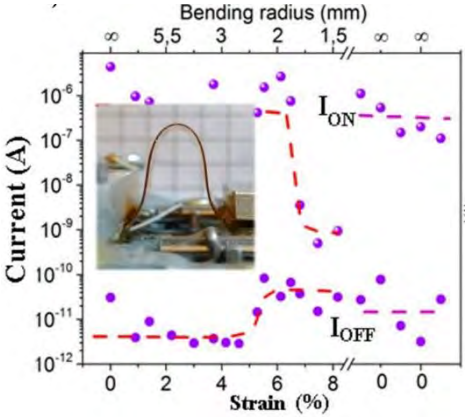


Рис. 5. Зависимость тока в открытом и закрытом состояниях от деформации растяжения и радиуса изгиба структуры. Последнии точки соответствуют переключеиям после снятия деформации . На вставке мзображение деформированной структуры

Устойчивость при механических деформациях исследована для печатных структур в условиях растяжении при изгибах. Переключение сопротивления перед изгибом приведено на рис.4. Как показано на Рис. 5, мемристоры сохраняют свои характеристики до 6,5% деформации, соответствующей радиусу изгиба 2 мм, и после снятия механической деформации переключения полностью восстановливаются.

Структуры, изготовленне из слоя частично фторированного графена с квантовыми точками графена толщиной 30 нм и напечатанными Ag контактами демонстрирует хорошую гибкость, когда измеение сопротивления слоя наблюдается при радиусе изгиба менее 2 мм, что соответствует ~5% дефермации (Рис. 6).

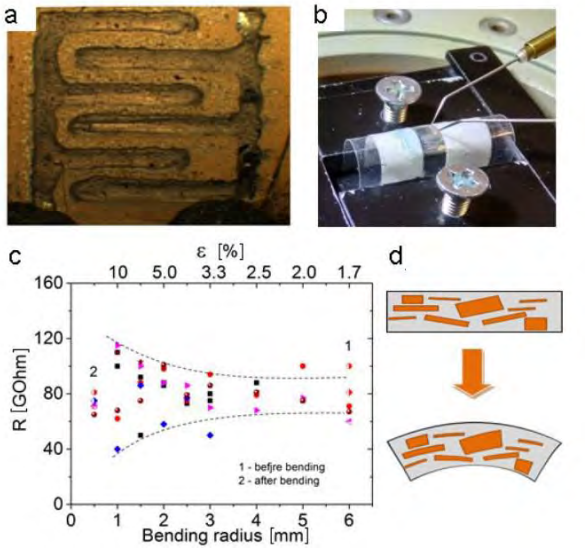


Рис. 6. (a,b) Оптическое изображение структуры, созданной из суспензии частично фторированного графена толщиной около 30 нм на ПЭТ с контактами из серебра в форме двух встречно-штыревых контактов. (c) Сопротивление пленки в зависимости от радиуса изгиба и деформации при многократных измерениях. Точки 1 и 2 соответствуют сопротивлению до и после изгиба. (d) Схематическое изображение пленки ФГ до и во время изгиба

В тезисах приведены только некоторые из создаваемых структур, дающие представление о свойствах и возможностях применения фторированного графена. Гетероструктуры графен / фторированный графен и композиты на основе фторированного графена демонстрируют перспективность их использования для разработки графеновой электроники, включая гибкую и печатную электронику.

Литература

1. N A Nebogatikova, I V Antonova, V A Volodin, ye *et al.* // Physica E, V. 52, 106 (2013).
2. I.V. Antonova, I.A. Kotin, I.I. Kurkina, *et al.* J. Mat. Sci. &Engin. V. 6, 1000379 (2017).
3. I.V. Antonova, I.I. Kurkina, A.K. Gutakovskii, I *et al.* // Materials & Design, V.164, 107526 (2019).
4. A.I. Ivanov, N.A. Nebogatikova, I.A. Kotin, *et al.* // Nanotechnology V. 30, 255701 (2019).

Управление наноструктурами на основе прямоугольных квантовых ям с помощью униполярных световых импульсов

Р.М. Архипов[1, 2, *], М.В. Архипов[1, **], А.В. Пахомов[1, *], П.А. Белов[3, ****], И.В. Бабушкин[4, °], Н.Н. Розанов[1, 2, §]**

1 Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., д. 7–9, Санкт-Петербург, 199034.

2 Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

3 Лаборатория Оптики спина им. И. Н. Уральцева СПбГУ, ул. Ульяновская д.1, Санкт-Петербург, Петродворец,198504.

4 Institute of Quantum Optics, Leibniz University Hannover and Cluster of Excellence PhoenixD (Photonics, Optics, and Engineering Innovation Across Disciplines) Welfengarten 1, Hannover, Germany, 30167.

*arkhipovrostislav@gmail.com, **m.arkhipov@spbu.ru , ***antpakhom@gmail.com, ****pavelbelov@gmail.com, °babushkin@iqo.uni-hannover.de, §nnrosanov@mail.ru

На основании решения временного уравнения Шредингера показана возможность эффективного и сверхбыстрого управления наноструктурами на основе одномерных квантовых ям с помощью униполярных аттосекундных импульсов, обладающих ненулевой электрической площадью.

Аттосекундные электромагнитные импульсы активно используются для изучения динамики волновых пакетов в атомах, молекулах и твердых телах, так как характерный период осцилляций волновых пакетов в веществе лежит в аттосекундном диапазоне длительностей [1]. Однако получаемые на практике сверхкороткие импульсы содержат несколько цилов колебания и являются биполярными- в них вектор напряженности электрического поля много раз изменяет свое направление на противоположное за время длительности импульса. И их электрическая площадь, определяемая как интеграл от напряженности электрического поля по времени в данной точке пространства, $S_E = \int E(t)dt$, всегда равна нулю.

В последние годы активно изучается возможность дальнейшего сокращения длительности импульсов вплоть до получения униполярных полуцикловых импульсов, содержащих половину периода поля (полуволну поля). Такие импульсы могут обладать ненулевой электрической площадью см. обзор [2], а также работы [3-5] и цитируемую литературу. Если длительность такого полупериодного импульса меньше характерного периода осцилляций волновых пакетов в веществе, то они способны оказывать более быстрое и эффективное воздействие на волновые пакеты по сравнению с биполярными многоцикловыми импульсами [2,6-8]. В этом случае не применима теория фотоионизации Келдыша. Воздействие на микрообъекты определяется электрической площадью импульса, а не его энергией, см. например [7,8]. Некоторые методы экспериментального определения униполярности импульсного терагерцового излучения были впервые предложены сравнительно недавно [9]. Для характеристики эффективности воздействия униполярных импульсов на микрообъекты недавно была введена новая физическая величина-атомная мера площади $S_{E,at}$ [7,8]. Она является универсальной и обратно пропороциональна характерному размеру системы.

В последние годы активно изучается взаимодействие аттосекундных и фемтосекундных биполярных электромагинитных импульсов импульсов с различными наностркурами на основе металлов или диэлектриков [10,11]. В различных наностуктурах значения времен релаксации может лежать в фемтосекундном диапазоне. Поэтому, для сверхбыстрого когерентного управления волновыми пакетами в таких системах требуются именно аттосекундные импульсы.

В данном докладе на основе приближенного аналитического и численного решения временного уравнения Шредингера изучается взаимодействие униполярных полупериодных аттосекундных импульсов с наностуктурами. Они моделируются на основе одномерной прямоугольной потенциальной ямы конечной и бесконеной глубины. Такая модель, несмотря на ее простоту, используется для моделирования различных металлических наночастиц, полу-

проводниковых наноструктур и т.д [11,12]. Длительность импульса возбуждения предполагается короче периода осцилляций волновой функции в связанном состоянии. Показано, что населенности связанных состояний в яме, а также вероятность ионизации определяются отношением электрической площади импульса к ее атомной мере, $S_E/S_{E,at}$.

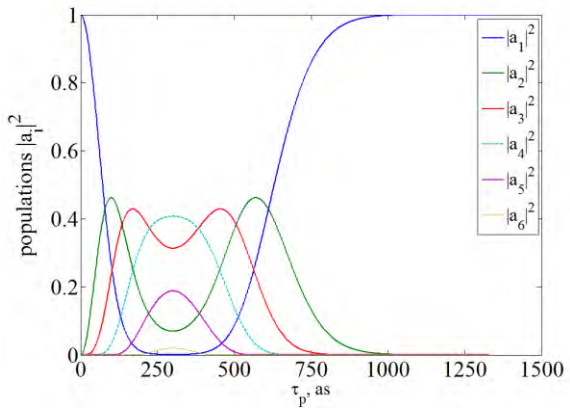


Рис. 1. Населенности первых 6-ти связанных состояний в прямоугольной потенциальной яме с бесконечно высокими стенками

Показана возможность эффективного управления населенностями связанных состояний электрона в яме с помощью униполярных импульсов, по сравнению с биполярными импульсами, см. рис.1. На рис.1 показаны населенности первых 6-ти связанных состояний электрона в прямоугольной потенциальной яме бесконечной глубины с шириной a=1.2·10^{-7} см в зависимости от длительности импульса возбуждения τ_p. Система возбуждалась импульсом гауссовой формы $E(t) = E_0 e^{-\frac{t^2}{\tau_p}} \cos\frac{2\pi}{T}t$, $E_0 = 2 \cdot 10^8$ В/см, период поля $T = 1.33$ фс.

Из рис.1 видно, что униполярные полуцикловые импульсы с длительностью менее периода поля, $\tau_p < T$, практически полностью опустошают основное состояние, в то время как одноцикловые импульсы (обладающие нулевой электрической площадью) с длительностью порядка T не возбуждают систему.

Также из рис.1 видно, что при определенных значениях длительности импульса населенности некоторых связанных состояний имеют максимум и превосходят по величине населенности др. состояний (например максимумы зеленой кривой в районе 100 и 600 as). Это говорит о возможности селективного заселения связанных состояний и о возможности создания инверсной населенности с помощью полупериодных импульсов, см. например [13,14]. Исследования выполнены при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта 21-72-10028.

Литература

1. D. Hui, H. Alqattan, S. Yamada *et al.* // Nature Photonics, V. 16, 33 (2022).
2. Р.М. Архипов, М.В.Архипов, Н.Н. Розанов, Квант. электрон., V. 50, 801 (2020).
3. H.-C. Wu and J. Meyer-ter-Vehn, Nat. Photonics, V. 6, 304 (2012).
4. J. Xu, B. Shen, X. Zhang *et al.* // Sci. Rep. V. 8, 2669 (2018).
5. A.V. Bogatskaya, E.A.Volkova, A.M. Popov, Physical Review E, V. 104, 025202 (2021).
6. R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, I. Babushkin *et al.* // Opt. Lett. V. 44, 1202 (2019).
7. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ, Т. 114(3), 156 (2021).
8. N. Rosanov, D. Tumakov, M. Arkhipov, R. Arkhipov, Physical Review A, V. 104 (6), p. 063101 (2021).
9. М. В. Архипов , А. Н. Цыпкин, М. О. Жукова *и др.* // Письма в ЖЭТФ, Т. 115, 3 (2022).
10. L. Seiffert, S. Zherebtsov, M. F. Kling, T. Fennel, arXiv:2109.02367 (2021).
11. L. Shi, I. Babushkin, A. Husakou, O. Melchert *et al.* // Laser & Photonics Reviews, V. 15, 2000475 (2021).
12. Ж.И. Алферов, Физика и техника полупроводников, Т. 32, 3 (1998).
13. R. Arkhipov, A. Pakhomov, M. Arkhipov *et al.* // Optics Express 28, 17020 (2020).
14. Р. М. Архипов М. В. Архипов, П. А. Белов *и др.* // Опт. Спектр. Т. 130(4), (2022), в печати.

Электрофизические свойства дельта-легированных бором слоев алмаза

Е.А. Архипова[1, *], М.Н. Дроздов[1], С.А. Краев[1], О.И. Хрыкин[1], С.А. Богданов[2], А.Л. Вихарев[2], В.А. Исаев[2], М.А. Лобаев[2]

1 Институт физики микроструктур РАН, 603087, ул. Академическая, д. 7, г. Нижний Новгород, Россия.

2 Институт прикладной физики РАН, 603950, ул. Ульянова, д. 46, г. Нижний Новгород, Россия.

*suroveginaka@ipmras.ru

Методом Ван-дер-Пау с проходом по температуре 100 – 500 К измерены подвижность и концентрация носителей в объемных и дельта-легированных бором слоях алмаза. Метод дельта-легирования монокристаллических эпитаксиальных слоев алмаза атомами бора позволяет наблюдать пространственное разделение дырок и атомов бора и получить слои с повышенной плотностью носителей заряда $1.5 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$ и повышенной подвижностью 500 см^2/В•с при комнатной температуре. Такое сочетание уровня подвижности и концентрации недостижимо в объемных структурах алмаза.

Введение

Полупроводниковый алмаз имеет большую запрещенную зону (5.45 эВ), что делает его привлекательным для приборов мощной СВЧ-электроники. Однако существует проблема, связанная с большой энергией активации примесей (наименьшая 0.37 эВ у бора). С этой целью применяется сильное легирование, которое позволяет снизить энергию активации примеси. Компромиссом является дельта-легирование, обеспечивающее высокую концентрацию носителей заряда и высокую подвижность носителей [1]. Для таких слоев уже более десяти лет назад теоретически предсказан эффект разделения носителей тока и легирующих атомов за счет заполнения вышележащих энергетических уровней в квантовой яме, сформированной дельта-слоем [2]. Проявление эффекта разделения дырок и легирующих атомов бора в дельта-слоях и исследование транспортных свойств дельта-слоев представляет большой интерес.

В работе исследуются электрофизические характеристики эпитаксиальных слоев CVD алмаза p-типа в объемно- и дельта-легированных структурах. Это исследование обладает прикладной значимостью для создания приборов алмазной электроники.

Методика эксперимента

Эпитаксиальные слои алмаза выращивались методом осаждения из газовой фазы - (CVD) методом на подложках HPHT (high pressure high temperature) алмаза с ориентацией (100) в новом типе CVD реактора [3]. Основными особенностями реактора являются: использование ламинарного безвихревого потока газа и системы быстрой смены состава газовой смеси.

Исследования структур проводились электрофизическими методами. Измерялись вольтамперные характеристики (ВАХ) (система Keithley SCS 4200); удельные и контактные сопротивления – методом длинной линии (TLM), эффект Холла в диапазоне температур 100-500 К.

Для формирования омических контактов был выбран состав Ti/Mo/Au с толщинами слоев Ti – 20 нм, Mo – 30 нм, Au – 100 нм. Напыление отдельных металлических слоев проводилось методом электроннолучевого испарения на установке AMOD.

Результаты и обсуждение

Была исследована зависимость концентрации и подвижности носителей в серии образцов алмаза с дельта-слоями от концентрации атомов бора в максимуме при комнатной температуре. При концентрации атомов бора в дельта-слое $<8 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$ наблюдается низкая подвижность дырок (1–20) см^2/В·с, что свидетельствует о протекании тока по дельта-слою. Возрастание подвижности дырок в дельта-слое с концентрации атомов бора $N_B = 8 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$ ($N_B^{2D} = 1.5 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$) до 500 см^2/В·с при комнатной температуре – есть результат пространственного разделения дырок и легирующих атомов бора.

Также был изучен транспорт носителей в объемных и дельта-легированных бором слоях алмаза. С этой целью были исследованы температурные зависимости подвижности и концентрации дырок в легированных структурах алмаза.

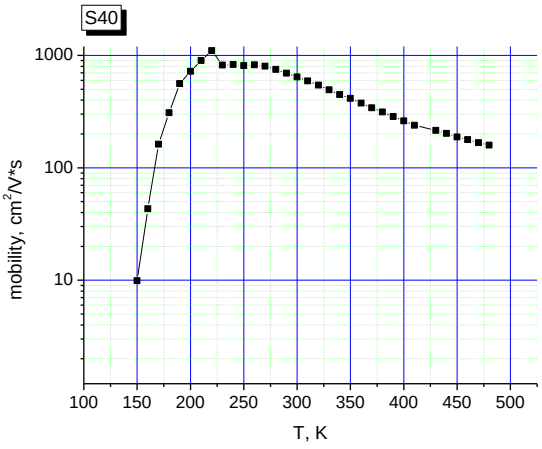


Рис. 1. Температурная зависимость подвижности дырок в слаболегированной подложке алмаза в образце S40

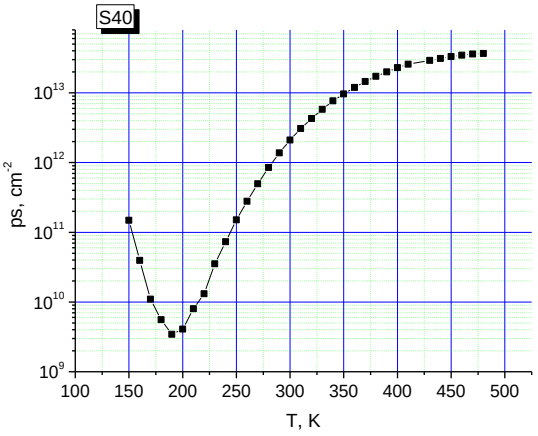


Рис. 2. Температурная зависимость концентрации дырок в слаболегированной подложке алмаза в образце S40

Рис.1 и 2 показывает температурную зависимость концентрации и подвижности дырок в слаболегированной толстой подложке алмаза. Это типичный полупроводниковый характер – подвижность дырок падает с ростом температуры выше 250К из-за возрастания электрон-фононного механизма рассеяния. Концентрация дырок в этом диапазоне растет вследствие термической активации мелких примесных уровней. Температурная зависимость подвижности и концентрации дырок в дельта-легированных структурах (рис.3) выглядит иначе и свидетельствует о более сложном механизме протекания тока, включающем параллельное протекание носителей в нескольких областях с разной подвижностью и их перераспределение между этими областями при изменении температуры. На рисунке 3 приведены температурные зависимости подвижности дырок в трех идентичных дельта-легированных структурах S45, S08-5, S08-2.

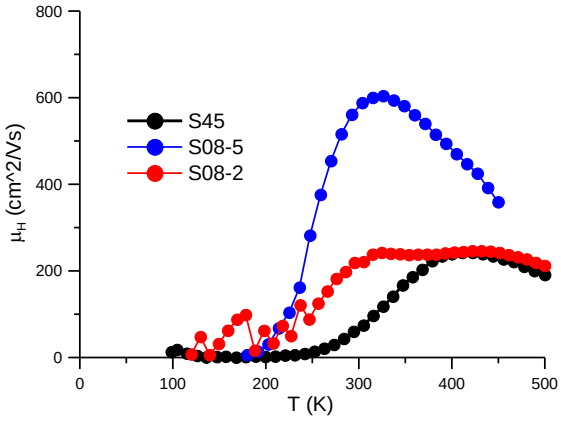


Рис. 3. Температурные зависимости подвижности дырок в структурах S45,S08-5, S08-2

Высокая подвижность носителей при комнатной температуре во всех трех дельта-легированных структурах говорит о пространственном разделении дырок и легирующих атомов бора.

Анализ температурных холловских данных в легированных бором дельта-слоях алмаза свидетельствует о наличии двух каналов токопереноса дырок: по примесной зоне и по валентной зоне.

В работе использовалось оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. E.F. Schubert. *Delta-doping of semiconductors.* Cambridge University Press (1996).

2. A. Fiori et al., Simulations of carrier confinement in boron delta doped diamond devices, Phys. Status Solidi A, 207 (2010) No.9, 2084.

3. A.L. Vikharev, A.M. Gorbachev, M.A. Lobaev et al., Phys. Stat. Sol. RRL, V.10, 324 (2016).

Моделирование лазерных диодов с длиной волны генерации 3 мкм на основе HgTe/CdHgTe гетеростуктур с множественными квантовыми ямами с учетом эффекта горячих фононов

А.А. Афоненко[1, *], Д.В. Ушаков[1], А.А. Дубинов[2], В.Я. Алешкин[2], С.В. Морозов[2], В.И. Гавриленко[2]

1 Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*afonenko@bsu.by

В работе предложен лазерный диод на основе нескольких квантовых ям HgTe с зонной структурой, обеспечивающей подавление оже-рекомбинации. Разработана модель учета горячих фононов для расчета неравновесной температуры электронов и дырок. Используя комплексную модель, учитывающую дрейф и диффузию носителей, оже-рекомбинацию и эффекты горячих фононов, показана возможность генерации при комнатной температуре на длине волны $\lambda \sim 3$ мкм в гетероструктуре $HgTe/Cd_{0.85}Hg_{0.15}Te$ с квантовыми ямами толщиной 2.2 нм. Найдено, что выходная мощность в импульсе может достигать 1 Вт для импульсов длительностью 1 мкс.

Введение

Основными ограничивающими факторами для улучшения температурных характеристик лазеров среднего ИК-диапазона являются оже-рекомбинация в квантовых ямах (КЯ), неравновесный нагрев носителей заряда и друдевское поглощение свободными носителями. В настоящей работе на основе подтвержденной возможности стимулированного излучения при оптической накачке [1] и подавленной оже-рекомбинации в КЯ HgTe исследуется возможность генерации при инжекционной накачке.

Дизайн структуры

Предлагаемая структура основана на нескольких КЯ HgTe толщиной 2.2 нм, помещенных в барьерные слои $Cd_{0.85}Hg_{0.15}Te$. Ширина КЯ HgTe подобрана для генерации излучения с $\lambda = 3$ мкм. Преимуществом узких КЯ является уменьшение количества уровней размерного квантования, что способствует снижению числа каналов оже-рекомбинации. Из-за малой разницы показателей преломления и малой толщины КЯ волноводный эффект оказывается очень слабым. Для увеличения фактора оптического ограничения КЯ, рядом с активной областью предлагается вырастить дополнительный волноводный слой $Cd_{0.6}Hg_{0.4}Te$ толщиной 400 нм.

Неравновесный нагрев электронов

«Горячие» электроны и дырки появляются в активной области в процессе их захвата из барьерных областей на локализованные уровни и последующей термализации на нижние уровни КЯ за счет испускания оптических фононов. При взаимодействии электронов с интерфейсными фононными модами плотность вероятности испустить фонон с волновым числом q составляет

$$p(q) \sim \left((k_1 + k_2)^2 - q^2\right)\left(q^2 - (k_1 - k_2)^2\right)^{-1/2}, \quad (1)$$

где k_1 и k_2 – волновые вектора конечного и начального состояния электрона. Эффективность «разогрева» электронов у края зоны фононами с различным q можно описать весовой функцией

$$f_c(q) = \left(\frac{2m_c\hbar\omega_{LO}}{\hbar^2 q^2}\right)\exp\left[-\frac{\hbar^2}{2m_c kT}\left(\frac{m_c\hbar\omega_{LO}}{\hbar^2 q} - \frac{q}{2}\right)^2\right], \quad (2)$$

Здесь m_c – эффективная масса электрона, T – температура, $\hbar\omega_{LO}$ – энергия оптических фононов. Соответствующая (2) эффективно взаимодействующая с электронами плотность фононных мод есть

$$\rho_{ph} = \int f_c(q)\frac{d^2 q}{(2\pi)^2} \approx \frac{m_c\sqrt{\hbar\omega_{LO}kT}}{\sqrt{\pi}\hbar^2}. \quad (3)$$

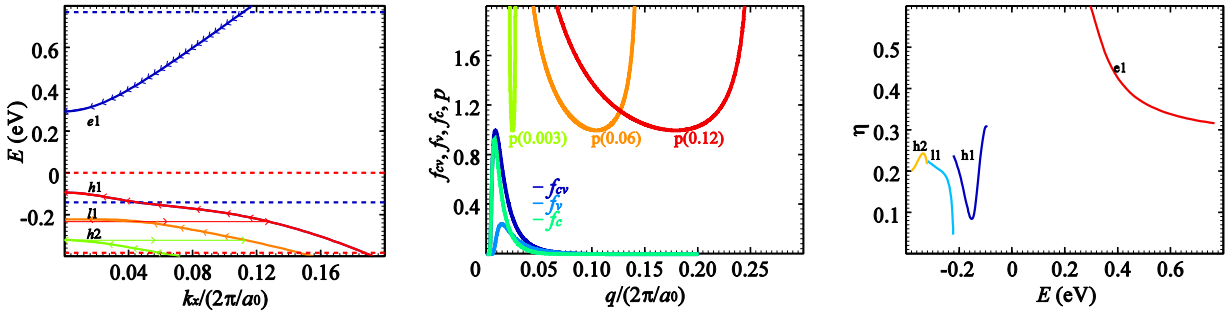


Рис. 1. Дисперсия электронов и дырок в направлении [013] в КЯ HgTe/$Cd_{0.85}Hg_{0.15}Te$ толщиной 2.2 нм. Горизонтальные линии показывают энергии краев зоны проводимости (синие штриховые линии) и валентной зоны (красные штриховые линии) КЯ и барьерных слоев (а). Весовая функция для нижних уровней КЯ и ее электронная и дырочная составляющие в зависимости от волнового вектора фонона при T = 300 К и плотность вероятности (ненормированная) испускания волнового вектора фонона электроном с волновым вектором k = 0.003 , 0.06, 0.12 × 2π/a_0 (a_0 – постоянная решетки) (б). Зависимость доли испускаемых фононов, участвующих в термализации носителей у дна зоны, в зависимости от энергии носителей заряда. Подписи e1 обозначают подзоны электронов, *h*1, *h*2, *l*1 – тяжелых и легких дырок, соответственно (в)

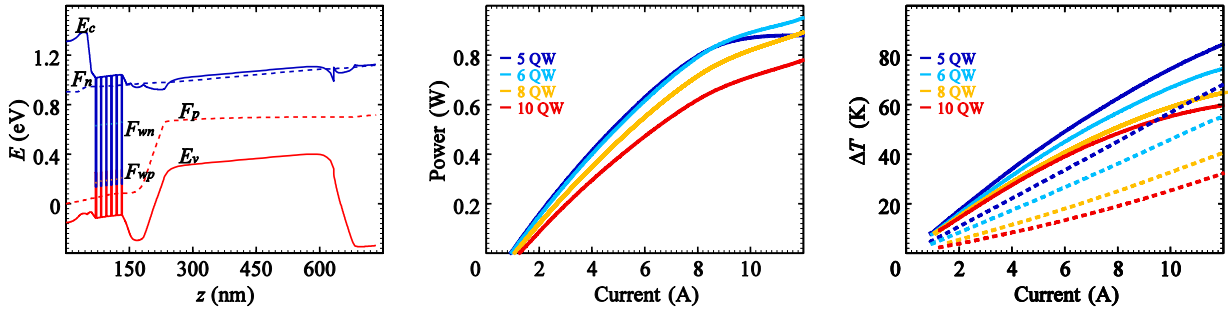


Рис. 2. Зонная диаграмма лазерной структуры при прямом смещении. Показаны края зоны проводимости E_c и валентной зоны E_v, квазиуровни Ферми для носителей заряда в зонах F_n, F_p и КЯ F_{wn}, F_{wp} (а). Средняя выходная мощность (б) и избыточная температура «горячих» носителей заряда в крайних КЯ (в) при накачке импульсами тока длительностью 1 мкс для лазера с резонатором длиной 1 мм и шириной 100 мкм

Результаты расчетов

Расчеты выполнялись на основе распределенной диффузионно-дрейфовой модели с учетом процессов захвата и выброса носителей на уровни КЯ [2]. Избыточная температура «горячих» электронов и дырок находилась из балансных уравнений для числа фононов с учетом ур. (1)–(3) (рис. 1).

Выходные характеристики лазера с числом КЯ 5–10 рассчитывались в импульсном режиме при длительности импульса тока накачки 1 мкс (рис. 2). Двухмерный коэффициент оже-рекомбинации при 300 К считался равным 4.3×10^{-15} $см^4/с$. В течении импульса происходил нагрев активной области на 90 К, поэтому мгновенная мощность и длина волны генерации уменьшались от начала к концу импульса. При времени жизни оптических фононов 0.9 пс температура электронов и дырок в КЯ превышала температуру решетки на 60–80 К в зависимости от числа КЯ. Пороговый ток рос от 0.8 до 1.2 А при увеличении числа КЯ с 5 до 10. Максимальная мощность достигалась в области 12 А и составляла 1 Вт для структуры с 6 КЯ. При этом в течении импульса накачки происходила перестройка длины волны генерации на более, чем 400 нм.

Работа выполнена при поддержке НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

Литература

1. K.E. Kudryavtsev, V.V. Rumyantsev, V.Ya. Aleshkin *et al.* // Appl. Phys. Lett., 117, 083103 (2020).

2. A. Afonenko, D. Ushakov, G. Alymov *et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 54, 175108-1 (2021).

Перенос носителей заряда в квантово-каскадных гетероструктурах с участием локализованных донорных состояний

Ан.А. Афоненко[1], А.А. Афоненко[1,*], Д.В. Ушаков[1], Р.А. Хабибуллин[2], И.С. Васильевский[3]

1 Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь.

2 Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105.

3 Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 1115409, Москва, Россия.

*afonenko@bsu.by

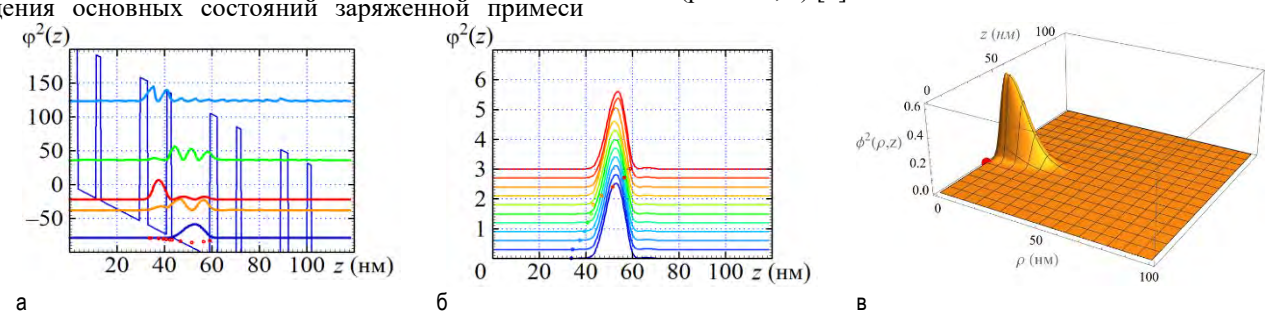
В работе разработана двухмерная модель расчета энергий и волновых функций заряженных примесей квантово-каскадных лазерных гетероструктур ТГц диапазона. Рассчитана плотность состояний примесной подзоны в квантовых ямах с учетом случайного распределения примесей. Предложена модель нахождения форм-фактора спектрального уширения для переходов с участием локализованных примесных состояний. Показано, что учет переноса по примесным состояниям приводит к сглаживанию первого резонансного пика вольт-амперной характеристики, связанного с туннелированием электронов с уровня инжектора на нижний лазерный уровень.

Введение

Квантово-каскадные лазеры терагерцового диапазона обычно основаны на дизайне, который использует резонансное испускание оптических фононов для опустошения нижнего лазерного уровня. Моделирование структур с помощью балансных уравнений [1] показывает наличие на вольт-амперных характеристиках дополнительного паразитного резонансного пика (при напряжении на одном периоде, соответствующем энергии оптического фонона). На экспериментальных вольт-амперных характеристиках такой резонанс проявляется не так отчетливо. Причина расхождений может быть связана с участием примесей в процессах переноса.

Расчет примесных состояний

В работе анализировалась структура квантово-каскадного лазера $Al_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$ с периодом из 4-х слоев 3.26/**7.99**/1.90/**16.46** нм [2]. Задача нахождения основных состояний заряженной примеси сводилась к двухмерной задаче на собственные значения и собственные вектора и решению уравнение Шредингера в цилиндрических координатах с последующим преобразованием решений, уменьшающих дипольные матричные элементы туннельно-связанных состояний [1]. Одномерные волновые функции одного периода без учета влияния примесей и энергия примесного состояния, полученная в двухмерной модели, показаны на рис. 1 а. С учетом экранирования заряд в центре широкой квантовой ямы дает наибольшую энергию активации 8 мэВ (относительно основного уровня широкой квантовой ямы), а в узкой квантовой яме – наименьшую – ~0 мэВ. При этом вне зависимости от положения примеси приведенный к одномерному профиль ее волновой функции (путем интегрирования электронной плотности по радиальной координате) близок к профилю одномерной волновой функции основного состояния широкой квантовой ямы (рис. 1 б, в) [3].



а б в

Рис. 1. Координатные зависимости (а) квадратов волновых функций одного периода сверхрешетки (точками показаны энергии основного уровня примеси в зависимости от положения заряда), (б) приведенных квадратов волновой функции заряженной примеси при разных положениях заряда (показаны точками) и (в) квадрата двухмерной волновой функции основного уровня примеси при расположении примеси в центре узкой квантовой ямы

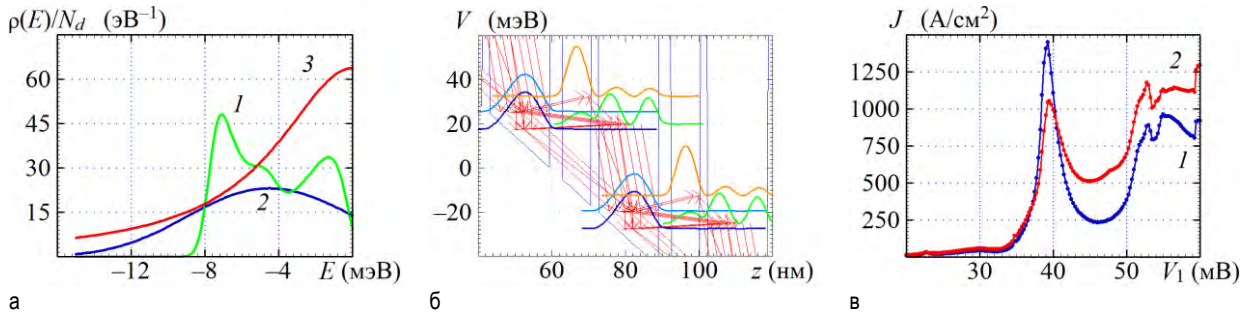


Рис. 2. Нормированная плотность заполненных состояний примесной зоны без учета (*1*) и с учетом (*2*) статистического усреднения энергий активации. Также приведена нормированная плотность заполненных состояний основного уровня квантовой ямы при лоренцевском уширении с полушириной 5 мэВ (*3*) (а). Диаграммы зоны проводимости и квадраты волновых функций электронов при напряжении на одном периоде 45 мВ (б). Стрелки обозначают каналы переноса зарядов. Рассчитанная вольтамперная характеристика структуры при температуре 77 К без учета (*1*) и с учетом (*2*) переноса через примесную зону (в)

Форм-фактор спектрального уширения для отдельных примесей

Координатную зависимость двухмерной волновой функции примеси (рис. 1 б, в) можно приближенно представить в виде:

$$\phi(z,\rho)=\varphi_1(z)\varphi_{imp}(\rho), \qquad (1)$$

где $\varphi_1(z)$ – волновая функция первого уровня квантовой ямы, $\varphi_{imp}(\rho)=\sqrt{2/\pi a^2}\exp(-\rho/a)$ – волновая функция двухмерной примеси, a – радиус примеси. Считая, что волновые функции других подзон не изменились и имеют вид модулированных плоских волн $\phi_i(z,\boldsymbol{\rho})=\varphi_i(z)\exp(i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho})$, квадраты матричных элементов могут быть получены в одномерном приближении с дополнительным множителем аналогично межзонным переходам в модели без правила отбора [4]

$$F(k)=\frac{8\pi a^2}{A\left(1+a^2k^2\right)^3}. \qquad (2)$$

Здесь **k** – волновой вектор состояния подзоны, A – площадь квантово-размерного слоя. При интегрировании (2) по фазовому пространству удобно перейти к энергии

$$F(k)\frac{Ad^2k}{(2\pi)^2}=\frac{2\gamma^2dE}{(\gamma+E)^3}=F(E)dE, \qquad (3)$$

где $\gamma=\hbar^2/2m_ca^2$, m_c – эффективная масса. Для рассчитанных радиусов примеси 10–15 нм полуширина форм-фактора 0.13γ попадает в диапазон 0.7–1.5 мэВ. Это значительно меньше, чем уширение, связанное с вариацией энергии активации примесей в зависимости от ее положения (рис. 2 а).

Плотность состояний примесной зоны и перенос носителей

Большой разброс энергий активации примеси приводит к появлению широкой примесной зоны (рис. 2 а). Рассчитанный параметр статистического уширения из-за взаимодействия с соседними примесями составил 3.5 мэВ. Перенос заряда с участием примесной зоны можно учесть с использованием значительных хвостов плотности состояний (для лоренцевской формы основного уровня параметр уширения ~5 мэВ), либо вводя в балансные уравнения дополнительную зону. При этом возникает значительный канал переноса заряда с инжектора в примесную зону и далее на нижний лазерный уровень (рис. 2 б). Это приводит к сглаживанию первого фононного резонанса на вольтамперных характеристиках (рис. 2 в), что особенно существенно при низких температурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-72-30020.

Литература

1. Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов *и др.* // Квантовая электроника, Т. 49, № 10, 913 (2019).
2. M. Bosco, M. Franckie, G. Scalari *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 115, No. 1, 010601 (2019).
3. Ан.А. Афоненко, А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков // Квантовая электроника: материалы XIII Междунар. науч.-техн. конференции, Минск, 22–26 ноября 2021 г. / Минск: БГУ, 249 (2021).
4. А.А. Афоненко, В.К. Кононенко, И.С. Манак, В.А. Шевцов // ФТП, Т. 31, № 9, 1087 (1997).

Наномасштабный монокристаллический карбид кремния на кремнии и его уникальные свойства

Н.Т. Баграев[1, 2], С.А. Кукушкин[1, *], А.В. Осипов[1]

1 Институт проблем машиноведения РАН (ИПМаш РАН), Большой пр. В.О., д. 61, Санкт-Петербург, 199178.

2 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

*sergey.a.kukushkin_s@gmail.com

Приводится обзор последних достижений в области роста эпитаксиальных пленок SiC на Si методом согласованного замещения атомов. Кратко излагаются основные положения нового метода синтеза эпитаксиальных пленок SiC на Si. Отличительным свойством пленок SiC, синтезированных данным методом, является образование в нем избыточной концентрации кремниевых вакансий, в то время как в SiC, выращиваемом по стандартным методикам, присутствуют в основном вакансии углерода. Методами квантовой химии и экспериментально показано, что при температурах синтеза ~1350℃ в SiC на Si образуются, так называемые C4V центры. Расчёты, выполненные методом теории функционала плотности, показали, что C4V центры обладают магнитным моментом, равным магнетону Бора μB, и приводят к спиновой поляризации в SiC. Обнаружено, что благодаря присутствию углеродно-вакансионных структур в SiC, при комнатной температуре в слабых магнитных полях возникает гистерезис статической магнитной восприимчивости и осцилляций Ааронова–Бома. Впервые обнаружено электролюминесцентное излучение в среднем и дальнем ИК-диапазоне излучающееся из наноструктур SiC на Si. Спектры электролюминесценции, полученные в терагерцовом частотном диапазоне, 3.4 и 0.12 ТГц.

Введение

В последние годы резко вырос интерес к таким полупроводникам, как карбид кремния (SiC), нитрид галлия (GaN), нитрид алюминия (AlN), оксид цинка (ZnO). Для получения этих полупроводников следует иметь основу (подложку), на которой нужно вырастить пленку, например, нитрида галлия. Многочисленные исследования показали, что различие между кристаллическими структурами пленки и подложки не должно превышать 4%. В противном случае, в пленках образуется много дефектов, в частности дислокаций, которые приводят к резкому ухудшению электрических свойств пленок. Одной из наиболее подходящих подложек, производство которой хорошо освоено во всем мире, является кремниевая подложка (Si). Однако, параметры решетки Si подложки и параметры решеток широкозонных материалов таких как: SiC, GaN, AlN и ZnO отличаются более чем на 20%. Это существенно сдерживает интеграцию этих материалов в кремниевую электронику. Одним из путей, решения этой проблемы является создание тонкого буферного слоя SiC на поверхности Si, поскольку параметры решетки SiC лишь незначительно отличаются от параметров решеток GaN и AlN. Однако, при этом встает другая, не менее сложная проблема. Как и каким образом вырастить никодефектный слой SiC на Si? Ведь параметры решеток Si и SiC отличаются друг от друга на 19%. Решению этого вопроса и посвящено данное сообщение.

Метод согласованного замещения атомов – новый метод синтеза эпитаксиальных пленок SiC на Si

Для решения этой проблемы в работе [1] был теоретически предсказан и экспериментально подтверждѐн новый метод получения эпитаксиальных пленок нано-SiC на Si, так называемый метод согласованного замещения атомов. Данный метод роста нано-SiC принципиально отличается от всех существующих на сегодняшний день способов и технологий выращивания монокристаллов, пленок и наноструктур. Метод заключается в согласованном замещении части атомов матрицы кремния на атомы углерода с образованием эпитаксиальной пленки карбида кремния. В основе этого метода лежит «сборка» новой матрицы карбида кремния на основе старой матрицы кремния путем частичной замены кремниевых атомов, находящихся в кристаллической матрице подложки на атомы углерода. «Сборка» матрицы SiC осуществляется за счет химической реакции

$$2Si(cr)+CO(gas)=SiC(cr)+SiO(gas).$$

В [1] было доказано, что эта реакция протекает в две стадии. На первой стадии образуется промежуточное соединение – активированный комплекс

"кремниевая вакансия–атом углерода—матрица—кремния" ($C-V_{Si}$). Атомы углерода на этой стадии располагаются в межузельных позициях кремниевой матрицы. На втором этапе реакции активированный комплекс переходит в карбид кремния, а освободившиеся вакансии сливаются в поры, образующиеся под слоем карбида кремния. В кристалле кубической симметрии эти два центра дилатации (атом углерода и кремниевая вакансия) упруго взаимодействуют друг с другом. Если дилатационные диполи расположены перпендикулярно плоскости (111) кремния, то они притягиваются друг к другу [1]. При этом практически вся упругая энергия, возникшая из-за внедрения атома углерода и образования вакансии, релаксирует. После завершения химического превращения механические диполи, выполнившие свою роль, распадаются на пленку карбида кремния и поры под ее поверхностью. Ориентацию пленки при этом задает ~~е~~тарая" кристаллическая структура исходной матрицы Si, а не только поверхность подложки, как это обычно реализуется в традиционных методиках выращивания пленок. По сути дела, впервые реализованы условия, при которых, самосогласованным образом происходит последовательная замена атомов одного сорта, атомами другого сорта внутри исходного кристалла без разрушения его кристаллической структуры. В докладе подробно излагаются термодинамика и кинетика процесса замещения атомов в твердой фазе.

Избыточная концентрация кремниевых вакансий – основной отличительный признак SiC, синтезированного методом замещения атомов

Показано, что основным отличительным свойством пленок SiC, синтезированных данным методом, является образование в нем избыточной концентрации кремниевых вакансий, в то время как в SiC, выращиваемом по стандартным методикам, присутствуют в основном вакансии углерода. Обнаружено, что взаимодействие углеродных атомов и кремниевых вакансий приводит к образованию слоях SiC, упорядоченных ансамблей углеродно-вакансионных структур. Подобные структуры образуются как вследствие химической реакции замещения, так и вследствие усадки кристаллической ячейки Si при ее превращении в кристаллическую ячейку SiC. Присутствие углеродно-вакансионных структур в SiC приводит к образованию в нем целого ряда новых уникальных свойств.

SiC на Si — новый материал для спинтроники

Экспериментально, методами рамановской спектроскопии и спектроскопической эллипсометрии обнаружено образование в SiC кластеров, состоящих из 4 атомов С и пустот, расположенных непосредственно под ним. Данное стабильное состояние вакансии по аналогии с NV центрами в алмазе обозначено как C_4V центр. Расчеты, выполненные методами теории функционала плотности, показали, что C_4V центры обладают магнитным моментом, равным магнетону Бора μ_B, и приводят к спиновой поляризации в SiC [3].

На границе раздела SiC-Si обнаружен слой Si обладающий электронными свойства «полуметалла» [3]. Показано, что углеродно-вакансионные структуры приводят к уникальным оптическим, электрическим и магнитным свойствам[3]. В частности, при комнатной температуре обнаружено возникновение в слабых магнитных полях двух квантовых эффектов – гистерезиса статической магнитной восприимчивости и эффекта возникновения осцилляций Ааронова–Бома в полевых зависимостях статической магнитной восприимчивости [4]. Первый эффект связывается с эффектом Мейснера–Оксенфельда [4]. Обнаружено электролюминесцентное излучение в среднем и дальнем ИК-диапазоне излучающееся из наноструктур SiC на Si. Спектры электролюминесценции, полученные в терагерцовом частотном диапазоне, 3.4 и 0.12 ТГц [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского Научного Фонда РНФ № 20-12-00193

Литература

1. S.A. Kukushkin, A.V. Osipov // J. of Phys. D: Appl. Physics, V. 47. 313001 (2014).
2. S.A. Kukushkin and A.V. Osipov // Materials, V. 14. 78 (2021).
3. S.A. Kukushkin and A.V. Osipov // Materials, V. 2021. 14. 5579.
4. Н.Т. Баграев, С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, В.В. Романов, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В.С. Хромов // ФТП, Т. 55, 103 (2021).
5. Н.Т. Баграев, С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В.С. Хромов // ФТП, Т. 55, 1027(2021).

Электролюминесценция гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs выращенными методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках Ge/Si

Н.В. Байдусь[1,*], В.Я. Алешкин[2], С.М. Некоркин[1], А.В. Новиков[2], И.В. Самарцев[1], Д.В. Юрасов[2], П.А Юнин[2]

1 ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

*bnv@nifti.unn.ru

Представлены результаты исследования электролюминесценции гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs. Гетероструктуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на подложках Ge/Si выращенными методом МЛЭ. На основе гетероструктур с тремя слоями КТ InAs/GaAs изготовлены светоизлучающие диоды и исследованы их излучательные свойства. При комнатной температуре и малом токе инжекции наблюдается сверхлинейная зависимость интегральной интенсивности ЭЛ от тока инжекции. Сверхлинейность объясняется повышенной скоростью безызлучательной рекомбинации в структурах, выращенных на кремниевых подложках в сравнении со стуктурами, выращенными на подложках GaAs.

В настоящее время в мире развиваются исследования в области гибридных лазеров, когда лазерная структура на основе полупроводников А3В5 выращивается на кремниевой подложке [1]. Такой лазер необходим для оптических межсоединений в области длин волн прозрачности объемного кремния. В качестве активной среды часто используются квантовые точки (КТ) InAs, т.к. они менее чувствительны к дефектам структуры в сравнении с квантовыми ямами (КЯ) InGaAs/GaAs) [2].

Данная работа посвящена изготовлению и исследованию электролюминесценции (ЭЛ) светодиодов с многослойными КТ на подложках GaAs и Ge/Si (001).

Методика эксперимента

Светоизлучающие гетероструктуры (ГС) выращивали методом МОС-гидридной эпитаксии на установке AIX 200RF на подложках GaAs(100) и GaAs/Ge/Si(100). Источниками элементов являлись триметилгаллий, триметилиндий, триметилалюминий и арсин. Технология роста методом МЛЭ и характеристики подложек Ge/Si приведены в [2]. На Ge/Si предварительно выращивали буферный слой GaAs с зародышевым слоем $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ (подробнее см. в [3]). Рост GaAs включает в себя три циклических отжига и 10 КЯ InGaAs в качестве дислокационного фильтра. Для данного опыта методом рентгеновской дифракции (РД) была отобрана подложка кремния с отклонением 0,2° от <100> в направлении <110>. Плотность антифазных границ (АФГ) составляла менее 0,1 мкм$^{-1}$. Светоизлучающая часть ГС состоит из буферного слоя GaAs, барьерного слоя $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$, волноводного слоя GaAs толщиной 300 нм в середине которого находятся 3 слоев КТ и поверхностного барьера AlGaAs (300нм). КТ InAs выращены методом циклического субмонослойного осаждения [4]. Температура осаждения КТ составляла 500°С.

Из гетероструктур на подложках GaAs и Ge/Si были изготовлены образцы светоизлучающих диодов с кольцевыми контактами. Окно для выхода излучения имеет диаметр 1 мм, наружный диаметр золотого кольца 2мм. Контакты AuGe/Ni/Au к верхнему слою p-GaAs наносили методом термического напыления в вакууме. Диоды изготовили методом фотолитографии с применением двух фотошаблонов и последующего химического травления золота, и двух травлений для изготовления мезаструктуры.

Второй омический контакт к буферному слою GaAs n-типа осуществляли путем искрового вжигания оловянной фольги.

Электролюминесценцию измеряли при модуляции импульсами тока частотой повторения 300 Гц и скважностью 0,5. Излучение выводилось с окна 1 мм в диаметре.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 приведены типичные спектры ЭЛ (300К) светоизлучающего диода на подложке Ge/Si при токах инжекции 10–100 мА. Спектры ЭЛ при этом практически повторяют спектральные зависимости ФЛ измеренные при 300 К.

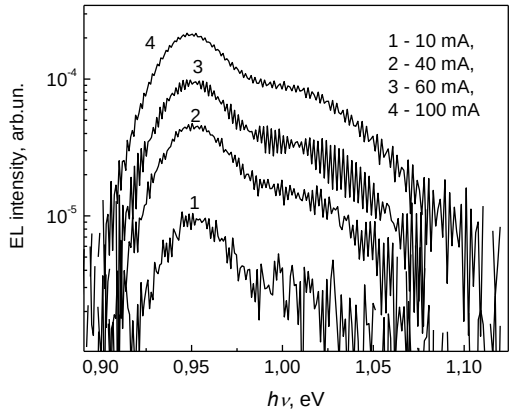


Рис. 1. Спектральные зависимости ЭЛ (300К) светоизлучающего диода с 3 слоями КТ, выращенного на Ge/Si

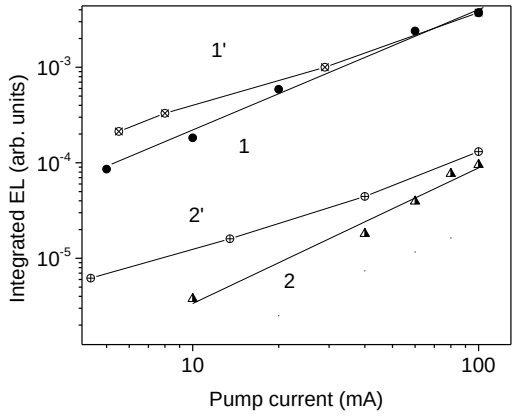


Рис. 2. Зависимости ИЭЛ КТ InAs/GaAs от тока накачки светодиодов на подложках GaAs (1, 1′) и Ge/Si (2, 2′) измеренных при 300К (1, 2) и 77К (1′, 2′)

Спектры ЭЛ измеряли диодах на основе обоих типов подложек (GaAs и GaAs/Ge/Si) при 300 и 77К интегрировали для последующего количественного анализа. На рис. 2 показаны графики интегральной зависимости интенсивности ЭЛ (ИЭЛ) в логарифмических координатах от инжектируемого тока. Следует заметить, что максимальный в данных условиях измерений ток 100мА соответствует плотности тока инжекции 1,43А/см2.

При 77 К образцы обоих типов имеют линейную зависимость IEL от тока, т.е. показатель степени равен 1 (графики 1 и 2). Напротив, при комнатной температуре при 300К наблюдается сверхлинейная зависимость IEL от тока накачки: показатель степени равен 1,5 для подложки Ge/Si (график 2′) и 1,3 для подложки GaAs (график 1′).

Как известно [5], сверхлинейная зависимость (показатель степени между 1 и 2) связана с уменьшением вклада безызлучательной рекомбинации в сравнении с излучательной по мере роста тока. В данном случае можно сделать вывод о том, что ГС КТ, выращенные на Ge/Si подложках характеризуются большей концентрацией центров безызлучательной рекомбинации в сравнении с ГС на GaAs подложках. Следует также заметить, что температурное гашение люминесценции не очень велико, и оно исчезает при повышении тока инжекции, что свидетельствует об удовлетворительном качестве структур (а точнее массива КТ).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 18-29-20016).

Литература

1. J. C. Norman, D. Jung, Y. Wan *et al.* // APL Photonics, V. 3, 030901 (2018).
2. V. Ya. Aleshkin, N. V. Baidus, A. A. Dubinov *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 109, 061111 (2016).
3. А. В. Рыков, Р. Н. Крюков, И. В. Самарцев и др. // ПЖТФ, Т. 47, вып.8 (2021).
4. В. Я. Алёшкин, Н. В. Байдусь, А. А. Дубинов и др. // ФТП, Т.53, вып.8 (2019).
5. N. F. Hasbullah, J. S. Ng, H. Y. Liu *et al.* // IEEE J. Quantum electronics, V.45, pp.79-81, (2009).

Многофононная релаксация парасостояний триплета 1s в нейтральных донорах магния в кремнии

Н.А. Бекин[1, *]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*nbekin@ipmras.ru

Теоретически исследуется темп многофононной релаксации парасостояний триплета 1s(T_2) в Si:Mg^0. Для расчетов используется адиабатическое приближение, что предполагает игнорирование вырождения уровня 1s(T_2). Вместе с тем учитывается многодолинный характер волновых функций и рассеяние на внутри- и междолинных фононах.

Введение

Разность энергий между триплетом и основным состоянием (66 мэВ) превышает энергию оптического фонона, поэтому законом сохранения энергии одноквантовые процессы релаксации с этого уровня запрещены. Поскольку этот уровень играет важную роль в релаксации неравновесных электронов, в данной работе рассматривается вопрос о скорости его многофононной релаксации.

Метод расчета

Для расчета вероятностей релаксационных процессов использовались следующие модельные представления. Задача решалась в одноэлектронном приближении для электрона в поле однозарядного иона. В отличие от проведенных ранее расчетов учитывался многодолинный характер волновых функций, но с изотропной эффективной массой $m = 0.32m_0$ в каждой долине, равной эффективной массе плотности состояний. Для начального и конечного состояний использовалась волновая функция 1s-типа, полученная методом квантового дефекта. Вероятность находилась с использованием подхода [1], который эквивалентен адиабатическому приближению. Использование этого подхода предполагает игнорирование вырождения триплета. Строго говоря, для вырожденного уровня могут играть существенную роль эффекты вибронного взаимодействия, которые приводят к смешиванию затравочных электронных состояний этого уровня и формированию электронно-колебательных состояний с определенной симметрией [2].

Кроме того, в расчетах использовалось то обстоятельство, что энергия связи донора магния сравнительно невелика (107 мэВ). Это позволяет приближенно считать, что масштаб локализации волновых функций электронов в импульсном пространстве мал по сравнению с размерами зоны Бриллюэна. Это, в частности, позволяет использовать для констант электрон-фононного взаимодействия их табличные данные. В вероятность многофононного перехода учитывается вклад всех внутридолинных и междолинных фононов. Для этого используется метод генерирующих функций, описанный, в частности, в работе [1]. Расчеты будут завершены к началу конференции.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект 19-72-20163).

Литература

1. R. Pässler. // Czech. J. Phys. B, V. 24, 322 (1974).
2. I. B. Bersuker. The Jahn-Teller Effect (Cambridge University Press, United Kingdom, 2006).

Температурные зависимости мощностных и спектральных характеристик квантово-каскадных лазеров с частотами от 2.3 до 4.1 ТГц

Д.А. Белов[1, *], А.В. Иконников[1], С.С. Пушкарёв[2], Р.Р. Галиев[2], Д.С. Пономарёв[2], Д.Р. Хохлов[1], С.В. Морозов[3], В.И. Гавриленко[3], Р.А. Хабибуллин[2, 4]

1 Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991.

2 Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники имени В.Г. Мокерова РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

4 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*belov.da17@physics.msu.ru

Проведены исследования мощностных и спектральных характеристик квантово-каскадных лазеров (ККЛ) на основе активной области из GaAs/$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$, излучающих на частотах 2.25(A), 2.27(B), 3.2(C) и 4.1(D) ТГц. Исследуемые ККЛ имели двойной металлический волновод из золота и работали в импульсном режиме с длительностями 5 – 15 мкс и частотой повторения 1 кГц. Измерены температурные зависимости интегральной выходной мощности ККЛ, позволившие изучить возможные механизмы температурной деградации по методике, предложенной в работе [1]. Кроме того, измерены спектры излучения лазеров как при фиксированных рабочих точках (лазеры A и B), так и со сканированием по току (лазеры C и D) в широком диапазоне температур от 5 до 120 К, что позволило определить коэффициент температурного дрейфа частоты излучения. Полученные результаты представляются полезными для изысканий, направленных на повышение максимальных рабочих температур ККЛ.

Введение

Развитие зонных дизайнов активной области и волноводов с низким уровнем потерь позволило продемонстрировать в 2020 году квантово-каскадные лазеры терагерцового диапазона (ТГц ККЛ), работающие до 250 К (около -23 ºС) с охлаждением на однокаскадном элементе Пельтье [2]. Ключом к созданию ТГц ККЛ, работающих при комнатной температуре, является понимание механизмов температурной деградации в таких лазерах. В данной работе были исследованы температурные зависимости мощностных и спектральных характеристик в ТГц ККЛ с резонансно-фононным дизайном для определения доминирующих механизмов деградации при высоких температурах.

Результаты и обсуждение

В работе исследовались ККЛ, изготовленные в ИСВЧПЭ РАН на основе активной области GaAs/$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ в структуре с двойным металлическим волноводом Au-Au, излучающие на частотах 2.25(A), 2.27(B), 3.2(C) и 4.1(D) ТГц. Измерения характеристик ККЛ проводились в импульсном режиме с длительностями импульсов 5 – 15 мкс и частотой повторения 1 кГц. В экспериментах использовались фурье-спектрометр Bruker Vertex 70v и кремниевый болометр. Для оптического согласования лазера с измерительным оборудованием использовалась металлическая трубка, которая исполняла роль волновода.

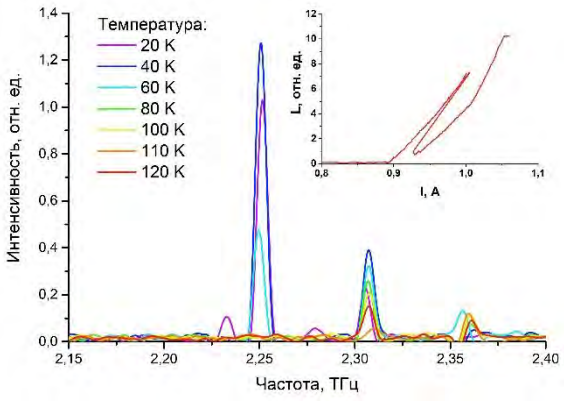


Рис. 1. Спектры излучения лазера (A) при температурах от 20 до 120 К, измеренные при токе 1.13 А с параметрами импульса 15 мкс / 1 мс. На вставке: зависимость интегральной выходной мощности лазера (A) от рабочего тока с параметрами импульса 9 мкс / 50 мс. Спектры соответствуют первому максимуму на зависимости L(I)

Были проведены измерения температурных зависимостей максимальной выходной мощности ККЛ с целью анализа механизмов температурной дегра-

дации изучения по методике, предложенной в [1]. Рассмотрим полученные результаты на примере лазера (A) (спектры лазера (B) оказались почти полностью аналогичными спектрам лазера (A)).

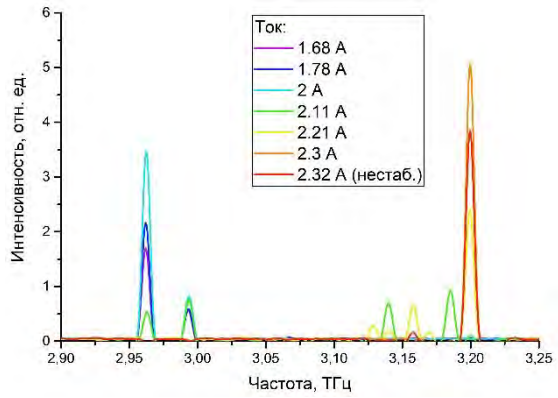


Рис. 2. Спектры излучения лазера (C) в различных рабочих точках при температуре 7 К с параметрами импульса 5 мкс / 1 мс

Построенные в соответствии с [1] графики Аррениуса нормированной выходной мощности от температуры показали, что у доминирующего механизма деградации в исследуемых лазерах энергия активации меньше, чем разница энергий оптического фонона и ТГц фотона. Это означает, что данный механизм связан не с испусканием оптического фонона, как было предложено в [1], а с конструкцией лазера либо с особенностями процесса измерений. Установление природы этого механизма является темой для дальнейших исследований.

Наибольший интерес для дальнейших исследований вызывают спектры лазера (C), представленные на рисунке 2, где отчетливо наблюдаются два диапазона спектральных линий, которые разделены интервалом около 200 ГГц. Такой характер генерации возможен при наличии в модуле усиления двух излучательных переходов с близкими дипольными моментами. Генерация на двух оптических переходах, отстоящих достаточно далеко друг от друга ($\Delta E \sim 2.5$ мэВ), позволит подробнее рассмотреть особенности проявления механизмов деградации на разных частотах в рамках одного лазера.

Кроме того, на примере спектров ККЛ (D), представленных на рисунке 3, была рассмотрена температурная зависимость частоты излучения для моды 4.11 ТГц. При увеличении температуры максимум основной спектральной линии смещался в сторону меньших частот из-за температурной зависимости показателя преломления активной среды лазера. Подобная нелинейная зависимость неоднократно встречается в литературе.

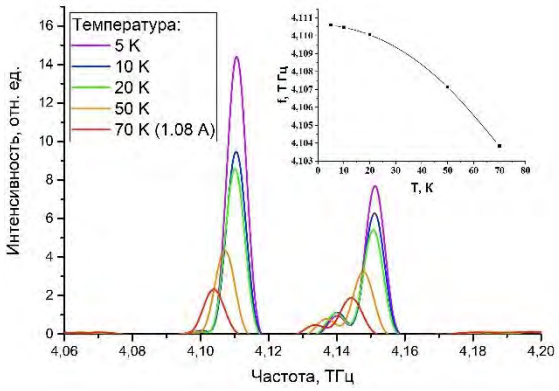


Рис. 3. Спектры излучения лазера (D) при температурах от 5 до 70 К, измеренные при токе 1.03 А с параметрами импульса 10 мкс / 1 мс. На вставке: температурный дрейф частоты излучения основной моды (4.1 ТГц). Полная перестройка частоты 6.76 ГГц

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-30020. Д. А. Белов благодарит за поддержку фонд «БАЗИС» (грант № 21-2-9-45-1).

Литература

1. A. Albo, Q. Hu // Applied Physics Letters, 106, 131108 (2015).
2. A. Khalatpour *et al.* // Nat. Photonics, 15, 16-20 (2021).

Взаимодействие экситонов со светом в мезоскопических структурах

А.В. Белоновский[1, 2, *], К.М. Морозов[1, 2], Е.И. Гиршова[1, 2], М.А. Калитеевский[1, 2, 3]

1 Санкт-Петербургский Академический Университет, улица Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021.

2 Санкт-Петербургский Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

3 Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

*belonovskii@spbau.ru

Объемный материал характеризуется непрерывным спектром состояний, в то время как в микрорезонаторах взаимодействие излучателя может осуществляется с одной оптической модой. В работе рассмотрены структуры, занимающие промежуточное положение между объемными материалами и микрорезонаторами (мезорезонаторы). В мезорезонаторах осуществляется взаимодействие экситона одновременно с несколькими оптическими модам, критерием чего являются сравнимые величины силы взаимодействия света и вещества (расщепления Раби) и энергетического интервала между модами резонатора.

Введение

Мезоскопическая физика является активно развивающейся в последнее время областью, в которой рассматриваются свойства систем на масштабах промежуточных между макроскопическим и микроскопическим. В случае электронов в твердом теле, рассмотрение мезоструктур (структур, размер которых сравним с длиной когерентности для электронов) привело к открытию новых эффектов, таких как эффект Ааронова-Бома и Универсальные флуктуации проводимости.

По аналогии с электронами в твердом теле, появляется актуальным вопрос, существуют ли мезоскопические эффекты при взаимодействии света с веществом?

Одной из основных характеристик микрорезонатора является существование одной высокодобротной фотонной моды, которая взаимодействует с экситоном. Энергетический интервал в таких структурах намного больше чем величина расщепления Раби. В объёмных же материалах имеет место непрерывный спектр мод. Однако мало внимания было уделено промежуточному случаю, а именно рассмотрению мезорезоструктур – структур, занимающих промежуточное положение между микрорезонаторами и объёмными материалами [1, 2, 3].

Теория

Для теоретического описания взаимодействия одной экситонной моды с несколькими фотонными модами рассмотрим модельную систему, состоящую из одной экситонной моды с энергией $\hbar\omega_0$и нескольких фотонных мод с энергией $\hbar\omega_k$. Гамильтониан, описывающий взаимодействие экситона в полости с оптическими модами резонатора и экситон-экситонное взаимодействие, имеет вид:

$$\hat{H} = \hbar\omega_0\hat{x}^+\hat{x} + \sum\hbar\omega_k\hat{a}_k^+\hat{a}_k + \sum_k\hbar g_k(\hat{a}_k^+\hat{x} + \hat{a}_k\hat{x}^+) + \hbar U\hat{x}^+\hat{x}^+\hat{x}\hat{x}, \quad (1)$$

где $\hat{x}^+, \hat{a}_k^+$ $(\hat{x}, \hat{a}_k)$ – операторы рождения (уничтожения) экситонна и фотона соответственно. Для операторов $\hat{a}_k^+$, $\hat{a}_k$, $\hat{x}^+$, $\hat{x}$, будут справедливы коммутационные соотношения для бозонов $[\hat{a}_k, \hat{a}_k^+] = 1$ и $[\hat{x}, \hat{x}^+] = 1$.

При наличии диссипации система модернизируется до описания системы с помощью Лиувиллиана для матрицы плотности с членами, отвечающими за диссипацию:

$$\partial_t\hat{\rho} = \hat{\mathcal{L}}\hat{\rho} \quad (2)$$

Благодаря данному уравнению можно составить систему дифференциальных уравнений, описывающую динамику населённостей фотонных и экситонных мод.

Экситоны и моды резонатора образуют смешанные состояния фотонов и экситонов (поляритонов), и систему иногда удобно описывать в поляритонном базисе. Количество частиц в поляритонной моде можно получить, с помощью диагонализации гамильтониана (1.1), учитывая, что ($U \ll gk$):

$$p_i = \langle\hat{p}_i^+\hat{p}_i\rangle = |c_{0i}|^2 n_{xx} + \sum_k c_{0i}c_{ki}^*(n_{xk} + n_{kx}) + \sum_{k,k'} c_{ki}c_{k'i}^* n_{kk'}, \quad (3)$$

где $n_{xx} = \langle\hat{x}^+\hat{x}\rangle$ – среднее значение числа экситонов, $n_{xi} = \langle\hat{x}^+\hat{a}_i\rangle = n_{ix}^*$ и $n_{ij} = \langle\hat{a}_i^+\hat{a}_j\rangle$ $(i \neq j)$ – зна-

чения в смешанных состояниях. Количество фотонов в моде i описывается выражением $n_{ii} = \langle \hat{a}_i^+ \hat{a}_i \rangle$. p_i – среднее количество поляритонов в моде i, c_{ij} – элемент матрицы перехода в поляритонный базис. Коэффициент $|c_{0i}|^2$ – является экситонным вкладом в поляритонную моду.

Поляритонная бистабильность

Рассмотрим систему, состоящую из пяти фотонных мод и одной экситонной моды и рассчитаем зависимость населенности поляритонных мод от накачки для данной системы. На рисунке 1 показаны зависимости населенности поляритонных мод в мезорезонаторе, поддерживающем пять фотонных мод, взаимодействующих с экситонной модой при наличии экситон-экситонного взаимодействия, характеризуемого константой взаимодействия $U = 12.86 \cdot 10^{-6}\omega_0$ (Если энергия экситона $\omega_0 = 3.5$ эВ, то U = 45 мкэВ [4]).

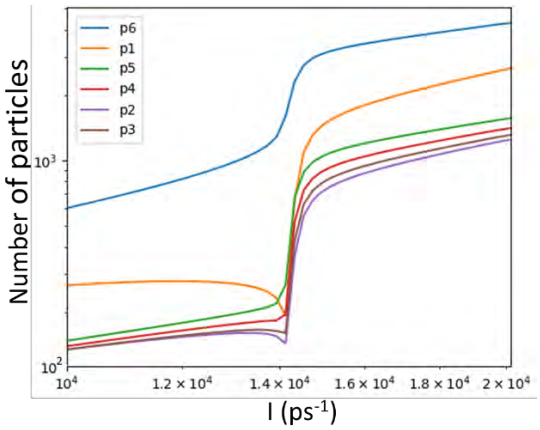


Рис. 1. Зависимость населенности поляритонных мод от накачки

Как видно из рисунка 1, система демонстрирует бистабильное поведение. Величина петли гистерезиса сильно зависит от величин диссипации экситонной и фотонных мод. С увеличением диссипации петля гистерезиса уменьшается. Поведение населенности поляритонных мод от накачки демонстрирует пороговое поведение. При достаточно низких значениях накачки зависимость заселенности поляритонов от накачки очень слабая. Когда накачка достигает определенного порогового значения, заселенность поляритонных мод резко возрастает, а затем растет гораздо быстрее. Это поведение аналогично поведению населенностей, которое получается путем решения квазиклассических уравнений Больцмана.

Поляритонные моды на рисунке 1 пронумерованы по возрастанию энергии. То есть мода p1 имеет самую низкую энергию, а мода p6 самую высокую. Как можно видеть из рисунка 1, для мод с низкой энергией наблюдается немонотонная зависимость населенности от накачки. Данный эффект наблюдается для поляритонных мод p1, p2 и p3. При этом, чем меньше энергия моды, тем сильнее данный эффект. Для моды в основном состоянии p1 немонотонная зависимость выражена наиболее сильно.

Поляритонная бистабильность является одним из самых интересных эффектов в поляритонике, который часто рассматривается как базовый принцип построения будущих систем обработки поляритонной информации. Такая дополнительная нелинейная зависимость, продемонстрированная в данной работе, может быть использована для расширения диапазона применения поляритонов.

Литература

1. A. V. Belonovski *et al.* // Optics Express, V. 29, no. 13, pp. 20724-20734 (2021).
2. A. V. Belonovski et al. // Optics Express, V. 28, no. 9, pp. 12688-12698 (2020).
3. G. Pozina et al. // Physica Status Solidi A, V. 217, no. 14, 1900894 (2020).
4. A. Baas et al. // Physical Review A, V. 69, P. 023809 (2004).

Структуры Au/GaAs(001) с нанокластерами золота: создание, диагностика, спектроскопия анизотропных плазмонов

В.Л. Берковиц[1], В.А. Кособукин[1], В.П. Улин[1], П.А. Алексеев[1], Ф.Ю. Солдатенков[1], В.С. Левицкий[2]

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт Петербург,194021.

2 НТЦ Тонкопленочных технологий, ул. Политехническая, 28, Санкт Петербург,194021.

*vladimir.berkovits@mail.ioffe.ru

Созданы структуры Au/N/GaAs(001) с интерфейсом в виде монослоя атомов азота, химически связанных с атомами галлия кристалла. При отжиге таких структур на поверхности кристалла образуются нанокластеры золота, которые имеют вытянутую форму и ориентированы в направлении $[1\,\bar{1}0]$. При этом в спектрах нормального отражения поляризованного света появляются резонансные особенности, частота, ширина и интенсивность которых существенно зависят от поляризации. Теоретически показано, что эти особенности обусловлены плазмонами, локализованными в нанокластерах Au, которые обладают сильной анизотропией формы и ориентации относительно направлений [110] и $[1\,\bar{1}0]$ подложки GaAs(001).

Введение

Структуры Au/GaAs с нанокластерами золота, выращенными на поверхности полупроводника, обладают большим потенциалом для приложений в наноэлектронике и нанофотонике. Это связано, в частности, с существованием в кластерах Au локализованных плазмонов, имеющих большую добротность. Однако для создания структур Au/GaAs методом отжига принципиальным препятствием является химическое взаимодействие между Au и GaAs. Оно начинается при температуре выше 250°C и приводит к внедрению золота в объем кристалла в виде сплава Au-Ga вместо образования нанокластеров Au.

В нашей работе развита технология создания методом отжига структур Au/N/GaAs(001), в которых нанесенная пленка Au и поверхность GaAs разделены монослоем нитрида GaN. Этот слой, химически нейтральный к Au, препятствует контакту золота и полупроводника, в процессе роста кластеров. Это позволяет получать нанокластеры химически чистого золота на поверхности подложки простым прогревом структур Au/N/GaAs.

Создание кластеров и диагностика

Исследуемые структуры создаются на подложках *n*-GaAs(001) с концентрацией примеси $4\cdot10^{18}$ см$^{-3}$. Поверхности подложек GaAs(001) подвергаются химической нитридизации в растворе гидразин-гидрата N_2H_4:H_2O с малой добавкой сульфида натрия Na_2S [1]. При этом на поверхности подложки формируется монослой нитрида, в котором атомы азота образуют связи с атомами Ga кристалла. На нитридизованную поверхность методом вакуумного испарения наносится пленка Au толщиной 10 нанометров. Приготовленные структуры Au/N/GaAs отжигаются в вакууме при температуре 300 ºC. Данные атомно-силовой микроскопии показывают, что в результате отжига продолжительностью 240 мин. на поверхности структуры образуется массив нанокластеров Au. В нем доминируют кластеры, имеющие вид цепочек, ориентированных преимущественно вдоль направления $[1\,\bar{1}0]$ на поверхности GaAs(001). Цепочки состоят из двух — четырех элементарных кластеров и имеют длины 50 — 100 нм и поперечные (в направлении [110]) размеры 20 — 25 нм, характерные для элементарных кластеров. На основании этой картины можно предположить, что причиной образования таких кластеров является анизотропия диффузии атомов Au по нитридизованной поверхности N/GaAs(001), имеющей анизотропную кристаллическую структуру [2].

Спектроскопия плазмонов и интерпретация результатов

Установленные анизотропия формы кластеров Au и их преимущественная ориентация предполагают, что локализованные на них плазмоны должны быть анизотропным относительно направлений $[1\,\bar{1}0]$ и [110] на поверхности GaAs(001).

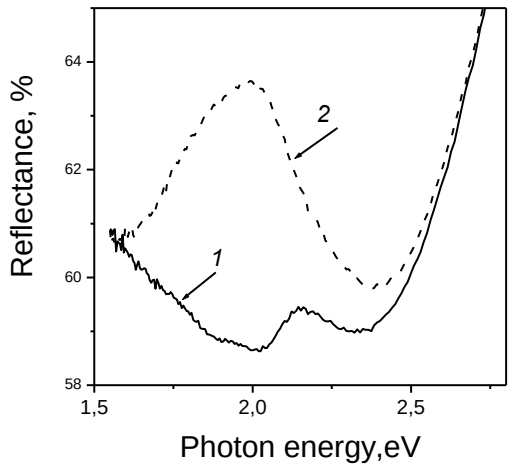


Рис. 1 Спектры нормального отражения поляризованного света от структур Au/N/GaAs(001) после их отжига. Спектры *1* и *2* измерены для поляризации света E‖[110] и E‖ $[1\,\bar{1}0]$ соответственно

Для исследования анизотропии плазмонов использовалась спектроскопия нормального отражения света, поляризованного в направлениях E||[110] и E||$[1\,\bar{1}0]$ в плоскости поверхности GaAs(001). Полученные спектры представлены на рисунке 1. Спектр отражения *1* с поляризацией вдоль направления [110], содержит узкую особенность при энергии 2.1 эВ. В спектре *2* для поляризации света вдоль направления $[1\,\bar{1}0]$ наблюдается существенно более интенсивная и широкая особенность с центром вблизи 1.8 эВ.

Особенности в спектрах поляризованного отражения, обнаруженные после отжига структур Au/N/GaAs(001), интерпретируются в оптической модели плазмонов, локализованных в наноскластерах Au [2]. Для нее вычисляются спектры компонент $X^{(a)}$ и $X^{(b)}$ безразмерной поляризуемости плазмонов, поляризованных в сфероиде вдоль полуосей a и b, отношение $\eta = b/a$ длин которых определяет форму сфероида. Компоненты $X^{(a)}$ и $X^{(b)}$ ответственны за появление резонансных особенностей в спектрах *1* и *2* (рис.1) с поляризациями в направлениях [110] и $[1\,\bar{1}0]$ соответственно. На рис. 2 представлены спектры компонент $X^{(a)}$ и $pX^{(b)}/10$ плазмонной поляризуемости при разных значениях $\eta = b/a > 0$ для сфероидов, вытянутых вдоль оси b. Спектры $X^{(a)}$ и $pX^{(b)}/10$ имеют вид элементарных линий в спектре плазмонов разной поляризации в сфероидах с разными η. Особенности в спектрах *1* и *2* имеют существенно большую ширину, чем плазмонные линии $X^{(a)}$ и $pX^{(b)}/10$, представленные на рис. 2. Следовательно, эти спектральные особенности неоднородно уширены, т.е. состоят из узких линий, принадлежащих

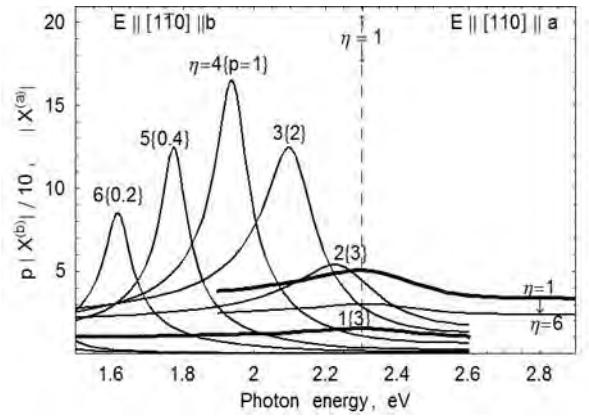


Рис. 2. Спектры безразмерных поляризуемостей (E‖[110]‖a) и $p\,|X^{(b)}|/10$ (E‖$[1\,\bar{1}0]$‖b), вычисленные для модели вытянутых Au сфероидов. с отношениями длин полуосей $\eta = b/a$ >1, которые показаны целыми числами. Множители p учитывают статистический вклад контуров $p\,|X^{(b)}|/10$ в особенность в спектре *2*

эллипсоидам с разными, которые однозначно связаны с частотами плазмонов. Для иллюстрации этого элементарные линии $pX^{(b)}/10$ на рис. 2 классифицируются параметрами $\eta\{p\}$, где p гипотетически выражает статистический вклад сфероидов с данным η (с соответствующей частотой плазмонов) в спектральную особенность. Видно, что положение и ширина огибающей спектральных вкладов $pX^{(b)}/10$ качественно согласуется с характеристиками особенности, наблюдающейся в спектре *2* (рис. 1).

Итак, мы показали, что на поверхности GaAs(001) с покрывающим нитридным атомным слоем образуются сильно анизотропные массивы кластеров золота, форма и ориентация которых определяется кристаллографией поверхности кристалла.

Исследования выполнены при поддержке Росссийского Фонда Фундаментальных Исследований, проект № 20-02-00257.

Литература

1. V.L. Berkovits, V.A. Kosobukin, V.P. Ulin, et al. // Applied Surface Science V. 507, 144982 (2020).

2. V.L. Berkovits, V.A. Kosobukin, V.P. Ulin, et al. // Physica Status Solidi V. 259, 2100394 (2022).

Применение лазерных методов имитации воздействия тяжелых заряженных частиц космического пространства при разработке интегральных схем

В.В. Бибикова[*1,2], И.Ю. Забавичев[1,2], А.М. Захаров[2], С.В. Карачкин[2], М.Ю. Кошельчук[2], И.Н. Полунин[2], А.А. Потехин[2], А.С. Пузанов[1,2], А.В. Сафонов[2], С.В. Оболенский[1,2]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022.

2 Филиал ФГУП «РФЯЦ ВНИИЭФ НИИИС им. Ю.Е. Седакова», ул. Тропинина, д. 47, Нижний Новгород, 603137.

*veronbib@mail.ru

Проведены исследования сбоеустойчивости шеститранзисторной ячейки памяти с проектными нормами 0,24 мкм, изготавливаемой по технологии «кремний на изоляторе», при облучении лазерными импульсами различной длительности, имитирующими воздействие тяжелых заряженных частиц космического пространства. Теоретически и экспериментально показан переход от «мощностного» к «интегральному» критерию стойкости субмикронных структур к воздействию частиц. Обсуждается возможность одновременной «засветки» нескольких транзисторов ячейки памяти сфокусированным лазерным излучением и влияние на сбоеустойчивость микросхемы в целом.

Введение

В последнее время во всем мире наблюдается процесс увеличения числа центров по исследованию изделий микро- и наноэлектроники с помощью лазерных источников ультракоротких импульсов. Одним из практических приложений лазерного излучения длительностью 10 – 30 пс является имитация воздействия тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) космического пространства на параметры изделий микроэлектроники [1, 2]. Интерес к лазерным имитаторам обусловлен их возможностью направленного воздействия на отдельные участки микросхемы с целью выявления наиболее критичных элементов изделия. Это позволяет не только оценить параметры стойкости микросхемы к воздействию ТЗЧ, но и указать критические узлы изделия, снижающие его сбоеустойчивость в целом. При этом существенно возрастает технико-экономическая эффективность опытно-конструкторских работ по созданию электронной компонентной базы за счет возможности оперативного внесения изменений в конструкцию и технологию изготовления разрабатываемого изделия.

Традиционно основное внимание уделяется оценке эквивалентности величины выделенной энергии в пятне локально сфокусированного лазерного излучения и в треке тяжелой заряженной частицы, а также определению коэффициента пропорциональности между энергией лазерного импульса и линейными потерями энергии ТЗЧ. Однако с уменьшением топологических норм элементов до субмикронных масштабов может реализоваться ситуация, когда лазерное излучение одновременно «засвечивает» сразу несколько транзисторов в ячейке памяти, что не наблюдается при воздействии ТЗЧ.

Объект исследований

В качестве объекта теоретических и экспериментальных исследований была выбрана шеститранзисторная ячейка статической памяти с проектными нормами 0,24 мкм, изготавливаемая по технологии «кремний на изоляторе». Из рисунка 1 видно, что сфокусированное до диаметра 2,5 мкм (что близко к дифракционному пределу для длины волны излучения 1064 нм) лазерное излучение может одновременно воздействовать на три транзистора в ячейке. С дальнейшим уменьшением топологических норм возможна «засветка» всей ячейки.

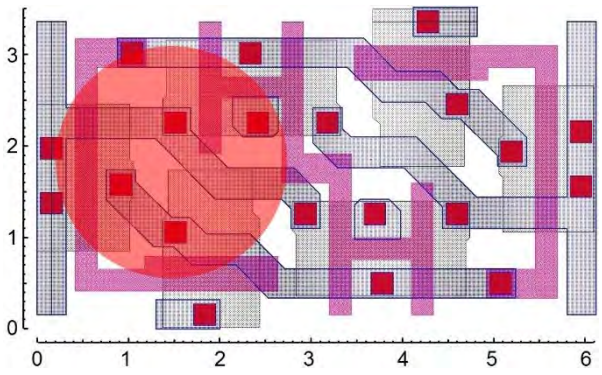


Рис. 1. Топология шеститранзисторной ячейки памяти размерами 6,1×3,5 мкм; ○ – возможная область «засветки»

Результаты и обсуждение

Установлено (рисунок 2), что при длительности возмущающего воздействия, меньшей некоторого значения, амплитуда ионизационного тока, требуемая для переключения ячейки памяти, обратно пропорциональна длительности этого воздействия. При более длительных воздействиях амплитуда ионизационного тока, при которой происходит переключение ячейки памяти, является величиной постоянной, не зависящей от длительности воздействия. Полученный результат ранее теоретически интерпретирован в работе [3].

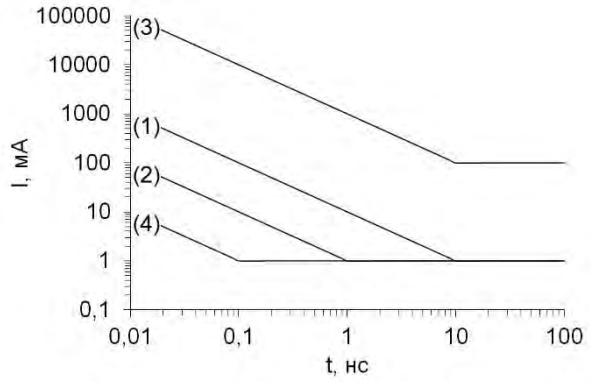


Рис. 2. Параметры ионизационного тока, необходимого для переключения ячейки памяти. Воздействие: (1) – на всю ячейку; (2) – на три транзистора; (3) – на два транзистора; (4) – на один транзистор

Для проверки полученного результата был проведен облучательный эксперимент с использованием лазеров нано- и пикосекундной длительности с длиной волны 1064 нм, что исключало разогрев электронно-дырочного газа [4, 5]. Сравнение результатов, приведенных на рисунке 3, показывает, что эффективность наносекундного лазера ниже, чем пикосекундного по эффектам одиночных сбоев. Это может привести к занижению порога и сечения одиночных сбоев при оценке параметров стойкости субмикронных микросхем к воздействию ТЗЧ при использовании лазера с наносекундной длительностью импульса.

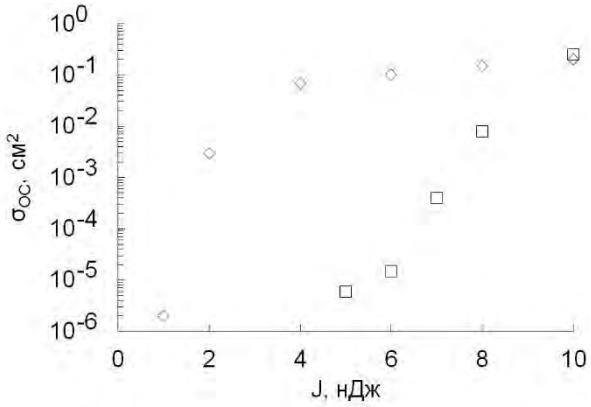


Рис. 3. Сечение одиночных событий при различных значениях энергии лазерного излучения при воздействии нано- (□) и пикосекундного (◊) лазера

Работа выполнена при финансовой поддержке Национального центра физики и математики (НЦФМ).

Литература

1. R. Jones, A.M. Chugg, C.M.S. Jones et al. // IEEE Transactions on Nuclear Science, V. NS-47, No. 4, P. 539 (2000).
2. А.И. Чумаков, А.Н. Егоров, О.Б. Маврицкий и др. // Микроэлектроника, Т. 33, № 2, С. 128 (2004).
3. А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов // Физика и техника полупроводников. Т. 54, № 8. С. 791 (2020).
4. А.С. Пузанов, В.В. Бибикова, И.Ю. Забавичев и др. // Письма в журнал технической физики, Т. 47, № 6, С. 51 (2021).
5. Пузанов А.С., В.В. Бибикова, И.Ю. Забавичев и др. // Физика и техника полупроводников, Т. 55, № 9. С. 743 (2021).

Особенности формирования планарных световодов для создания фотонных микросхем на кремниевой основе

А.И. Бобров[1], Д.С. Клементьев[2], Ю.И. Чигиринский[1], Ю.А. Дудин[1], А.В. Негин[2], К.В. Сидоренко[1], А.Н. Шушунов[1], А.В. Ершов[3], А.В. Нежданов[3], Н.В. Малехонова[1], А.В. Боряков[2], М.П. Федонин[2], В.В. Стоякин[4], В.А. Харламов[4]

1 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.

2 Филиал РФЯЦ-ВНИИЭФ "НИИИС им. Ю.Е. Седакова", ул. Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603137.

3 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, физический факультет, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.

4 ООО "Т8", ул. Краснобогатырская, 44, ст. 1, Москва, 107076.

*bobrov@phys.unn.ru

Представлен результат изготовления планарных фотонных микросхем на основе системы GeO_2:SiO_2 методами магнетронного распыления и электронно-лучевого испарения. Проведён анализ применимости различных подходов к формированию оптических волноводных структур на кремниевой основе.

Введение

Планарные фотонные микросхемы на основе слоёв смешанных оксидов кремния и германия подробно были исследованы в 80-90 годы XX века [1]. При этом в настоящее время эта система оказалась востребована для создания гибридных оптоэлектронных микрочипов, таких как DP QPSK-модуляторы лазерного излучения по схеме планарного интерферометра Маха-Цендера, применяемых в современных DWDM-системах [2].

Преимуществом планарных оптических волноводов GeO_2:SiO_2 являются низкие потери при распространении в них лазерного излучения [3]. Кроме того, они имеют хорошее согласование числовых апертур со стандартным кварцевым оптоволокном и планарными оптическими волноводами, формируемыми в ниобате лития [4]. Благодаря этому достигаются минимальные оптические потери при их стыковке.

На сегодняшний день для решения задачи изготовления оптических микросхем применяются три метода: магнетронное распыление, электронно-лучевое испарение и плазмохимическое осаждение. Последнее является наиболее эффективным из перечисленных подходов, что обусловлено простотой управления составом слоёв, высокой скоростью их осаждения, однородностью по толщине получаемых плёнок. Однако применение соединений германия приводит к загрязнению реактора установки плазмохимического осаждения, что налагает ограничения на применимость метода в рамках стандартной кремниевой технологии.

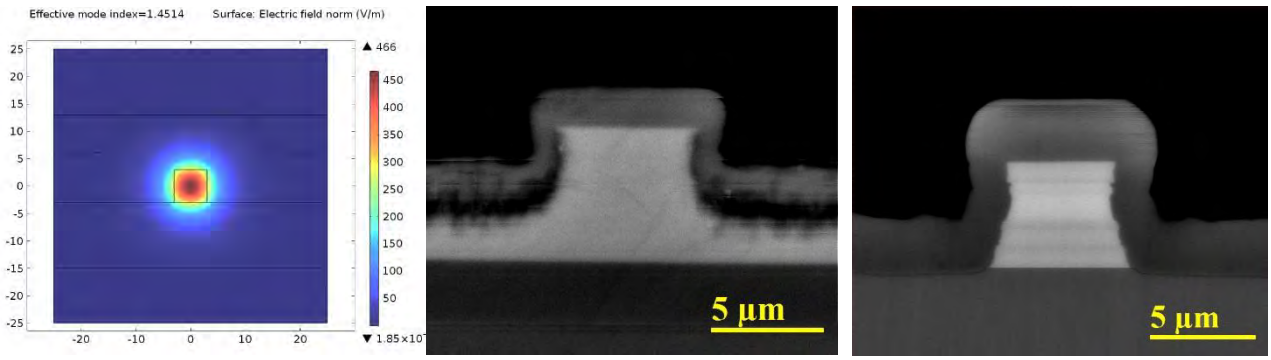
Таким образом, для создания слоёв GeO_2:SiO_2 на практике могут быть использованы два метода – магнетронное распыление и электронно-лучевое испарение. В работе приведён анализ опыта их применения.

Методика эксперимента

Математическое моделирование с целью определения геометрии и профиля показателя преломления планарного оптического волновода было осуществлено посредством программной среды COMSOL Multiphysics® (рис.1а).

Формирование слоёв смешанных оксидов кремния и германия производилось магнетронным распылением на установке «УВН-2М» и электронно-лучевым испарением на установке «Оратория 9». Формирование оболочки планарного оптического волновода из оксида кремния было выполнено методом плазмохимического осаждения. Работы осуществлены на материально технической базе Филиала РФЯЦ-ВНИИЭФ «НИИИС им. Ю.Е. Седакова».

Измерения толщин и показателей преломления пленок SiO_2 и GeO_2:SiO_2 производились с помощью спектроскопического эллипсометра PhE-102. Структура оптических волноводов контролировалась на поперечном срезе посредством растрового электронного микроскопа JEOL JSM-6495. Оптические потери в планарных волноводах измерялись на установке автоматической стыковки IFA600 (FIBERPRO, Корея).



а б в

Рис. 1. (а) Математическая модель GeO_2:SiO_2 оптического волновода, (б) снимок поперечного сечения волновода, полученного методом магнетронного распыления, (в) снимок поперечного сечения волновода, полученного методом электронно-лучевого испарения

Результаты

Магнетронное распыление обеспечило получение однородных по структуре и составу слоёв GeO_2:SiO_2 (рис. 1б). При этом метод отличается низкой скоростью осаждения диэлектрических плёнок – на уровне 0,8 мкм/ч.

Электронно-лучевое испарение позволяет формировать слои смешанных оксидов со скоростью в 10 раз большей (рис. 1в). При этом полученные плёнки продемонстрировали дефекты, возникающие из-за попадания на пластину капиллярной фракции из испаряемой мишени (рис. 2).

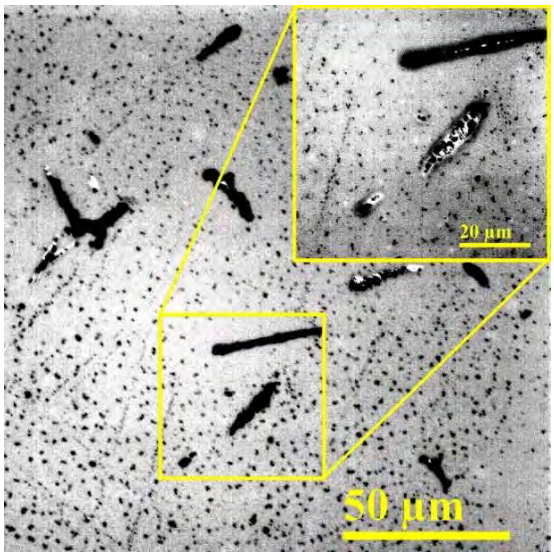


Рис. 2. Снимок дефектов в плёнке смешенных оксидов, полученной методом электронно-лучевого испарения

Установлено, что снижение ускоряющего напряжения и тока на электронной пушке позволяет уменьшить число дефектов, однако при этом существенно падает скорость осаждения оксидного слоя.

Таким образом, применение и магнетронного распыления, и электронно-лучевого испарения для создания планарных оптических микросхем является малоэффективным, особенно в контексте организации крупносерийного производства.

По результатам проведённых работ было принято решение перейти в дальнейшем к применению оксинитридов кремния в качестве материала сердцевины планарного оптического волновода.

Соответствующий выбор обусловлен тем, что указанный материал может быть получен методом плазмохимического осаждения в рамках стандартного кремниевого технологического процесса.

Кроме того, он обеспечивает вариативность состава и связанного с ним показателя преломления в диапазоне, необходимом для создания планарных оптических микросхем и идентичном системе GeO_2:SiO_2. Соответствующие оценки подтверждаются результатами, опубликованными в работе [3].

Литература

1. Agnes S. Huang *et al.* // Applied Optics, V. 24, 4404 (1985). DOI: 10.1364/ao.24.004404.
2. Shinji Mino *et al.* // NTT Technical Review, V. 9, 1 (2011). DOI: 10.1364/OFC.2011.OWV1
3. Christopher R. Doerr // Frontiers in Physics, V.3, 1 (2015). DOI: 10.3389/fphy.2015.00037
4. Aratake A. *et al.* // IEICE Trans. Electron, V. 103, 353 (2020). DOI: 10.1587/transele.2019ECP5044.
5. Luboš Podlucký *et al.* // Coatings, V. 11, 574 (2021). DOI: 10.3390/coatings11050574.

Новые методы визуализации ТГц изображений

С.Б. Бодров[1, 2], А.А. Мурзанев[1], А.И. Корытин[1], Ю.А. Сергеев[1], А.Н. Степанов[1, *], О.В. Чефонов[3], А.В. Овчинников[3], М.Б. Агранат[3]

1 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

3 Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва, 125412.

*step@ufp.appl.sci-nnov.ru

Экспериментально продемонстрированы два метода визуализации интенсивных ТГц полей, основанные на регистрации пространственного распределения с помощью CCD камер. Механизмом визуализации в первом методе является ионизации кремния CCD матрицы сильным ТГц полем. Во втором для построения ТГц изображений используется люминесценция графена в ТГц полях порядка сотни киловольт на сантиметр

За последние несколько десятилетий терагерцовая область превратилась в достаточно зрелое направление физических исследований. Были созданы источники излучения в терагерцовом диапазоне частот, работающие на разнообразных физических принципах. Появились детекторы терагерцового излучения, позволяющие измерять энергию ТГц импульсов, спектральный состав излучения, временную форму. Отдельно стоит проблема визуализации пространственного распределения терагерцового излучения. Исторически первой методикой, реализованной для ТГц изображений была терагерцовая спектроскопия во времени (THz Time Domain Spectroscopy). В дальнейшем для формирования изображений ТГц в режиме реального времени были разработаны ТГц датчики на основе теплового возбуждения (различные типы охлаждаемых и неохлаждаемых болометров, пироэлектрических детекторов, ячейки Голея) и другие. Несмотря на прогресс, достигнутый в получении изображения распределения ТГц полей, развитие чувствительного, быстрого, работающего при комнатной температуре ТГц детекторов остается актуальной задачей.

В настоящей работе приводятся результаты исследований, в которых предлагаются и экспериментально исследуются два новых метода визуализации интенсивных ТГц полей, основанные на регистрации пространственного распределения с помощью CCD камер. В первом методе показано, что при измерении полей порядка МВ/см может быть использована обычная коммерческая CCD матрица. Появление сигнала на матрице в этом случае происходит за счет генерации носителей в процессе ионизации кремния. Во втором методе облучение графена ТГц излучением с полями порядка сотни киловольт на сантиметр приводит к появлению оптической эмиссии, регистрируемой CCD матрицей. Результаты измерений распределения терагерцовых полей (плотности потока энергии) по оптической эмиссии графена и сравнение с измерениями электрооптическим методом приведены на рисунке ниже.

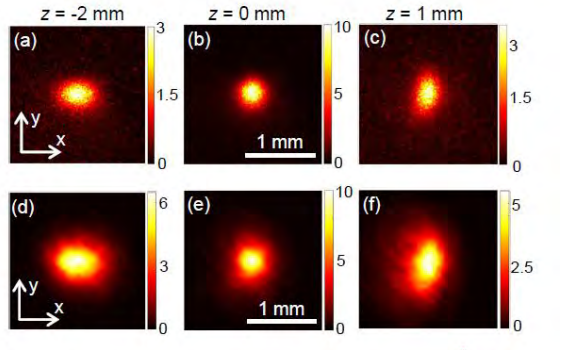


Рис. 1. Изображения распределения плотности потока ТГц излучения в разных сечениях пучка z, измеренные по оптической люминесценции графена (верхний ряд) и по электрооптическим измерениям (нижний ряд). (a),(d) z = -2 мм, (b),(e) z = 0 мм, (c),(f), z = 1 мм, z = 0 мм соответствует фокусу

Работа выполнена при поддержке НЦМУ и Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания ИПФ РАН, проект № 0030-2021-0012.

Литература

1. O.V. Chefonov, A.V. Ovchinnikov, M.B. Agranat, and A.N. Stepanov. Optics Letters, **44** (17), 4099 (2019).
2. S. Bodrov, A. Murzanev, A. Korytin, and A. Stepanov. Optics Letters, **46**(23), 5946-5949. (2021).

Методика многопараметрического анализа влияния эффекта всплеска скорости в канале короткоканальных транзисторов

А.Д. Боженькина[1, *], С.В. Оболенский[1, 2], И.В. Макарцев[1]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 ОАО "НПП Салют", Нижний Новгород, 603950.

*nnastasiaa@rambler.ru

Исследовано влияние формирования единичного кластера радиационных дефектов на характеристики короткоканальных структур. Проведены оценки изменения проводимости канала современных кремниевых транзисторов с различными размерами рабочих областей.

Введение

На основе гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs были созданы высокочастотные усилители большой мощности, способные работать в миллиметровом диапазоне [1]. Тем не менее проблема создания усилителя с выходной мощностью > 110 мВт в диапазоне частот 90−110 ГГц до сих пор остается актуальной[2]. Цель данной работы – усовершенствование комплекса аналитической и одномерной численной модели HEMT транзисторов. Разработка методики многопараметрического анализа влияния эффекта всплеска скорости в канале короткоканальных транзисторов.

Ранее авторами [3-5] детально изучались особенности физико-топологического моделирования данных структур, был предложен комплекс аналитических и численных моделей для расчета электрофизических параметров исследуемых приборов. Важной особенностью предлагаемого комплекса моделей является численный расчет параметров переноса электронов вдоль канала транзистора их скорости и энергии. За счет использования одномерной модели становится возможным проведение многопараметрической (до 5-7 параметров и более) оптимизации параметров транзистора. Последнее важно при использовании многослойных гетероструктур, каждый из слоев которых характеризуется рядом параметров – толщиной, проводимостью и т.п.

Исследуемые структуры

В расчётах были использованы транзисторы приборные HEMT гетероструктуры ES-228 и ES-344 с двухсторонним легированием канала (double HEMT). Особенностями конструкции приборных double HEMT гетероструктур является наличие дополнительного поставщика электронов в канал – высоколегированного слоя n^+-AlGaAs, расположенного ниже канального слоя InGaAs, обеспечивающего поставку дополнительного количества электронов в проводящий канал [6], контактного слоя n^+-GaAs [6]. Концентрация и подвижность 2D газа в канале составляет $3 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ и 7000 см^2 / (В · с). Дизайн структуры показан в табл. 1.

Таблица 1. Параметры слоев транзисторной гетероструктуры

Наименование слоя эпитаксиальной структуры	Материал	Толщина слоя, нм
Контактный	$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	20
Etch-stop	InAlAs	3
Контактный	$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	15
Барьерный	$In_{0.52}Al_{0.48}As$	21
Композитный канал		26
Буферный	$In_{0.52}Al_{0.48}As$	150
Подложка InP (100)		

Параметры структур

Гетероструктура InAlAs/InGaAs (RC-1725) с двухсторонним легированием канала на подложке InP была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург [7]. Для используемой структуры типичные значения концентрации и подвижности 2D газа в канале составляют $(2.8–3.1) \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ и 9500−10 000 см^2 / (В·с) соответственно. Дизайн структуры показан в табл. 2 [7].

В АО НПП «Салют» были изготовлены три партии СВЧ полевых транзисторов с затвором длиной 100 нм и шириной 120 мкм: на структуре ES-228 травление проходило однократно, затвор расположен по центру между стоком и истоком (SR-HEMT GaAs), на структурах ES-344 и RC-1725 проводилось двойное травление, затвор смещен к истоку транзистора (DR-HEMT GaAs и DR-HEMT InP со-

ответственно). Для других подложек форма затвора и длина были аналогичными.

Таблица 2. Параметры слоев транзисторной гетероструктуры HEMT InP

Наименование слоя эпитаксиальной структуры	Материал	Толщина слоя, нм
Контактный слой	n^+-GaAs	50–60
Etch-stop слой	AlAs	2–3
Барьерный слой 1	GaAs	15–20
Барьерный слой 2	$Al_xGa_{1-x}As$	5–7
Легированный слой	n^+-$Al_xGa_{1-x}As$	15–20
Спейсер	$Al_xGa_{1-x}As$	2–3
Сглаживающий слой	GaAs	1–3
Канальный слой	$In_xGa_{1-x}As$	8–15
Сглаживающий слой	GaAs	1–3
Спейсер	$Al_xGa_{1-x}As$	2–3
Легированный слой	n^+-$Al_xGa_{1-x}As$	2–6
Буферный слой 1	$Al_xGa_{1-x}As$	100–150
Буферный слой 2	GaAs	200–300
Подложка	i-GaAs	

Результаты расчетов и их обсуждение

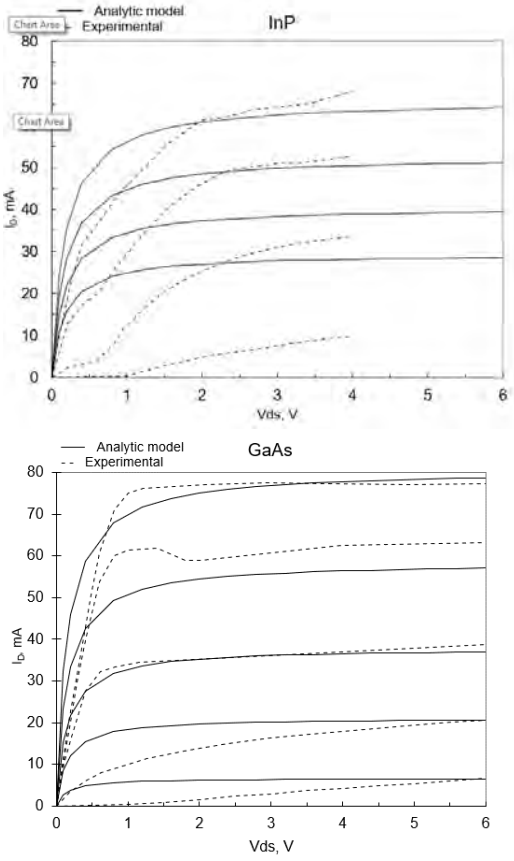


Рис 1. Сравнение вольтамперных теоретических (сплошная линия) и экспериментальных (штрих линия) характеристик. От -1,2 В до 0,4 В с шагом 0,4 В для GaAs структуры и от -0,8 В до -0,2 В с шагом 0,2 В для InP структуры

Результаты измерений статических характеристик исследуемых транзисторов показаны на рис. 1. Наличие области отрицательного дифференциального сопротивления связано с междолинным рассеянием электронов в транзисторах с узким затвором. Двойная канавка увеличивает ток стока транзистора, что связано с увеличением скорости электронов в канале. Аналитически рассчитанные значения удельной крутизны составили 374,5 мСм/мм для структуры GaAs и 888 мСм/мм для InP.

Транзисторы, выполненные по технологии двойного травления на структуре InP HEMT, показали в 2 раза большую крутизну (~ 1000 мСм/мм), чем транзисторы на структуре ES-344 GaAs HEMT, вследствие большей подвижности электронов в канале и меньшего напряжения отсечки (см. рис. 2). Стоит отметить, что несмотря на большое пробивное напряжение затвор-исток (12 В), транзисторы на структуре InP имели рабочее напряжение на стоке не более 4В.

Заключение

Рассчитанные значения параметров при помощи исследуемой модели довольно близки к опытным. Для GaAs структуры отклонение составило 6%, и 11% для InP.

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект 0729-2020-0057.

Литература

1. S.-J. Cho, C. Wang, R.K. Maharjan, N.-Y. Kim. Proceedings of APMC 2012 (Kaohsiung, Taiwan, 2012) p. 4.
2. В.А. Беляков, И.В. Макарцев, А.Г. Фефелов, С.В. Оболенский, А.П. Васильев 3, А.Г. Кузьменков, М.М. Кулагина, Н.А. Малеев // Влияние технологии двойного травления под затвор на параметры HEMT транзисторов на подложках GaAs и InP
3. Е. А. Тарасова, Д.С. Демидова, С.В. Оболенский и др.// Физика и техника полупроводников, т. 46, вып. 12, с 1587−1592, 2012 г.
4. Yokoyama K., Hess K. Monte Carlo study of electronic transport in Al1-xGaxAs/GaAs single-well heterostructures // Phys. Rev. B. 1986. Vol. 33, N 8. P.5595-5605.
5. Е.А. Тарасова, С.В. Оболенский, С.В. Хазанова, Н.Н. Григорьева, О.Л. Голиков, А.Б. Иванов, А.С. Пузанов, А.Д.Боженькина. // Физика и техника полупроводников, 2020, том 54, вып. 9, с 968 – 973, 2020.
6. J.B. Boos, W. Kruppa. Electron. Lett., 27, 1909 (1991).
7. Н.А. Малеев, А.П. Васильев, А.Г. Кузьменков, М.А. Бобров, М.М. Кулагина, С.И. Трошков, С.Н. Малеев, В.А. Беляков, Е.В. Петряков, Ю.П. Кудряшов, Е.Л. Фефелова, И.В. Макарцев, С.А. Блохин, Ф.А. Ахмедов, А.В. Егоров, А.В. Егоров, А.Г. Фефелов, В.М. Устинов. Письма ЖТФ, 45 (21), 29 (2019).

Однофотонное возбуждение биэкситонов в объемном кремнии и в кремниевых нанокристаллах

В.А. Бурдов*, С.А. Фомичёв

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, проспект Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

*burdov@phys.unn.ru

Обсуждается возможность рождения двух электронно-дырочных пар за счет поглощения одного фотона в объемном кремнии и в кремниевом кристаллите сферической формы. В рамках стандартного подхода, базирующегося на использовании Золотого правила квантовой механики, рассчитаны вероятности этого процесса и показано, что он реализуется исключительно за счет кулоновского взаимодействия между электронами.

Введение

Хорошо известно, что межзонное поглощение или излучение в кремнии (а также и в наноструктурах на его основе) является сильно подавленным в силу непрямозонности данного материала, которая приводит, фактически, к невозможности выполнения закона сохранения импульса при таком электронном переходе. Вместе с тем, если энергию фотона увеличить вдвое, то будет возможно перевести два электрона из окрестности максимума энергии в валентной зоне в окрестность двух минимумов энергии в зоне проводимости, расположенных симметрично относительно центра зоны Бриллюэна, не нарушая законов сохранения. Единственным требованием, предъявляемым к системе, без выполнения которого процесс становится невозможным, является наличие взаимодействия между электронами [1]. Нами был выполнен расчет скорости (обратного времени) процесса двухэлектронного возбуждения за счет поглощения одного фотона как в объемном кремнии, так и в кремниевом нанокристалле сферической формы.

Метод расчета

Для расчета скорости рождения биэкситона будем использовать стандартную процедуру, основанную на Золотом правиле Ферми:

$$\tau^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar}\left(\frac{eA}{mc}\right)^2 \left|\mathbf{e}_\alpha \mathbf{p}_{fi}\right|^2 \delta\left(\hbar\omega - \varepsilon_1 - \varepsilon_2\right) \qquad (1)$$

где e и m – заряд и масса свободного электрона, c – скорость света, A – амплитуда векторного потенциала электромагнитной волны поляризации α и частоты ω, $\mathbf{e}_\alpha$ – единичный вектор поляризации, $\mathbf{p}_{fi}$ – матричный элемент оператора импульса, вычисленный относительно конечного и начального состояний многоэлектронной системы. При этом мы рассматриваем ситуацию, когда рожденные электронно-дырочные пары имеют энергии ε_1 и ε_2, либо равные ширине оптической щели нанокристалла (если рассматривается нанокристалл), либо близкие к ширине запрещенной зоны ε_g кремния (если рассматривается объемный материал). Одноэлектронные состояния, из которых впоследствии конструируются многоэлектронные состояния системы с кулоновским взаимодействием, рассчитываются в рамках приближения огибающей.

Результаты

В случае объемного кремния была получена зависимость скорости процесса от частоты фотона вблизи порога поглощения, имеющая вид $\tau^{-1} \sim (\hbar\omega - 2\varepsilon_g)^{7/2}$, и свидетельствующая об относительной слабости данного процесса в объемном кремнии. В другом случае – в кремниевом нанокристалле – была получена зависимость скорости перехода от размера нанокристалла. Как показали проведенные расчеты, с уменьшением размера нанокристалла скорость рождения биэкситона начинает возрастать, что обусловлено постепенным ослаблением непрямозонности (в силу нарастающего перекрытия волновых функций электронных состояний) и усилением кулоновского взаимодействия в системе, обеспечивающего принципиальную возможность возбуждения биэкситона одним фотоном.

Литература

1. L. Garziano, V. Macri, R. Stassi, *et al.* // Physical Review Letters 117, 043601 (2016).

Фазоизменяемые материалы и нейроморфные оптические устройства на их основе

А.А. Бурцев, А.В. Киселев, В.В. Ионин, Н.Н. Елисеев, В.А. Михалевский, А.А. Лотин

Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, ул. Святоозерская, 1, г. Шатура, Московская область,140700.

* murrkiss2009@yandex.ru

В работе представлены исследования переключения тонкой пленки фазоизменяемого материала GST_{225} импульсным лазерным излучением наносекундной длительности, реализация и экспериментальное исследование прототипа оптического синапса на основе полимерного волновода с нанесенным оптически управляемым элементом в виде тонкой пленки фазоизменяемого материала. Продемонстрирована возможность управления проходящим через волновод оптическим сигналом внешним лазерным воздействием на активный элемент.

Введение

Стремительное развитие крупных центров обработки информации, рынка хранения данных и всемирных компьютерных сетей формирует высокий спрос на принципиально новые подходы реализации и использования устройств передачи и хранения данных, а также предъявляет повышенные требования к скоростям обработки информации и к способам ее размещения. Новые технологии важны для повышения вычислительной производительности, позволяя миновать узкое место архитектуры фон Неймана, то есть ограничение вследствие необходимости передачи информации между процессором и модулями памяти [1]. По сравнению с другими вычислительными методологиями, такими как квантовые вычисления, логическая память и стохастические вычисления, нейроморфные вычисления, основанные на принципах работы головного мозга, обеспечивают прорывное решение для выполнения надежных функций обучения и сложных вычислений с более высокой энергоэффективностью и отказоустойчивостью, используя массивный параллелизм в нейронных сетях [2].

Технологии на основе фазоизменяемых материалов (ФИМ), в частности GST_{225}, наиболее зрелые для реализации полностью оптических устройств хранения и обработки информации. Они уже были предметом интенсивных исследований и разработок в течение последнего десятилетия, но в контексте электронных модулей памяти и оптических дисков высокой плотности записи [3]. Яркой и функциональной особенностью этих материалов является высокий контраст между кристаллической и аморфной фазами как по их электрическим, так и по оптическим свойствам. В частности, ФИМ на основе халькогенидов обладают способностью переключаться между этими двумя состояниями в ответ на соответствующие тепловые воздействия (кристаллизация) или процессы стеклования расплава (аморфизация). Ячейка на основе тонких пленок халькогенидов может хранить несколько состояний, которые соответствуют разному соотношению аморфной и кристаллической фаз. Ячейки многоуровневых состояний обладают рядом принципиальных свойств, таких как предпороговый режим накопления энергии, пороговое значение энергии перехода и нелинейное поведение при переключении состояний, что позволяет рассматривать их работу как аналог биологического нейрона [4].

Исследование и разработка

В известных схемах оптического синапса ФИМ наносится поверх оптического волновода из нитрида кремния [5]. Вместо обнаружения сигналов отражения, как на оптическом диске, информация записывается непосредственно через величину оптического пропускания по волноводам, управляемую нераспространяющимися импульсами [6]. С помощью мощного лазерного импульса в масштабе времени нано- или субнано-секунд GST_{225} переключается между кристаллической и аморфной фазами [7]. Несмотря на достигнутые успехи в экспериментальном реализации прототипов устройств оптических синапсов, создание синапсов на основе твердотельных оптических волноводов несет в себе определенные технологические трудности, что обуславливает сложность и дороговизну при производственном

внедрении. Интегрированная фотоника на основе полимеров предлагает ряд преимуществ по сравнению с кремнием в ряде применений [8].

Световедущие жилы изготавливались из фоторезиста SU-8 2005 (n =1.55) на подложке из термически окисленного кремния, с толщиной окисла (SiO_2) 3 мкм. Данный полимер эффективно зарекомендовал себя в с-спектральном диапазоне (λ=1550 нм) [9]. Затем на поверхности волновода с помощью масок были нанесены круглые области тонкой (50 нм) пленки GST_{225} методом термического вакуумного напыления.

При однократном импульсном воздействии (λ=532 нм, τ=15 нс, E=33 мДж/см^2), продемонстрировано изменение уровня проходящего сигнала (λ=1550 нм) с последующим восстановлением прежнего уровня пропускания [10]. В аморфном состоянии пленки излучение распространяется по образованному волноводу из элемента GST_{225}. А в кристаллическом состоянии происходит поглощение волны. Предложенная концепция создания оптических синапсов является самой дешевой из всех известных планарных технологий создания волноводных оптических синапсов и позволяет реализовать вычислительные элементы и архитектуры на их основе с высокой степенью гетерогенной интеграции.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-29-12024 и Министерства науки и высшего образование РФ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

Литература

1. D.V. Christensen, R. Dittmann, B. Linares-Barranco et al. // Neuromorphic Computing and Engineering, Accepted Manuscript (2022).
2. W. Zhang, R. Mazzarello, M. Wuttig et al. // Nat. Rev. Mater., V. 4, 150–168 (2019).
3. E.R. Meinders, A.V. Mijiritskii, L. van Pieterson et al. Optical Data Storage. Phase-Change Media and Recording. Springer Science+Business Media, 2006.
4. S.R. Ovshinsky. // Jpn. J. Appl. Phys., V.43, 4695 (2004).
5. S-T. Han, Y. Zhou. Photo-Electroactive Non-Volatile Memories for Data Storage and Neuromorphic Computing. Woodhead Publishing, 2020.
6. F. Brückerhoff-Plückelmann, J. Feldmann, C.D. Wright et al. // J. Appl. Phys., V. 129, № 15, 151103 (2021).
7. A.V. Kiselev, V.V. Ionin, A.A. Burtsev et al. // Optics & Laser Technology, V. 147, 107701 (2022).
8. J.C. Ramirez, J.N. Schianti, M.G. Almeida et al. // Optical Materials Express, V.7, 2651 (2017).
9. V. I. Sokolov, G. V. Mishakov, V. Y. Panchenko et al. // Opt. Mem. Neural Networks, V.16, № 2, 67–74 (2007).
10. V.V. Ionin, A.V. Kiselev, A.A. Burtsev et al. // Appl. Phys. Lett., V.119, 081105 (2021).

Двумерные плазменные возбуждения в неупорядоченном массиве квантовых антиточек

Ю.Б. Васильев

1Физико-технический институт РАН, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021.

yu.vasilyev@mail.ioffe.ru

Экспериментально изучаются плазменные возбуждения в двумерных электронных системах в гетеропереходе AlGaAs/GaAs, содержащем слой самоорганизующихся антиточек на гетерогранице. В магнитном поле в спектрах терагерцового поглощения, полученных методами фурье-спектроскопии, наряду с циклотронным резонансом наблюдается магнитоплазменная мода. С ростом магнитного поля происходит экстремальное уменьшение ширины магнитоплазменной линии, что можно объяснить локализацией плазмонов магнитным полем в неупорядоченной решетке антиточек.

Введение

Плазменные волны не взаимодействуют со светом, в свободном пространстве из-за большого рассогласования их импульсов. Существуют различные подходы для согласования импульсов, основанные на дифракции света, например, формируются низкоразмерные структуры (полоски и диски), используется рассеяние света на дифракционных решетках, на различного рода неоднородностях. В качестве альтернативы, эффективная связь света с плазменными колебаниями для возбуждения плазмонов может быть достигнута в периодически модулированных структурах, таких как массив антиточек. В данном докладе изучается возбуждение двумерных плазменных возбуждений в неупорядоченном массиве квантовых антиточек. Из-за отсутствия периодичности в такой решетке возбуждаются широкие плазменные моды. Приложение магнитного поля приводит к формированию очень узкой магнитоплазменной моды, что можно объяснить локализацией плазмонов магнитным полем.

Образцы

Образцы, используемые в эксперименте, состоят из инвертированного одиночного гетероперехода AlGaAs/GaAs с массивом самоорганизованных квантовых островков AlInAs, сформированных в плоскости перехода на поверхности AlGaAs. Данные STM и AFM показывают, что островки имеют форму окружности с диаметром от 6 до 12 нм и «высотой» в направлении роста ~ 1нм. Их концентрация порядка 10^{11} $см^{-2}$, т.о. среднее расстояние между ними ~ 10 нм. Из-за более высокой энергии минимума зоны проводимости и ширины запрещенной зоны AlInAs по сравнению с GaAs, островки AlInAs представляют собой области свободные от электронов, и поэтому обладают характеристиками антиточек, обеспечивая короткодействующий отталкивающий потенциал для электронов в GaAs. Образцы снабжены верхним металлическим затвором для изменения концентрации электронов.

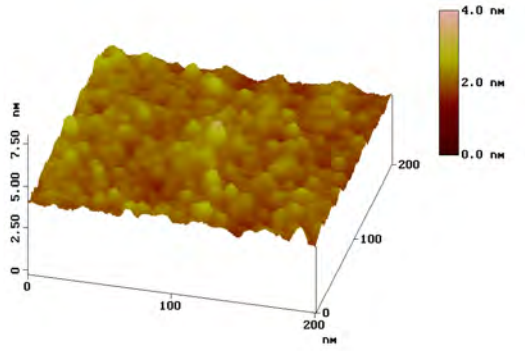


Рис. 1. Изображение морфологии поверхности гетероперехода

Эксперимент

Двумерные плазменные возбуждения в двумерном электронном газе (2DEG) гетероперехода изучались методом терагерцового поглощения при температуре T=2 K с использованием Фурье спектрометра в магнитных полях до 12T, приложенных перпендикулярно к образцу. Все спектры были нормализованы к спектру в отсутствии магнитного поля, чтобы исключить влияние подожки на измерения. Концентрация носителей 2DEG при различных смещениях затвора (Vg) оценивалась из осцилляций Шубникова – де Гааза.

Результаты

Типичный вид линий терагерцового поглощения показан на рис. 2 для образца с плотностью носителей $n_s=0.52\times10^{11}$ cm^{-2}. Спектры поглощения были получены при фиксированных магнитных полях. Видно, что ширина линии меняется с изменением магнитного поля и становится очень узкой при больших магнитных полях. Измеренные спектры были проанализированы путем оценки полной ширины на половине максимума (FWHM), которая отложена как функция магнитного поля на вставке к рис. 2. Хорошо видно, что ширина линии поглощения значительно уменьшается с ростом магнитного поля. Величина FWHM равна 1 cm^{-1} при магнитных полях около 4 Тл и далее плавно уменьшается до 0,4 cm^{-1} для более сильных полей. Столь малая ширина линии является неожиданной для такой неупорядоченной системы. В слабых магнитных полях транспортная подвижность, определенная по измерениям Шубникова-де Гааза $\mu_T=9.3\times10^4$ cm^2/Vs для образца с $n_s=0.52\times10^{11}$ cm^{-2} согласуется с ожидаемой низкой транспортной подвижностью из-за рассеяния на антиточках InAlAs. Очень узкая линия CR предполагает, что рассеяние электронов резко уменьшается при увеличении магнитного поля.

Классическое баллистическое движение 2D-электронов, взаимодействующих с неупорядоченной решеткой антиточек в магнитном поле было рассчитано в работе [1]. Помимо обычного перколяционного фазового перехода, связанного с геометрической размерами, был найден порог магнитной перколяции, разделяющий неограниченное движение для большого циклотронного радиуса R и полную локализацию электронов при малых R. Это связано с существованием локализованных траекторий в 2D-системе. Первый тип траекторий - это круговые траектории, на которых отсутствуют любые столкновения. Другой вид - розеткообразные траектории, возникающие в результате возврата свободной траектории в магнитном поле к точке ее старта на антиточке. В достаточно слабом магнитном поле большинство траекторий пересекается с множеством антиточек, поэтому локализованные траектории встречаются редко. Средняя вероятность того, что электрон не столкнется с антиточками, определяется циклотронным радиусом электронов R на поверхности Ферми. Эта доля локализованных траекторий растет с ростом магнитного поля. Среди траекторий рассеяния есть как локализованные, так и делокализованные. Если магнитное поле достаточно велико, делокализованные траектории исчезают, потому что циклотронный диаметр становится меньше расстояния между поверхностями антиточек. Это магнитный перколяционный фазовый переход. Подобные рассуждения, по-видимому, применимы для плазмонов. Формирование локализованных плазмонов сопровождается уменьшением ширины линии поглощения. Более того экстремально узкая спектральная ширина плазменной моды указывает на коллективный эффект. Когда дифрагированная волна, возникшая при рассеянии света на антиточках, распространяется в плоскости массива, она может соединить вместе локализованные плазмонные резонансы, связанные с отдельными антиточками, что приведет к резкому сужению плазмонных резонансов.

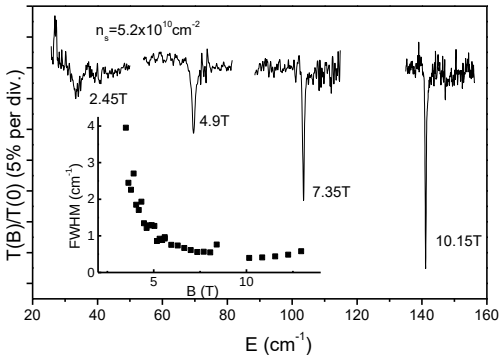


Рис. 2. Спектры поглощения при фиксированных магнитных полях и ширина линии в зависимости от магнитного поля

Литература

1. E.M. Baskin, M.V. Entin // Physica B, V. 249-251, 805 (1998).

Поглощение и фотолюминесценция в инфракрасном диапазоне в легированных квантовых точках GeSi/Si

М.Я. Винниченко[1, *], И.С. Махов[2], Р.В. Устименко[1], Д.А. Фирсов[1], А.А. Саркисян[1, 3]

1 Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия.

2 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Кантемировская, 3, Санкт-Петербург, 194100, Россия.

3 Российско-Армянский университет, ул. Овсепа Эмина, 123, Ереван, 0051, Армения.

*mvin@spbstu.ru

В работе представлены спектры межзонной фотолюминесценции в структурах с квантовыми точками GeSi/Si разного уровня легирования при разных температурах и уровнях оптической накачки. Обнаружен голубой сдвиг пика, соответствующего непрямым переходам в реальном пространстве, с ростом уровня фотовозбуждения, который объясняется изменением изгиба зон на гетерогранице при высоких концентрациях носителей заряда. В инфракрасных спектрах равновесного и фотоиндуцированного поглощения света идентифицированы пики, соответствующие выбросу дырок из квантовых точек, а также межуровневым переходам дырок в квантовых точках.

Введение

Работа посвящена исследованию оптических характеристик перспективных нульмерных систем на основе квантовых точек (КТ) GeSi/Si. Данные квантовые точки являются, с одной стороны, достаточно сложными объектами, в которых возможно экспериментальное наблюдение различных квантово-механических эффектов. С другой стороны, эта система материалов является крайне перспективной с точки зрения потенциальных применений в области оптоэлектроники ближнего и среднего инфракрасных диапазонов, совместимой со стандартной кремниевой технологией [1, 2].

В данной работе приводятся экспериментальные результаты по исследованию влияния оптической накачки и температуры на межзонную фотолюминесценцию (ФЛ) в КТ GeSi/Si, связанную с прямыми и непрямыми в реальном пространстве переходами носителей заряда.

Исследованы также равновесное и фотоиндуцированное поглощение в КТ в среднем ИК диапазоне при разных температурах и интенсивностях оптической накачки.

Образцы и методика эксперимента

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках Si(100) были выращены 10 слоев КТ GeSi, разделенных слоями собственного кремния толщиной 15 нм. Формирование Ge КТ проводилось с применением сурфактанта (Sb) с целью повышения плотности массива КТ по методу, описанному в [3]. Были выращены четыре структуры с разным уровнем легирования КТ акцепторами: 0, 4, 8, $12 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Для сравнения использовалась Si подложка без квантовых точек. Для измерений спектров поглощения образцы были выполнены в многопроходной геометрии. С этой целью две противоположные грани образца были сточены под углом 45 градусов. Измерения проводились с помощью вакуумного фурье-спектрометра. Для исследований при криогенных температурах использовался криостат замкнутого цикла.

Результаты и их обсуждение

На рисунке 1 представлены спектры межзонной ФЛ нелегированной структуры с КТ при разных интенсивностях оптической накачки. Для легированных структур зависимости выглядят схожим образом. На вставке к рисунку 1 схематично представлена зонная диаграмма КТ в направлении роста структуры, синей и красной стрелками показаны прямые и непрямые в реальном пространстве межзонные переходы электронов. Пик ФЛ в области энергии кванта ~ 1100 мэВ был обнаружен не только в образцах с КТ, но и в референсном образце без КТ и связан с излучательной рекомбинацией непрямых экситонов в кремнии или с фононными репликами [4]. На спектрах ФЛ обнаружен голубой сдвиг пика, соответствующего непрямым переходам, с увеличением оптической накачки, который объясняется изгибом зон на гетерогранице Si/Ge при высоких концентрациях

носителей заряда. Наблюдаемый сдвиг пика увеличивается с ростом уровня легирования. Отметим, что интенсивность ФЛ, связанной с прямыми в реальном пространстве переходами, ниже, что может быть связано с меньшей концентрацией неравновесных электронов, участвующих в рекомбинации.

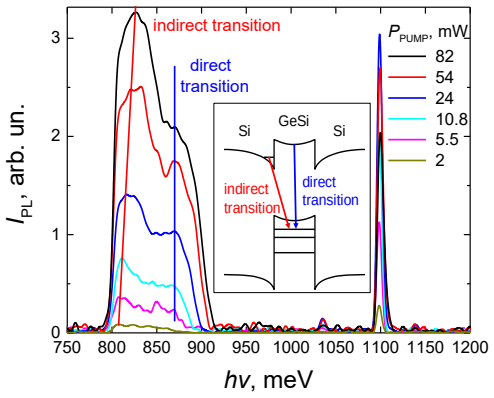


Рис. 1. Спектры межзонной фотолюминесценции нелегированной структуры с КТ при разных интенсивностях оптической накачки P_{PUMP} при T = 4 К. На вставке схематично приведена зонная диаграмма КТ в направлении роста структуры. Стрелками показаны прямые (direct) и непрямые (indirect) в реальном пространстве переходы

Были также измерены температурные зависимости спектров ФЛ. Увеличение температуры приводит к спаду интенсивности ФЛ для обоих типов переходов. Интенсивность пика ФЛ, связанной с прямой в реальном пространстве электрон-дырочной рекомбинацией, спадает намного быстрее. Это может быть связано с более интенсивной температурной депопуляцией электронных состояний, слабо локализованных непосредственно в КТ, по сравнению с состояниями, локализованными в потенциальных ямах на гетероинтерфейсе.

В равновесных поляризованных спектрах поглощения обнаружены два пика, связанные с выбросами дырок из основного и возбужденного состояний КТ (отмечены стрелками «a» и «c» на вставке к рисунку 2). С увеличением температуры происходит уменьшение поглощения, связанное с уменьшением концентрации носителей заряда как на основном, так и на возбужденном уровнях. Стоит отметить, что более интенсивное температурное гашение проявляется для пика поглощения, связанного с переходами с возбужденных состояний, в более легированных образцах.

В спектрах изменения интенсивности света, прошедшего через образец, в условиях внешней оптической накачки (см. рисунок 2) помимо пиков, связанных с выбросами носителей заряда из КТ, присутствует пик «b», связанный с поглощением света в КТ при межуровневых переходах дырок. Относительное изменение фотоиндуцированного поглощения при температуре 4 К для переходов, связанных с выбросом носителей заряда из КТ, составляет около 1% для нелегированной структуры и около 0,5% для легированных структур при мощности накачки 200 мВт.

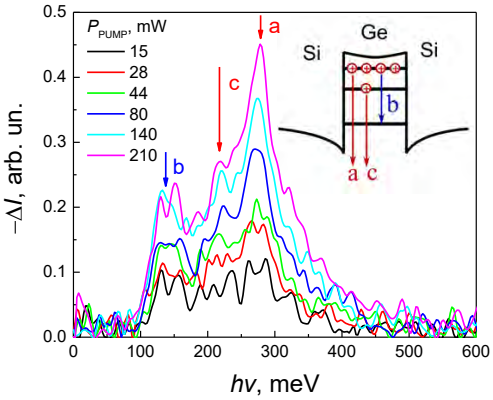


Рис. 2. Спектры фотоиндуцированного пропускания света p-поляризации структурой с КТ, легированными до уровня $8{\cdot}10^{11}$ см$^{-2}$, при разных уровнях оптической накачки. На вставке представлена схема оптических переходов

Полученные экспериментальные данные позволили определить положение уровней дырок в квантовых точках. Проведенные исследования могут быть полезны при разработке детекторов среднего инфракрасного излучения на базе наноструктур с КТ Ge/Si. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (грант 20-52-05004), комитета по науке РА (грант SCS 20RF-041) и Минобрнауки РФ (государственное задание).

Литература

1. W. W. Chow, F. Jahnke // Progress in quantum electronics, 37(3), 109-184 (2013).
2. D. Bimberg, U. W. Pohl // Materials Today, 14(9), 388-397 (2011).
3. A. Tonkikh, N. Zakharov, V. Talalaev, P. Werner // Phys. Status Solidi RRL, 4, 224 (2010).
4. B. Adnane *et al.* // Applied Physics Letters, 96(18), 181107 (2010).

Темновые токи униполярных NBvN структур на основе HgCdTe

А.В. Войцеховский[1, §], С.Н. Несмелов[1], С.М. Дзядух[1], Д.И. Горн[1], Н.Н. Михайлов[1-3, *], С.А. Дворецкий[1, 2], Р.В. Меньшиков[2], Г.Ю. Сидоров[1, 2], И.Н. Ужаков[2], М.В. Якушев[2]

1 Томский государственный университет, пр. Ленина 36, Томск, Россия, 634050.

2 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия, 630090.

3 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, Новосибирск, 630090.

*vav43@mail.tsu.ru, §mikhailov@isp.nsc.ru

В работе приводятся результаты экспериментального исследования NBvN-структур созданных на основе эпитаксиальной пленки твердых растворов теллурида кадмия и ртути ($Hg_{1-x}Cd_xTe$) с содержанием CdTe x=0.303 в поглощающем ν-слое толщиной 4.4 мкм, перспективных для создания эффективных приемников излучения среднего (3-5 мкм) инфракрасного диапазона, работающих при повышенных температурах.

Фундаментальные свойства полупроводникового твердого раствора теллурида кадмия и ртути $Hg_{1-x}Cd_xTe$ обеспечивают его широкое применение при создании высокочувствительных инфракрасных детекторов, действующих в различных спектральных областях ИК диапазона. Создание униполярных барьерных структур с одной стороны потенциально позволяет повысить рабочую температуру детекторов, а с другой дает существенные технологические преимущества [1]. Публикации о практических попытках создания детекторов на основе униполярных барьерных nBn-структур на основе МЛЭ HgCdTe стали появляться уже достаточно давно [2, 3], но до сих пор результаты исследований показывают необходимость дальнейшего усовершенствования технологического цикла создания подобных структур для уменьшения влияния компоненты тока связанной с поверхностной утечкой и уменьшения времени жизни Шокли-Рида-Холла. В докладе представлены результаты исследования MWIR NBvN-структур на основе HgCdTe, выращенного методом МЛЭ на подложках из GaAs (013).

Образцы и методики эксперимента

Выращивание эпитаксиальной пленки $Hg_{1-x}Cd_xTe$ осуществлялось на установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Обь-М» с эллипсометрическим контролем толщины и состава растущих слоев in-situ. В процессе роста на подложке GaAs (013) сначала были сформированы буферные слои ZnTe и CdTe (толщиной 30 нм и 5.5 мкм, соответственно) для согласования постоянных кристаллических решеток, а затем последовательно слой за слоем выращивались: широкозонный нижний N_2-слой; поглощающий ν-слой; барьерный B-слой; покрывающий (контактный) N_1^+-слой с повышенным уровнем легирования индием. При росте барьерного слоя для получения резкой гетерограницы производилась остановка технологического процесса с изменением технологических ростовых параметров (до десятка минут) и степень размытия гетерограницы не превышала нескольких нанометров. Для данной серии образцов в содержание CdTe поглощающем ν-слое толщиной 4.4 мкм находилось в районе 0.303, а внедряемая в процессе роста концентрация индия составляла величину $3{,}22 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$. Схематическое изображение расположения слоев NBvN-структуры изображено на рисунке 1 (а).

Для физического разделения исследуемой пленки на отдельные структуры проводилось жидкостное травление поверхности $Hg_{1-x}Cd_xTe$, в результате чего получались раздельные меза-структуры. Для осуществления возможности анализа влияния боковой поверхности на характеристики, проводилось формирование структур различного диаметра: 500, 450, 400, 350, 300, 250, 200, 150, 100, 50 и 20 мкм. В результате для каждого типоразмера имеется свое отношение периметра к площади структуры, определяющей вклад границы раздела на боковых поверхностях меза-структур. Схематическое изображение распределения исследуемых образцов по поверхности структуры изображено на рисунке 1 (б). После этого проводилась пассивация всей поверхности структуры диэлектрическим покрытием Al_2O_3, который наносился наносится методом плазменно-индуцированного атомно-слоевого осаждения (PE ALD) при температуре образца 120 °C.

Для формирования МДП-структур на основе пленок NBvN на поверхность Al_2O_3 напылялись металлические электроды из индия. Для создания обычных NBvN-стуктур перед напылением металлических электродов проводилось вскрытого контакта.

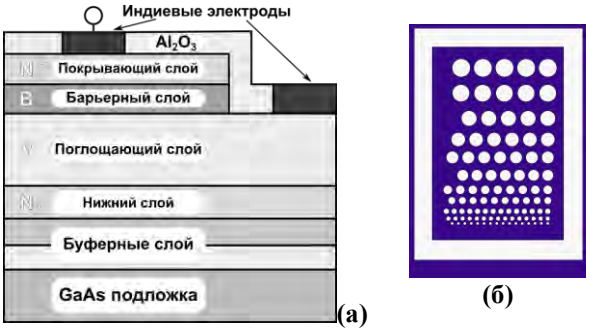


Рис. 1. Схематическое представление расположения слоев (а) и электродов (б) NBvN-структуры

Результаты и обсуждение

Для изготовленных образцов измерялись ВАХ на различных температурах, а также температурные зависимости плотности тока при различных напряжениях. Для выявления влияния поверхностной утечки определялись зависимости тока от отношения P/A, где P – периметр, A – площадь мезаструктуры. МДП-структуры изготовленные на основе пленок NBvN использовались для проведения исследования свойств данных пленок методом спектроскопии адмиттанса. На основании измерения ВАХ были построены графики Аррениуса при различных напряжениях смещения. Определенные величины энергии активации соответствуют значению, близкому к ширине запрещенной зоны.

Для выделения из общего тока структуры компонент, связанных с объемной плотностью тока и плотностью тока поверхностной утечки, были проведены измерения зависимости плотности темнового тока от отношения периметра к площади NBvN-структур при температуре 295 К. Плотность тока поверхностной утечки определяется из наклона прямой, а точка пересечения с осью ординат дает значение объемной компоненты тока.

При исследования температурных зависимостей адмиттанса на различных частотах переменного тестового сигнала были обнаружены две группы максимумов нормированной дифференциальной проводимости (рисунок 2), соответствующие двум энергиям активации носителей заряда. Для обнаруженных групп максимумов нормированной дифференциальной проводимости были построены графики Аррениуса. Энергии активации, определенные по углу наклона, составили величины 0.295 эВ и 0.357 эВ.

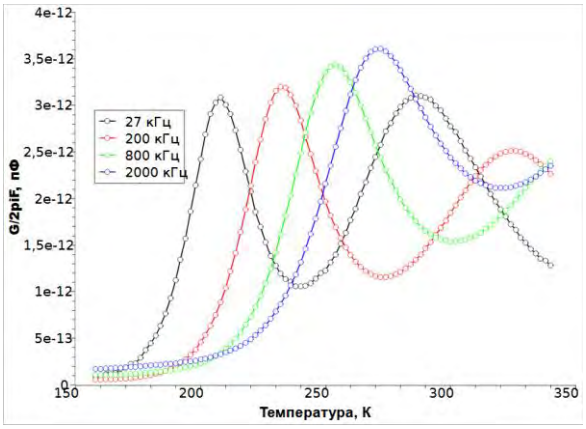


Рис. 2. Температурные зависимости приведенной проводимости МДП- структуры на основе пленки NBvN, измеренные на различных частотах в режиме обогащения

Проведенные экспериментальные исследования NBvN-структур, изготовленных на основе МЛЭ $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с содержанием CdTe в поглощающем слое 0.303, показали перспективность использования данных пленок для создания эффективных приемников излучения среднего (3-5 мкм) инфракрасного диапазона, работающих при повышенных температурах. Использованные для получения структур на основе данных материалов параметры технологических операций позволили получить низкую плотность тока поверхностной утечки ($1.44 \cdot 10^{-7}$ А/см) при плотности объемной компоненты равной $8.57 \cdot 10^{-4}$ А/см. Проведение адмиттансных исследований позволило определить энергии активации носителей заряда, которые составили величины 0.295 эВ и 0.357 эВ, что достаточно близко к ширине запрещенной зоны в поглощающем слое.

Исследования проведены при финансовой поддержке гранта Российского Научного Фонда (проект № 19-12-00135).

Литература

1. Maimon S., Wicks G.W. // Appl. Phys. Lett., V. 89, 151109 (2006).
2. Itsuno A.M., Phillips J.D., Velicu S. // Appl. Phys. Lett., V. 100, 161102 (2012).
3. Velicu S., Zhao J., Morley M., et al. // Proc. SPIE, V. 8268, 826282X (2012).

Свойства магнитоплазмон- поляритонов в 2D электронных системах с тыловым затвором

В.А. Волков[1, *], А.А. Заболотных[1]

1 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11-7, Москва 125009.

* Volkov.v.a@gmail.com

Исследовано взаимодействие экранированных 2D магнитоплазмонов с фотонными модами в естественном волноводе, представляющем собой диэлектрическую подложку, отделяющую двумерную (2D) электронную систему от тылового затвора. (back-gate). При достаточно больших толщинах подложки и/или высоких концентрациях электронов скорость квазистатических экранированных плазмонов может быть большой (и даже сколь угодно сильно превышать скорость света). Это ведет к необходимости учета сильного электромагнитного запаздывания, что, в свою очередь, обеспечивает эффективное связывание 2D плазмонов с волноводными модами Фабри-Перо. Исследована дисперсия и магнитодисперсия полученных поляритонов.

Рассмотрены свойства 2D магнитоплазмонов, бегущих вдоль бесконечной двумерной электронной системы, параллельно которой расположен идеально проводящий электрод (затвор), при учете принципиально важной роли подложки. К настоящему времени плазмон- поляритоны в экранированных 2D электронных системах исследованы относительно мало. Причина состоит в следующем. Мерой запаздывания для плазмонов в таких системах является безразмерный параметр, равный отношению (квазистатической) скорости плазменных колебаний к скорости света в подзатворном диэлектрике толщиной d. В стандартных экранированных структурах с $d \simeq 100$ нм это отношение мало, и, соответственно, влияние электромагнитного запаздывания на экранированные плазменные колебания пренебрежимо мало. Под стандартными структурами подразумеваются структуры с фронтальным затвором («gated» structures).

Тем не менее, совсем недавно экранированные плазмоны в режиме существенного запаздывания, когда вышеуказанный параметр запаздывания превышал единицу, удалось исследовать экспериментально [1]. Для этого использовались структуры с тыловым затвором («back-gated structures»), в которых величина d, равная толщине подложки, достигала величины 640 мкм. Важно, что при этом был реализован режим сильной экранировки, когда величина d оставалась еще малой по сравнению с длиной волны плазмона. В связи с этим в настоящем докладе детально исследуется структура магнитоплазмон-поляритонных мод в бесконечной экранированной 2D системе в структурах с тыловым затвором, в том числе, и в режиме сильного запаздывания.

В отсутствие магнитного поля взаимодействие 2D плазмонов с модами диэлектрического волновода (подложки), приводит к формированию семейства волноводных плазмон – поляритонных мод, две нижние из которых обладают бесщелевой дисперсией и TM симметрией. Постоянное магнитное поле, ортогональное плоскости системы, гибридизирует разные моды. Тем не менее, разделение всех мод на продольные и поперечные (TM-TE классификация), обычно справедливое лишь в отсутствие магнитного поля, восстанавливается в пределе сильных полей. В работе найдены спектры и магнитодисперсия полученных 2D мод. На результаты существенно влияет магнитополевая дисперсия частот отсечки волновода. Даже слабое магнитное поле открывает частотную щель, линейную по B, в спектре одной из нижних магнитоплазмон - поляритонных мод. Эта щель равна частоте перенормированного циклотронного резонанса. С ростом поля величина щели выходит на плато.

Работа поддержана грантом РНФ 21-12-00287.

Литература

1. I. V. Andreev, V. M. Muravev, N. D. Semenov, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B 103, 115420 (2021).

Джозефсоновский спектральный анализ излучения ТГц квантовых каскадных лазеров

О.Ю. Волков[1], И.Н. Дюжиков[1], Р.А. Хабибуллин[2], Ю.Я. Дивин[1,*]

1 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11-7, Москва, 125009.

2 Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники им. В.Г. Мокерова РАН, Нагорный пр., 7- 5, Москва, 117105.

*yyd@cplire.ru

С помощью джозефсоновских переходов из $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и метода гильберт-спектроскопии исследованы спектры излучения терагерцовых (ТГц) квантовых каскадных лазеров (ККЛ) при различных токах инжекции. Обнаружено, что, наряду с набором резонансных линий при ТГц частотах f_i (i = 1,2…n), в спектрах присутствуют и низкочастотные компоненты с разностными частотами f_k-f_m. Количество отдельных линий и их интенсивность в низкочастотной и высокочастотной частях спектра немонотонно зависят от тока инжекции через ККЛ. Обнаруженная генерация разностных частот (DFG) свидетельствует о наличие нелинейных эффектов второго порядка в поляризуемости активной области ККЛ.

Введение

Идея квантового каскадного лазера (ККЛ) [1] оказалась одной из наиболее успешных в современных терагерцовых (ТГц) технологиях. Излучение из ТГц ККЛ наблюдалось в частотном диапазоне от 1,2 до 5,4 ТГц. Однако, это излучение имеет полихроматический характер и сложную диаграмму направленности, что связанно с наличием резонансных мод в активном объеме ККЛ. Кроме того, вследствие нелинейных эффектов в активном объеме ККЛ возможны процессы преобразования генерируемых частот, что может еще расширить спектральную область и диаграмму направленности излучения**.**

В таком случае, исследовать спектры излучения из ККЛ и, соответственно, их нелинейную динамику предпочтительно с помощью методов, работающих в частотном пространстве.

В данной работе представлены результаты исследования излучения ТГц ККЛ с помощью нестационарного эффекта Джозефсона.

Методика эксперимента

Для исследования излучения ККЛ мы использовали метод гильберт-спектроскопии [2], в котором спектр излучения $S(f)$ получают после применения обратного преобразования Гильберта к измеренному детекторному отклику $\Delta I(V)$ джозефсоновского перехода (ДП) следующим образом

$$S(f) \sim \left(\frac{1}{\pi}\right) P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{H(f_j)df_j}{f_j - f} \qquad (ф1)$$

где $H(f_j) = 2\Delta I(f_j) I_0(f_j) f_j / \pi f_c^2$ - нормированная функция отклика, которая состоит из произведения джозефсоновской частоты $f_j = 2eV/h$ (V - напряжение на переходе), отклика $\Delta I(V)$ и ВАХ $I_0(V)$ как функций f_j, деленного на квадрат характеристической джозефсоновской частоты $f_c = 2eI_cR_n/h$.

Исследовались спектры излучения двух ККЛ с активной областью $GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ [3]. Активная область (рис. 1a) имеет ширину 100 мкм, высоту 10 мкм и окружена металлическим волноводом Au–Au. Длина ККЛ1 составляла 2,5 мм, а у ККЛ2 - 1 мм.

Мы использовали бикристаллические ДП, сформированные из эпитаксиальных тонких $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) пленок в виде мостика шириной 1,5 мкм через бикристаллическую границу (штриховая линия) на $NdGaO_3$ подложке (рис. 1b) [3].

Логопериодическая антенна из Au пленки интегрирована с ДП. Переходы имели сопротивления $R_n = (2 \div 7)$ Ом и характерное напряжения I_cR_n(50K) до 1 мВ.

ККЛ и ДП монтировались друг против друга в вакууме на одной криопанели азотного криостата, снабжались фокусирующими линзами и окружающим их световодом. Измерения проводились при температурах (50÷54) К, достигаемых откачкой паров азота, согласно схеме, представленной на рис.1 справа [3].

Использовалась импульсная инжекция тока ККЛ с длительностью 2 мкс и временами повторения от 0,4 до 2 мс.

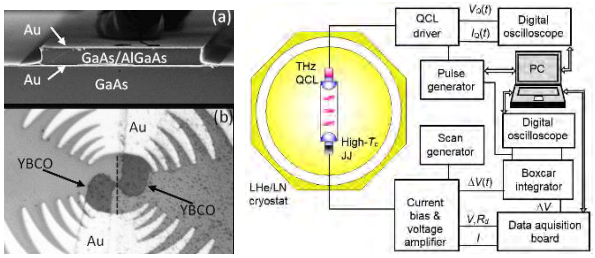


Рис. 1. Микрофотографии лазера, 135×56 μm² (a) и перехода с антенной, 108×64 μm² (b). Справа: блок-схема [3]

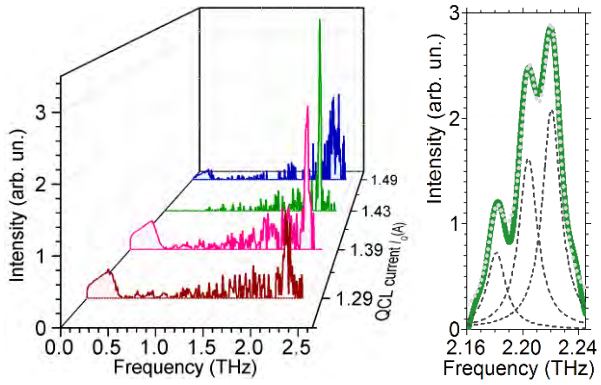


Рис. 2. Спектры $S(f)$ излучения ККЛ1 при различных токах I_Q [4] и детализация спектра при I_Q = 1,45 А [3]. Измерено с помощью ДП с R_n = 6,9 Ом и I_cR_n = 1 mV при T = 50 K

Результаты

На рис. 2 показаны спектры излучения ККЛ2, восстановленные по экспериментальным данным для ДП с R_n = 6,9 Ом согласно (ф1). Спектр, измеренные от 0 до 2,5 ТГц (слева), имеют две основные части: одна - ожидаемо вблизи частоты $f \cong$ 2,2 ТГц, а другая - состоит из компонент с f < 400 ГГц. Доминирующая ТГц часть достигает максимальной интенсивности и минимальной ширины в узком диапазоне токов инжекции около оптимального I_Q = (1,44+/-0.01) А. Детализация спектра в этом случае (рис. 2, справа) показывает, что наблюдаются всего лишь три линии генерации при резонансных частотах $f_{m,p}$ активного объема ККЛ. При этом, НЧ часть спектра отсутствует. При повышении или уменьшении I_Q от оптимального, количество линий в части спектра около 2,2 ТГц увеличивается, их интенсивности уменьшаются и при этом появляется НЧ часть. Внутренняя структура НЧ части спектра у данного ККЛ1 не обнаруживается из-за большой ширины линии джозефсоновской генерации $\delta f(f_j) >> (f_{m,p} - f_{m',p'})$ при f_j < 400 GHz у ДП с R_n =6,9 Ом.

На рис. 3 представлены спектры для ККЛ2 с меньшей длиной L=1 мм и большей минимальной межмодовой разницей частот $f_{m+1,0} - f_{m,0} = c/2nL \cong 44$ GHz. ТГц часть спектра ККЛ (Рис.3b) измерялась фурье-спектроскопией, а часть с f < 400 GHz - ДП с R_n =2,8 Ом (Рис. 3a). На нижней панели видно, что при изменении токов инжекции I_Q от 1.006 А до 1.082 А ТГц основная генерация наблюдается на 3 частотах f_0 = 3.295 ТГц; f_1 = 3.163 ТГц и f_2 = 2.984 ТГц. Спектры для тех же токов I_Q на верхней панели показывают генерацию на 132 ГГц, 179 ГГц, 241 ГГц и 311 ГГц. Из сопоставления спектров видно, что частота f= 132 ГГц на верхней панели равна разности частот $f_0 - f_1$, частота 179 ГГц равна $f_1 - f_2$, а частота 311 ГГц

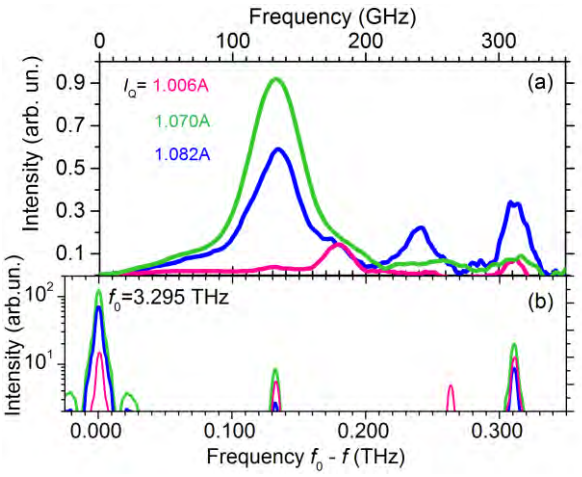


Рис. 3. Спектры $S(f)$ излучения ККЛ2, полученные с помощью ДП с R_n = 2,8 Ом и I_cR_n=0,4 mV (a), и спектры $S(f_0 - f)$, полученные фурье-спектроскопией (b) при тех же токах I_Q

равна $f_0 - f_2$. Эти частоты линий на рис. 3a хорошо аппроксимируются набором n×44.4 ГГц (n = 3, 4, 7), что указывает на принадлежность образующих их частот к семейству $f_{m,0}$ основных продольных мод. Линия с частотой 241 ГГц образуется из семейства других мод с частотами $f_{m,p}$.

Мы полагаем, что интенсивные электрические ТГц поля $E(t)$ внутри ККЛ вызывают нелинейные эффекты в поляризации $P(t)$ активного объема ККЛ: $P(t) = \epsilon_0 \sum_k \chi^{(k)} E^k(t)$, где $\chi^{(k)}$ – восприимчивость k-того порядка [4]. Тогда, наряду с двумя монохроматическими компонентами $E_1(t)$ и $E_2(t)$ с частотами f_1, f_2, в ККЛ возникает и генерация разностной частоты (DFG) с $f_d = f_2 - f_1$ и $P(f_2 - f_1) = 2\varepsilon_0\chi^{(2)}E_1E_2^*$ [4], что наблюдалось нами и показано на рис. 3.

Мы продемонстрировали потенциал джозефсоновских переходов из $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и метода гильберт-спектроскопии для исследования нелинейной динамики ККЛ при частотах от 100 ГГц до единиц ТГц.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ РАН № 0030-2019-0003.

Литература

1. Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис // ФТП, Т.5, С.707 (1971).
2. Ю. Я. Дивин, О. Ю. Полянский, А. Я. Шульман // Письма ЖТФ, Т. 6, С. 1056 (1980).
3. O. Volkov, V. Pavlovskiy, I. Gundareva, *et al.* // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol., V. 11, pp. 330-337 (2021).
4. O. Volkov, V. Pavlovskiy, and Y. Divin. // IEEE Trans. Appl. Supercond. (Early Access) (2022).

Влияние термического отжига на транспортные свойства низкобарьерных диодов Мотта Ti/AlGaN/GaN

Н.В. Востоков*, М.Н. Дроздов, С.А. Краев, О.И. Хрыкин, П.А. Юнин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*vostokov@ipm.sci-nnov.ru

Показано, что термический отжиг дает дополнительные возможности для управления эффективной высотой барьера низкобарьерных диодов Ti/AlGaN/GaN, улучшения и тонкой настройки их транспортных характеристик. Отжиг может использоваться для изготовления диодов, предназначенных для работы при высоких температурах.

Введение

Низкобарьерные диоды Шоттки (Мотта) являются перспективными нелинейными элементами для высокоэффективных устройств детектирования, смешения и выпрямления микроволновых сигналов. Специфика широкозонных нитридов заключается в возможности создания приборов, работающих при высоких температурах, воздействии радиации и в агрессивных средах.

В недавней нашей работе [1] была экспериментально показана возможность снижения эффективной высоты барьера Мотта к гетероструктуре AlGaN/GaN за счет поляризационно-индуцированного δ-легирования гетероперехода. Положительный поляризационный заряд, расположенный в плоскости гетерограницы AlGaN/GaN, формирует потенциальный рельеф с туннельно-прозрачным трапециевидным барьером у границы с металлом, что уменьшает эффективную высоту барьера диода. Эффект демонстрируется на рис. 1, где схематично показаны координатные зависимости положения дна зоны проводимости в диодных

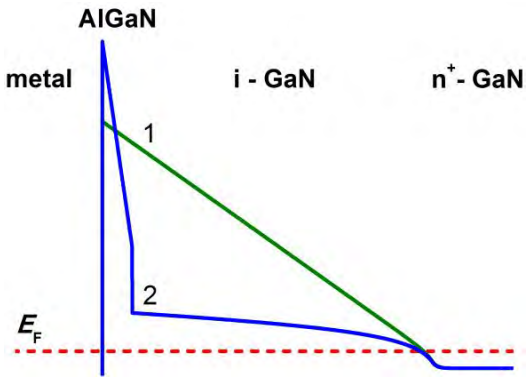


Рис. 1. Зонные диаграммы диодных гетероструктур: металл/GaN – кривая 1; металл/AlGaN/GaN – кривая 2

гетероструктурах: кривая 1 — для обычного диода Мотта металл/GaN; кривая 2 — для низкобарьерного диода металл/AlGaN/GaN. С использованием данного подхода были изготовлены низкобарьерные диоды Ti/AlGaN/GaN с высокими значениями ампер-ваттной чувствительности $\alpha = -\frac{1}{2}R'/R$ при малой удельной величине дифференциального сопротивления R при нулевом смещении. Настоящая работа посвящена изучению влияния термического отжига на транспортные свойства таких диодов.

Методика эксперимента

Полупроводниковые гетероструктуры выращивались методом металлоорганической газофазной эпитаксии на сапфировых подложках с ориентацией плоскости *c* (0001) параллельно поверхности подложки. Перед формированием рабочих слоев гетероструктуры выращивался низкотемпературный зародышевый слой GaN. Далее следовали: сильно легированный n^+-слой GaN толщиной 2 мкм; нелегированный *i*-слой GaN толщиной 120 нм; нелегированный слой $Al_xGa_{1-x}N$ толщиной $d = 0 \div 3$ нм. Барьерные контакты диодов Au/Ti формировались на поверхности гетероструктур методом электронно-лучевого испарения. Для измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) использовались контакты диаметром 5 мкм. Более подробно технология изготовления диодов описана в [1]. Термический отжиг диодов проводился на установке AccuThermo AW410 в атмосфере высокочистого аргона.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены ВАХ трех диодов D1, D2 и D3. D1 это обычный диод Мотта Ti/GaN. Определен-

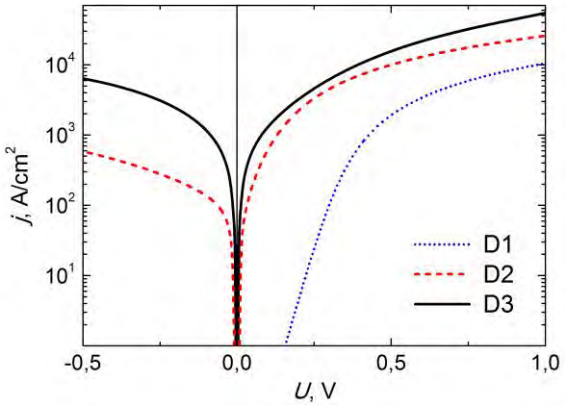


Рис. 2. ВАХ диодов D1, D2 и D3

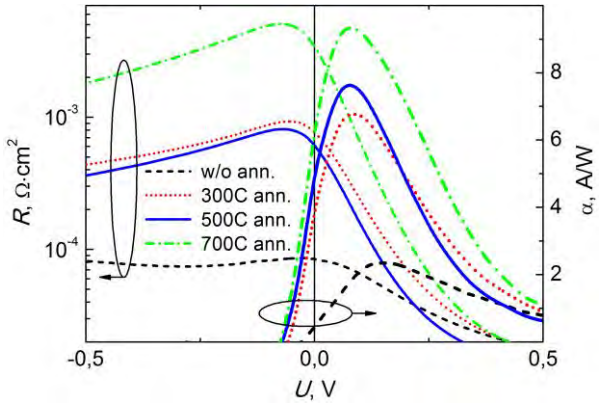


Рис. 3. Зависимости удельного дифференциального сопротивления и ампер-ваттной чувствительности диода D3 от напряжения до и после последовательно проводившихся процессов отжига

ные по ВАХ высота барьера диода составляет 0.52 эВ, фактор неидеальности 1.09. Добавление в полупроводниковую структуру слоя $Al_{0.15}Ga_{0.85}N$ толщиной $d = 1$ нм на границе с металлом приводит к увеличению прямого тока диода на много порядков величины — диод D2. Этот диод имеет при нулевом смещении высокое значение $\alpha = 9$ А/Вт при малой величине $R = 4\times10^{-4}$ Ω·см^2. Диод D3 подобен D2, но с более толстым слоем AlGaN и более высоким содержанием Al: $d = 2.3$ нм, x = 0.3. D3 имеет ВАХ близкую к симметричной вблизи нулевого смещения (величина α близка к нулю). Это связано с тем, что приложенное напряжение в основном падает между металлом и вырожденным двумерным электронным газом (2DEG), сформировавшимся вблизи гетерограницы AlGaN/GaN. Как оказалось, диод D3 можно сделать выпрямляющим с помощью термического отжига.

На рис. 3 показаны зависимости R и α диода D3 от напряжения до и после последовательно проводившихся процессов отжига. Отжиг при температуре 300ºС в течение 5 минут привел к росту сопротивления и выпрямляющей ВАХ диода ($\alpha = 4$ А/Вт при нулевом смещении), из-за роста высоты барьера Ti/AlGaN и исчезновению 2DEG. Такое увеличение высоты барьера Шоттки в результате отжига структур с контактами Ti/(Al)GaN при температурах ниже 400ºС описано в литературе и связано с химическим взаимодействием межфазного оксидного слоя с титаном, что приводит к образованию более тесного контакта [2,3]. Последующий отжиг диода при температуре 500ºС в течение 5 минут привел к дальнейшему росту α, но уменьшению R ($R = 6\times10^{-4}$ Ω·см^2, $\alpha = 5$ А/Вт при нулевом смещении) из-за диффузии азота в металл, образования сильнолегированного вакансиями азота приконтактного слоя полупроводника и снижения эффективной высоты барьера диода [3,4]. После отжига при температуре 700ºС в течение 1 минуты сопротивление диода снова выросло, что может быть связано с деградацией поляризационных свойств слоя AlGaN из-за химического взаимодействия с титаном.

Проведенные исследования показывают, что термический отжиг может оказывать сильное влияние на дифференциальное сопротивление и нелинейные свойства низкобарьерных диодов. Это дает дополнительные возможности для управления транспортными характеристиками диодов и их тонкой настройки. Отжиг может использоваться для «закалки» диодов, предназначенных для работы при высоких температурах.

Исследования проведены в рамках выполнения государственного задания ИФМ РАН (тема № 0030-2021-0023). В работе использовалось оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. N.V. Vostokov, M.N. Drozdov, O.I. Khrykin *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 116, 013505 (2020).
2. M.T. Hirsch, K.J. Duxstad, E.E. Haller // Electron. Lett., V. 33, 95 (1997).
3. S. Arulkumaran, T. Egawa, H. Ishikawa *et al.* // IEEE Trans. Electron Devices, V. 48, 573 (2001).
4. Q.Z. Liu and S.S. Lau // Solid-State Electron., V. 42, 677 (1998).

Фёрстеровский перенос энергии в нанокластерах коллоидных квантовых точек

А.В. Гадомская[1], Д.К. Юлдашева[3], М.Г. Спирин[1], С.А. Товстун[1, 2, *], В.Ф. Разумов[1, 2]

1 Институт проблем химической физики РАН, просп. Академика Семенова, 1, Черноголовка, 142432.

2 Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701.

3 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 119991.

*tovstun@icp.ac.ru

Синтезированы коллоидные квантовые точки фосфида индия среднего диаметра 2 нм с тонкой оболочкой сульфида цинка и лигандной оболочкой из олеиламина. Добавлением ацетонитрила в раствор этих частиц в толуоле осуществлена их контролируемая агрегация с образованием стабильных нанокластеров диаметром ~170 нм. Для этих нанокластеров, а также для исходных неагрегированных частиц были измерены время-разрешённые спектры люминесценции и матрицы возбуждение–люминесценция. Анализ полученных данных позволил определить профиль неоднородного уширения и однородную форму спектров поглощения и люминесценции наночастиц, а также характеристики фёрстеровского безызлучательного переноса энергии в нанокластерах.

Коллоидные квантовые точки (ККТ) представляют собой полупроводниковые нанокристаллы, проявляющие квантово-размерный эффект зависимости положения края поглощения и имеющие лигандную оболочку, придающую им стабильность относительно агрегации. Они интенсивно изучаются как перспективные люминофоры. Существующие методы получения ККТ обычно дают полидисперсные образцы. Полидисперность в сочетании с квантово-размерным эффектом приводит к неоднородному уширению спектров поглощения, люминесценции и возбуждения люминесценции.

Многие практические применения ККТ подразумевают их использование в виде плотноупакованных слоѐв. Люминесцентные свойства таких слоѐв существенно отличаются от люминесцентных свойств растворов неагрегированных ККТ из-за фѐрстеровского безызлучательного переноса энергии. Из-за неоднородного уширения возбуждение переносится преимущественно от малых частиц к большим, что приводит к сдвигу спектра люминесценции в длинноволновую область. Кроме того, из-за эффекта

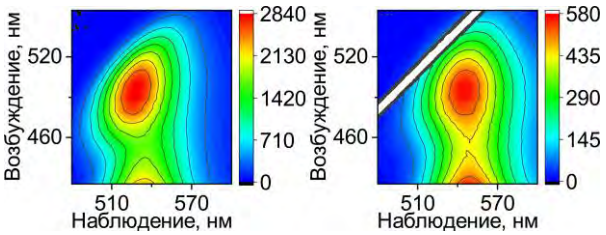


Рис. 1. Матрицы возбуждение–люминесценция неагрегированных коллоидных квантовых точек InP/ZnS (слева) и нанокластеров (справа)

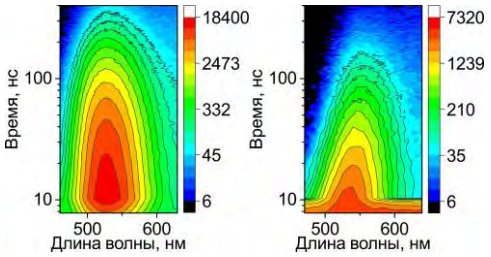


Рис. 2. Время-разрешённые спектры люминесценции неагрегированных коллоидных квантовых точек InP/ZnS (слева) и нанокластеров (справа). Длина волны возбуждения – 400 нм

мерцающей люминесценции в любой конкретный момент времени часть частиц в ансамбле не люминесцирует. Перенос энергии на такие частицы приводит понижению квантового выхода люминесценции. Спектрально-люминесцентные эффекты переноса энергии в плотноупакованных ансамблях ККТ в данной работе исследовались на примере коллоидных растворов нанокластеров ККТ, которые получались в результате двукратного разбавления ацетонитрилом исходного коллоидного раствора ККТ в толуоле. В качестве ККТ были выбраны частицы InP/ZnS типа ядро/оболочка. Для этих частиц и их нанокластеров были измерены интенсивность люминесценции в зависимости от длин волн возбуждения и наблюдения (Рисунок 1) и зависимость спектра люминесценции от времени после импульсного возбуждения (Рисунок 2). Анализ полученных данных позволил изучить характеристики неоднородного уширения и переноса энергии.

Работа поддержана Российским научным фондом (Проект № 21-73-20245).

Оптоакустический генератор ультразвука на базе структур с Таммовским плазмоном с добавлением полимерных и гибридных материалов

Е.И. Гиршова[1, 2], Е.П. Микитчук[3], К.М. Морозов[1,2] , А.В. Белоновский[1, 2], М.А. Калитеевский[1, 2]

1 Академический Университет им. Ж.И. Алфёрова, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021.

2 ИТМО, Кронверский проспект, 49, Санкт-Петербург, 197101.

3 БГУ, проспект Независимости , 49, Минск, 220030.

*ilinishna@gmail.com

Теоретически показана целесообразность включения в конструкцию оптоакустического генератора ультразвука дополнительных слоёв полимерных материалов с высокими коэффициентами температурного расширения, а также гибридных металлополимерных материалов, состоящих из полимерной мембраны с включением наночастиц металла по всему объему.

Введение

Оптоакустические генераторы ультразвука могут стать привлекательной альтернативой пьезоэлектрическим устройствам, которые преимущественно используются в медицине и дефектоскопии на данный момент. Несомненные плюсы оптоакустических генераторов: миниатюрные размеры, устойчивость к внешним механическим воздействиям, полная гальваническая развязка, возможность реализации на срезе оптоволокна, широкая полоса рабочих частот. Применение полимерных и гибридных материалов может привести к существенному увеличению эффективности энергопреобразования в диапазоне частот, использующемся на практике в ультразвуковой диагностике.

Конструкция генератора

Конструкция оптоакустического генератора на базе структур с таммовским плазмоном состоит из брэгговского отражателя, покрытого слоем металла. Структура освещается лазерным лучом, периодически модулированным во времени. За счёт полного поглощения лазерного излучения на желаемой длине волны обеспечивается периодическое нагревание и охлаждение металлического слоя, которое приводит к циклическому расширению и сжатию, порождающему ультразвуковую волну.

Дизайн прибора и выбор материалов должны одновременно обеспечивать: полное поглощение лазерного излучения на нужной длине волны; эффективный нагрев; адекватную температурную релаксацию; максимальную амплитуду колебаний поверхности. Структуры с Таммовским плазмоном обеспечивают полное поглощение в инфракрасном диапазоне вместо обычно используемого в оптоакустике сине-зелёного, что позволяет использовать полупроводниковые лазеры на основе GaAs (длина волны 980 нм), сочетающие в себе доступность, высокую мощность и возможность прямой временной модуляции интенсивности для частот до нескольких ГГц. На рисунке 1 изображены конструкция оптоакустического генератора (слева) и временное и пространственное распределение повышения температуры ΔT (x, t) при периодическом нагреве структуры (а) с синусоидальной модуляцией мощности лазера I (t) с частотой 100 МГц и средней плотностью потока 10^6 Вт /см2; (б) с последовательностью синусоидальных импульсов с длительностью 10 нс и частотой повторения 50 МГц и средней плотностью потока 5*10^5 Вт / см2. Зеленая линия показывает временную зависимость плотности лазерного потока I (t). Видно, что в первом случае структура не успевает достаточно охладиться между импульсами, что приводит к снижению эффективности энергопреобразования.

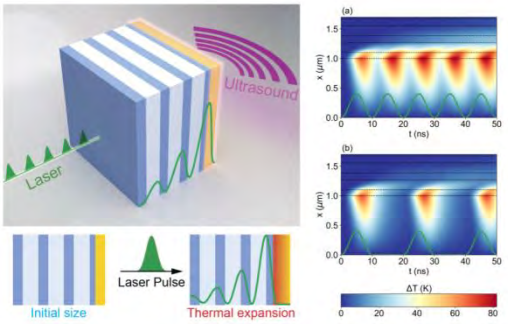


Рис. 1. Слева: конструкция оптоакустического генератора. Справа: временное и пространственное распределение повышения температуры ΔT(x, t) при периодическом нагреве структуры (а) с синусоидальной модуляцией мощности лазера I(t) с частотой 100 МГц и средней плотностью потока 10^6 Вт /см2; (б) с последовательностью синусо дальных импульсов с длительностью 10 нс и частотой повторения 50 МГц и средней плотностью потока 5*10^5 Вт / см2. Зеленая линия показывает временную зависимость плотности лазерного потока

Полимеры и гибридные материалы

Было рассмотрено усовершенствование прибора путём добавления слоя органического материала (полидиметилсилоксан), имеющего высокий коэффициент температурного расширения.

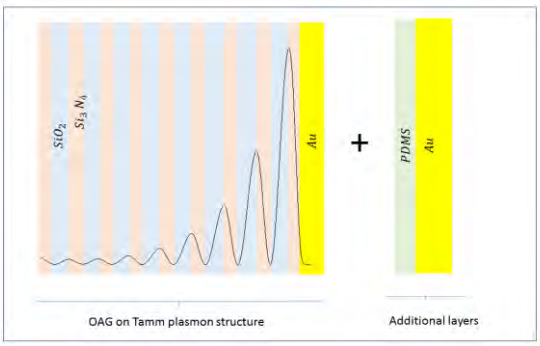


Рис. 2. Фотоакустический преобразователь с таммовским плазмоном и дополнительным слоем полидиметилсилоксана (PDMS). Слева изображена структура с таммовским плазмоном, состоящая из брэгговского отражателя, составленного из слоёв оксида кремния (169 нм) и нитрида кремния (122 нм), и металлического слоя толщиной 100 нм. Справа показаны дополнительные слои: полидиметилсилоксан (100 нм) и золото (500 нм). Сплошной линией показано распределение квадрата электрического поля в структуре при облучении лазером на длине волны 980 нм

Моделирование термодинамики структуры при облучении последовательностью лазерных импульсов показало, что это целесообразно на частотах до 50 МГц и может приводить к увеличению эффективности энергопреобразования на 4 порядка на частотах до 50 МГц. Повышение эффективности именно в этом диапазоне имеет прикладное значение.

Также был исследован металлополимер, состоящий из полидиметилсилоксана и наночастиц серебра, рассчитаны его оптические и термодинамические характеристики для разных объёмных долей серебра. Теоретически показано, что материал при объёмной доле серебра около 30 % может быть использован в качестве активной среды оптоакустического преобразователя на частотах, применяющихся в медицине и дефектоскопии на практике (2-30 МГЦ)

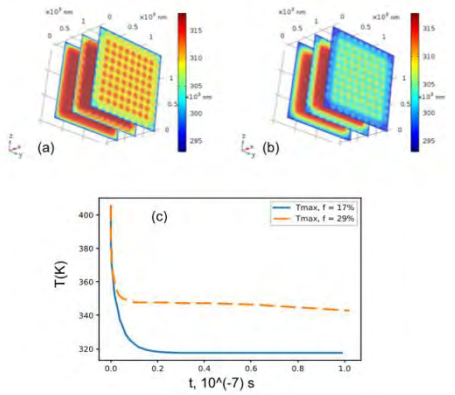


Рис. 3. Распределение температуры в структуре с объёмной плотностью наночастиц, равной 29 %, через 40 нс (a) и 60 нс (b). Графики падения температуры со временем при остывании материалов с объёмными плотностями частиц 17% (сплошная линия) и 29% (штрихованная линия)

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90188.

Литература

1. E. Girshova et al., Optics Express, 28(8) 26161 (2020).
2. Е.И. Гиршова и др., Письма в журнал технической физики, 47 14 (2021).

Оптические и транспортные свойства двумерных дихалькогенидов переходных металлов

М.М. Глазов[1]

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021.

*glazov@coherent.ioffe.ru

В докладе будет выполнен обзор современного состояния теоретических и экспериментальных исследований оптических и транспортных эффектов в атомарно-тонких кристаллах дихалькогенидов переходных металлов. Основное внимание будет уделено экситонной серии в этих материалах, управлению оптическим откликом в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах, эффектам, связанным с наличием двух долин в энергетическом спектре и киральным правилам отбора при оптических переходах. Будут описаны проявления экситонов в транспортных эффектах. Также будет обсуждаться долинный и спиновый эффекты Холла на электронах и экситонах.

Введение

Системы с экстремальными физическими свойствами притягивают особый интерес исследователей. Среди экстремально-двумерных систем выделяется графен – монослой атомов углерода и дихалькогениды переходных металлов. Последние описываются общей химической формулой MX_2, где M – переходной металл, а X – халькоген. Диселениды (X=Se) и дисульфиды (X=S) молибдена (M=Mo) и вольфрама (M=W) обладают схожими физическими свойствами: это прямозонные полупроводники с шириной запрещенной зоны около 2 эВ, которая реализуется в точках K_+ и K_- в углах шестиугольной зоны Бриллюэна.

Оптические свойства. Нейтральные и заряженные экситоны

Относительно большие эффективные массы носителей заряда и слабая экранировка кулоновского взаимодействия приводят к основополагающей роли экситонов в оптическом и отклике таких систем [1,2].

При описании экситонной серии двумерных дихалькогенидов переходных металлов требуется учитывать существенные отклонения закона притяжения электрона и дырки от $1/r$, где r – расстояние между электроном и дыркой в плоскости слоя. Это связано с особенностями экранировки в двумерных системах со значительным диэлектрическим контрастом. Кулоновское притяжение описывается формулой Рытовой-Келдыша [3], а результирующая серия экситонный уровней заметно отличается от двумерной водородоподобной [4]. Энергия связи основного состояния экситона может достигать нескольких сотен мэВ в зависимости от диэлектрического окружения монослоя.

Также при теоретическом описании экситонных состояний и сил осциллятора следует учитывать непараболичность зон, см. [5] и ссылки, приведенные там.

Значительное кулоновское взаимодействие приводит к большим энергиям связи трехчастичных комплексов: заряженных экситонов (трионов) [6]. Энергия связи триона составляет несколько десятков мэВ, X^-–трионы, состоящие из двух электронов и дырки, обладают характерной тонкой структурой (два пика в оптических спектрах), связанных с наличием внутри- и междолинного комплекса [7]. Также в оптических спектрах проявляется широкий круг многочастичных комплексов, включая нейтральные и заряженные биэкситоны. Их стабильность обусловлена сильным кулоновским взаимодействием и наличием наряду со спиновыми, долинных степеней свободы у носителей заряда. В оптических спектрах проявляются и возбужденные состояния трионов, которые являются «резонансными», они подвержены автоионизации [8].

Возможность контроля уровня легирования в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах позволяет проследить роль перенормировок спектра, обусловленных наличием резидентных носителей заряда. В литературе дискутируется вопрос о наиболее адекватном описании эффектов взаимодействия экситонов с ферми-морем электронов или дырок. При низком легировании подход, основанный на рассмотрении трионов, и подход, основанный на рассмотрении ферми-поляронов, оказываются по существу эквивалентными [9].

Интересной и важной для применений особенностью оптических спектров монослоев MX_2 является возможность управления оптическим откликом путем изменения окружения монослоя. Вариации толщин слоев hBN, инкапсулирующих монослой, приводят к значительным, на порядок величины изменениям радиационного времени экситона благодаря эффекту Парселла [10].

Транспортные явления. Диффузия и слабая локализация экситонов

В монослоях дихалькогенидов переходных металлов и гетероструктурах на их основе оказывается возможным изучать транспортные свойства оптическими методами. Простейшим, с одной стороны, и фундаментальным, с другой, является эффект диффузии. В монослоях наблюдается заметное увеличение наблюдаемого коэффициента диффузии экситонов с увеличением их концентрации, это обусловлено эффектами безызлучательной рекомбинации квазичастиц [11]. Возможно также субдиффузионное распространение экситонов [12].

Весьма необычным оказываются проявления квантовой интерференции экситонов на замкнутых траекториях (эффект слабой локализации) в экстремально-двумерных кристаллах в случае, когда основным механизмом рассеяния является взаимодействие экситонов с акустическими фононами. Интерференционная поправка к коэффициенту диффузии, будучи отрицательной, возрастает с увеличением температуры от единиц до десятков Кельвин [13]. Проявления неклассического экситонного транспорта наблюдаются экспериментально [14].

Спиновые и долинные эффекты. Долинный эффект Холла

Наличие двух долин в энергетическом спектре, связанных операцией инверсии времени, полное снятие спинового вырождения зон, а также киральные правила отбора при оптических переходах открывают широкие возможности управления спиновыми и долинными степенями свободы оптически.

В настоящее время активно исследуется спиновая и долинная ориентация носителей заряда и экситонов, динамика спиновых и долинных степеней свободы (см. [15] и ссылки приведенные там).

Особенно интересными оказываются эффекты, связанные с переносом спиновых и долинных степеней свободы в таких системах, а именно, спиновый и долинные эффекты Холла [16-18]. Весьма специфической и привлекательной возможна ситуация, когда транспорт экситонов и электронов контролируется межчастичными столкновениями [19].

Заключение

Несмотря на значительный прогресс в изучении экстремально-двумерных дихалькогенидов переходных металлов, их оптических и транспортных свойств, развитие этой области нанофизики далеко от завершения. Например, последние годы появились гетеробислои, где наблюдается эффект муара – несоизмеримости кристаллических решеток слоев. Такие системы демонстрируют ряд необычных эффектов, а фундаментальное понимание их физических свойств еще не достигнуто. В частности, остается нерешенным вопрос о причинах локализации носителей заряда в таких муаровых сверхрешетках.

Автор благодарен Т. Аману, В.В. Белыху, М.В. Дурневу, Л.Е. Голубу, Е.Л. Ивченко, Кс. Мари, М.А. Семиной, А. Черникову, Б. Урбажеку за ценные обсуждения и сотрудничество. Работа частично поддержана грантом РФФИ 20-52-16303.

Литература

1. G. Wang, A. Chernikov, M. M. Glazov, *et al.* // Rev. Mod. Phys. V. 90, 021001 (2018).
2. М.В. Дурнев, М.М. Глазов // УФН т. 188, 913 (2018).
3. Н. С. Рытова // Вест. МГУ (сер. физ.), т. 3, 30 (1967); Л. В. Келдыш // Письма в ЖЭТФ т. 29, 716 (1979).
4. Alexey Chernikov, *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 113, 076802 (2014).
5. N. V. Leppenen, L. E. Golub, and E. L. Ivchenko // Phys. Rev. B V. 102, 155305 (2020).
6. Kin Fai Mak, *et al.* // Nat. Mater. V. 12, 207 (2013).
7. E. Courtade, M. Semina, M. Manca, M. M. Glazov, *et al.* // Phys. Rev. B V. 96, 085302 (2017).
8. K. Wagner, E. Wietek, J. D. Ziegler, M, A. Semina, *et al.* // Phys. Rev. Lett. V. 125, 267401 (2020).
9. M.M. Glazov // J. Chem. Phys. V. 153, 034703 (2020).

10. H.H. Fang, B. Han, C. Robert, M.A. Semina, *et al.* // Phys. Rev. Lett. V. 123, 067401 (2019).
11. M. Kulig, *et al.* // Phys. Rev. Lett. V. 120, 207401 (2018).
12. M. A. Akmaev, M. M. Glazov, M. V. Kochiev, *et al.* // Appl. Phys. Lett. V. 119, 113102 (2021).
13. M.M. Glazov // Phys. Rev. Lett. V. 124, 166802 (2020).
14. K. Wagner, et al. // Phys. Rev. Lett. V. 127, 076801 (2021).
15. М.М. Глазов, Е.Л. Ивченко // Письма в ЖЭТФ т. 113, 10 (2021).
16. Masaru Onga, Yijin Zhang, Toshiya Ideue, Yoshihiro Iwasa // Nat. Mater. V. 16, 1193 (2017).
17. M. M. Glazov, L. E. Golub // Phys. Rev. B V. 102, 155302 (2020).
18. M. M. Glazov, L. E. Golub // Phys. Rev. Lett. 125, 157403 (2020).
19. M. M. Glazov // 2D Mater. 9, 015027 (2022).

Проводимость двумерной сверхрешетки на основе графена в сильных внешних электрических полях с учетом ионизации примеси

С.Ю. Глазов[1, 2 *], И.А. Подгорная[1, 2]

1 Волгоградский государственный социально-педагогический университет, пр-кт им В.И. Ленина, д. 27, Волгоград, 400005.

2 Волгоградский государственный медицинский университет, площадь Павших борцов, д. 1, г. Волгоград, 400131.

*ser-glazov@yandex.ru

Исследована зависимость плотности тока в двумерной сверхрешетке на основе графена от характеристик и ориентации приложенных статического и переменного электрических полей с учетом ионизации примесных центров. Выявлены особенности управления проводимостью поперечными электрическими полями при учете ионизации примесей в зависимости от концентрации носителей.

Введение

В последние годы изучению двумерных (2D) графеновых сверхрешеток (ГСР) посвящено большое количество работ: рассматриваются новые подходы к изготовлению ГСР [1-3], исследуется влияние внешних электрических полей на их транспортные свойства [3,5]. В предложенном исследовании используется методика, развитая для щелевого графена, позволяющая с достаточной точностью описывать проводимость графеновой сверхрешетки в широком диапазоне параметров с одновременным учетом ионизации примесных центров.

Основные уравнения

Энергетический спектр электронов в 2D ГСР в одноминизонном приближении выбран в виде [3]

$$\varepsilon(\vec{p}) = \sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_2^2\left(1-\cos(p_x d_1)\right) + \Delta_3^2\left(1-\cos(p_y d_2)\right)}, \quad (1)$$

где $\vec{p}$ – квазиимпульс электрона, $d_i = a_i + b_i$ – период ГСР, a_i и b_i – ширины ячеек бесщелевого и щелевого графена, здесь и далее $\hbar = 1$.

Рассмотрим отклик графена на действие постоянного и переменного электрических полей. $\vec{E} = \left(E_{1x} + E_{0x}\cos\omega t, E_{1y} + E_{0y}\cos\omega t\right)$ – напряженность электрического поля, E_1 – модуль напряженности постоянного электрического поля, E_0 и ω – амплитуда и частота переменного электрического поля.

Плотность тока j_x текущего вдоль оси x определяется по формуле

$$j_x = -e\sum_{\vec{p}} \upsilon_x(\vec{p}) f(\vec{p}), \quad (2)$$

где e – заряд электрона, $f(\vec{p})$ – неравновесная функция распределения носителей. Для нахождения функции распределения носителей использовано классическое уравнение Больцмана с модельным интегралом столкновений Батнагара-Гросса-Крука при учете темпа генерации и рекомбинации, позволяющее адекватно учесть ионизацию примесей. Будем считать электронный газ невырожденным.

После разложения скорости носителей в ряд Фурье по двум переменным p_x и p_y, и с учетом найденной неравновесной функции распределения, после усреднения по времени определяем постоянную составляющую плотности тока

$$j_x = j_0 B_{ion} \times \\ \times \sum A_{nm} C_{nm} \sin\varphi_{knm} \cos\varphi_{knm} J_k^2(n\alpha_x + m\alpha_y) \quad (3)$$

где $j_0 = -ed_1 n\Delta/2$, n – концентрация электронов в зоне проводимости, $N.$ – концентрация примесей в графене, $B_{ion} = 1 + (N/n_0)/(\tau_0\nu_r/\exp(-2\sigma\,\mathrm{Im}\,S) + 1)$, S – классическое действие, набираемое электроном при подбарьерном движении, τ_0 – время начала туннелирования, $\sigma = \Delta/\nu$, $\gamma = \nu/\nu_r$, ν_r – частота рекомбинации, $J_n(x)$ –функция Бесселя 1-го рода n-го порядка, ν – частота столкновений, $\Omega_x = eE_{1x}d_1$, $\Omega_y = eE_{1y}d_2$, $\sin\varphi_{knm}^{\pm} = \nu/\sqrt{\nu^2 + (m\Omega_x \pm n\Omega_y + k\omega)^2}$, $\alpha_x = eE_{0x}d_1/\omega$, $\alpha_y = eE_{0y}d_2/\omega$, A_{nm} и C_{nm} – коэффициенты, определяемые спектром (1), в силу громоздкости формул не приводим.

Для дальнейшего расчета выберем период ГСР $d_1 = d_2$.

Основные результаты

Ключевую роль в рассматриваемых в этой работе эффектах играют столкновения электронов с решеткой.

Зависимость плотности тока от амплитуды напряженности продольного электрического поля имеет максимум, определяемый характерной частотой релаксации и участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Ионизация примесных центров в квазиклассически сильных полях, учет которой проводился методом мнимого времени [4], приводит к росту концентрации носителей заряда в минизоне проводимости и соответственно, к увеличению плотности тока. Начало роста тока и длительность процесса установления насыщения ионизации определяются глубиной залегания примеси и ее концентрацией.

Как видно из формулы (3), на постоянную составляющую плотности тока, текущего вдоль оси x, оказывают влияние не только напряженность постоянного и амплитуда переменного электрических полей, ориентированных вдоль этой оси, но и параметры полей, ориентированных перпендикулярно. Это следствие неаддитивности энергетического спектра графена (полная энергия электронов графена не является суммой ее компонент по двум взаимно перпендикулярным направлениям).

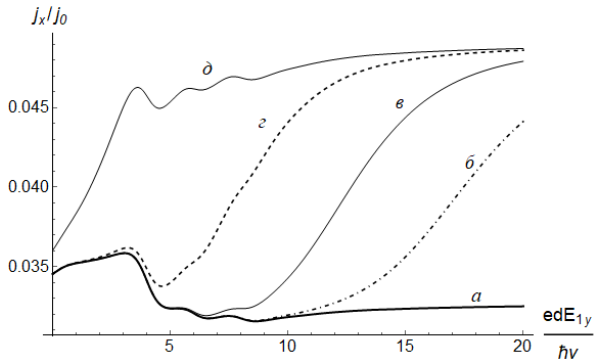


Рис. 1. Зависимость плотности тока от напряженности постоянного электрического поля, приложенного вдоль оси Y, когда $\Omega_x/\nu = 4$, $\alpha_x = 3$, $\alpha_y = 5$, $\omega/\nu = 2.0$: а) без учета ионизации примеси, и с учетом ионизации примеси б) $\tilde{\upsilon} = 0.2 f_1$, в) $\tilde{\upsilon} = 0.17 f_1$, г) $\tilde{\upsilon} = 0.14 f_1$, д) $\tilde{\upsilon} = 0.11 f_1$

На рис. 1 показана возможность управления плотностью тока вдоль оси x поперечным постоянным электрическим полем. Резкое возрастание плотности тока (*а-д*) определяется ионизацией примеси, причем для более глубоких примесей начало роста сдвигается в сторону более сильных полей. Также выявлена возможность управления плотностью тока вдоль оси x поперечным переменным электрическим полем. Программный комплекс, созданный на основе анализа нашей компьютерной модели, при сравнении с экспериментальными значениями тока позволит создать детектор определения глубины залегания примеси или ее концентрации.

Заключение

Получено аналитическое выражение для нахождения плотности тока в ГСР в условиях воздействия во взаимно перпендикулярных направлениях постоянных и переменных электрических полей.

Выявлен осцилляционный характер зависимости постоянной составляющей плотности тока от величины напряженности постоянного электрического поля, амплитуды и частоты переменного электрического поля.

Неаддитивность энергетического спектра графена приводит к взаимной зависимости движений носителей заряда вдоль перпендикулярных друг другу направлений.

Постоянная составляющая плотности тока, текущего вдоль оси x, зависит не только от напряженности постоянного электрического поля, направленного вдоль этой оси, но и от параметров полей ориентированных перпендикулярно.

Литература

1. C. Forsythe et al // Nature Nanotechnology, V. 13, P. 566 (2018).
2. Y. Zhang, Y. Kim, M.J. Gilbert and N. Mason // NPJ 2D Materials and Applications, V. 2, P. 31 (2018).
3. S.V. Kryuchkov, C.A. Popov // Journal of Nano- and Electronic Physics, V. 9, № 2, P. 02013 (2017).
4. П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов, Г.А. Сыродоев // ФТП, Т. 7, В. 53, С. 927 (2019).
5. П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов, Г.А. Сыродоев // Изв. РАН. Сер. физ, Т. 84, № 1, С.38 (2020).

Сравнительный анализ спектров поглощения нанокристаллов CdSe со структурой вюрцита и цинковой обманки

А.А. Головатенко[1, *], А.В. Родина[1], T. Aubert[2, 3], M. Samoli[2], L. Lermusiax[4], T. Zinn[5], B. Abecassis[4], Z. Hens[2]

1 ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 Department of Chemistry, Ghent University, Ghent, Belgium, 9000.

3 ICGM, Univ Montpellier, CNRS, ENSCM, Montpellier, France, 34000.

4 Univ. Lyon, ENS de Lyon, CNRS, Laboratoire de Chimie, Lyon, France, 69342.

5 ESRF – The European Synchrotron, 38043 Grenoble, France.

*sasha.pti@mail.ioffe.ru

Представлены результаты моделирования экспериментальных зависимостей энергии первого (E_1) и второго (E_2) пиков в спектрах оптического поглощения сферических нанокристаллов CdSe со структурой вюрцита (wz) и цинковой обманки (zb). Расчет энергий электрона и дырки производился в рамках усеченной восьмизонной kp-модели. В результате установлено, что большее значение разности E_2-E_1 при одинаковой энергии первого пика поглощения E_1 связано с меньшими массами электрона и дырки в zb-CdSe. Также произведен анализ влияния подмешивания спинорбитальной валентной зоны на расщепление тонкой энергетической структуры экситона за счет обменного взаимодействия электрона и дырки, кристаллического поля и анизотропии формы нанокристалла. Показано, что для основного состояния экситона, определяющего пик поглощения E_1, подмешивание спинорбитальной валентной зоны слабо влияет на тонкую энергетическую структуру.

Создание наноразмерных полупроводников структур позволяет не только модифицировать оптическую запрещенную зону полупроводников материалов за счет квантования носителей заряда, но и открывает возможность контролировать кристаллическую структуру полупроводника. Например, тогда как объемные GaAs и InP имеют структуру цинковой обманки (zb), наностержни из этих материалов могут быть получены со структурой вюрцита (wz) [1]. Наоборот, объемный CdSe имеет вюрцитную структуру, но коллоидные нанокристаллы (НК) и нанопластинки CdSe могут иметь как структуру вюрцита, так и цинковой обманки [2,3]. Ранее сообщалось, что помимо анализа методом рентгеновской дифракции, отличить wz- и zb-CdSe можно по разнице первого E_1 и второго E_2 пиков в спектрах поглощения при одинаковой энергии E_1 [2,4]. Однако объяснения такого различия предложено до сих пор не было.

Методика эксперимента

Образцы НК wz-CdSe и zb-CdSe различного размера были синтезированы в университете г. Гент. Для определения размера НК был применен метод малоуглового рентгеновского рассеяния. С использованием установленных размеров были построены зависимости энергии первого пика поглощения E_1 при комнатной температуре от диаметра нанокристалла (рис.1(a)). Также была построена зависимость разницы энергий E_2-E_1 от энергии E_1 (рис.1(b)). Можно видеть, что для zb-CdSe НК разница E_2-E_1 оказывается больше, в согласии с ранее опубликованными результатами [2,4].

Моделирование

Для описания наблюдаемых зависимостей мы используем метод расчет экситонных состояний, из работы [5]. Данный метод основан на использовании модели Кейна для расчета энергии электрона и шестизонной модели Латтинжера для расчета энергии дырки. Кулоновское взаимодействие между электроном и дыркой учитывается по теории возмущений с использованием высокочастотной диэлектрической проницаемости в CdSe $\varepsilon_{inf} = 6.2$. Расчет в рамках данного метода требует знания параметров зоны проводимости (энергия Кейна E_p, масса электрона) и валентной зоны (параметры Латтинжера γ, γ_1).

В результате расчета установлено, что одновременно описать зависимость энергии E_1 от диаметра нанокристалла, зависимость разницы E_2-E_1 от E_1, а также получить нижнее по энергии дипольно-разрешенное состояние экситона, возможно с параметрами из Таблицы 1. Из рисунка 1(a) можно

видеть, что при большем размере и меньшей величине запрещенной зоны, НК zb-CdSe

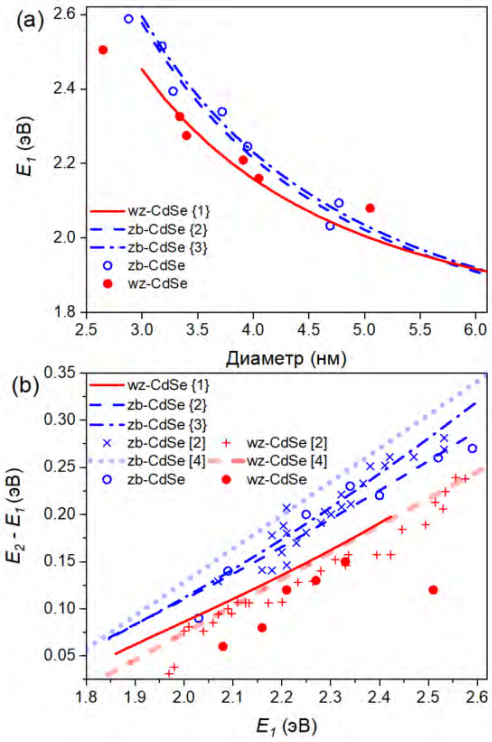


Рис. 1. Зависимость (a) энергии первого пика E_1 в спектре поглощения от диаметра НК. (b) разницы энергий первого и второго пика в спектре поглощения E_2-E_1 от энергии первого пика. Кружки показывают экспериментальные результаты данной работы. В фигурных скобках указаны номера строк из таблицы 1. В прямых скобках указаны номера работ из списка литературы

Таблица 1. Параметры используемые при расчете: E_g – ширина запрещенной зоны, E_p – энергия Кейна, m_e*- эффективная масса электрона, γ_1,γ – параметры Латтинжера, m_{hh}*=1/(γ_1-2 γ) – эффективная масса тяжелой дырки

Материал	Eg, эВ	Ep, эВ	m_e*	γ_1, γ	m_{hh}*
wz-CdSe	1.751	17.5	0.136	1.67, 0.56[6]	1.82
zb-CdSe	1.675	17.5	0.117	2.52, 0.83[7]	1.16
zb-CdSe	1.675	17.5	0.110	2.04, 0.58[8]	1.13

имеют такую же энергию первого пика поглощения, что, согласно нашему анализу, связано с меньшими массами (большими энергиями размерного квантования) электрона и дырки в zb-CdSe. Первый пик поглощения соответствует экситону, образованному электроном в основном состоянии $1S_e$ и дыркой на первом уровне s-симметрии $1S_{3/2}$, Ввиду того, что второй пик поглощения соответствует экситону, образованному также электроном в основном состоянии и дыркой на втором уровне s-симметрии $2S_{3/2}$, разница E_2-E_1 определяется разностью энергий дырки на уровнях $2S_{3/2}$ и $1S_{3/2}$. Ввиду того, что масса дырки в zb-CdSe в полтора раза меньше, чем в wz-CdSe, разница энергий E_2-E_1 оказывается больше в НК zb-CdSe.

Для описания пиков в спектре поглощения существенным является использование шестизонной модели Латтинжера. В то же время, для расчета тонкой энергетической структуры основного состояния экситона $1S_e1S_{3/2}$ обычно используется четырехзонная модель Латтинжера, не учитывающая подмешивания спинорбитальной валентной зоны. Мы получили аналитические выражения, описывающие влияние данного подмешивания на расщепление тонкой энергетической структуры экситона, вызванное обменным взаимодействием электрона и дырки, кристаллическим полем в wz-CdSe, а также анизотропией формы нанокристалла. Нами установлено, что в случае CdSe подмешивание спинорбитальной зоны приводит лишь к незначительному количественному изменению расщеплений тонкой структуры основного экситонного состояния. Однако данное подмешивание может быть важно в случае полупроводников с малой величиной спинорбитального расщепления, например InP или CuCl.

Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда № 20-42-01008.

Литература

1. F. Glas, J.C. Harmand, G. Patriarche // Physical Review Letters, V. 99, 146101 (2007).
2. M. B. Mohamed, D. Tonti, A.V.L. Al-Salman *et al.* // J. Phys. Chem. B, V. 109, 10533-10537 (2005).
3. X. Gao, X. Zhang, L. Zhao *et al.* // Nano Letters, V. 18, 6665-66671, (2018).
4. F. Wu, Z. Zhang, Z. Zhu *et al.* // Cryst. Eng. Comm., V. 20, 4492-4498, (2018).
5. A.I. Ekimov, F. Hache, M.C. Schanneklein et al. // J. Opt. Soc. Am. B, V. 10, 100-107 (1993).
6. T. Richard, P. Lefebvre, H. Mathieu et al. // Physical Review B, V. 53, 7287-7298 (1996).
7. H. Fu, L.W. Wang, A. Zunger // Physical Review B, V. 57, 9971-9987 (1998).
8. D.J. Norris, M.G. Bawendi // Physical Review B, V. 53, 16338-16346 (1996).

Создание центров окраски в CVD алмазе и управление их зарядовыми состояниями

А.М. Горбачев[1, *], А.Л. Вихарев[1], М.А. Лобаев[1], Д.Б. Радищев[1], М.Н. Дроздов[2], С.А. Богданов[1], В.А. Исаев[1]

1 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*gorb@appl.sci-nnov.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований легирования алмаза в процессе CVD роста азотом и кремнием для создания центров окраски NV и SiV. Проведено исследование влияния на зарядовые состояния центров окраски акцепторной и донорной примесей. Для этого было проведено совместное легирование алмаза примесью, создающей центры окраски, и фосфором или бором. Установлено, что таким способом возможно управление зарядовыми состояниями центров окраски.

Введение

Центры окраски в алмазе представляют собой дефекты кристаллической решетки, как правило, в виде примесного атома и вакансии. Такой дефект может быть описан структурой энергетических уровней аналогичной уединенному атому. Поэтому такие центры находят широкое применение в различных квантовых технологиях: коммуникации, вычисления, измерения. Наиболее изученным центром является азот-вакансия (NV центр), в последнее время интенсивно изучаются центры кремний-вакансия (SiV) и германий-вакансия (GeV). Легирование алмаза осуществляется методом ионной имплантации и непосредственно в процессе роста алмаза из газовой фазы (CVD – chemical vapor deposition).

Метод CVD обладает рядом преимуществ по сравнению с ионной имплантацией. Основными являются отсутствие повреждений кристаллической решетки ионным пучком и возможность формирования локализованных с высокой (нанометровой) точностью легированных областей на различной глубине от поверхности кристалла. Большинство центров окраски могут существовать в разных зарядовых состояниях, каждое из которых имеет свои оптические и спиновые свойства. Зарядовые состояния зависят от наличия в алмазе, который является широкозонным полупроводником, донорной или акцепторной примесей. Поэтому исследование совместного легирования алмаза различными примесями, одна из которых создает центры окраски, а другая свободные носителя заряда, является актуальной задачей.

Исследование встраиваемости кремния в CVD алмаз

Зависимость встраиваемости азота, бора и фосфора в алмаз от режимов его CVD роста достаточно хорошо известна, в том числе из наших исследований [1–3]. В тоже время, встраиваемость кремния в алмаз при его CVD росте изучена недостаточно. Поэтому основное внимание было уделено подробному исследованию режимов легирования алмаза кремнием.

Исследование CVD роста монокристаллического алмаза в режиме легирования различными примесями проводилось на разработанном в ИПФ РАН реакторе для роста легированного алмаза [4]. Осаждения CVD алмаза осуществлялось на монокристаллические алмазные подложки с ориентацией поверхности (100). Для исследования концентрации примесей в легированных слоях применялся метод ВИМС (вторично-ионная масс-спектрометрия). Исследования флуоресценции центров окраски в CVD алмазе были проведены на созданной в ИПФ РАН установке микрорамановской спектроскопии и фотолюминесценции на основе спектрометра Horiba Jobin Yvon FHR-1000 с ПЗС матрицей и непрерывного DPSS лазера мощностью до 1 Вт на длине волны 514 нм.

В результате были получены экспериментальные зависимости встраиваемости кремния в CVD алмаз от всех основных параметров осаждения: от потока силана и метана, от температуры подложки, от давления смеси газов, от угла разориентации поверхности подложки.

Влияние донорной и акцепторной примесей

Влияние донорной примеси (фосфора) на характеристики фотолюминесценции NV центров было изучено нами в работе [5]. Было установлено, что наличие доноров позволяет не только обеспечить преимущественное существование NV центров в отрицательном зарядовом состоянии NV^-, но и стабилизировать NV^- состояние в условиях большой мощности возбуждающего лазера. Сильное легирование фосфором в сочетании с невысокой концентрацией азота дает возможность увеличить долю NV^- состояния без существенного ухудшения когерентных свойств NV^- центров.

При легировании азотом увеличение концентрации акцептора (бора) приводит к уменьшению отношения концентраций NV^- центров к концентрации центров в нейтральном состоянии NV^0, рис.1(а). Для образцов легированных кремнием рост концентрации акцептора приводит к резкому уменьшению интенсивности излучения SiV^- центра, рис.1(б). Бор в алмазе имеет высокий порог активации, и концентрация свободных носителей заряда сильно зависит от температуры. Увеличение температуры оказывает на зарядовые состояния влияние аналогичное повышению концентрации акцепторной примеси, приводит к уменьшению доли центров в отрицательном зарядовом состоянии, рис.1(в,г). Для SiV^- центров в алмазе, легированном только кремнием и совместно с фосфором, уменьшение интенсивности с ростом температуры происходит по экспоненциальному закону, причем наличие фосфора практически не влияет на эту зависимость. Напротив, при совместном легировании бором интенсивность SiV^- центров с ростом температуры спадает гораздо быстрее.

Заключение

В ходе проведенных исследований были определены режимы CVD роста, которые обеспечивают легирование алмаза комбинацией примесей. Установлено, что совместное легирование алмаза атомами, создающими центры окраски, и донорной или акцепторной примесью позволяет управлять зарядовыми состояниями центров окраски, что является привлекательным для ряда приложений.

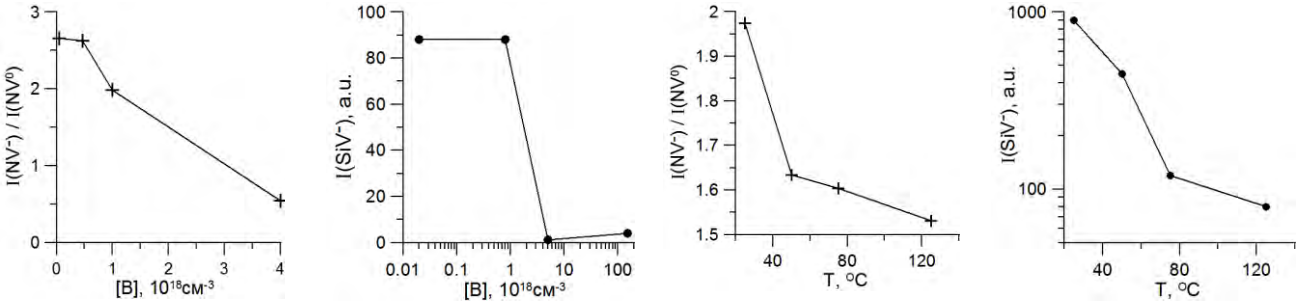


Рис. 1. Интенсивности фотолюминесценции центров окраски при наличии акцепторной примеси: отношение интенсивностей бесфононных линий излучения NV^- и NV^0 центров в зависимости от концентрации бора (а) и от температуры образца (в); нормированная на поверхностную концентрацию кремния (интеграл от концентрации по глубине) интенсивность излучения SiV^- центров в зависимости от концентрации бора (б) и от температуры образца (г)

Благодарности

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

Литература

1. M.A.Lobaev, A.M.Gorbachev, S.A.Bogdanov *et al*. // Phys. Status Solidi A 215, 1800205 (2018).
2. M.A.Lobaev, A.M.Gorbachev, A.L.Vikharev *et al*. // Thin Solid Films 653, 215–222 (2018).
3. M.A.Lobaev, D.B.Radishev, A.M.Gorbachev *et al*. // Phys. Status Solidi A 2019, 1900234 (2019).
4. A.L.Vikharev, A.M.Gorbachev, M.A.Lobaev *et al*. // Phys. Status Solidi RRL 10, 324–327 (2016).
5. D.B.Radishev, M.A.Lobaev, S.A.Bogdanov *et al*. // Journal of Luminescence 239, 118404 (2021).

Нелинейное уширение экситонных резонансов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs

Б.Ф. Грибакин[1, *], Е.С. Храмцов[1], А.С. Курдюбов[1], А.В. Трифонов[2, 1], И.В. Игнатьев[1]

1 Лаборатория Оптики Спина, Санкт-Петербургский Государственный Университет, Ульяновская, д. 1, 198504, Санкт-Петербург, Россия.

2 Experimentelle Physik 2, Technische Universitat Dortmund, Дортмунд, Германия.

*bgribakin@gmail.com

Теоретически и экспериментально исследовано однородное (столкновительное) уширение экситонных резонансов в квантовых ямах (КЯ) GaAs/AlGaAs, возникающее вследствие взаимодействия светлых экситонов с резервуаром неизлучающих экситонов, а также со свободными носителями. Предсказываемая теорией сублинейная зависимость уширения качественно подтверждается в экспериментальном исследовании.

Введение

Экситоны с большим волновым вектором в плоскости квантовой ямы (КЯ) не взаимодействуют со светом. В высококачественных структурах с небольшим количеством дефектов эти экситоны могут жить десятки наносекунд после формирования, в результате чего их двумерная плотность может превышать плотность излучающих экситонов на порядки [1]. По этой причине взаимодействие светлых экситонов с резервуаром может сильно влиять на их динамику в зависимости от экспериментальных условий.

Теоретическая часть

Расчеты показывают, что обменное взаимодействие является доминирующим вкладом в столкновительное уширение как при экситон-экситонном взаимодействии, так и при взаимодействии экситон-носитель заряда. Расчеты также показывают, что уширение, вызванное данными взаимодействиями, зависит от степени спиновой поляризации ансамблей взаимодействующих частиц [2]. Результаты расчета уширения в GaAs/AlGaAs КЯ изображены на Рис. 1.

Экспериментальная часть

Исследована структура, выращенная методом молекулярно-пучковой эпитаксии на n-GaAs подложке с ориентацией (001), содержащая 14-нм GaAs КЯ, окруженную барьером AlGaAs с 3% содержанием алюминия. Основной метод исследования – спектроскопия отражения при использовании дополнительного луча накачки в резонанс легкого экситона с различной мощностью накачки. На Рис. 2 представлен пример спектра отражения исследованной структуры. Параметры экситонного резонанса, в частности, радиационное и нерадиационное ушире

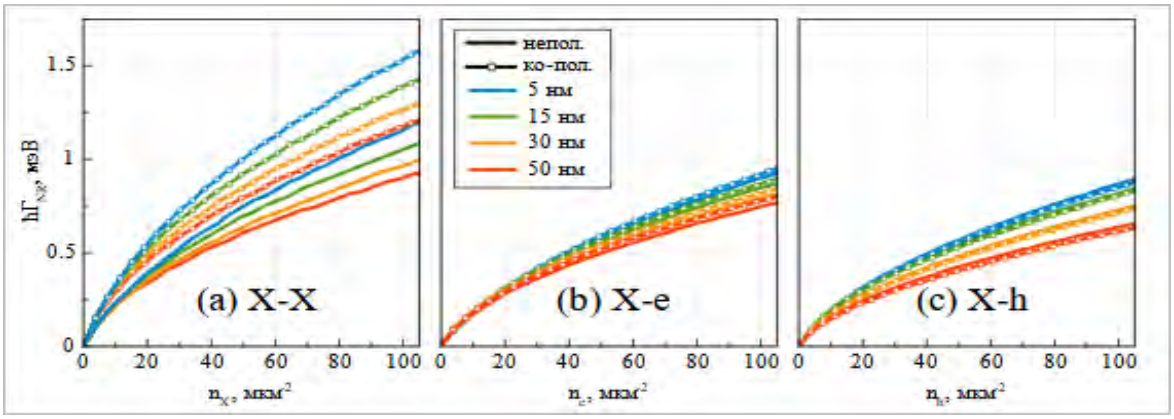


Рис. 1. Нелинейная зависимость уширения резонанса тяжелого экситона вследствие взаимодействия с другими экситонами (a), свободными электронами (b) и дырками (c). Сплошные линии: спиновые состояния равнонаселены, линии с кружками: населено только одно спиновое состояние (например, |+1>), а зондирующий луч ко-поляризован с накачкой

ние, извлекались из экспериментальных данных при помощи теории, описанной в книге Е. Л. Ивченко [3].

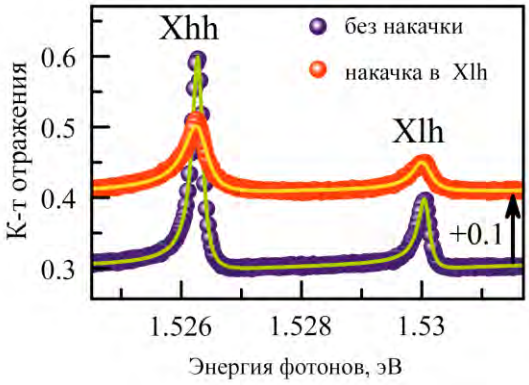


Рис. 2. Пример спектра отражения изученной структуры с 14-нм КЯ GaAs/AlGaAs без накачки (фиолетовые маркеры) и с накачкой в резонанс легкого экситона (красные маркеры). Линии, проходящие через точки — результат подгонки по теории, описанной в работе [3]

Результаты обработки зависимостей нерадиационного уширения от мощности непрерывной накачки изображены на Рис. 3. Для описания этих данных была построена феноменологическая модель, учитывающая основные процессы, влияющие на параметры экситонных резонаснов. В модели учтены процессы создания легких экситонов накачкой со скоростью P_{xlh}, их диссоциация на свободные носители (γ_{eh}) и релаксация в тяжелые экситоны с большим волновым вектором (γ_{Xhh}). Электрон-дырочные пары, в свою очередь, могут связываться также в тяжелые экситоны со скоростью κ_{ex}, которые живут неопределенно долго, пока в результате рассеяния не окажутся в световом конусе. Последний процесс характеризуется скоростью κ_{Xhh}. Таким образом, модель содержит четыре подгоночных параметра (P_{Xlh} определяется отдельно через коэффициент поглощения).

Модель описывается следующей системой линейных дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \dfrac{dn_{Xlh}}{dt} = P_{Xlh} - (\gamma_{Xhh} + \gamma_{eh}) n_{Xlh} \\ \dfrac{dn_e}{dt} = \dfrac{dn_h}{dt} = \gamma_{eh} n_{Xlh} - \kappa_{ex} n_e n_h \\ \dfrac{dn_{Xhh}}{dt} = \gamma_{Xhh} n_{Xlh} + \kappa_{ex} n_e n_h - \kappa_c n_{Xhh} (n_e + n_h) \end{cases}.$$

Здесь n_{Xhh}, n_{Xlh}, $n_e = n_h$ – двумерные плотности тяжелых и легких экситонов, а также электронов и дырок в резервуаре. При непрерывной накачке производные равны нулю, и система решается аналитически. Предполагая, что нерадиационное уширение пропорционально числу частиц, и учитывая, что резервуар населен в основном тяжелыми экситонами, можем оценить уширение экситонного резонанса как $\hbar\Gamma_{NR} \approx \hbar\Gamma_{NR}(0) \cdot \sigma\, n_{Xhh}$. Результат применения данной модели к мощностной зависимости нерадиационного уширения тяжелого экситона представлен на Рис. 3. Как видно, данная модель находится в полном согласии с экспериментальной зависимостью.

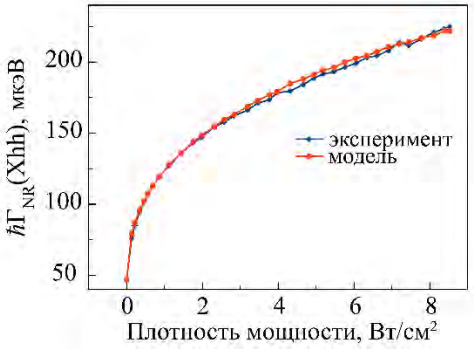


Рис. 3. Результат применения предложенной феноменологической модели. Значение фонового нерадиационного уширения при отсутствии накачки $\hbar\Gamma_{NR}(0)$ = 47 мкэВ, итоговое значение сечения σ = 7 мкм^2 · мкэВ

Заключение

Измерена мощностная зависимость уширения резонанса тяжелого экситона при накачке в резонанс легкого экситона в 14-нм КЯ на основе GaAs. Предложена простая феноменологическая модель, количественно точно описывающая результаты. Предсказания более строгой теории находятся в согласии с экспериментом на качественном уровне.

Литература

1. A.S. Kurdyubov et al. // Physical Review B, V. 104, 035414 (2021).
2. B.F. Gribakin et al. // Physical Review B, V. 104, 205302 (2021).
3. E.L. Ivchenko, Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures (Springer 2004).

Метод связанных резонансов как эффективный метод расчета оптических спектров периодических наноструктур

Д.А. Громыко[1, 2, *], С.А. Дьяков[1], С.Г. Тиходеев[2, 3], Н.А. Гиппиус[1]

1 Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, д.30, стр.1, Москва, 121205.

2 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

3 МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991.

*Dmitrii.Gromyko@skoltech.ru

Разработан метод аппроксимации резонансной связи мод для расчета оптических спектров наноструктуры, состоящей из двух пластин фотонного кристалла. Метод основан на выводе входных и выходных резонансных векторов каждой пластины в формализме Фурье-модального метода в виде матрицы рассеяния. Мы показываем, что, используя резонансное приближение матриц рассеяния верхней и нижней пластин, можно построить полную матрицу рассеяния для комбинированной системы. Формирование резонансных выходных и входных векторов комбинированной системы выводится с помощью эффективного гамильтониана, отражающего связывание резонансных мод двух подсистем. Показано, что предложенная процедура резко сокращает время вычислений без существенной потери точности. Предложенная методика может стать мощным инструментом для быстрого решения обратных задач рассеяния с использованием методов стохастической оптимизации.

Введение

Развитие методов изготовления наноструктур за последние три десятилетия привело к появлению многих теоретических инструментов для моделирования их оптических свойств. Большое разнообразие теоретических методов позволяет всесторонне изучать оптические резонансы всей системы и ее частей, выявляя вклад каждого структурного элемента в результирующий оптический отклик. При работе с фотонными структурами и устройствами мы всегда имеем дело с резонансными оптическими модами. Резонансные моды отвечают за особенности в оптических спектрах фотонных систем, эффективность взаимодействия фотонных систем с электромагнитным излучением напрямую связана с возможностью возбуждения резонансных мод. Изменения геометрии и состава структуры влияют на пространственную локализацию мод, спектральное положение и время жизни резонансов благодаря гибридизации мод друг с другом.

Современные методы изготовления наноструктур позволяют изменять самые различные параметры в широких диапазонах, так что задача подбора оптимальных параметров для усиления желаемого оптического эффекта зачастую оказывается крайне трудозатратной. С другой стороны, во многих практически важных случаях исследуемая фотонно-кристаллическая структура состоит из нескольких частей или подсистем, оптические свойства которых уже известны. В связи с этим можно рассмотреть, например, комбинированную систему из двух пластин фотонного кристалла. Ранее было продемонстрировано, что можно определить резонансные частоты комбинированной системы, используя метод связанных резонансов в применении к оптическим модам отдельных частей заданной системы [1,2].

В настоящей работе мы представляем дальнейшее развитие метода связанных резонансов для расчета оптических спектров комбинированных фотонно-кристаллических систем. Мы показываем, что при известных резонансных энергиях мод верхнего и нижнего слоев фотонного кристалла и известных входных и выходных резонансных векторах, возможно построить резонансное приближение для матрицы рассеяния всей системы для любого заданного сдвига между подсистемами. При этом связывание резонансных мод описывается с помощью эффективного гамильтониана, что придает методу простую физическую интерпретацию. Также в работе дается численный пример использования метода связанных резонансов. Проводится сравнение спектров отражения комбинированной фотонно-кристаллической структуры, полученных стандартным Фурье-модальным методом [3] и методом связанных резонансов.

В исследовании достигается стократное ускорение вычислений по сравнению с непосредственным использованием Фурье-модального метода на персональном компьютере.

Результаты

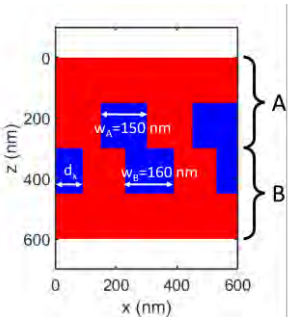


Рис. 1. Схематически изображенное поперечное сечение двух элементарных ячеек моделируемой структуры. Красным цветом обозначен кристаллический кремний, синим обозначен SiO_2. Вся структура состоит из двух подсистем A и B, разделенных воздушной прослойкой пренебрежимо малой толщины. Каждая подсистема состоит из двух слоев (однородного и периодического) и трех интерфейсов (двух внешних интерфейсов с воздухом и одного внутреннего). Все слои имеют толщину 150 нм, ширины верхней и нижней периодических проволок SiO_2 равны 150 нм и 160 нм соответственно. Нижняя подсистема B может быть смещена относительно верхней системы A на расстояние, которое для данной конфигурации составляет 90 нм

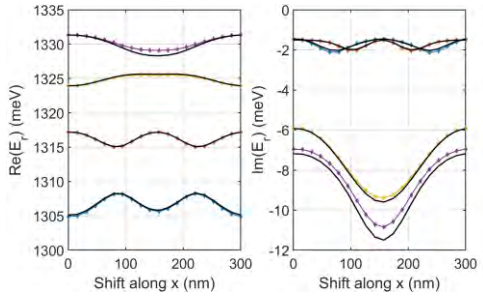


Рис. 2. Панели (a,b): действительная и мнимая части энергий резонансов комбинированной структуры, рассчитанные с использованием стандартной процедуры поиска полюсов (точные положения, сплошная черная линия) и с использованием предложенного приближения метода связанных резонансов (цветные линии с ромбами).

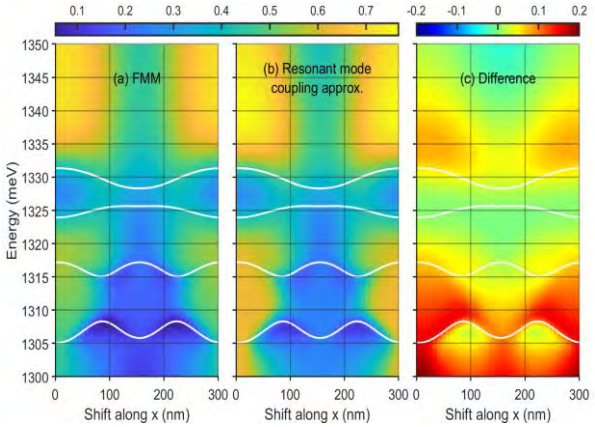


Рис. 3. Спектры отражения плоских волн, падающих вдоль оси z и поляризованных вдоль оси y, в зависимости от латерального смещения структуры B вдоль оси x, рассчитанные с использованием (a) Фурье-модального метода (b) метода связанных резонансов. На панели (c) представлена разница между результатами с панелей (a) и (b). Спектральные положения резонансов комбинированной структуры показаны белыми линиями

Литература

1. N. A. Gippius et al., Resonant mode coupling of optical resonances in stacked nanostructures, Opt. Express 18, 7569 (2010).

2. T. Weiss et al., Strong resonant mode coupling of Fabry-Perot and grating resonances in stacked two-layer systems, Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications 9, 390 (2011).

3. S. G. Tikhodeev et al., Quasiguided modes and optical properties of photonic crystal slabs, Phys. Rev. B 66, 045102 (2002).

Исследование особенностей полевой эмиссии в полупроводниковом диоде с наноразмерным вакуумным каналом проводимости на базе структур «кремний на изоляторе»

Т.А. Грязнева*, Г.Д. Демин, Н.А. Дюжев

1 Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498.

* gryazneva@ckp-miet.ru

В работе представлена технология создания полупроводникового диода с наноразмерным вакуумным каналом проводимости на базе структур «кремний на изоляторе» (КНИ). Приведены результаты моделирования рабочих параметров исследуемых диодов с применением конкретных теоретических моделей, согласующихся с экспериментом.

Введение

На сегодняшний день практически все современные устройства построены на основе кремниевой КМОП технологии. Однако при масштабировании транзисторов до размеров 100 нм и ниже возникает ряд проблем, связанных с влиянием разогрева, возникающих квантово-механических эффектов и паразитными утечками [1]. Одним из вариантов их решения является объединение преимуществ КМОП технологии с достижениями вакуумной наноэлектроники. Полупроводниковые устройства с вакуумным каналом проводимости, длина которого не превышает длину свободного пробега электронов в воздухе (~200 нм) обладают рядом важных преимуществ по сравнению с их твердотельными аналогами - более устойчивы к радиации, обладают отличным быстродействием (в ТГц диапазоне частот), а также отличаются более простой технологией изготовления. Более того, вольт-амперные характеристики (ВАХ) таких приборов имеют экспоненциально высокую крутизну и стабильны в широком диапазоне рабочих температур.

В настоящей работе в качестве материала подложки полупроводникового диода с наноразмерным вакуумным каналом проводимости были выбраны структуры «кремний-на-изоляторе» (КНИ). Использование структур КНИ позволяет значительно уменьшить паразитные связи между элементами интегральных схем (ИС) и подложкой, а также увеличить устойчивость ИС к воздействиям дестабилизирующих факторов. Верхний предел диапазона рабочих температур ИС на основе КНИ существенно выше, чем аналогичный предел ИС на основе монокристаллического кремния. Это объясняется тем, что диэлектрическая изоляция более термоустойчива, чем изоляция p-n переходами. Радиационная стойкость ИС на основе КНИ также существенно выше [2].

Технология создания

Схема технологического маршрута полупроводникового диода с наноразмерным вакуумным каналом проводимости на базе структур КНИ представлена на рисунке 1.

На предварительно подготовленные КНИ пластины нанесен толстый слой Al (800 нм). Далее методом центрифугирования на пластины нанесен резист, который после операции отжига переведен в стеклоообразное состояние.

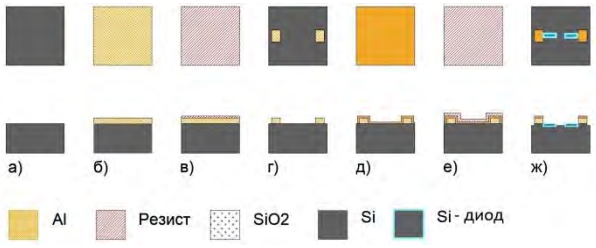


Рис. 1. Схема технологического маршрута создания полупроводникового диода с наноразмерным вакуумным каналом проводимости на базе структур КНИ: а) подготовленная пластина КНИ; б) нанесение Al (800 нм); в) 1 электронно-лучевая литография; г) контактные площадки; д) нанесение дополнительного слоя Al (50 нм); е) 2 электронно-лучевая литография; ж) конечные диодные структуры

Далее осуществлялось экспонирование резиста электронным лучом. Электронно-лучевая литография производилась в два этапа. На первом этапе были сформированы контактные площадки. После на пластину был нанесен дополнительный тонкий слой Al (50 нм), выступающий в качестве маски для травления кремния. На втором этапе электронно-лучевой литографии были изготовлены конечные диодные структуры, снимок которых представлен на рисунке 2.

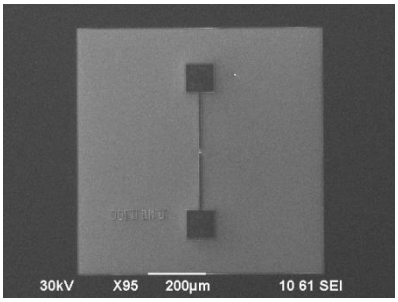


Рис. 2. РЭМ-изображение полупроводникового диода с наноразмерным вакуумным каналом проводимости на базе структур КНИ

Теория: первопринципная модель полевой эмиссии

Для описания полевой эмиссии в полупроводниковом диоде с наноразмерным вакуумным каналом на базе структур КНИ были проведены первопринципные расчеты на примере баллистического пролета электронов через вакуумный зазор длиной менее 10 нм с применением теории возмущений функционала плотности (DFPT) и неравновесных функций Грина (NEGF), отвечающих за квантовый транспорт электронов в электрических контактах. Для расчёта полевой эмиссии с кремниевого наноэмиттера в рамках DFPT был выбран набор базисных волновых функций в форме линейной комбинации атомных орбиталей (ЛКАО), а транспорт через вакуумный зазор рассчитывался на основе уравнения Кона-Шэма для описания рассеяния электронов в области электродов. Стоит отметить, что при увеличении ширины вакуумного зазора за пределы ~1 нм и переходе к туннельному режиму коэффициент прохождения в первопринципных расчетах с базисом ЛКАО стремится к нулю, что ограничивает применимость данного подхода.

Результаты

На основе формализма Ландауэра [3] в программном пакете Quantum Espresso [4] были рассчитаны зависимости тока эмиссии от напряжения, представленные на рисунке 3а, где изменение напряжения характеризуется как изменение электрохимического потенциала электродов на соответствующую величину. Ненулевые значения тока для зазора 0.6 нм объясняются частичным переходом к контактному режиму в рамках базисных функций, а именно вкладом 2P орбиталей ближайших к поверхности атомов наноэмиттера и коллектора. Для наглядного представления области отсечки и линейной области автоэмиссии ВАХ на рисунке 3б приведены в координатах Фаулера-Нордгейма.

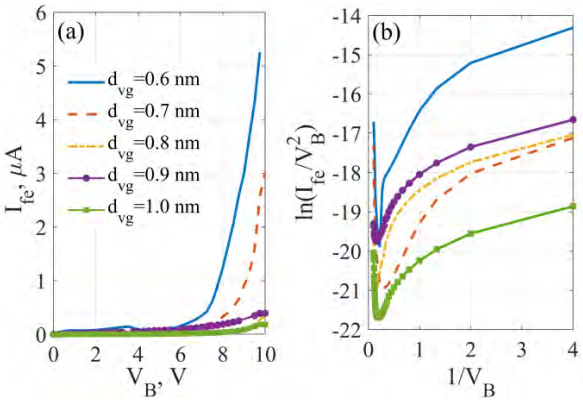


Рис. 3. ВАХ кремниевой диодной структуры с вакуумным зазором (ширина зазора - от 0.6 до 1нм): (а) в обычных координатах и (б) в координатах Фаулера-Нордгейма

Благодарности

Данная работа была выполнена с использованием оборудования ЦКП «МСТ и ЭКБ» (МИЭТ) при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ 075-03-2020-216, 0719-2020-0017, мнемокод FSMR-2020-0017).

Литература

1. J. Shalf // Phil. Trans. R. Soc. A, V. 378, 20190061 (2020).

2. Б.Ю. Богданович, В.И. Графутин, В.И. Калугин *и др.* // Технологии и методы исследования структур КНИ. Монография. – М.: МИЭТ. 2003.

3. M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer, S. Pinhas // Phys. Rev. B, V. 31, № 10, 6207 (1985).

4. P. Gianozzi, O. Bassegio, P. Bonfa *et al.* // J. Chem. Phys., V. 152, 154105 (2020).

Спин-орбитальное расщепление Рашбы в магнитном поле в квантовых ямах CdHgTe с нормальной и инвертированной зонной структурой

С.В. Гудина[1, *], В.Н. Неверов[1], М.Р. Попов[1], С.М. Подгорных[1], Н.Г. Шелушинина[1], М.В. Якунин[1], С.А. Дворецкий[2], Н.Н. Михайлов[2]

1 Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, Екатеринбург, Россия

2 Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия

*svpopova@imp.uran.ru

С целью определения спинового расщепления Рашбы и его магнитополевой зависимости проведен анализ биений осцилляций Шубникова-де-Гааза в гетеросистемах HgCdTe/CdHgTe с близкой шириной квантовой ямы, полученных при вариации Cd как в квантовой яме, так и в барьерах и имеющих нормальную и инвертированную зонную структуру. Большие расщепления Рашбы в нулевом магнитном поле, найденные для структур с разными типами зонных спектров, практически одинаковы из-за значительной доли волновых функций p-типа как в подзоне E1 для образца с нормальным порядком зон, так и в подзоне H1 для образца с инвертированным расположением зон.

Снятие спинового вырождения в отсутствии магнитного поля (эффект Рашбы [1]) является темой постоянного интереса при исследовании гетероструктур на основе узкощелевых и бесщелевых полупроводников. Для возможных применений в спинтронике эффект Рашбы был исследован в квантовых ямах II-VI HgTe, в которых типичные значения энергии расщепления Рашбы, составляют от 17 мэВ [2] до 30 мэВ [3,4], что заметно больше, чем для узкощелевых систем III-V (3-5 мэВ).

В дополнение к малой энергетической щели в квантовых ямах HgTe, еще одним важным фактором, способствующим большой величине спин-орбитальной связи Рашбы, является инвертированный тип зонной структуры КЯ HgTe с шириной слоя больше 6 нм, когда край зоны проводимости формируется p-состояниями зоны Γ_8, а не s-состояниями зоны Γ_6, как в традиционных гетеросистемах.

Переход от инвертированного типа зонной структуры к нормальному происходит также при изменении содержания Cd в твердом растворе $Cd_xHg_{1-x}Te$ при x>0.16, что дает дополнительный способ управления параметрами энергетического спектра.

Для определения параметров спин-орбитального расщепления Рашбы квантовых ямах наиболее интенсивно применяется исследование области квантующих магнитных полей для обнаружения и анализа биений осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ).

Результаты эксперимента и их обсуждение

Исследованы образцы с квантовыми ямами $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (x=0.15; 0.05) близкой шириной 13 и 15 нм, асимметрично легированные в барьере, концентрация электронов n ≈ (2.2 и 4.3)·10^{12} $см^{-2}$. Согласно расчету зонной структуры [6] $E(k_x, k_y)$ в нулевом поле в рамках 8-зонной модели Кейна один из асимметрично легированных образцов (15 нм) имеет инвертированную зонную структуру, а в другом (13 нм) обнаружен нормальный порядок зон, но в последнем электронная подзона по-прежнему содержит значительную долю волновых функций p-типа. Анализ осцилляций Шубникова-де-Гааза позволил получить как значения спин-орбитального расщепления на уровне Ферми в нулевом магнитном поле, которые достигают ~ 30 мэВ и не зависят от типа зонной структуры, так и зависимость полного спинового расщепления от магнитного поля δ(B). Последняя была описана выражением [7]

$$\delta(B) = [(\hbar\omega_c - g\mu_B B)^2 + \Delta_R^2]^{1/2} - \hbar\omega_c \cong$$

$$\cong \begin{cases} \Delta_R - \hbar\omega_c, & \text{if } \hbar\omega_c \ll \frac{\Delta_R}{1-\frac{gm^*}{2m_0}} \\ \frac{gm^*}{2m_0}\hbar\omega_c, & \text{if } \hbar\omega_c \gg \frac{\Delta_R}{1-\frac{gm^*}{2m_0}} \end{cases},$$

что дает возможность уточнить значения эффективной массы носителей заряда, поскольку в пределе слабых магнитных полей спиновое расщепление

δ(B) линейно уменьшается с $\hbar\omega_c$, причем скорость этого спада определяется эффективной массой носителей заряда, и g-фактор электронов, который можно получить из области сильных магнитных полей, где спин-орбитально связанные состояния оказываются сильно разделенными по энергии, и спиновое расщепление δ определяется зеемановским. Получены следующие значения параметров $m^* = 0.039m_0$ $|g| = 35$ (15 нм) и $m^* = 0.024m_0$, $|g| = 30$, (13 нм).

Значение спин орбитального расщепления Рашбы столь велико благодаря сочетанию сильной структурной асимметрии квантовых ям, высокой концентрации электронов и большой доли состояний p-типа в нижней подзоне зоны проводимости.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, грант 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

Литература

1. Y. A. Bychkov and E. I. Rashba // J. Phys. C, V. 17, 6039 (1984).
2. X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, *et al*. // Phys. Rev. B, V. 63, 245305 (2001).
3. Y. S. Gui, C. R. Becker, N. Dai, *et al*. // Phys. Rev. B, V. 70, 115328 (2004).
4. К. Э. Спирин, А.В. Иконников, А.А. Ластовкин *и др*., Письма в ЖЭТФ // Т. 92**,** 65 (2010).
5. Kuang Hong Gao, et al. // EPL, V. 124, 27006 (2018).
6. Л.С. Бовкун и др. // ФТП, Т. 52, 1274 (2018).
7. B. Das, et al. // Phys.Rev.B, V. 41, 8278 (1990).

Al-содержащие и Al-free гетероструктуры для полупроводниковых лазерных излучателей спектрального диапазона 760–980 нм: сравнение и анализ

Н.В. Гультиков*, А.А. Мармалюк, М.А. Ладугин

АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3, корп. 1, Москва, 117342.

*nikita.gultickov@yandex.ru

В настоящей работе представлены результаты сравнения Al-содержащих и Al-free гетероструктур, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии на подложке GaAs, предназначенные для лазерных излучателей, работающих в широком спектральном диапазоне (760 – 980 нм). Фотолюминесцентный анализ и численные расчеты тепловой мощности, выделяемой вследствие безызлучательной рекомбинации на гетерограницах и свободной поверхности гетероструктуры, и теплового сопротивления в лазерных диодах являлись основными данными для сравнения эффективности гетероструктур того или иного спектрального диапазона. В работе также приводится сравнение технологических особенностей получения исследуемых ГС методом МОС-гидридной эпитаксии, которые могут существенно влиять на выходные характеристики создаваемых лазеров.

Введение

Увеличение выходной оптической мощности и КПД полупроводниковых лазерных излучателей несомненно является актуальной задачей. Выбор системы материалов на основе соединений A_3B_5 для создания полупроводникового лазера того или иного спектрального диапазона является важным шагом при проектировании лазерной гетероструктуры (ГС), так как это определяет не только технологические аспекты ее создания, но и такие физические процессы как, например, транспорт носителей зарядов в объемных и квантоворазмерных слоях ГС, излучательные и безызлучательные механизмы рекомбинации, выделение и перенос паразитной тепловой мощности в ГС.

В настоящей работе представлены результаты сравнения теоретических и экспериментальных исследований Al-содержащих и Al-free гетероструктур, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии, для лазерных излучателей, работающих в спектральном диапазоне от 760 до 980 нм.

Экспериментальные образцы

Были исследованы полупроводниковые ГС с одной квантовой ямой (AlGaAs и GaAsP для длины волны 785 нм, GaAs и InGaAsP для длины волны 835 нм, InGaAs для длины волны 955 нм,) окруженной Al-содержащими и Al-free барьерными слоями (AlGaAs и GaInP). Указанные ГС были сформированы методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на подложках GaAs. В качестве исходных реагентов элементов III группы периодической системы использовались TMAl, TMGa и TMIn, а в качестве источников элементов V группы - PH_3 и AsH_3. Рост ГС проводился в среде высокочистого водорода. В процессе изготовления образцов ГС проводилась оптимизация технологических режимов (температура и скорость роста, отношение V/III) для достижения максимальных значений интенсивности фотолюминесценции. Согласование барьерного слоя GaInP с подложкой GaAs контролировалось при помощи рентгеновской дифрактометрии.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 представлены спектры фотолюминесценции (ФЛ) Al-содержащих и Al-free ГС спектрального диапазона 760 – 950 нм, измеренные при комнатной температуре. Центральные длины волн ФЛ составляли 785 нм (рис. 1а), 835 нм (рис. 1б) и 955 нм (рис. 1в). Для накачки использовался лазер, излучающий на длине волны равной 532 нм. При сравнении экспериментальных данных обнаружено, что более высокую интенсивность ФЛ имеют Al-free ГС с центральными длинами ФЛ 785 нм и 835 нм, которая для 785 нм отличается более чем на порядок, а для 835 нм – в 5 раз. Различие в скоростях рекомбинации на гетерограницах и свободной поверхности ГС может являться основной причиной данных различий [1]. Дополнительной причиной может служит высокое сродство атомов Al к кислороду, что приво-

дит к росту центров безызлучательной рекомбинации в процессе роста Al-содержащих ГС и в конечном итоге к уменьшению интенсивности ФЛ [2, 3]. Однако для центральной длины волны ФЛ 955 нм интенсивность ФЛ больше у Al-содержащих ГС примерно в 2 раза, что, скорее всего, связано с технологическими особенностями получения квантовых ям InGaAs.

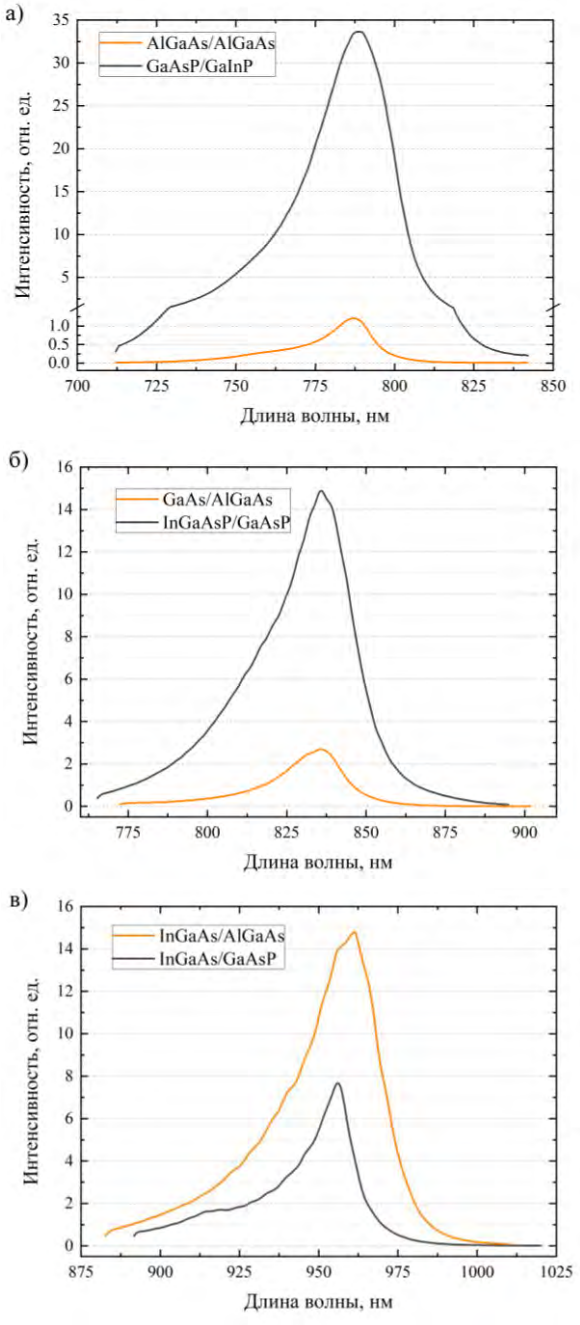


Рис. 1 Спектры ФЛ Al-содержащих и Al-free ГС, выращенных на подложке GaAs, с центральной длиной волны ФЛ: а) 785 нм, б) 835 нм, в) 955 нм

Для оценки тепловой мощности, выделяемой вследствие безызлучательной рекомбинации на гетерограницах и свободной поверхности ГС, были выполнены численные расчёты для лазерных диодов (ЛД), работающих в непрерывном режиме накачки по ранее отработанной методике [4]. Ток накачки варьировался от 2 до 15 А. Расчетные значения для ЛД на 955 нм одинаковы для обоих систем материалов, в то время как для коротких длин волн они отличаются примерно в 2 раза в пользу Al-free системы.

В работе представлены результаты расчетов тепловых сопротивлений для ЛД. Несмотря на то, что тепловое сопротивление Al-free ГС больше в 1.5 – 2 раза по сравнению с AlGaAs/GaAs системой, Al-free ГС оказывается выгодной для спектральных диапазонов 760 – 790 нм и 830 – 850 нм [5]. Для длины волны 955 нм сохраняются примерно такие же соотношения тепловых сопротивлений, но благодаря тому, что обе системы материалов имеют квантовую яму InGaAs, Al-содержащая ГС имеет небольшое преимущество.

Литература

1. Pearton S. J., Ren F., Hobson W. S., Abernathy C. R., Chakrabarti U. K. Comparison of surface recombination velocities in InGaP and AlGaAs mesa diodes // J. Vacuum Science & Technology B. 1994. V.12. P. 142–146.
2. Chand N., Chu S.N.G., Dutta N.K., Lopata J., Geva M., Syrbu A.V., Mereutza A.Z., Yakovlev V.P. Growth and fabrication of high-perfomance 980-nm strained InGaAs quantum-well lasers for erbium-doped fiber amplifiers // IEEE J. Quantum Electronics. 1994. V. 30. N 2. P. 424–439.
3. Ladugin M.A., Andreev A.Y., Yarotskaya I.V., Ryaboshtan Y.L., Bagaev T.A., Padalitsa A.A., Marmalyuk A.A., Vasil'ev M.G. Comparative study of GaAs/GaInP and GaAs/AlGaAs quantum wells grown by metalorganic vapor phase epitaxy // Inorganic Materials. 2019. T. 55. N 4. P. 315-319.
4. Ladugin M.A., Gul'tikov N.V., Marmalyuk A.A., Konyaev V.P., Solov'eva A.V. Continuous-wave laser diodes based on epitaxially integrated InGaAs/AlGaAs/GaAs heterostructures // Quantum Electronics. 2019. V. 49. N 10. P. 905–908.
5. Гультиков Н.В., Мармалюк А.А., Ладугин М.А. Сравнение излучательных и тепловых характеристик лазерных излучателей на основе AlGaAs/GaAs и GaAsP/GaInP гетероструктур спектрального диапазона 750 – 850нм // Материалы XXV международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 9-12 марта 2021).

Гетероструктуры InGaAlAs/InAlAs для электрооптического модулятора, полученные методом цифровой эпитаксии

Д.В. Гуляев*, Д.В. Дмитриев, Е.А. Колосовский, Л.С. Брагинский, К.С. Журавлев

Институт физики полупроводников им. А.В, Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*gulyaev@isp.nsc.ru

Исследованы гетероструктуры с InGaAlAs/InAlAs множественными квантовыми ямами (МКЯ), предназначенные для создания электро-оптического модулятора. Измерена и рассчитана величина электрооптического эффекта гетероструктурах различного состава и толщины слоя. Установлено, что изменение показателя преломления InGaAlAs/InAlAs МКЯ может достигать 10^{-3} при изменении напряжения 1 В на длине волны 1,55 мкм.

Введение

В данной работе изучены свойства гетероэпитаксиальных структур с InAlGaAs/InAlAs множественными квантовыми ямами (МКЯ) на подложке InP для новой версии электрооптического модулятора Маха-Цендера на основе квантово-размерного эффекта Штарка. Данные InGaAlAs/InAlAs гетероструктуры интересны тем, что представляют собой двойной гребенчатый волновод. Это позволяет простым сужением волновода выдавить нулевую моду световой волны в нижележащий $In_{0.52}Al_{0.48}As$ слой, что приводит к уширению светового пучка и, следовательно может существенно упростить стыковку модулятора с оптоволокном [1].

Методика

Исследуемые гетероструктуры выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке InP ориентации (100). Для получения InGaAlAs слоев четверного раствора использовался метод цифровой эпитаксии. Для определения показателя преломления слоев используемых в ГЭС для ЭОМ выращены однослойные InAlAs и InGaAs структуры с различным n и p уровнем легирования, а также InGaAlAs слои различного состава. Показатель преломления слоев однослойных структур (как мнимая, так и действительная части) на рабочей длине модулятора был определен из спектральной зависимости элипсометрических параметров кси и дельта в диапазоне от 0.8 до 1.7 мкм при трех углах падения света 60, 65 и 70 градусов. Для исследования величины электро-оптического эффекта изготовлены тестовые pin образцы, содержащие множественные InGaAlAs/InAlAs квантовые ямы различного состава и толщины слоев (11-20 нм).

Результаты

Отработаны условия роста четырехкомпонентного твердого раствора InGaAlAs с кристаллической решеткой согласованной с (001) InP подложкой, и определены оптимальные условия роста для каждого слоя ГЭС. В результате были получены гетероструктуры с InAlGaAs/InAlAs МКЯ с концентрацией дефектов на поверхности не более 500 на $см^2$, что достаточно для создания на их основе электрооптических модуляторов.

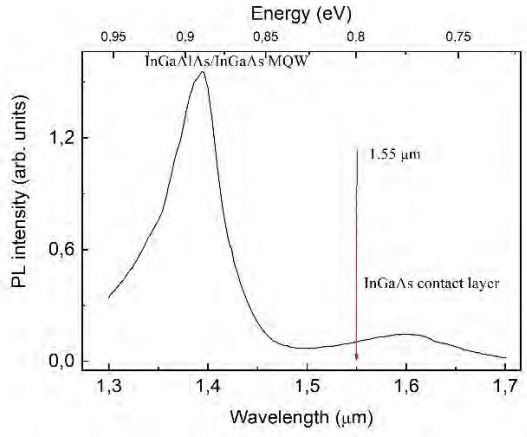


Рис. 1. Типичный спектр ФЛ ГЭС с МКЯ $In_{0.53}Ga_{0.37}Al_{0.9}As/In^{0.52}Al_{0.48}As$ МКЯ. T=300 K

На рисунке 1 показан спектр фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктуры с множественными квантовыми ямами (МКЯ). Как видно из рисунка, пик ФЛ от исследованных МКЯ расположен вблизи 1.4 мкм, т.е. на 100 мэВ отстоит рабочей длины волны модулятора, что гарантирует низкое поглощение световой волны, распространяющейся в этом слое.

.На рисунке 2 приведены зависимости коэффициента прохождения ГЭС с МКЯ от напряженности

электрического поля при T=300 K. Как можно увидеть из рисунка электро-оптический-эффект в более широких КЯ выше.

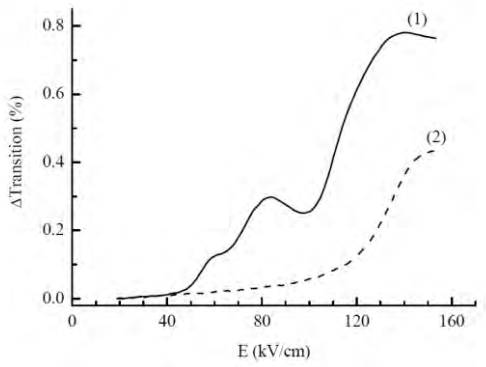


Рис. 2. Типичное относительное изменение к/та прохождения InGaAlAs/InAlAs МКЯ в электрическом поле. Толщина КЯ (2) 11 и (1) 15 нм

Для моделирования поведения коэффициента отражения многослойной гетероструктуры в электрическом поле был проведен расчет зависимостей коэффициента поглощения и показателя преломления. Задача определения значения коэффициента поглощения для структуры с квантовыми барьерами в электрическом поле сводилась к определению огибающих и расчета поглощения по формуле:

$$\sigma = \frac{(2\pi\hbar)^2 e^2}{m_e^2 c\omega n S} \sum_{p,q} \left| \left\langle f \left| \frac{\partial}{\partial z} \right| i \right\rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_v - \varepsilon_c - \hbar\omega)$$

При этом, эффект кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой в квантовой яме учитывался введением фактора $\Phi(\gamma)=\pi\gamma\exp(\pi\gamma)/\sinh(\pi\gamma)$, где $\gamma = (qa_R/\hbar)^{-1}$, а q - z компонента импульса электрона. В отличие от [2] такой подход не позволяет учитывать экситонные эффекты, но существенно облегчает моделирование. Учет смешивания легкой и тяжелой дырок на границе проводился в приближении огибающей волновой функции.

Реальная часть показателя преломления была определена из спектральной зависимости к/та поглощения по соотношения Крамерса-Кронинга связывающего реальную и мнимую часть комплексного числа. Величина электрооптического эффекта, составила для напряжения в 2-3 Вольт порядка $\Delta n \sim 10^{-3}$ в исследованных ГЭС. В результате, как можно оценить по формуле $L=\lambda/2\Delta n$ длина интерферометра Маха-Цендера не превысит 1 мм при такой величине электро-оптического эффекта.

Методом эллипсометрии для всех слоев ГЭС, различающихся составом и уровнем легирования установлены вещественная и мнимая часть коэффициента преломления. Проведено сравнение полученных данных с данными моделирования и выбрана оптимальная конструкция структуры характеризующаяся минимальными оптическими потерями при максимальном электрооптическом эффекте.

Литература

1. А.В. Царев, Р.М. Тазиев // Квант. электроника, т. **49**, 266 (2019).
2. E.T. Kunkee et all // IEEE journal of quantum electronics, v. 43, 641 (2007).

Исследование трибоэлектрических зарядов в тонких диэлектрических и полупроводниковых пленках методами СЗМ

Е.В. Гущина[1, *], М.С. Дунаевский[1], Д.А. Малых[1]

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая , 26, Санкт-Петербург, 194021.

* katgushch@yandex.ru

Выполнены СЗМ исследования трибоэлектрических зарядов в тонких пленках high-k диэлектриков $LaScO_3$ и $SmScO_3$. Показано, что величина накапливаемых трибоэлектрических зарядов в данных плёнках зависит от их толщины. Наиболее сильный эффект наблюдается в пленке $LaScO_3$ толщиной 6 нм. Также экспериментально обнаружена зависимость величины регистрируемого потенциала от силы прижима зонда.

Введение

Схема реализации трибоэлектрического наногенератора (TENG) заключается в контакте двух трибоэлектрических слоев, между которыми происходит взаимодействие, например, постукивание, осцилляции или трение. Это приводит к возникновению импульсных емкостных токов во внешней цепи [1]. Значения этих трибоэлектрических токов невелики, однако, их может быть достаточно для питания миниатюрных светодиодов или сенсоров.

В этой связи становится актуальным поиск таких материалов, токи между которыми будут наибольшими. Этот поиск предполагает построение так называемых трибоэлектрических рядов, т.е. упорядочение различных материалов (как правило это тонкие диэлектрики, полупроводники) по шкале способности накапливать трибоэлектрический заряд того или иного знака. В левой части такого ряда находятся среды, которые захватывают отрицательный заряд, а в правой части-положительный заряд. Оптимальная пара материалов для TENG должна состоять из материалов, максимально далеко разнесённых друг от друга в трибоэлектрическом ряду. В данной работе методами СЗМ исследовалось влияние химического состава и толщины тонких диэлектрических ($LaScO_3$, $SmScO_3$, PZT) и полупроводниковых (MoS_2, WSe_2) слоев на величину трибоэлектрического заряда.

Методика измерения

Измерение поверхностной плотности трибоэлектрического заряда с помощью СЗМ состоит из следующих стадий: (1) СЗМ-зонд приводится в контакт с поверхностью исследуемого материала, а затем выполняется сканирование квадратной области с заданной силой прижима F (в диапазоне от нескольких нанонъютонов до микронъютонов), (2) в режиме Кельвин-зонд микроскопии фиксируется потенциал U трибоэлектрических зарядов, возникший в области контакта зонда с поверхностью, (3) вычисляется величина поверхностной плотности трибоэлектрического заряда $\sigma_{tr.}$

Все измерения проводились на микроскопе Solver P47 в атмосферных условиях и использовались одинаковые по своим характеристикам зонды серии HA_FM (TipsNano) [2].

Для проведения корректных измерений трибоэлектрического потенциала важно исключить эффект паразитной подзарядки поверхности. Для этого необходимо: (1) предварительно измерить потенциал поверхности U_{surf}, (2) выполнить сканирование квадратной области, подавая на зонд потенциал, равный потенциалу поверхности $U_{probe}=U_{surf}$.

Если не выровнить потенциалы на зонде и на поверхности, то на последней будет накапливаться заряд, не связанный с трибоэлектрическим зарядом.

В результате, на пленке будет наблюдаться подзаряженная область того или иного знака (см. Рисунок 1). На Рис.1 приведено изображение отрицательно подзаряженной области, возникшей в результате трибоэлектрического воздействия при $U_{probe}<U_{surf}$.

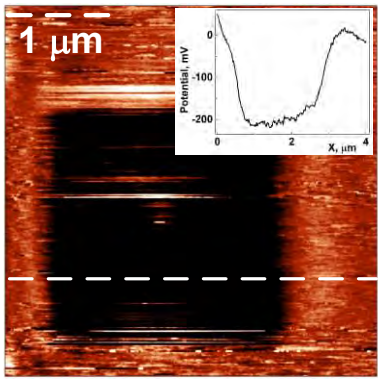


Рис. 1. Отрицательно подзаряженная область на поверхности пленки $LaScO_3$, полученная при $U_{probe}<U_{surf}$

Результаты

С помощью методов СЗМ были изучены величины трибоэлектрических потенциалов в пленках high-k диэлектриков $LaScO_3$ и $SmScO_3$. Экспериментально установлено, что образование трибоэлектрического заряда существенно зависит от толщины пленки. Так на пленках $SmScO_3$ и $LaScO_3$ толщиной 12 нм и 20 нм величина трибоэлектрического потенциала составляла менее 10 мВ, при этом на пленке толщиной 6 нм величина потенциала составляла порядка 60 мВ (см. Рисунок 2).

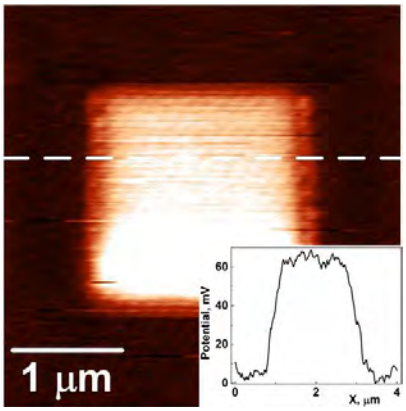


Рис. 2. Поверхностный трибоэлектрический потенциал на поверхности пленки LaScO3

Также было обнаружено, что величина трибоэлектрического потенциала (U_{tr}) зависит от силы прижима (F) СЗМ-зонда к поверхности. На рисунке 3 представлена зависимость $U_{tr}(F)$. Видно, что с ростом силы прижима до 400 нН наблюдается постепенное увеличение трибоэлектрического потенциала, а затем наступает насыщение на уровне ~80 мВ.

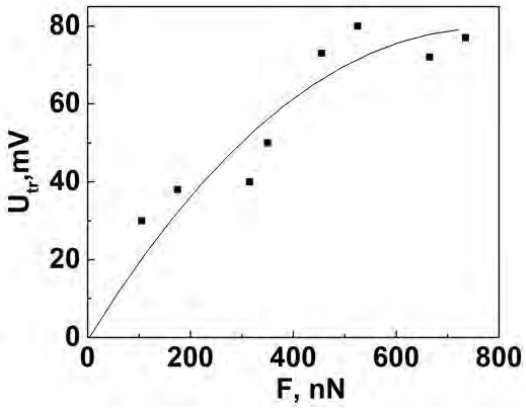


Рисунок 3. Зависимость величина потенциала U_{tr} от силы прижима F для пленки $LaScO_3$ толщиной 6 нм.

Аналогичным образом были проведены измерения трибоэлектрического потенциала на полупроводниковых плёнках MoS_2 и WSe_2 толщиной 20-30 нм и плёнке $PbZrTiO_3$ (PZT) толщиной 100нм. Измеренное значение трибоэлектрического потенциала в MoS_2 и WSe_2 оказывается достаточно малым и составляет порядка 10-20 мВ. В PZT пленке, имеющей зернистую структуру, измеренное значение трибоэлектрического потенциала составляет около 150 мВ. Данный результат может быть связан с накоплением нескомпенсированного поляризационного заряда в границах зёрен [3].

Выводы

Разработан метод регистрации «чистого» трибоэлектрического потенциала в тонких плёнках с помощью методов СЗМ. Определён вид зависимости трибоэлектрического потенциала от величины силы прижима СЗМ-зонда к поверхности. Наиболее существенное накопление трибоэлектрического заряда наблюдается в пленках $LaScO_3$ толщиной 6 нм (U_{tr}~80 мВ) и PZT-плёнках толщиной 100 нм (U_{tr}~150 мВ), что может быть обусловлено накоплением нескомпенсированного поляризационного заряда в границах зёрен.

Литература

1. Y. Liu, J. Ping, Y. Ying // Advanced Functional Materials, V. 31, 2009994 (2021).

2. https://tipsnano.com/catalog/

3. Л.А. Делимова, Е.В. Гущина,ЕВ. и др. // ФТТ, Т. 60(3), 547-552 (2018).

Модификация углеродных слоев при высокотемпературном отжиге

Ю.А. Данилов[1,2], Р.Н. Крюков[1,2,*], В.П. Лесников[2], Д.Е. Николичев[1,2], С.Ю. Зубков[1,2]

[1]ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

[2] НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*kriukov.ruslan@yandex.ru

Изохронный высокотемпературный отжиг углеродных пленок в условиях сверхвысокого вакуума приводит к уменьшению слоевого сопротивления в ~ 8 раз. Отжиг не сопровождается значительным сокращением толщины пленки, несмотря на увеличение давления в камере в процессе отжига в ~ 10 раз. Наиболее серьезные изменения параметров пленки происходят при температуре 650°C.

Введение

Углеродные покрытия являются предметом интенсивных исследований по причине уникальности физико-химических свойств: высокой проводимости и теплопроводности, следствием чего является широкий круг их практического применения [1,2]. Вместе с тем, ведется поиск путей регулирования и улучшения характеристик углеродных пленок, и одним из традиционных методов постростовой обработки этих наноструктур является высокотемпературный отжиг.

Методика эксперимента

В работе анализировались углеродные слои, созданные на подложке-структуре SiO_2/Si. Температура формирования составляла 500°C, слои осаждались путем лазерного распыления пирографита в течение 100 с. Исследование характеристик систем проводилось в сверхвысоковакуумном комплексе Omicron Multiprobe RM (Omicron, Германия), состоящем из двух основных камер. В технологической камере производился изохронный отжиг в течение 20 с при температурах 550-600-650-700-750°C и давлении в камере менее 10^{-5}Торр. Образец размещался над предварительно разогретым до нужной температуры нагревателем и по истечению времени убирался. Далее образец в условиях высокого вакуума перемещался в аналитическую камеру, где давление остаточных газов составляло 10^{-9} Торр. После этого производилось исследование методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). При возбуждении линией Al Kα регистрировались ФЭ-линии C 1*s*, O 1*s*, Si 2*p*, а также валентная зона. Математическая обработка спектров проводилась с использованием программного обеспечения SDP v. 4.3.

Образцы перед и после проведения отжига подвергались исследованию на атомно-силовом микроскопе (АСМ) Solver Pro (NT-MDT, Россия). В дополнение к этому на образцах были проведены измерения эффекта Холла на установке HL5500 (Nanometrics Incorporated, США) при температуре 300 К.

Результаты

Поскольку отжиг в условиях сверхвысокого вакуума предположительно может сопровождаться десорбцией пленки, при проведении эксперимента отслеживалось давление в камере, а также с использованием методики [3] оценивалась толщина пленки. Результаты одного из экспериментов по определению толщины представлены на рис. 1.

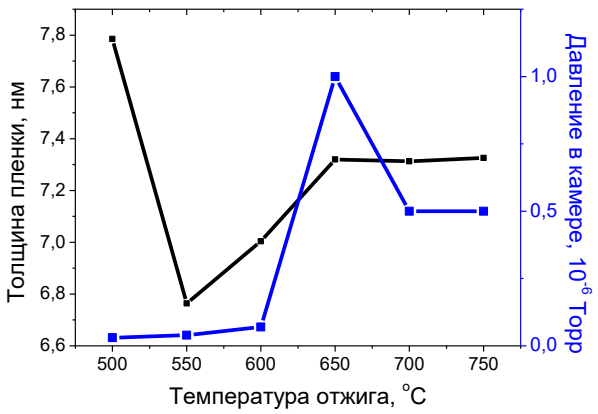


Рис. 1. Температурные зависимости толщины углеродной пленки после отжига и давление в камере в процессе отжига

Из результатов следует, что каких-либо явных изменений толщины пленки не происходило. Хотя наблюдалось уменьшение концентрации кислорода на поверхности пленки, что регистрировалось по интенсивности ФЭ-линии O 1*s*. Изменение давления в камере вероятно связано с нагревом самого держателя и десорбцией загрязнений и/или материала пленок. При этом остающаяся без изменения толщина, возможно, связана с изменением их плотности. В ходе исследования поверхности пленок методом АСМ было зарегистрировано увеличение шероховатости пленки в ~ 2 раза после отжига при 750°C.

В результате анализа спектра валентной зоны было зарегистрировано изменение энергетического расстояния между уровнем Ферми и максимумом валентной зоны (рисунок 2), которое измерялось согласно [4]. Из температурной зависимости хорошо видно, что отжиг при 650°C провоцирует резкий скачок энергетического промежутка. Причина такого изменения характеристики на данный момент до конца не выяснена.

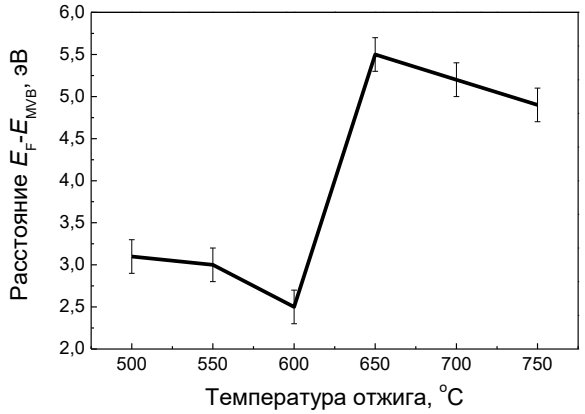


Рис. 2. Температурная зависимость энергетического расстояния между максимумом валентной зоны и уровнем Ферми

При анализе ФЭ-линии C 1*s* было зарегистрировано увеличение интенсивности π-π* плазмона (рисунок 3), что согласно [5], указывает на увеличение количества делокализованных электронов, образующих соответствующую связь в sp^2-углероде.

Этот факт является основанием считать, что отжиг приводит к увеличению проводимости пленок. Подтверждением этого факта являются результаты холловских измерений, в результате которых было установлено, что изохронный отжиг приводит к уменьшению слоевого сопротивления в 8 раз.

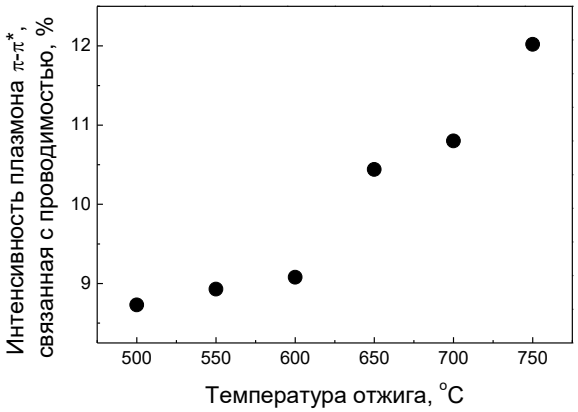


Рис. 3. Температурная зависимость относительной интенсивности π-π* плазмона

Таким образом, изохронный отжиг в вакууме приводит к уменьшению слоевого сопротивления. При отжиге происходит изменение энергетического расстояния между максимумом валентной зоны и уровнем Ферми. Шероховатость поверхности после отжига возрастает в 2 раза, слоевая проводимость углеродных слоев увеличивается до 8 раз.

Исследование выполнено в рамках реализации программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» (проект Н-480-99).

Литература

1. Z.A. Ansari, T.J. Singh, S.M. Islam *et al.* // Optik, V. 182, 500 (2019).
2. A.V. Alaferdov, R. Savu, T.A. Rackauskas *et al.* // Nanotechnology, V. 27, 375501 (2016).
3. P.J. Cumpson, P.C. Zalm // Surface and Interface Analysis, V.209, 403 (2000).
4. D.C. Hays, B.P. Gila, S.J. Pearton *et al.* // Applied Physics Reviews, V. 4, 2 (2017).
5. A.T. Brown, J. Lin, J.P. Vizuet *et al.* // ACS Omega, V.6(46), 31066(2021).

Легирование слоев GaAs, полученных методом импульсного лазерного нанесения

Ю.А. Данилов[1, *], О.В. Вихрова[1], А.В. Здоровейщев[1], Р.Н. Крюков[1], В.П. Лесников[1], А.Е. Парафин[2], Н.А. Ильин[1], Е.А. Питиримова[1]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603022.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

*danilov@nifti.unn.ru

Показано, что легирование GaAs в процессе импульсного лазерного нанесения позволяет получать нанослои n- или p-типа проводимости с высокой концентрацией свободных носителей. Используются примеси Te, Si (доноры) и Be, Mg (акцепторы). Для активации примесных атомов использован быстрый термический отжиг и импульсный наносекундный отжиг с применением излучения эксимерного KrF лазера.

Метод формирования слоев GaAs импульсным лазерным нанесением (ИЛН) известен достаточно давно [1]. В ряде применений (например, для создания магнитных полупроводников) он показал высокую эффективность [2]. Однако, о легировании в процессе нанесения слоев традиционными донорными или акцепторными примесями в литературе данных нет. И если при формировании слоев GaAs:Mn необходимости в дополнительном легировании нет, поскольку атомы марганца, кроме поставки магнитных моментов, являются акцепторами в GaAs, то в случае GaAs:Fe ситуация меняется: железо является глубокой примесью, а слои – высокоомными [3]. Поэтому при формировании магнитного полупроводника GaAs:Fe перспективно дополнительное легирование для создания свободных носителей – дырок или электронов. В настоящей работе исследовано вхождение ряда традиционных для полупроводников A^3B^5 доноров (Te, Si) и акцепторов (Be, Mg) в решетку GaAs в процессе ИЛН и при последующем отжиге.

Методика эксперимента

Для распыления нелегированного GaAs и легирующих элементарных веществ использовался АИГ:Nd лазер, работающий на второй гармонике (λ°= 532 нм). Длительность импульсов составляла 10°нс, энергия 250 мДж, частота повторения 10 Гц. Излучение вводилось в вакуумную камеру (давление не выше 10^{-6} Торр) и фокусировалось на распыляемой мишени в пятно площадью порядка 1.5×10^{-2} см^2. Расстояние от мишени до подогреваемой подложки составляло около 5 см. Лазерный пучок описывал окружность диаметром $D \approx 15$ мм на мишени. Для легирования на GaAs-мишень накладывался сектор из легирующего материала (металлических Te, Mg, Be или слаболегированного Si). Концентрация введенной примеси оценивалась величиной $Y_{\text{пр}} = d/\pi D$, где d – длина хорды легирующего материала. Толщина слоя GaAs на подложке i-GaAs(001) составляла около 40 нм (время нанесения = 20°-°25 мин). Температура нанесения варьировалась в диапазоне 60°-°450°C. Для повышения электрической активности введенных примесей использовали методы быстрого термического отжига (БТО) (установка JetFirst100, поток аргона, время процесса 15 с) и импульсного лазерного отжига (ИЛО) (эксимерный KrF лазер, λ = 248 нм, длительность импульса 30 нс). Для исследования структуры и свойств слоев использованы: электронография на отражение (электронограф ЭМР-102, ускоряющее напряжение 50 кВ), спектроскопия коэффициента отражения в диапазоне энергий квантов 1°-°6 эВ, измерения эффекта Холла в геометрии Ван-дер-Пау (установка Nanometrics HL5500).

Результаты и обсуждение

Структуры, представляющие собой нанесенный методом ИЛН слой нелегированного арсенида галлия на подложке i-GaAs, для всех исследованных температур нанесения имеют высокое поверхностное сопротивление R_S, сравнимое с сопротивлением самой полуизолирующей подложки (R_S°=°5.4×10^9°Ом), и n-тип проводимости. Структуру можно представить как параллельное соединение двух резисторов: нанесенного слоя и подложки. Тогда сопротивление нанесенного специально нелегированного слоя GaAs может быть определено: оно зависит от температуры нанесения

и превышает 3.4×10^8 Ом. Максимум слоевого сопротивления (6.5°-°8.4)×10^9 Ом получен для T_g = 250°-°300°C. Это значение соответствует удельному сопротивлению ~ 3×10^4 Ом·см, что свидетельствует об отсутствии заметного нежелательного легирования слоев при использовании в качестве мишени только пластины GaAs.

На рисунке 1 показаны спектры оптического отражения нанесенного GaAs при варьировании T_g.

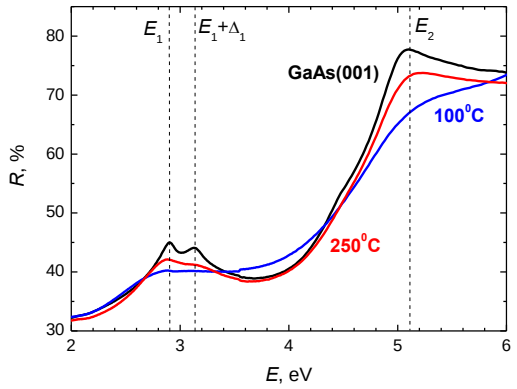


Рис. 1. Спектры отражения монокристаллического GaAs и структур с нелегированными слоями, нанесенными при T_g = 100 и 250°C

Спектр отражения монокристаллического GaAs (рисунок 1) содержит характерный дублет пиков при энергиях 2.90 и 3.14 эВ (отмечен вертикальными пунктирными линиями), соответствующий межзонным переходам вне центра зоны Бриллюэна (E_1) и переходам с участием спин-орбитально отщепленной ветви (E_1+Δ_1). Пик E_2 (5.12 эВ) связан с межзонными переходами типа $X_5 \rightarrow X_1$. Для GaAs, нанесенного при T_g = 100°C, спектр не содержит характерных пиков, что говорит об аморфном состоянии слоя. Для процесса с T_g = 250°C спектр подобен спектру монокристаллического GaAs.

После нанесения легированные слои GaAs были высокоомными (так, для GaAs:Si при T_g = 400°C величина R_S превышала 3×10^7 Ом). Легированные слои, как правило, наносились при T_g = 100°C. Термический отжиг GaAs-слоев, легированных донорами Te (Y_{Te} = 0.05) или Si (Y_{Si} = 0.06), при температурах вплоть до 850°-°900°C не приводил к их электрической активации. Характерны высокие значения сопротивления слоев, а также p-тип проводимости. Отжиг лазером дает значительную электрическую активацию и Te, и Si: n-тип проводимости и значения концентрации электронов до 1.4×10^{19} (GaAs:Te) и 6×10^{19} см$^{-3}$ (GaAs:Si). Последнее значение значительно превышает концентрации, достижимые в эпитаксиальных процессах получения GaAs:Si (обычно не выше 2×10^{19} см$^{-3}$) за счет неравновесности метода ИЛО.

Термический (до 850°C) отжиг GaAs, легированного Be (Y_{Be} = 0.09) или Mg (Y_{Mg} до 0.07), приводит к формированию слоев p-типа с объемной концентрацией дырок ~ 10^{18} см$^{-3}$ для GaAs:Mg и 10^{19} см$^{-3}$ для GaAs:Be. На рис. 2 показаны зависимости слоевой концентрации дырок от температуры (T_a) БТО. Отметим, что при T_a = 650 и 700°C значения подвижности дырок очень низки (< 25 см^2/В·с).

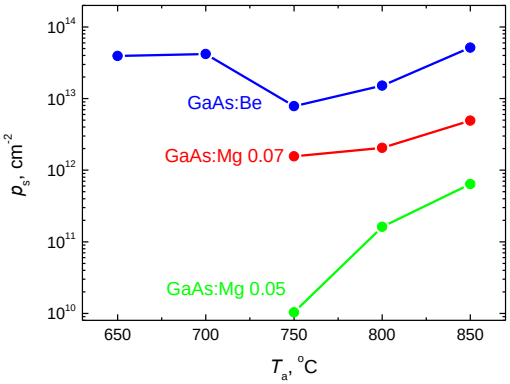


Рис. 2. Зависимости слоевой концентрации дырок от температуры БТО для GaAs:Be и GaAs:Mg

Сверхвысокие концентрации дырок достигаются при ИЛО: 3×10^{20} см$^{-3}$ для Be и (5°-°7)×10^{20} см$^{-3}$ для Mg. Как для легирования GaAs донорами, так и акцепторами при ИЛО отмечается пороговая плотность энергии (300 мДж/см^2), при которой происходит эпитаксиальная кристаллизация легированного GaAs.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект № 19-19-00545).

Литература

1. С.В. Гапонов, М.Д. Стриковский, М.А. Калягин // Изв. АН СССР, сер. Физ., Т. 49, 758 (1985).
2. Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов *и др.* // Опт. Журн., Т.75 (6), 56 (2008).
3. A.V. Kudrin, V.P. Lesnikov, Yu.A. Danilov *et al.* // Semicond. Sci. Technol., V.35, 125032 (2020).

Исследование структурного состояния МЛЭ-гетеростуктур (013)HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs методом генерации второй гармоники

С.А. Дворецкий[1, 4, *], М.Ф. Ступак[2], Н.Н. Михайлов[1, 3], С.Н. Макаров[2], А.Г. Елесин[2], А.Г. Верхогляд[2]

1 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, ул. Русская, 41б Новосибирск, 630058.

3 Новосибирский государственный университет (НГУ), ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

4 Томский государственный университет (ТГУ), пр. Ленина, 36, Томск, 634050.

*dvor@isp.nsc..ru

Проведено исследование кристаллического совершенства слоев HgCdTe гетероструктур, выращенных на подложках (013)GaAs и поворота ориентации в плоскости (угол φ) и перпендикулярном направлении роста (угол θ) методом генерации второй гармоники. Наблюдалось изменение угла φ на 3-8 угловых градусов и угла θ на 5 угловых градусов с немонотонным изменением по толщине в рабочем и варизонных слоях. Абсолютное значение угла θ может быть использовано для качественной оценки кристаллического совершенства слоев HgCdTe.

Введение

Метод генерации второй гармоники (ГВГ) позволяет пр**о**водить экспрессные бесконтактные измерени**я** структурного совершенства кристаллов с высоким локальным разрешением в тонких приповерхностных слоях [1]. Метод ГВГ дает детальную информацию о кристаллической структуре для кристаллов без центра инверсии. Многие полупроводники типа A3B5 и A2B6 имеют кристаллическую структуру без центра инверсии. Для кристаллов GaAs, эпитаксиальных слоев CdTe на различных подложках и гетероэпитаксильных структур HgCdTe на подложках из GaAs и Si метод ГВГ показал высокую эффективность и позволил получить новые данные при измерении кристаллического совершенства [2,3,4].

Нами представлены результаты по исследованию структурного состояния гетероструктур (013)HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs, выращенных методом МЛЭ, и поворота ориентации (013) в азимутальной плоскости и в перпендикулярном направлении в различных слоях структуры и по толщине слоя HgCdTe высокочувствительным методом ГВГ.

Результаты и обсуждение

Проведены исследования структурного совершенства слоев (013)HgCdTe с варизонными слоями на границах однородного слоя на подложке CdTe/ZnTe/GaAs и поворота плоскости ориентации по измерениям азимутальной зависимости интенсивности сигнала ГВГ *ex-situ*. Слои HgCdTe с толщиной рабочего слоя 6 -10 мкм выращивались с нижним варизонным слоем с изменением состава от 0,45 до 0,22 толщиной ~ 1,5 мкм, и верхним варизонным слоем с изменением состава от 0,22 до 0,4 с толщиной ~0,5 мкм на подложках CdTe(5,5 мкм)/ZnTe(30 мкм)/GaAs(400 мкм). Для анализа азимутальных зависимостей ГВГ проводилось сравнение экспериментальных результатов с расчетными данными, полученными при численном моделировании идеального кристалла с ориентациями по углам φ и θ вблизи заданной ориентации (013). Точность определения угла φ составляет ±1 угловых градусов. Разворот по углу φ в плоскости ориентации (013) составил от 3 до 8 угл. град. для слоев CdTe после выращивания [3, 4]. Полученные результаты хорошо согласуются с данными по развороту слоев CdTe при ренгеновских исследованиях [5]. Для слоев HgCdTe наблюдалось немонотонное изменение угла φ по толщине с незначительным уменьшением значений при переходе от варизонных к рабочим слоям. В рабочих слоях наблюдалось постоянное значение угла φ.

Угол θ определяет отклонение направления ориентации подложки от направления плоскостей (001) в структуре цинковой обманки. Для ориентации (013) этот угол составляет 18,46 угл. град. Было показано [3,4], что изменения сигнала ВГ по углу θ (при фик-

сированном угле φ) вблизи ориентации (013) приводят к простому изменению амплитуды всех максимумов графиков зависимости интенсивности ВГ от азимутального угла без изменения соотношений между максимумами. Проведенный анализ изменения амплитуд двух соседних максимумов модельных азимутальных зависимостей сигнала ВГ в окрестности угла θ ≈ 19 угл. градусов (см. рис. 1) показывает, что при увеличении угла θ на 8 градусов амплитуда сигнала ВГ увеличивается в два раза линейным образом от угла θ. Это означает, что без контроля амплитуды сигнала ВГ в эксперименте с однотипными образцами со структурой цинковой обманки погрешность определения угла θ методом ГВГ вблизи ориентации (013) может достигать значений ± 5 угловых градусов. Если же в серии экспериментов наблюдаются незначительные отличия амплитуд сигналов ВГ от различных поверхностей однотипных исследуемых структур, то это позволяет предположить, что вариации угла θ находятся в пределах максимум 2-3 градусов.

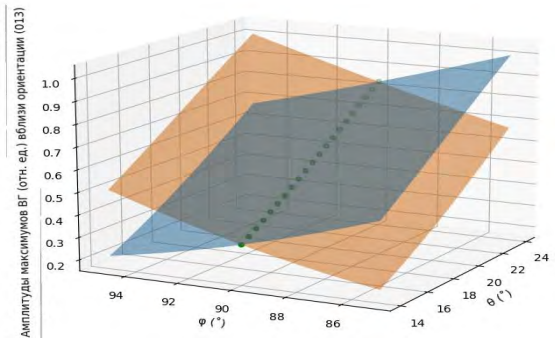


Рис. 1. Поведение амплитуд двух соседних максимумов азимутальных графиков сигнала ВГ в окрестности ориентации (013) в зависимости от углов θ и φ. Точная ориентация (013) определена углами θ ≈ 19^0 и φ = 90^0 (отсчет от ориентации (001))

Для исследования динамики изменения угла θ в по толщине рабочего слоя для двух исследуемых образцов при послойном травлении были построены графики абсолютных значений амплитуд азимутального сигнала ВГ при одинаковых уровнях возбуждающего излучения 0,06 Вт, неизменной чувствительности приемного тракта (Рис. 2,3). Интенсивность сигнала ГВГ для поверхности верхнего варизонного слоя меньше сигнала от рабочего слоя, что приводит к отличию значений угла θ. Угол θ имеет практически постоянное значение в рабочем слое и увеличивается к поверхности верхнего варизонного слоя. Абсолютное значение угла θ в рабочем слое HgCdTe для структуры 1КРТ170622 на 8÷10 градусов меньше, чем в рабочем слое HgCdTe для структуры 1КРТ180130 при условии одинакового кристаллического совершенства структур. Это значит, что для структуры 1КРТ170622 кристаллическое совершенство слоя HgCdTe значительно ниже, чем для структуры 1КРТ180130. При выращивании структуры 1КРТ170622 наблюдалось значительное уменьшение эллипсометрического угла Ψ, что связано с огрублением поверхности. Таким образом, проводя сравнение угла θ для выращенных структур со значением угла θ для эталонного образца HgCdTe, можно качественно проводить оценку кристаллического совершенства.

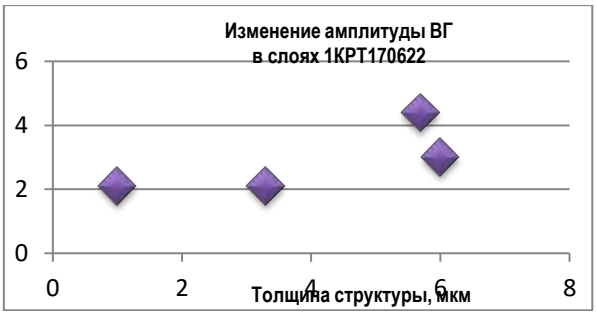


Рисунок. 2. Изменение значений амплитуд азимутального сигнала ВГ для серии травлений образца 1КРТ170622

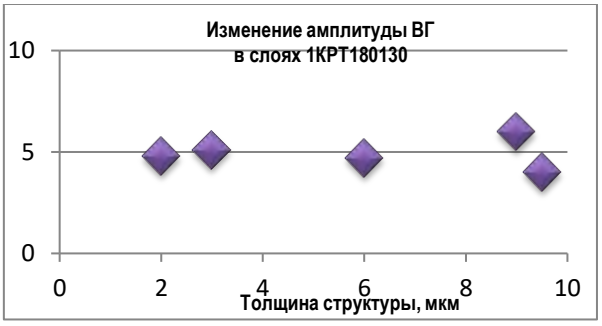


Рис. 2. Изменение значений амплитуд азимутального сигнала ВГ для серии травлений образца 1КРТ180130

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-29-20053) и Volkswagen Stiftung Program (No. 97738).

Литература

1. С.А. Ахманов, В.И. Емельянов, Н.И. Коротеев et.al. // УФН., Т. 147, 675 (1985)
2. [2] В.В. Баланюк, В.Ф.Краснов, С.Л. Мушер et. al. // Квантовая электроника, Т. 22, 196 (1995)
3. М.Ф. Ступак, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий et. al. //Автометрия, Т. 55,31 (2019)
4. М.Ф. Ступак, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий et.al // ЖТФ, Т. 91, 1799 (2021)
5. Ю.Г. Сидоров, М.В. Якушев, В.С. Варавин et.al. // ФТТ, Т. 57, 2095 (2015).

Эффект Керра, индуцированный обменным взаимодействием электронов в асимметричных двойных квантовых ямах

М.М. Дегоев[1,*], М.М. Афанасьев[1], В.К. Калевич[1,§], К.В. Кавокин[2], Н.В. Козырев[1], G. Karczewski[3], Ю.Г. Кусраев[1]

1 Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 Лаборатория оптики спина, Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д. 1, Санкт-Петербург, 198504.

3 Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, 02-668 Warsaw, Poland.

*degoev98@mail.ru, §kalevich@solid.ioffe.ru

В туннельно-связанных квантовых ямах разной ширины мы обнаружили, что динамика намагниченности, возникающей при резонансной оптической импульсной накачке экситона в узкой яме, включает динамику намагниченности электронов в широкой яме, хотя электронный уровень в широкой яме на 55 мэВ ниже электронного уровня в узкой яме. Мы связываем такой эффект с расщеплением электронных уровней, индуцированным обменным взаимодействием со спин-поляризованными электронами в широкой яме, рожденными при резонансном возбуждении узкой ямы.

Исследованная структура состоит из широкой (20 нм) немагнитной ямы CdTe и узкой (8 нм) магнитной ямы $Cd_{0.98}Mn_{0.02}Te$, разделенных туннельно-прозрачным барьером из $Cd_{0.88}Mg_{0.12}Te$ шириной 1.6 нм (5 монослоев). Температура образца $T = 6$ К. Мы измеряли когерентную спиновую динамику с пикосекундным разрешением с помощью магнито-оптического эффекта Керра в режиме накачка-зондирование в магнитном поле, перпендикулярном направлению возбуждающего луча. Накачивающие и зондирующие импульсы с одинаковой длиной волны (одноцветный эксперимент) и длительностью 1.5 пс вырабатывались перестраиваемым Ti:Sa лазером, позволяя осуществлять резонансное возбуждение основных экситонных состояний в узкой или широкой ямах. Измеренные сигналы керровского отражения описываются суммой экспоненциально затухающих компонент вида $A\cdot\exp(-t/\tau)\cdot\cos(\omega t+\varphi)$, где τ – время затухания, $\omega = g\mu_B B/\hbar$ – ларморовская частота прецессии спина в магнитном поле B, g – абсолютная величина g-фактора, φ – фаза.

Результаты и обсуждение

При резонансной накачке экситона в узкой яме (NQW) наблюдаются две компоненты, быстрая ($\tau_1 \approx 47$ пс) и медленная ($\tau_2 \sim 700$ пс), осциллирующие соответственно с g-факторами $g_1 \approx 1.55$ и $g_2 = 2$ и отношением амплитуд $A_1/A_2 \approx 6$ (Рис. 1). Поскольку g-фактор марганца $g_{Mn} = 2$, то можно заключить, что медленно затухающая компонента создана намагниченностью ионов марганца. Наличие компоненты с $g_1 \approx 1.55$ является неожиданным, поскольку узкая яма должна быть пустой, так как фотовозбужденные в ней носители быстро туннелируют в широкую яму.

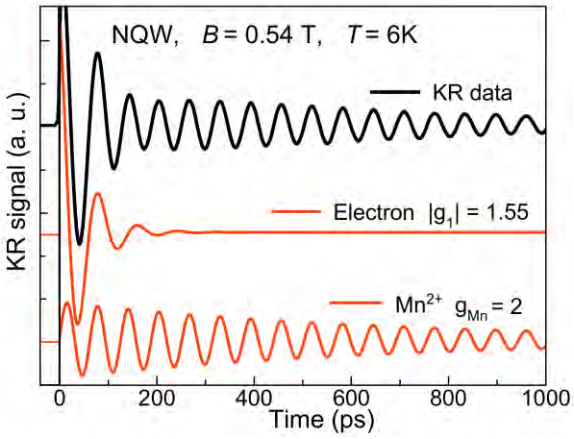


Рис. 1. Керровский сигнал в перпендикулярном магнитном поле $B = 0.54$ Т в узкой яме (черная кривая) и его аппроксимация двумя компонентами (красные кривые)

Вместе с тем, при резонансной накачке экситона в широкой яме (WQW) наблюдаются три осциллирующих компоненты с резко различающимися амплитудами A и временами распада τ, среди которых первая и самая быстрая компонента доминирует: $A_1/A_2 \sim 100$, $A_1/A_3 \sim 1000$ (Рис. 2, в силу малости 3-я компонента не показана), $\tau_1 \approx 45$ ps, $\tau_2 \sim 200$ ps, $\tau_3 \sim 800$ ps. При этом g-факторы этих компонент близки по величине, $g_1 \approx 1.56$, $g_2 \approx 1.52$, $g_3 \approx 1.48$, и близки к значениям g-факторов электронов, связанных в экситон, и резидентных электронов в широкой яме [1].

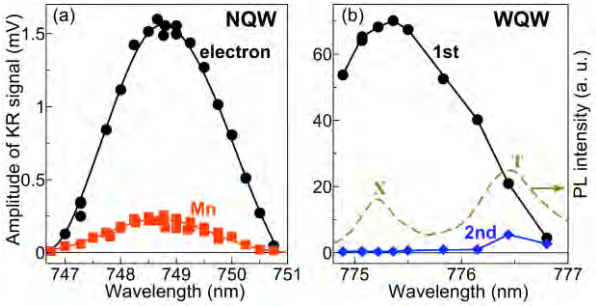


Рис. 2. Спектральная зависимость амплитуд быстрой и медленной компонент керровского сигнала в узкой (a) и широкой (b) ямах. Штриховая кривая на панели (b) представляет спектр фотолюминесценции широкой ямы, измеренный при надбарьерном возбуждении He-Ne лазером

Времена когерентности и *g*-факторы быстрых (доминирующих) компонент, зарегистрированных в области экситонных резонансов в широкой и узкой ямах, приведены на Рис. 3. Их равенство позволяет предположить, что быстрая компонента Керровского сигнала, резонансного с экситонным уровнем в узкой яме, отражает осцилляции намагниченности электронов в широкой яме.

Этот эффект может быть обусловлен двумя причинами: 1) Модуляцией показателей преломления для циркулярно поляризованных компонент пробного линейно поляризованного луча на крыле основного экситонного резонанса широкой ямы (нерезонансный вклад). 2) Модуляцией резонансного вклада в показатели преломления циркулярных компонент, обусловленные расщеплением основного экситонного состояния узкой ямы и/или возбужденных состояний широкой ямы.

Нерезонансный вклад может быть индуцирован как кинетическим (селективные по спину виртуальные переходы в трионное состояние), так и потенциальным (спин-зависимая часть кулоновского взаимодействия) обменным взаимодействием. Для резонансных вкладов потенциальный обмен является доминирующим механизмом. Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют однозначно разделить вышеперечисленные вклады, однако можно предположить, что потенциальный обмен является основным связующим механизмом между спином электронов в основном состоянии широкой ямы и наблюдаемым вращением плоскости линейной поляризации пробного пучка, резонансного с экситонным уровнем в узкой яме.

Для выяснения роли рассмотренных вкладов проводятся дополнительные исследования.

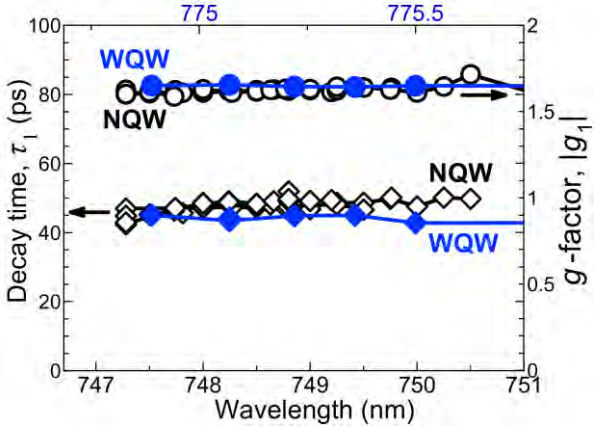


Рис. 3. Спектральные зависимости времен когерентности (ромбы) и *g*-факторов (кружки) быстрых компонент керровских сигналов, измеренных в области экситонных резонансов в широкой (заполненные символы) и узкой (пустые символы) ямах

Благодарности

ММД, ММА, НВК и ЮГК благодарят проект РФФИ 19-52-12066 за финансовую поддержку.

Литература

1. E. Kirstein, N. V. Kozyrev, M. M. Afanasiev *et al.* // Physical Review B, V. 101, 035301 (2020).

Влияние времени формирования на люминесцентные, парамагнитные и транспортные свойства пористого кремния

Е.С. Демидов, Д.А. Афанасьев, Н.Е. Демидова, А.В. Нежданов, А.И. Машин

Нижегородский госуниверситет им. Н.Н. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, 603950.

*demidov@phys.unn.ru

Исследовано влияние времени формирования на ЭПР, ФЛ и транспортные свойства слоёв пористого кремния (ПК), образованных на монокристаллах кремния с различным типом и уровнем легирования (КЭС-0.01, КДБ-2). Обнаружено, что интенсивность ФЛ нелинейно зависит от времени формирования ПК (сверх линейна в случае КЭС-0.01, сублинейна у ПК на КДБ-2), наблюдались пики в зависимости $I_{max}(t_f)$ при при t_f=12 и 60с. В обоих случаях ПК на КЭС-0.01 и КДБ-2 по мере сокращения t_f имеет место голубой сдвиг максимума ФЛ λ_{max} и на кривой $\lambda_{max}(t_f)$ имеются пики также при t_f=12 и 60с. Линейная зависимость амплитуды ЭПР P_b - центров от t_f ПК на КЭС-0.01 означает равномерное распределение P_b – центров по объёму слоёв ПК не зависимо от их толщины.

Введение

Пористый кремний (ПК) обладает уникальными оптическими, люминесцентными, и электрофизическими свойствами [1, 2], привлекает внимание в связи с его интересными свойствами и совместимостью с технологией наиболее распространѐнной кремниевой микроэлектроники. Согласно [3] ПК представляет собой трехфазную систему из волокон или гранул кремния, окружѐнных слоем оксида кремния и воздухом между ними. Такая система содержит парамагнитные P_b-центры, ответственные за подавление фотолюминесценции (ФЛ) ПК, интересна тем, что гранулы или волокна кремния имеют поперечные размеры в единицы нанометров, что позволяет экспериментально наблюдать эффекты, связанные с дискретностью туннелирования электронов при комнатной температуре. В последнее время проявился интерес к сверхтонким слоям ПК. В настоящей работе проведено детальное исследование влияния времени формирования на ЭПР, ФЛ и транспортные свойства слоѐв ПК, выращенных на постоянном токе, на монокристаллах кремния с различным типом и уровнем легирования. Определѐн характер влияния толщины слоѐв ПК на его электрофизические свойства.

Результаты и обсуждение

Как и в [4] пористые слои толщиной ≈2 мкм формировались на пластинах монокристаллического кремния марок КЭС-0.01, КДБ-2 в смеси 60% плавиковой кислоты и этилового спирта в соотношении 1:1 при средней плотности тока 10 мА/см^2. Спектры ФЛ исследовались при комнатной температуре на комплексе рамановской спектроскопии NTEGRA Spectra производства компании NT-MDT (г.Зеленоград) с применением лазера с длиной волны 473 нм. Спектры ЭПР снимались на спектрометре EMX фирмы Брукер при 293К.

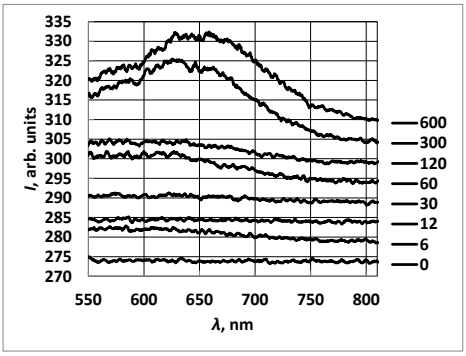


Рис. 1. Спектры ФЛ образцов ПК на КЭС-0.01 при 293К для разных времён t_f формирования, показанных цифрами справа в секундах

Как показано на рисунке 1, удалось наблюдать ФЛ образцов ПК на КЭС 0.01 при 293К с изменением времени формирования на два порядка от 10 мин до 6 с. Оказалось, что максимум ФЛ I_{max} существенно нелинейно и немонотонно зависит от времени формирования t_f (рисунок 2a). В интервале 300 – 600 с I_{max} меняется лишь на 10%, затем по мере спада t_f происходит быстрый и немонотонный спад, при t_f =12 и 30с имеются всплески ФЛ. Интересно, что по мере сокращения t_f имеет место голубой сдвиг максимума ФЛ λ_{max} (рисунок 2b) и на кривой $\lambda_{max}(t_f)$ также как и на зависимости $I_{max}(t_f)$ при t_f=12 и 60с имеются особенности, природа которых пока не ясна. Хотя голубой сдвиг скорее связан с образованием на начальных стадиях формирования ПК бо-

лее мелкой наноразмерной структуры пористого слоя.

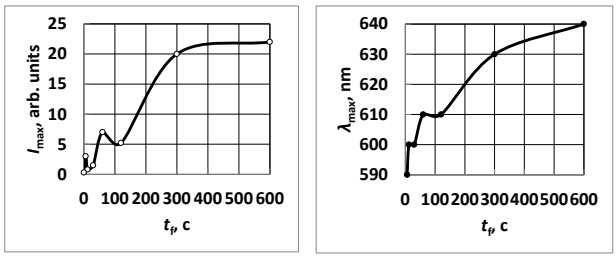


Рис. 2. Измеренные при 293К зависимости от времени формирования t_f слоёв ПК на монокристаллах КЭС-0.01 a - максимума ФЛ I_{max} и b - положения максимума ФЛ λ_{max}

На рисунке 3 приведено семейство спектров ЭПР слоѐв ПК на монокристаллах КЭС-0.01 измеренные при 293К. Наблюдается спектр ЭПР от известных P_b - центров безизлучательной рекомбинации.

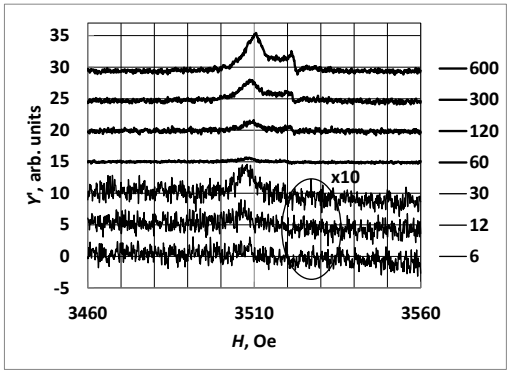


Рис. 3. Семейство спектров ЭПР слоёв ПК на монокристаллах КЭС-0.01 измеренные при 293К

Как оказалось амплитуда этих спектров практически линейно зависит времени формирования ПК (рисунок 4). Если считать, что толщина слоя ПК линейно растѐт с временем формирования, линейный график на рисунке 4 означает равномерное распределение P_b – центров по объѐму слоѐв ПК не зависимо от их толщины.

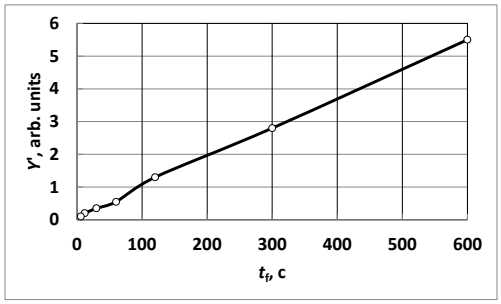


Рис. 4. Зависимость амплитуды *Y'* первой производной спектра поглощения ЭПР p_b - центров от времени формирования ПК на КЭС-0.01

Образцы ПК на КДБ-2 отличаются от таковых на КЭС-0.01 на два порядка большей интенсивностью ФЛ и при максимальных t_f их максимумы λ_{max} сдвинуты на 40-50 нм в сторону больших длин волн (рисунок 5).

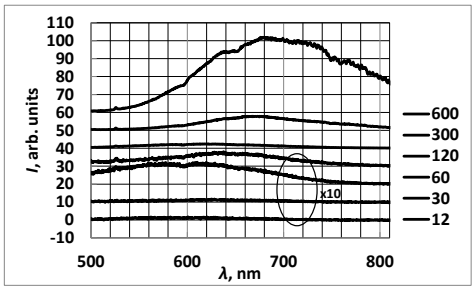


Рис. 5. Спектры ФЛ образцов ПК на КДБ-2 при 293К для разных времён t_f формирования, показанных цифрами справа в секундах

Другое отличие в затянутом темпе роста интенсивности ФЛ до t_f=300с и отсутствии существенных всплесков в начале зависимости $I_{max}(t_f)$.

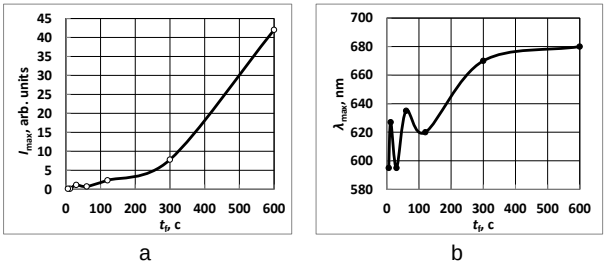


Рис. 6. Измеренные при 293К зависимости от времени формирования t_f слоёв ПК на монокристаллах КДБ-2 a - максимума ФЛ I_{max} и b - положения максимума ФЛ λ_{max}

Также как и в случае ПК на Si-n+ в варианте КДБ-2 имеется голубой сдвиг максимума ФЛ λ_{max} с уменьшением t_f и обнаруживаются ещѐ более сильные осцилляции в зависимости $\lambda_{max}(t_f)$. В согласии с сильной ФЛ ПК на КДБ-2 спектр ЭПР P_b - центров безизлучательной рекомбинации в этом ПК не был заметен на фоне шума.

В докладе обсуждаются транспортные свойства ПК, в которых проявляются признаки дискретного туннелирования электронов.

Литература

1. Handbook of Porous Silicon, Leigh Canham Editor, Springer International Publishing Switzerland 2014, 1012 p.
2. Е.С. Демидов, Н.Е. Демидова // Вестник ННГУ, серия ФТТ, В. 1(8), 22 (2005).
3. E. S. Demidov, V. V. Karzanov, V. G. Shengurov // JETPL, V. 67, 839 (1998).
4. Н.Е. Демидова, А.С. Абросимов, Е.С. Демидов, В.В. Карзанов / ФТТ, 2021, Т. 63, В. 3, С. 370-373.

Механизмы удаления оксидного слоя с поверхности InP(001) в потоке As_4

Д.В. Дмитриев*, Д.А. Колосовский, А.И. Торопов, К.С. Журавлев

Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*ddmitriev@isp.nsc.ru

Методом дифракции быстрых электронов на отражение *in-situ* исследовано влияние температуры отжига и потока мышьяка на процессы удаления оксидного слоя с поверхности *epi-ready* InP(001). Показано, что удаление оксидного слоя с поверхности InP(001) происходит в результате термического разложения и химического взаимодействия оксидов с As_4.

Введение

Возможность создания в одном технологическом процессе гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) для монолитных радиофотонных интегральных схем, содержащих излучающие, передающие, модулирующие и принимающие свет элементы, делает InP ключевым материалом радиофотоники [1]. Рост ГЭС начинается с получения атомарно-чистой поверхности InP подложки путем термической очистки [2]. Для предотвращения неконгруэнтного разложения InP, отжиг осуществляют в потоке мышьяка или фосфора. Отжиг в потоке мышьяка, позволяет получить резкую гетерограницу слой/подложка и избежать неконтролируемого встраивания фосфора в мышьяк-содержащие слои InAlAs/InGaAs, согласованные по параметру кристаллической решетки с подложкой InP(001). При взаимодействии мышьяка с окисленной поверхностью InP формируется твердый раствор $InP_{1-x}As_x$ толщиной 2-3 бислоя [3], состав которого зависит от температуры отжига и потока мышьяка [4]. На сегодняшний день механизмы удаления оксида, трансформации поверхности и формирования слоя InPAs до конца не изучены, однако, очевидно, что понимание этих процессов важно для технологии роста ГЭС на InP. В данной работе, методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО), *in-situ* изучены механизмы удаления оксида с поверхности *epi-ready* InP(001) подложки в потоке мышьяка в сверхвысоком вакууме.

Методика эксперимента

Отжиг *epi-ready* InP(001) подложек производства фирмы AXT проводился на установке молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) Riber Compact-21T. Изменение температуры подложки (T) задавалось со скоростью 10 град/мин. Стабилизация T велась по термопаре, а контроль *in-situ* инфракрасным пирометром «Ircon Modline Plus. Поток мышьяка (F_{As}) варьировался в широком диапазоне F_{As}=0.5-5.0×10^{-5} Торр вентильным источником VAC500. Температура крекерной части источника мышьяка составляла 525 ℃, что обеспечивало однородный F_{As}, состоящий из тетраметров (As_4) мышьяка более чем на 98%. Для измерения F_{As} использовался вакуумный датчик – ионизационная лампа «Bayard-Alpert JBA», которая помещалась в положение под подложкой.

Предварительная очистка подложки и держателя от легколетучих соединений и воды проводилась при температуре 150 °C в специализированной камере установки МЛЭ, отделѐнной шиберным затвором от ростовой камеры. Затем оксидный слой с поверхности подложки удалялся в ростовой камере МЛЭ установки прогревом в потоке мышьяка до появления сверхструктуры (4×2). Процесс удаления оксида регистрировался с помощью системы ДБЭО kSA 400 фирмы k-Space Associates.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Мы наблюдали медленное возрастание интенсивности (00) рефлекса при T>250 ℃ при нагреве InP в вакууме без потока мышьяка Рисунок 1, что говорит о термическом удалении оксида. В момент подачи потока мышьяка F_{As} = 6×10^{-6} Торр при T = 300 ℃ не происходит изменений в зависимости интенсивности (00) рефлекса от температуры, т.е. вклад взаимодействия с мышьяком в утонение оксида незначителен. При T ~ 350 ℃ характер процесса удаления оксида резко изменяется, что скорее всего связано с активацией химической реакции взаимодействия мышьяка с оксидом. Действительно, согласно закону Вант-Гоффа (1) увеличение температуры ведет к увеличению скорости реакции. Обычно, повышение температуры на 10 граду-

сов приводит к увеличению скорости реакции в 2-4 раза.

$$V_2 / V_1 = \gamma^{(T_2 - T_1)/10} \quad (1),$$

V_1 – скорость реакции при температуре T_1, V_2 - скорость реакции при температуре T_2, γ – температурный коэффициент скорости реакции Вант-Гоффа. При температуре $T \sim 410$ ℃ достигается максимум интенсивности (00) рефлекса, что свидетельствует о полном удалении оксидного слоя, который более не рассеивает электронный пучок. Далее с повышением температуры интенсивность (00) рефлекса понижается из-за увеличения шероховатости поверхности, вследствие десорбции фосфора и сегрегации индия.

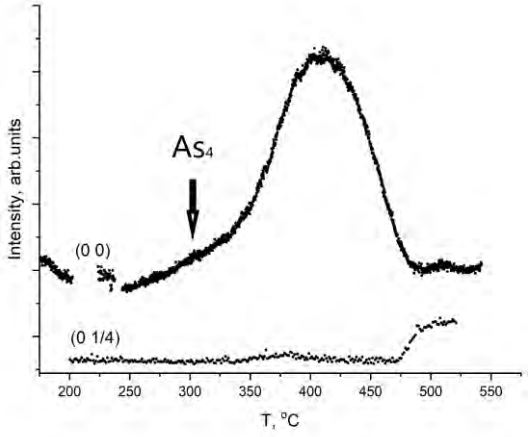


Рис. 1. Изменение интенсивности (00) и (0 1/4) рефлексов ДБЭО картины при отжиге InP в $F_{As} = 6\times10^{-6}$Торр

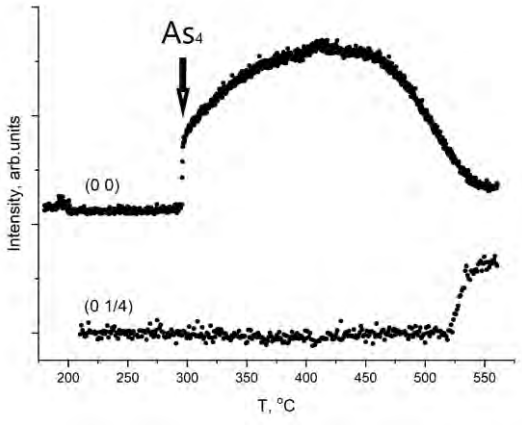


Рис. 2. Изменение интенсивности (00) и (0 1/4) рефлексов ДБЭО картины при отжиге InP в $F_{As} = 2\times10^{-5}$Торр

При подаче более интенсивного потока мышьяка ($F_{As} = 2\times10^{-5}$ Торр) происходит резкое утонение слоя оксида Рисунок 2. Это очевидно связано с повышенным вкладом химических реакций мышьяка и оксида, который пропорционален концентрации мышьяка. В результате этих реакций, однако, оксид не удаляется полностью и при дальнейшем нагреве происходит медленное утонение оксида. Характер этого процесса похож на характер удаления оксида при низких температурах в малом потоке мышьяка, то есть происходит термическое разложение оксида. Вероятно, оксидный слой состоит из оксидов двух типов, один из которых активно взаимодействует с мышьяком, а второй разлагается преимущественно термически. Последующее понижение интенсивности (00) рефлекса связано с увеличением шероховатости поверхности, но при большем потоке мышьяка оно происходит медленнее, поскольку поток мышьяка понижает десорбцию элементов V-группы с поверхности.

Отжиг подложки InP считается завершенным при появлении In-обогащенной структуры (4×2). Появление сверхструктурного (0 ¼) рефлекса позволяет определить температуру реконструкционного перехода ($T_{рп}$), которая зависит от потока мышьяка. При $F_{As} = 6\times10^{-6}$ Торр переход начинался при $T_{рп} = 480$ °C Рисунок 1, при $F_{As} = 2\times10^{-5}$ Торр - $T_{рп} = 530$ °C Рисунок 2. Температуры появления (0 ¼) рефлекса и выхода на стационарное значение интенсивности (00) рефлекса совпадали.

В работе показано, что удаление оксидного слоя с поверхности *epi-ready* InP(001) подложек происходит за счет химического взаимодействия с мышьяком и термического разложения оксида. Мышьяк ускоряет процесс удаления оксида, однако для полного удаления оксида требуется термическое разложение. Основная часть оксидного слоя удаляется при температуре ~ 410 ℃. Отжиг при температурах выше 410 ℃ приводит к увеличению шероховатости поверхности из-за десорбции фосфора, которую можно замедлить, повышая поток мышьяка.

Литература

1. M. Smit, K. Williams, Jos van der Tol // APL Photonics, V. 4, 050901 (2019).
2. K.S. Zhuravlev, A. L. Chizh, K. B. Mikitchuk et al. // J. Semicond, V. 43, 012302 (2022).
3. D.V. Dmitriev, D.A. Kolosovsky, T.A. Gavrilova et al. // Surface Science, V. 710, 121861 (2021).
4. Д.В. Дмитриев, Д. . Колосовский, Е.В. едосенко, et al. // изика и техника полупроводников, Т. 55, №10, 877 (2021).

Мультистабильность экситон-поляритонов в кирально-модулированном микрорезонаторе

О.А. Дмитриева[1, 2], Н.А. Гиппиус[3], С. Г. Тиходеев[1, 2, *]

1 Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, ул. Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991.

2 Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, ул. Вавилова, д. 38, Москва, 119991.

3 Сколковский институт науки и технологии, ул. Нобеля, д. 3, Москва, 143026.

*tikh@gpi.ru

В докладе теоретически исследована мультистабильность экситон-поляритонов в планарном полупроводниковом микрорезонаторе пониженной (C_4) симметрии, с верхним зеркалом, представляющим собой фотонно-кристаллический слой с квадратной решеткой прямоугольных микропилларов, при резонансной линейно-поляризованной накачке по нормали к структуре.

Введение

Оптическая нелинейность экситон-поляритонов в планарных микрорезонаторах, связанная с синим сдвигом экситонной резонансной частоты с ростом плотности экситон-поляритонов, приводит к большому числу интересных эффектов бистабильности [1] и мультистабильности [2], см. , например, в обзоре [3]. В настоящем докладе теоретически исследована мультистабильность экситон-поляритонов в планарном полупроводниковом микрорезонаторе пониженной симметрии C_4 при резонансной накачке по нормали к структуре. Такой микрорезонатор может быть получен, например, путем изготовления на верхнем зеркале кирального фотонно-кристаллического слоя с квадратной решеткой прямоугольных микропилларов с симметрией C_4. Схематическое изображение одного периода рассматриваемого кирального микрорезонатора показано на левой панели Рис. 1, размеры на осях показаны в микронах.

Мультистабильность в киральном микрорезонаторе

Ранее нами было показано [4], что спонтанная поляритонная фотолюминесценция микрорезонатора с пониженной симметрией может быть циркулярно-поляризованной, причем степень циркулярной поляризации $\rho_{c,PL}$ может достигать близких к 100% значений в случае специально оптимизированных фотонно-кристаллических структур [5]. В настоящей работе показано, что даже слабое нарушение зеркальной симметричности микрорезонатора, при котором степень циркулярной поляризации спонтанной фотолюминесценции микрорезонатора невелика, $\rho_{c,PL}$~5%, приводит к существенной модификации мультистабильных переходов в системе, например, к снятию вырождения между интенсивностями перехода с нижней ветви бистабильности на верхнюю для право и лево циркулярно поляризованных поляритонов при линейно-поляризованной резонансной накачке по нормали к структуре.

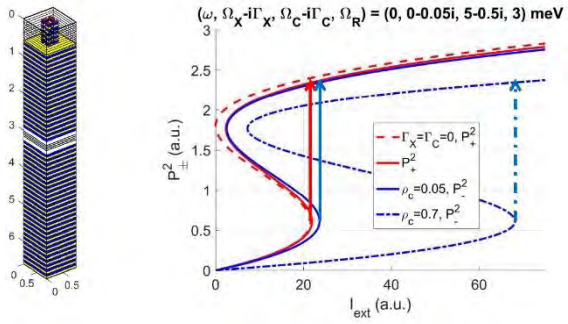


Рис. 1. Схематическое изображение одного периода кирального полупроводникового микрорезонатора с квадратной решеткой прямоугольных микропилларов с симметрией C4, изготовленной на верхнем брэгговском зеркале (левая панель). Модификация S-образных зависимостей плотности лево и право циркулярно поляризованных экситон-поляритонов от интенсивности резонансной линейно-поляризованной накачки (правая панель, см. объяснение. обозначений в тексте)

На правой панели Рис. 1 штриховой красной линией показан S-образный контур зависимости плотности σ^+ поляритонов от интенсивности линейно-поляризованной резонансной накачки по нормали к структуре в случае бесконечной добротности микрорезонаторной и экситонной мод, Γ_C=0 и Γ_X=0,

соответственно. Раби-частота микрорезонатора Ω_R = 3 meV, частоты экситонов Ω_X, пустого микрорезонатора Ω_C и накачки ω совпадают. Сплошные красная и синяя линии показывают S-образные контуры для, соответственно, σ^+ и σ^- поляритонов при Γ_C=0.5 мэВ и Γ_X=0.05 мэВ и слабой киральности микрорезонатора, $\rho_{c,PL}$~5%. Штриховая синяя линия показывает S-образный контур для σ^- поляритонов при сильной киральности микрорезонатора, $\rho_{c,PL}$~70%. Красная (синяя) сплошная вертикальная стрелка показывает скачкообразный бистабильный переход σ^+ поляритонов (σ^- поляритонов) с нижней на верхнюю устойчивую ветвь в случае слабой киральности микрорезонатора, штрих-пунктирная синяя стрелка показывает порог для σ^- поляритонов в случае сильно-киральной структуры. Поскольку нижняя устойчивая ветвь у σ^+ поляритонов заканчивается при меньшей интенсивности резонансной накачки I_{ext}, чем у σ^- поляритонов, при таком переходе происходит скачкообразное увеличение степени циркулярной поляризации фотолюминесценции микрорезонатора до ρ_c~60% даже в случае слабой киральности микрорезонатора. Этот эффект, по-видимому, может объяснить обнаруженное экспериментально [6] пороговое увеличение степени цикрулярной поляризации фотолюминесценции слабо-кирального микрорезонатора с электрической накачкой при переходе в лазерный режим.

Литература

1. N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii *et al.* // Europhysics Letters, V. 67, 997 (2004).
2. N.A. Gippius, I. A. Shelykh, D. D. Solnyshkov *et al.* // Physical Review Letters, V. 98, 236401 (2007).
3. С.С. Гаврилов // Успехи физических наук, т. 190, 137 (2020).
4. A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, , E. V. Filatov *et al.* // Physical Review B, V. 89, 045316 (2014).
5. S. V. Lobanov, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius *et al.* // Physical Review B, V. 92, 205309 (2015).
6. A. A. Maksimov, E. V. Filatov, I. I. Tartakovskii *et al.* // Physical Review Applied, *in press* (2022).

Исследование спектральных характеристик 2.2 ТГц квантово-каскадного лазера с двухсекционным резонатором в зависимости от температуры и тока

А.К. Долгов[1*], Р.Р. Галиев[1,2], С.С. Пушкарев[1,2], А.А. Афоненко[3], Д.В. Ушаков[3], О.Ю. Волков[4], В.В. Павловский[4], И.Н. Дюжиков[4], Р.А. Хабибуллин[1,2]**

[1] Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники имени В.Г. Мокерова РАН, 117105, Москва, Нагорный проезд, 7, стр.5

[2] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия

[3] Белорусский государственный университет, 220030, Минск, пр. Независимости, 4

[4] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11

*sereega.retorov@yandex.ru, **khabibullin@isvch.ru

В работе представлены результаты исследования спектральных характеристик 2.2 ТГц квантово-каскадного лазера (ККЛ) с резонатором Фабри-Перо, состоящим из двух оптически связанных секций – усиливающей и пассивной, разделенных воздушным зазором шириной 3 мкм. Активная область ТГц ККЛ основана на туннельно-связанных квантовых ямах (КЯ) GaAs/AlGaAs с содержанием алюминия в барьерных слоях 15%. Проведены исследования спектральных характеристик изготовленных двухсекционных ТГц ККЛ в зависимости от температуры и тока. Построены карты переходов от одномодового излучения к многомодовому в зависимости от тока накачки и температуры работы лазера. Переход «одномод-многомод» объясняется изменением лоренцевского контура уширения спектра усиления активной среды лазера при увеличении тока/температуры.

Введение

Терагерцовое (ТГц) излучение позволяет исследовать структуру и энергетический спектр многих молекул (CO, OH и др.) и атомов (OI и др.), имеющих возбужденные вращательные состояния. Например, вблизи 2 ТГц находятся линии поглощения таких соединений, как угарный газ (CO), оксид азота (NO до 2.7 ТГц), формальдегид (CH_2O до 2.39 ТГц), включая его изотоп HDCO, и многих других веществ, актуальных для медико-биологических и экологических приложений. Задачу по определению малых концентраций данных веществ в газовой смеси позволяет решить ТГц спектроскопия высокого разрешения, где необходимы ТГц источники излучения с узкой шириной спектральной линии, а также достаточным уровнем выходной мощности и стабильностью частоты. ТГц квантово-каскадные лазеры (ТГц ККЛ) с высокой спектральной яркостью (порядка мВт на МГц) являются отличными кандидатами на эту роль.

Для использования ТГц ККЛ в спектроскопии в качестве источника необходимо обеспечить работу лазера в одномодовом режиме генерации с максимально возможной перестройкой частоты излучения. Целью работы является исследования спектральных характеристик 2.2 ТГц ККЛ с двухсекционным резонатором, который позволяет осуществлять одномодовый режим генерации.

Экспериментальные образцы

В работе представлены результаты исследования спектральных характеристик 2.24 ТГц ККЛ с активным модулем из 4 квантовых ям $GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$. На основе гетероструктуры #723 были изготовлены ТГц ККЛ с двойным металлическим волноводом. Технология изготовления подробно описана в работах [1, 2].

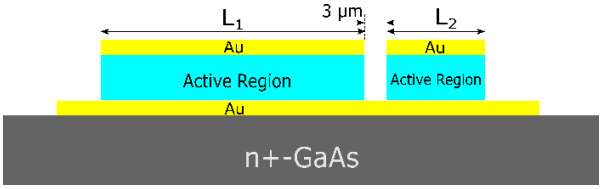


Рис. 1. Топология двухсекционного резонатора ТГц ККЛ с шириной полоска 100 мкм и общей длиной составного резонатора Фабри-Перо около 2 мм

На рис. 1 схематично приведена топология двухсекционных ТГц ККЛ с 3 мкм воздушным зазором (в измерительном криостате происходит откачка воздуха, поэтому между секциями будет вакуум), который разделяет активную секцию длиной L_1 = 1.8 мм и пассивную секцию длиной L_2 от 200 до 300 мкм.

Таким образом, общая длина составного резонатора Фабри-Перо составляла около 2 мм. Из изготовленных кристаллов были выколоты сформированные плазмохимическим травлением двухсекционные резонаторы, которые далее монтировались на теплоотводе. Активная секция лазеров была разварена золотой проволокой.

Результаты и обсуждение

Исследование спектральных характеристик, изготовленных двухсекционных ТГц ККЛ проводилось методом Фурье-спектроскопии (Bruker Vertex 80v) в ИРЭ РАН. Были измерены спектры излучения во всем динамическом диапазоне токов генерации и диапазоне температур от 50 до 78 К. Обнаружено, что при изменении тока/температуры на спектрах генерации ТГц ККЛ наблюдается переход «одномод-многомод». Для иллюстрации данного эффекта на рис. 2 представлена карта переходов режимов генерации двухсекционного ТГц ККЛ, на которой видно, что одномодовая генерация существует в ограниченном диапазоне температур и токов.

Для объяснения наблюдаемого эффекта перехода «одномод-многомод» были рассчитаны спектры потерь и усиления двухсекционного ТГц ККЛ (см. Рис. 3). Пассивная секция резонатора приводит к модуляции потерь с амплитудой модуляции около 1.3 $см^{-1}$, что обеспечивает селекцию продольных мод в резонаторе. Соприкосновение на графике контура усиления моды с уровнем потерь (условие равенства $G = \alpha$) соответствует генерации данной моды излучения. Расчёты показали, что при увеличении уширения лоренцевского контура усиления γ с 1 до 2 мэВ резко сокращается количество касаний, обеспечивающих выполнение условия $G = \alpha$. Таким образом, переход «одномод-многомод» в двухсекционном ККЛ при изменении температуры/тока связан с уширением контура усиления активной среды.

В работе продемонстрирована одномодовая и многомодовая генерация ТГц ККЛ за счет использования двухсекционного резонатора, состоящего из активного резонатора/воздушного зазора/пассивного резонатора. На основе построенных карт режимов генерации обнаружено, что двухсекционные ТГц ККЛ крайне чувствительны к внешним факторам (температуре и току инжекции).

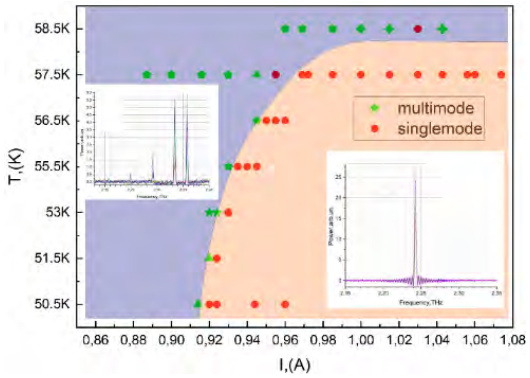


Рис. 2. Карта режимов работы двухсекционного ТГц ККЛ в диапазоне температур от 50.5 K до 58.5 K и токов от 0.860 A до 1.074 A. Темная область соответствует работе лазера в многомодовом режиме генерации, светлая область обозначает одномодовый режим генерации

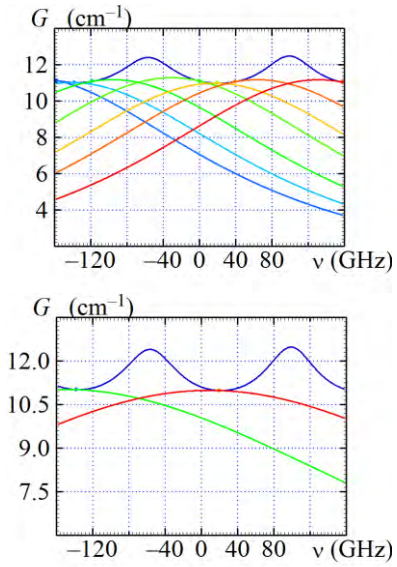


Рис. 3. Спектр потерь (синяя кривая) и семейство спектров усиления мод в двухсекционном резонаторе с лоренцевским контуром уширения γ = 1 мэВ (верхний рисунок) и 2 мэВ (нижний рисунок). На рисунках представлены только те спектры усиления мод, которые соприкасаются с уровнем потерь в резонаторе, что соответствует условию генерации данных мод

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-72-30020.

Литература

1. Хабибуллин Р.А. *и др.* // ФТП. Vol. 50, № 10. P. 1395–1400 (2016).
2. Хабибуллин Р.А. *и др.* // ФТП. Vol. 52, № 11. P. 1268–1273 (2018).

Моделирование генерации электрон-дырочных пар для бета-вольтаических ячеек Ni63/Si

М.В. Дорохин[1], М.В. Бастракова[1], К.Р. Мухаматчин[1,*]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950, Россия.

*mykamil@yandex.ru

В работе изучается бета-вольтаический элемент, состоящий из двух основных компонент – преобразователя, реализуемого на основе плёнки Si, и источника электронного излучения (бета-частиц) на основе радиоактивного изотопа Ni63. Моделирование генерации электрон-дырочных пар в структуре проведено с использованием метода Монте-Карло, где эффекты, связанные с поглощением энергии бета-излучения описываются в рамках аналитической формулы Бете. Показано, что данный подход хорошо согласуется с более точным, но требующим больших вычислительных мощностей расчётом по формуле Гризинского.

Введение

Разработка полупроводниковых эпитаксиальных гетероструктур для бета-вольтаических элементов в настоящее время перспективное научное направление развития, находящееся на стыке современных наноэлектроники и альтернативной энергетики, позволяющее получить в перспективе миниатюрные, высоконадежные, безопасные и максимально длительно работающие (годами не требующие подзарядки) микромощные источники питания[1-2].

В работе рассмотрена генерация электрического тока в системе радиоактивная плѐнка ^{63}Ni/Si в рамках метода Монте-Карло, где статистические величины разыгрываются с помощью случайных чисел ξ.

Модель

Взаимодействие бета-частиц с веществом носит сложный характер и определяется, прежде всего, упругими и неупругими столкновениями с атомами среды, при этом сами атомы считаются неподвижными. В классическом приближении траектория электрона между двумя последовательными столкновениями представляет собой прямую линию. Согласно модели непрерывного замедления, которую мы будем использовать, электрон непрерывно теряет свою энергию вдоль траектории. При этом изменение направления движения частицы связано с упругим рассеянием на ядрах.

Поскольку полное сечение рассеяния содержит только упругое слагаемое σ_{el}, средняя длина свободного пробега имеет вид:

$$\lambda_{el}^{-1} = \frac{\rho N_\alpha}{\sum_{i=1}^{n} c_i M_i} \sum_{i=1}^{n} c_i \sigma_{eli}\,, \qquad (1)$$

ρ – плотность материала ($г/см^3$), M_i, σ_{eli} – полное сечение рассеяния и масса для i-го элемента, n – число элементов, образующих слой. Таким образом, путь, проходимый электроном по прямой линии, равен

$$l = -\lambda_{el}\, ln\, \xi. \qquad (2)$$

Полное сечение упругого рассеяния (в $см^2$), согласно Мотту, вычисляется для каждого элемента по формуле [3]

$$\sigma_M^T = 5.21\times10^{-21}\frac{Z^2}{E^2}\frac{4\pi\lambda(1-e^{-\beta\sqrt{E}})}{\alpha(1+\alpha)}\left[\frac{E+511}{E+1022}\right]^2, \qquad (3)$$

Z – атомный номер, E – кинетическая энергия электрона (кэВ). Коэффициенты λ и β для каждого Z приведены в работе [3].

В случае многокомпонентной структуры для определения элемента j, ответственного за рассеяние, необходимо составить кумулятивную функцию вида

$$F_j = \frac{\sum_{i=1}^{j} c_i\sigma_i}{\sum_{i=1}^{n} c_i\sigma_i}, j=1,\ldots n, \qquad (4)$$

σ_i – сечение рассеяния для i-го элемента. Соответствующий j-й механизм должен удовлетворять равенству $F_{j-1}<\xi<F_j$.

Определив таким образом коэффициент α_j, мы можем найти полярный угол:

$$\cos\theta = 1 - \frac{2\alpha_j\xi_1}{2+\alpha_j-\xi_1}\,. \qquad (5)$$

Азимутальный угол φ равномерно распределѐн на отрезке от 0 до 2π:

$$\varphi=2\pi\xi_2. \quad (6)$$

Здесь θ и φ выбираем относительно системы отсчета, где предыдущее направление движения электрона совпадает с направлением оси *Oz*. Чтобы получить угол, определяющий направление движения бета-частицы после рассеяния в лабораторной системе, воспользуемся формулой

$$a_z = a_{z0}\cos\theta - \sqrt{1-a_{z0}^2}\sin\theta. \quad (7)$$

С помощью (8) мы найдѐм координаты следующего столкновения $z=z+a_z l$.

Неупругие процессы, представляющие собой взаимодействие между падающей частицей и электронной оболочкой атома вещества, будем описывать соотношением Бете [4]:

$$\frac{dE}{ds} = -\frac{7.85\times10^{-3}\rho}{\sum_{i=1}^{n} c_i M_i}\sum_{i=1}^{n} c_i Z_i \ln\left(116\frac{10^3 E + k_i J_i}{J_i}\right), \quad (8)$$

где Z_i – атомный номер i-го элемента, E – средняя энергия электрона на пути ds (нм) в кэВ, коэффициент k_i определѐн следующим образом:

$$k_i = 0.734 Z_i^{0.037}. \quad (9)$$

Средний потенциал ионизации атома задаѐтся формулой:

$$J = \begin{cases} 11.5Z(\text{эВ}), Z<13 \\ 9.76+58.5Z^{-0.19}(\text{эВ}), Z\geq 13 \end{cases} \quad (10)$$

Потери энергии (8) включают в себя затраты на возбуждение плазмонов, фононов, ионизацию внутренних оболочек атомов, тормозное рентгеновское излучение и на возбуждение электронов проводимости.

В качестве примера приведѐн расчѐт скорости генерации электронно-дырочных пар в плѐнке Si при двух толщинах радиоактивного источника ^{63}Ni – 10 нм и 3 мкм (см рис.1) и приведено сравнение с данными работы [5]. Отличия для толстой плѐнки связаны с тем, что в [5] в области энергии, сравнимой с энергией связи электронов в атоме (в области энергий ниже ионизационного потенциала) неупругие процессы были учтены в дискретном приближении (подход Гризинского [6]).

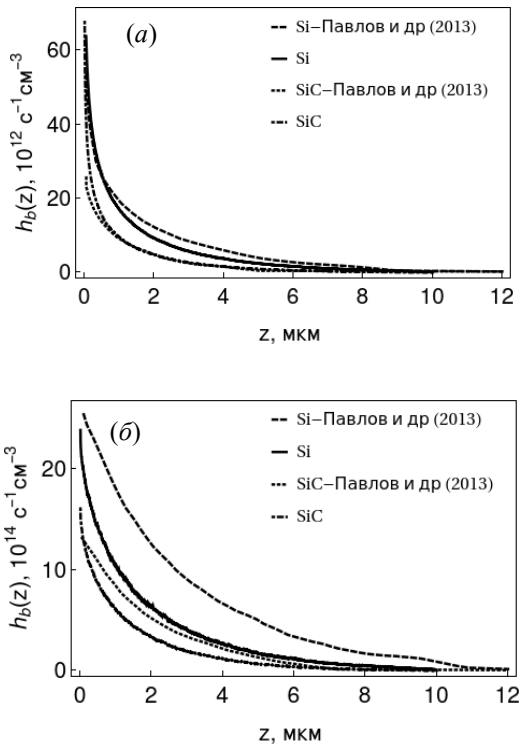


Рис. 1. Расчёт скорости генерации электронно-дырочных пар бета-электронами h_b от глубины z в Si и SiC. Расчёт для слоя Ni толщиной 10 нм (а) и 3 мкм (б) при средней скорости бета-распада в плёнке Ni 3.7×10^{12} с$^{-1}\cdot$см$^{-3}$. На рисунке приведено сравнение с результатами, полученными в работе [5] с учётом поглощения по формулам Гризинского и Моллера (оцифровка)

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект 075-03-2020-191/5).

Литература

1. Prelas M.A., Weaver C.L., Watermann M.L. et al. // Prog. Nucl. Energy, V. 23, 117 (2014).
2. Revankar S.T., Adams T.E. // J. Energy Power Sources, V. 1, 321 (2014)
3. R. Gauvin, D. Drouin, // SCANNING, V. 15, 140 (1993).
4. D.C. Joy, S. Lou // SCANNING, V. 11, 176 (1989).
5. В.Н. Павлов, В.Я. Панченко, М.А. Поликарпов и др., // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 46 (2013).
6. M. Gryzinsky // Phys. Rev., V. 138, 322 (1965).

Люминесцентные свойства наноструктурированного объемного кремния

М.В. Дорохин[1], М.В. Ведь[1], Н.В. Дикарева[1,*], П.Б. Демина[1], Д.А. Здоровейщев[1], М.С. Болдин[1], А.В. Воронин[1]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603022.

*dnat@ro.ru

Представлены результаты исследования излучательных свойств наноструктурированого объёмного кремния. Показана принципиальная возможность получения сравнительно интенсивной фотолюминесценции непрямозонного материала путем формирования фазы наноструктурированного кремния методом электроимпульсного плазменного спекания. Предположительно наблюдаемая в эксперименте люминесценция связана с эффектом размерного квантования.

В настоящее время одним из самых экономически выгодных способов решения проблемы дальнейшего наращивания производительности современных вычислительных устройств является создание приемников и генераторов излучения на основе кремниевой технологии. Однако, сдерживающим моментом в данном подходе является низкий выход люминесценции кремния, причиной которого является его непрямозонность. Из-за непрямых межзонных переходов Si довольно долго многими исследователями считался бесперспективным материалом для создания светодиодов с межзонным спектром излучения. Позднее эти представления были опровергнуты [1, 2]. Подходы, рассмотренные в [1, 2], составляют основу современных технологических решений (хорошо совместимых с технологией интегральных схем) по созданию кремниевых излучателей, эти решения связаны с наностуктурированием материала. Известно, что уменьшение кремниевой частицы до нанометрового размера приводит к существенной модуляции, квантованию зонной структуры, которая, в конечном итоге, сводится к появлению возможности прямых межзонных переходов. Однако, несмотря на хорошо известную физику эффектов наноструктурирования, в мировой литературе известно довольно мало методов создания образцов с фазой наноразмерного кремния, что вызывает необходимость проведения дальнейших исследований, как в области поиска возможных экономически и технологически выгодных способов модификации зонной структуры кремния, так и в области исследования его оптоэлектронных свойств.

В настоящей работе представлены результаты исследования излучательных свойств наноструктурированого объѐмного кремния, полученного методом электроимпульсного плазменного спекания.

Методика эксперимента

Процесс изготовления материала проводился в два этапа. На первом этапе происходило формирование нанопорошка кремния с размером частиц порядка 30 нм. Второй этап — собственно процесс электроимпульсного плазменного спекания полученного на предыдущем этапе нанопорошка. Спекание проводилось при давлении 70МПа. Исследовались два типа образцов. Образцы 1го типа изготавливались на основе нанопорошка Si с примесью бора (1ат. %), образцы 2го типа изготавливались на основе нанопорошка Si с примесью фосфора (1ат. %). Спекание обоих типов порошков проводилось в трех режимах, в результате были получены три группы образцов:

A — полученные при максимальной температуре спекания $T_{сп}$ = 1100ºC с дополнительной выдержкой при максимальной температуре в течении 30 минут, B – при $T_{сп}$ = 1100ºC без дополнительной выдержки, C — при $T_{сп}$ = 950ºC также без дополнительной выдержки. Скорость спекания во всех случаях составляла 50ºC/мин, давление пресса – 70 МПа. Исследования излучающих свойств полученных наноструктурированных образцов кремния проводились методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) при 300К и при 77К.

Результаты и обсуждение

Исследование спектров фотолюминесценции (рисунок 1) всех образцов 1го типа показало наличие излучения с максимумом на длинах волн 0.95 мкм

для образца А и 0.93 мкм для образцов В и С, соответственно. При этом отмечается уменьшение интенсивности люминесценции при увеличении температуры спекания или времени отжига образцов. Увеличение температуры спекания привело почти к трехкратному уменьшению интенсивности сигнала ФЛ, тогда как увеличение времени отжига привело к уменьшению интенсивности в 2 раза. Аналогичный эффект наблюдался в случае измерений при температуре 77К, при этом зарегистрировано смещение пика ФЛ в область меньших длин волн и снижение интенсивности ФЛ в 5 раз по сравнению со случаем 300 К (рисунок 2). Отметим, что снижение интенсивности при пониженной температуре свидетельствует о значительной роли фононов в рекомбинационных переходах.

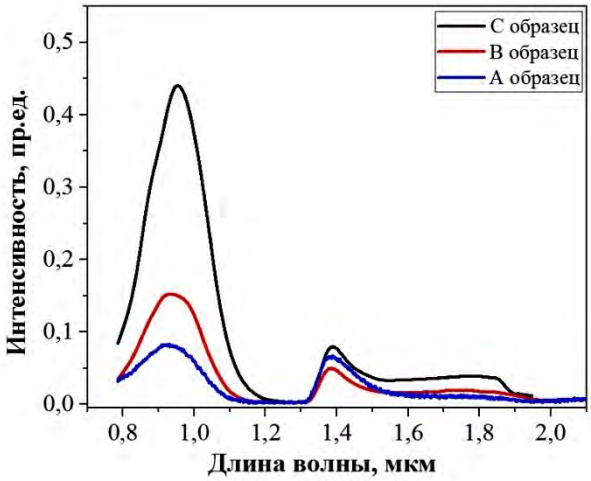


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции образцов кремния, полученных на основе нанопорошка 1го типа

Таким образом, в работе показана принципиальная возможность получения фотолюминесценции сравнительно высокой интенсивности в наноструктурированном кремнии, полученным методом электроимпульсного плазменного спекания. При этом полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о значительной роли непрямых оптических переходов для кремния, структурированного из наночастиц с размерами 30 нм.

Ожидается, что уменьшение размера частиц за счѐт, например, окисления, позволит снизить вклад непрямых переходов и существенно усилить люминесценцию материала.

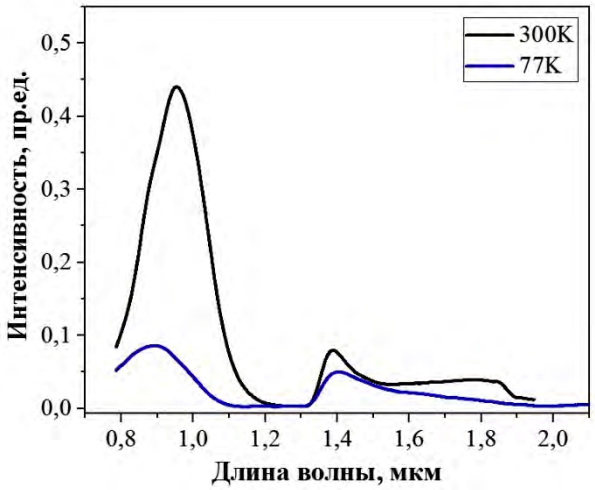


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции образца С, измеренного при температурах 77 К и 300 К

Спектры фотолюминесценции образцов 2го типа подобны показанным на рисунке 1, следовательно, введение донорной или акцепторной примеси не приводит к появлению каких-либо дополнительных рекомбинационных уровней. Как и в случае с образцами первого типа, дополнительный отжиг привел к уменьшению интенсивности сигнала фотолюминесценции.

Работа выполнена госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 075-03-2020-191/5).

Литература

1. M.A. Green, J. Zhao, A. Wang, P.J. Reece, M. Gal. Nature 412, 805 (2001).
2. Wai Lek Ng, M.A. Lourenco, R.M. Gwilliam, S. Ledain, G. Shao, K.P. Homewood. Nature 410, 192 (2001).

Генерация разностной частоты в области «остаточных лучей» GaAs в двухчастотных диодных лазерах

А.А. Дубинов[1,*]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*sanya@ipmras.ru

Предложено две схемы диодного лазера на основе GaAs: двухчиповая конструкция и схема с двумя разными квантовыми ямами для одновременной двухчастотной генерации в ближнем ИК диапазоне. Рассмотрена возможность эффективной генерации разностной частоты (ГРЧ) в области «остаточных лучей» GaAs в предложенных лазерах. Достаточная эффективность ГРЧ достигается за счет использования резонансного увеличения нелинейной восприимчивости второго порядка в (Al)GaAs в этом частотном интервале. Показано, что в подобных лазерах выходная эффективность преобразования по мощности для РЧ в диапазоне 7.5 – 8 ТГц может достигать 8 МВт$^{-1}$ при комнатной температуре.

Введение

В настоящее время востребованы компактные источники терагерцового (ТГц) излучения для многих приложений, в первую очередь для спектроскопии и мониторинга окружающей среды. В части ТГц диапазона частот лидирующее место среди таких источников занимают квантовые каскадные лазеры (ККЛ). Однако существует диапазон частот (6 – 10 ТГц), где работа ККЛ затруднена из-за сильного поглощения на полярно-оптических фононах полупроводников, на основе которых ККЛ созданы.

Альтернативным компактным источником излучения ТГц диапазона может быть двухчастотный лазер, в котором за счет нелинейных процессов смешения лазерных мод с частотами ω_1 и ω_2 происходит генерация моды на РЧ $\omega = \omega_2 - \omega_1$. Природа решеточной нелинейной восприимчивости второго порядка полярных полупроводников A_3B_5 – ангармоничность оптических колебаний, поэтому имеется резонанс нелинейной восприимчивости при воздействии двух волн (с частотами ω_1 и ω_2) и разницей частот, лежащей в окрестности частоты поперечного оптического фонона. В максимуме величина нелинейной восприимчивости GaAs в 60 раз больше величины восприимчивости на больших частотах. Т.е. то, что мешает генерации излучения в ККЛ на основе GaAs в диапазоне частот 6 – 10 ТГц, может помочь ГРЧ в этом диапазоне частот.

ГРЧ в двухчиповом диодном лазере

Для ГРЧ предлагается использовать конструкцию двухчипового лазера с составным резонатором, состоящего из расположенных на одном теплоотводе в непосредственной близости друг от друга двух одночастотных лазеров с квантовыми ямами, генерирующих в непрерывном режиме две частоты ближнего ИК диапазона (см. Рис. 1) [1]. В предлагаемой схеме оба лазера должны генерировать на TE_0 моде, и излучение более длинноволнового лазера будет вводиться в волновод более коротковолнового лазера (по нормали поперечной грани волновода). В этом лазере и будет происходить ГРЧ, равной разнице частот генерации этих лазеров. Предполагается, что лазерная структура, в котором будет происходить ГРЧ, выращена на плоскости (001), а моды ближнего ИК диапазона распространяются вдоль направления [110], поэтому нелинейная поляризация в GaAs перпендикулярна плоскости слоев и возбуждает на РЧ только ТМ моду [1].

В расчетах использовались следующие параметры лазера, в котором предполагается наблюдать ГРЧ: на n^+-GaAs подложке (10^{18} см$^{-3}$) последовательно расположены: n^+ - InGaP ограничивающий слой (5.7×10^{17} см$^{-3}$, 0.8 мкм), слой GaAs (0.8 мкм) с квантовой ямой (КЯ), генерирующей излучение с длиной волны $\lambda \sim 1$ мкм, p^+ - InGaP ограничивающий слой (4.5×10^{17} см$^{-3}$, 0.8 мкм), контактный слой p^+ - GaAs (5×10^{18} см$^{-3}$, 0.2 мкм) и металлический контакт (Au).

Расчет мощности РЧ для предложенной структуры, при мощности генерации мод ближнего ИК диапазона 1 Вт в лазере с шириной волновода 100 мкм показывает, что максимум мощности на РЧ достигается вблизи максимума нелинейной восприимчивости GaAs и длины когерентности и равен ~ 0.4 мкВт, что соответствует эффективности преобразо-

вания η = 0.4 МВт$^{-1}$ [1], где $\eta = P/(P_1 \times P_2)$, P – мощность излучения на РЧ, P_j - мощности излучения на частотах ω_j.

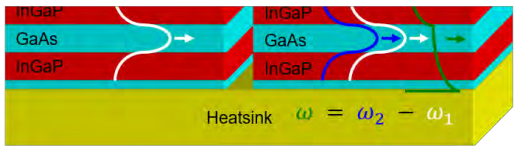


Рис. 1. Конструкция двухчипового лазера с составным резонатором

ГРЧ в двухчастотном диодном лазере с разной поляризацией мод

Предложена схема, позволяющая осуществить одновременную генерацию двух частот в полупроводниковом лазере. Для того чтобы избежать поглощения наиболее коротковолнового излучения в КЯ, генерирующей длинноволновое излучение, предлагается использовать моды с разными поляризациями: TE_0 и TM_0. У TM моды две компоненты электрического поля: одна направлена вдоль направления распространения, другая – перпендикулярно плоскости роста КЯ. Расположив КЯ, генерирующую частоту ω_1 в узле компоненты электрического поля TM_0 моды, направленной вдоль распространения волны, на частоте ω_2 можно подавить поглощение этой компоненты, что позволит осуществить стабильную двухчастотную генерацию в предложенном лазере. Другая компонента электрического поля в TM моде на частоте ω_2 практически не поглощается в КЯ, генерирующей ω_1. Интеграл перекрытия этой компоненты с электрическим полем TE моды на частоте ω_1 близок к 1, что должно обеспечить эффективность ГРЧ. Согласно правилам отбора, поляризация мод определяется типом верхней дырочной подзоны в КЯ, генерирующей данную моду. КЯ с верхней подзоной тяжелых дырок генерирует TE моду, а КЯ с верхней подзоной легких дырок генерирует преимущественно TM моду. Управлять типом верхней дырочной подзоны можно с помощью деформации КЯ в плоскости роста. Если КЯ растянута в плоскости роста, то при не очень малых еѐ толщинах верхняя дырочная подзона будет образована состояниями легких дырок. Если КЯ не деформирована или сжата в плоскости роста, тогда верхняя дырочная подзона будет сформирована состояниями тяжелых дырок. Предлагается использовать недеформированную КЯ $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ для генерации TE_0 моды на частоте ω_1 ($\lambda_1 \sim 808$ нм) и растянутую КЯ GaAsP для генерации TM_0 моды на частоте ω_2 ($\lambda_2 \sim 791$ нм).

Рассматривается следующая конструкция лазера: на n^+ - GaAs подложке (10^{18} см$^{-3}$) последовательно расположены: n^+ - $Al_{0.75}Ga_{0.25}As$ ограничивающий слой (10^{18} см$^{-3}$, 2 мкм), слой $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ (0.6 мкм) с 2 разными КЯ, p^+ - $Al_{0.75}Ga_{0.25}As$ ограничивающий слой (10^{18} см$^{-3}$, 2 мкм), контактный слой p^+ - GaAs (5×10^{18} см$^{-3}$, 0.2 мкм) и металлический контакт (Au).

В случае, когда структура лазера, выращена на плоскости (001), а моды ближнего ИК диапазона распространяются вдоль направления [110], нелинейная поляризация в $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ имеет практически только продольную компоненту относительно плоскости слоев, и возбуждает на РЧ TE моду.

Расчет мощности РЧ для предложенного лазера, при мощности генерации мод ближнего ИК диапазона 1 Вт в лазере с шириной волновода 100 мкм показывает, что максимум мощности на РЧ достигается вблизи максимума нелинейной восприимчивости $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ и длины когерентности и равен ~ 8 мкВт, что соответствует η = 8 МВт$^{-1}$ [2]. Отметим, что мощность лазеров на основе AlGaAs с шириной волновода 100 мкм на $\lambda \sim 800$ нм достигает 8 и 100 Вт при непрерывной и импульсной накачке, соответственно. Следовательно, в предположении, что эта мощность в двухчастотном AlGaAs лазере будет делиться пополам между двумя частотами ближнего ИК диапазона, выходящая мощность на РЧ в районе 7.5 – 8 ТГц может достигать 0.13 и 20 мВт при непрерывной и импульсной накачке, соответственно.

Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «Базис» (№ 19-1-2-12-1).

Литература

1. A.A. Dubinov, V.V. Utochkin. // Journal of Applied Physics, V. 128, 053104 (2020).

2. A.A. Dubinov, V.V. Utochkin and A.A. Razova. // Applied Optics, V. 60, 4404 (2021).

Моделирование вертикально излучающего терагерцового HgTe/CdHgTe лазера

А.А. Дубинов[1, *], В.Я. Алешкин[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*sanya@ipmras.ru

Предложен оригинальный дизайн терагерцового (ТГц) вертикально излучающего лазера (ВИЛ) на основе гетероструктуры с десятью 4.7 нм квантовыми ямами (КЯ) HgTe/$Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$, выращенной на [013] GaAs подложке. Был проведен расчет его характеристик и было показано, что добротность резонатора ВИЛ на частоте 12.9 ТГц (длина волны 23.25 мкм) составляет 248, что достаточно для возникновения лазерной генерации на этой частоте при температуре T = 20 К при концентрации неравновесных носителей 1.4×10^{10} $см^{-2}$. Оценка пороговой интенсивности накачки излучением CO_2 лазера дает значение в 1 $Вт/см^2$, что достижимо для непрерывной работы лазера накачки.

Введение

В настоящее время крайне востребованы источники когерентного излучения ТГц диапазона для различных применений в спектроскопии газов, медицине, мониторинге окружающей среды. В этой области длин волн лидирующее место среди полупроводниковых источников излучения занимают монополярные квантовые каскадные лазеры (ККЛ) на основе соединений A_3B_5. Однако существует диапазон частот (5 – 15 ТГц), где работа ККЛ на основе упомянутых выше соединений затруднена, а зачастую невозможна из-за сильного поглощения на полярно-оптических фононах (ПОФ) [1].

Альтернативой материалам A_3B_5 могут послужить материалы, в которых частоты ПОФ располагаются далеко от рассматриваемой выше области частот. В частности, такими материалами могут служить твердые растворы HgCdTe, имеющие частоты ПОФ в районе 4 ТГц, а ширину запрещенной зоны HgCdTe можно менять в широких пределах от нуля до 1.6 эВ за счет изменения доли Cd. Недавно удалось наблюдать из планарных волноводных структур HgCdTe с 15 КЯ суперлюминесценцию на частоте 9.7 ТГц [2]. Трудность в наблюдении лазерной генерации из подобных структур связана с невозможностью создания зеркал в резонаторе путем скалывания полупроводниковой пластины. Дело в том, что необходимые сколы в кристаллах типа цинковой обманки получаются только поперек направлений [110] и [1-10]. Но качественный и быстрый рост HgCdTe структур осуществляется только на подложках [013] GaAs [3]. Кроме того, приходится выращивать достаточно толстую (~ 15 – 20 мкм) волноводную структуру из-за большой длины волны излучения, малого контраста показателей преломления буферного (играющего роль ограничивающего) слоя CdTe и волноводного слоя $Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$, а также из-за большего показателя преломления GaAs подложки по сравнению с показателями преломления CdTe и $Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$.

Для преодоления указанных выше проблем в настоящей работе предлагается воспользоваться схемой ВИЛ. Отметим, что ранее уже предлагали подобную схему с использованием в качестве зеркал диэлектрических распределенных бреговских отражателей (РБО) для лазеров на основе HgCdTe среднего ИК диапазона [4]. Однако использование РБО для ТГц лазеров затруднительно, т.к. для обеспечения высокого коэффициента отражения таких зеркал необходимы несколько десятков слоев толщиной $\lambda/4n$, где λ - длина волны, n – показатель преломления слоя. Для $\lambda \sim 20$ мкм оценка общей толщины структуры с двумя подобными зеркалами дает величину в несколько десятков мкм, что практически неосуществимо. Поэтому в данной работе проводится моделирование ВИЛ, в котором в качестве зеркал предлагается использовать достаточно тонкие металлический слой и слой сильнолегированного полупроводника.

Моделирование

Предлагается на утоненной полуизолирующей подложке GaAs (013) толщиной 100 мкм вырастить последовательно легированный донорами слой n^+ - GaAs толщиной 4 мкм и с концентрацией электронов 4×10^{18} $см^{-3}$. Затем требуется вырастить буферный слой CdTe толщиной 5 мкм, необходимый для дальнейшего роста качественных слоев $Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$ с квантовыми ямами [3]. На буферном слое будет располагаться слой $Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$ с толщиной, опти-

мизированной для достижения высокой добротности вертикального резонатора. 10 КЯ HgTe толщиной 4.7 нм каждая, разделенных 30 нм барьером $Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$, должны располагаться в пучности электрического поля вертикальной электромагнитной моды. Слои $Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$ обычно защищаются покровным слоем CdTe толщиной 50 нм, поверх которого необходимо нанести слой Au с достаточной для полного отражения толщиной. Предполагается, что накачка КЯ излучением внешнего лазера будет осуществляться через прозрачную для этого излучения подложку под некоторым углом к поверхности. Одним из зеркал рассматриваемого ВИЛ будет служить слой Au, который в ТГц диапазоне имеет почти 100% коэффициент отражения. Второе зеркало должно пропускать небольшую долю генерируемого излучения, поэтому в ТГц диапазоне на эту роль подходит слой сильнолегированного полупроводника (n^+ - GaAs), диэлектрическую проницаемость которого можно контролировать концентрацией примеси [5]. Отметим, что для излучения накачки (средний ИК диапазон) этот слой будет практически прозрачным.

Для численного расчета спектра комплексных частот ω_q, распределения электрического поля и добротности Q в модах рассматриваемого ВИЛ был использован метод матриц переноса. Толщины слоев $Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$ до и после КЯ HgTe выбирались таким образом, чтобы обеспечить максимальную $Q = |\mathrm{Re}(\omega_q)/\mathrm{Im}(\omega_q)| = 248$. Величины этих толщин всего лишь 0.45 и 1.55 мкм, соответственно. Следовательно, такая конструкция резонатора существенно уменьшает необходимые толщины эпитаксиальных слоев по сравнению с планарным диэлектрическим волноводом [2].

Для того чтобы вычислить порог генерации такого ВИЛ, было вычислены электронный спектр, волновые функции и коэффициент усиления в 4.7 нм HgTe КЯ при T = 20 К, при которой наблюдалась суперлюминесценция [2]. Для расчета этих величин использовалась модель Кейна с учетом деформационных эффектов. Для простоты пренебрегалось понижением симметрии структуры на гетерограницах и отсутствием центра инверсии, что приводило к двукратному вырождению электронного спектра. Детали расчета можно найти в работе [6].

Можно показать, что порог генерации предлагаемого ВИЛ достигается только при концентрации неравновесных носителей в КЯ 1.4×10^{10} см$^{-2}$, что связано с необходимостью преодоления потерь на поглощение излучения в резонаторе лазера и выхода из него. Для такой концентрации носителей в подобных КЯ подавляющим механизмом рекомбинации является оже-рекомбинация [7].

Оценка пороговой интенсивности накачки излучением CO_2 лазера ($\lambda \sim 10.2$ мкм) дает значение 1 Вт/см^2, что достижимо для непрерывной работы лазера накачки. Отметим также, что увеличение числа КЯ в 2-3 раза в несколько раз снизит порог генерации, а, значит и позволит увеличить температуру, при которой она возможна. При этом общая толщина эпитаксиальных слоев практически не изменится.

Кроме того, конструкция ВИЛ позволяет, в отличие от резонатора с латеральным волноводом, получать более узкую и симметричную диаграмму направленности генерируемого излучения.

Работа выполнена при поддержке НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

Литература

1. M.S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, P. De Natale. // Optics Express, V. 23, 5167 (2015).
2. S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, M.S. Zholudev *et al.* // ACS Photonics, V. 8, 3526 (2021).
3. S. Dvoretsky *et al*. // Journal of Electronic Materials, V. 39, 918 (2010).
4. I. Vurgaftman, J.R. Meyer, J.M. Dell *et al.* // Journal of Applied Physics, V. 83, 4286 (1998).
5. J.S. Blackmore // Journal of Applied Physics, V. 53, R123 (1982).
6. V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov *et al*. // Journal of Physics: Condensed Matter, V. 30, 495301 (2018).
7. V.Ya. Aleshkin, V.V. Rumyantsev *et al.* // Journal of Applied Physics, V. 129, 133106 (2021).

Исследование упругих деформаций в конических нанопроводах

М.С. Дунаевский[1, *], П.А. Алексеев[1]

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*Mike.Dunaeffsky@mail.ioffe.ru

Рассмотрены упругие деформации в конических нанопроводах. Получено аналитическое выражение для распределения упругих деформаций по длине конического нанопровода. Обнаружено, что при определенных углах конусности в нанопроводах возникает протяжённая область достаточно высоких деформаций, сопоставимых или даже больших, чем деформация у основания.

Введение

В последние годы большой интерес вызывает изучение воздействия механических деформаций на оптические и транспортные свойства полупроводниковых наноструктур. При изгибах полупроводниковых нанопроводов (НП) в них могут наблюдаться значительные упругие деформации (до 11% [1]), при этом сами нанопровода не ломаются. Такое поведение при изгибах существенным образом отличается от изгибов объемных материалов, в которых разрушение происходит уже при деформации около 1%. Вторая важная особенность тонких нанопроводов заключается в том, что сила, необходимая для их существенного изгиба, достаточно мала и может составлять лишь несколько наноньютон. В недавней работе [2] было продемонстрировано, что изгиб $In_xGa_{1-x}As$ (x=0.85) нанопроводов СЗМ-зондом может приводить к увеличению проводимости на несколько порядков. Это открывает возможность создания чувствительных сенсоров и переключателей на основе $In_xGa_{1-x}As$ нанопроводов. Следует отметить, что при изгибе цилиндрических $In_xGa_{1-x}As$ нанопроводов СЗМ-зондом в упругого деформируемом слое возникает область с повышенной проводимостью [2], что обусловлено сдвигом положения дна зоны проводимости. В случае изгиба цилиндрических нанопроводов значение осевых упругих деформаций ε_{xx} максимально у основания нанопровода и линейно уменьшается $\varepsilon_{xx} \sim (l-x)$ до нуля в точке приложения силы (x=l). Такое уменьшение деформаций приводит к тому, что при недостаточно высоких концентрациях индия в цилиндрических $In_xGa_{1-x}As$ нанопроводах может не происходить переключение проводимости. В этой работе выполнен поиск оптимальной формы для управления распределением упругих деформаций в нанопроводах для повышения эффективности переключения проводимости.

Результаты

На рисунке 1 представлено типичное СЭМ-изображение конических нанопроводов (см. Рис. 1b) и схема изгиба нанопроводов СЗМ-зондом (см. Рис. 1a). Следует отметить, что в ряде работ [2,3,4] были выполнены эксперименты по контролируемому изгибу цилиндрических нанопроводов с помощью СЗМ-зонда. В данной работе мы в рамках теории упругости исследуем распределение осевых упругих деформаций по длине изогнутого конического нанопровода.

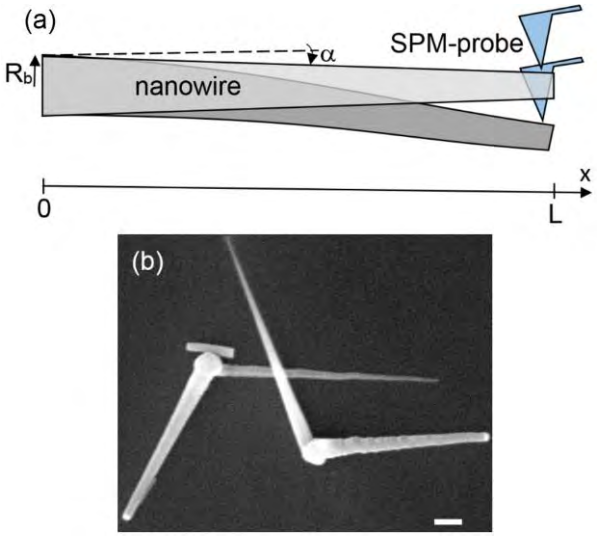


Рис. 1. (a) - Схема изгиба конического нанопровода; (b) – СЭМ изображение конических нанопроводов

Уравнение Эйлера-Бернулли (1) совместно с граничными условиями (2) позволяет определить рас-

пределение w(x) изгибов и осевых деформаций $\varepsilon_{xx}(x)$ по длине изгибаемого конического НП.

$$\frac{d^2}{dx^2}(EI(x)\frac{d^2w(x)}{dx^2}) = 0 \quad (1)$$

$$w\big|_{x=0} = w'\big|_{x=0} = w''\big|_{x=L} = 0 \quad w'''\big|_{x=L} = \frac{-F}{EI(L)} \quad (2)$$

Здесь E — модуль Юнга нанопровода, I(x) — момент инерции конического НП, L — длина НП. Для конического НП с углом коничности α и радиусом основания R_b можно получить следующее дифференциальное уравнение второго порядка:

$$E\frac{\pi R_b^4}{4}(1+\frac{\alpha}{R_b}x)^4\frac{d^2w(x)}{dx^2} = F(L-x) \quad (3)$$

Значения осевых деформаций ε_{xx} внутри нанопровода линейно возрастают от центра к краям. Вблизи центра значение деформации ε_{xx} равно нулю, а по краям нанопровода деформации имеют разные знаки (одна сторона НП сжата, а другая растянута) и достигают максимальных значений $\varepsilon_{xx,max}$:

$$\varepsilon_{xx,\max}(x) = \pm\frac{R(x)}{\rho(x)} \quad (4)$$

Здесь ρ(x) – радиус кривизны изогнутого нанопровода в точке x. Используя формулы (3) и (4), а также вводя безразмерную координату ξ=x/L, деформацию в основании НП $\varepsilon_b=(F/E)(4/\pi R_b^3)L$ и приведенный параметр конусности $a=\alpha L/R_b$, получаем выражение для $\varepsilon_{xx,max}$

$$\varepsilon_{xx,\max}(\xi) = \varepsilon_b\frac{1-\xi}{(1+a\xi)^3} \quad (5)$$

На рисунке 2 представлены расчетные профили значений нормированных деформаций $\varepsilon(\xi)/\varepsilon_b$ для конических нанопроводов с коэффициентом конусности a=0 (черная кривая), a=-0.3 (красная кривая), a=-0.5 (синяя кривая), a=-0.7 (зеленая кривая). Видно, что при достаточно сильной конусности (a<-0.3) в НП появляется протяженная область с деформациями большими чем ε_b. Эта ситуация качественно отличается от ситуации цилиндрического НП (a=0) или «слабоконического» НП (a>-0.3), когда наибольшие деформации и напряжения возникают только в основании НП. Это свойство может повысить эффективность переключения проводимости в устройствах на основе конических НП [2]. Действительно, в случае латеральных изгибов конического НП InGaAs (с a<-0,7) на поверхности НП возникает достаточно длинный проводящий канал вплоть до области контакта зонд-НП.

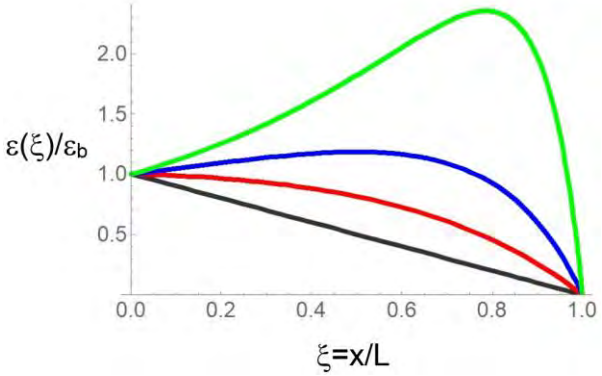


Рис. 2. Нормированные профили деформаций $\varepsilon(\xi)/\varepsilon_b$ для конических нанопроводов с коэффициентом конусности a=0 (черная кривая), a=-0.3 (красная кривая), a=-0.5 (синяя кривая), a=-0.7 (зеленая кривая)

Заключение

В данной работе рассмотрены упругие деформации в конических нанопроводах. Выполненные расчѐты показывают, что распределение упругих деформаций в конических нанопроводах значительно отличается от ситуации в цилиндрических нанопроводах. Получено аналитическое выражение для распределения упругих деформаций по длине конического нанопровода. Обнаружено, что при определенных углах конусности в нанопроводах возникает протяжѐнная область достаточно высоких деформаций, сопоставимых или даже больших, чем деформация у основания. При достаточно высоких углах конусности область высоких деформаций покрывает практически всю длину нанопровода, что позволяет более эффективно переключать проводимость в таких нанопроводах.

Литература

1. Y. Wang et al. // Adv. Mater., 23, 1356 (2011).
2. P. Alekseev et al. // Nano Letters, 19, 4463 (2019).
3. M. Dunaevskiy et al. // Nano Letters, 17, 3441 (2017).
4. P. Alekseev et al. // Semiconductors, 46, 641 (2012).

Влияние стехиометрических параметров на свойства пленок SiO_x и GeO_x для формирования нанокристаллов

К.В. Дуров*, Л.Н. Мартынов, О.С. Молостова, А.В. Зайцев, А.В. Ершов, Р.Н. Крюков, А.В. Нежданов, С.Ю. Зубков, Д.Е. Николичев, К.В. Сидоренко, Н.В. Байдусь

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*zevs2801@mail.ru

Получены и исследованы тонкие (~ 100 нм) пленки SiO_x и GeO_x реактивным магнетронным ВЧ-распылением при вариации x. Исследованы стехиометрия пленок, их оптические, структурные и размерно-зависимые свойства. Рассмотрено влияние условий осаждения и последующего отжига на данные свойства. Обнаружено, что отжиг при ~ 800 и ~ 1100 °C для GeO_x и SiO_x, соответственно, мог приводить к формированию различных по размерам нанокристаллов Si и Ge в диэлектрической матрице. Обсуждаются особенности морфологии структур по рамановским спектрам и фотолюминесценции пленок при $x \approx 1.8$.

Введение

Широкий спектр возможных применений и фундаментальная научная значимость побудили к обширным исследованиям полупроводниковых нанокристаллов (НК) [1,2]. Структуры с ансамблями НК Si или Ge в диэлектрической матрице обещают решение проблемы «непрямозонности» полупроводников, повышая их излучательную способность через уменьшение размерности, что открывает перспективы создания светоизлучающих устройств для новых фотонных интегральных схем.

Одним из распространенных методов создания массивов НК в диоксиде является термическое диспропорционирование субоксидов Si или Ge при отжиге [2]. Как отдельные тонкие пленки субоксидов Si и Ge, так и многослойные наноструктуры (МНС) SiO_x или GeO_x/стехиометрический диэлектрик хорошо подходят для создания массивов НК в диэлектрической матрице. Известно, что вариация размеров, слоевой плотности НК и, соответственно, оптических свойств структур возможна путем задания толщины неотожженных пленок SiO_x и GeO_x и коэффициента x [2].

Управление толщиной слоев в МНС и условиями отжига позволяет уменьшить дисперсию НК по размерам и улучшить люминесцентные свойства, что можно контролировать с помощью спектров КРС и ФЛ [1,3].

Цель данной работы состояла в изучении стехиометрии пленок SiO_x и GeO_x, их оптических, структурных и размерно-зависимых свойств.

Методика эксперимента

Получение серии тонких пленок SiO_x и GeO_x толщиной ~ 100 нм осуществлялось методом реактивного ВЧ-магнетронного распыления в аргоновой плазме на комбинированной вакуумной установке 2G11G2-ElBeam-OQ-03 (Torr Int) с использованием мишеней из Si и Ge соответственно. В процессе распыления варьировалось парциальное давление кислорода от ~ $0.3 \cdot 10^{-4}$ до ~ $4.0 \cdot 10^{-4}$ Торр. Температура подложки составляла 200 °C. Полученные образцы SiO_x и GeO_x отжигались при температурах до 1100 и до 800 °C соответственно.

Контроль эффективного стехиометрического коэффициента проводили методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Оптические постоянные неотожженных образцов определялись из эллипсометрических измерений. Анализ структурных и морфологических свойств пленок производился по спектрам комбинационного рассеяния света (КРС), ИК-пропускания и фотолюминесценции (ФЛ).

Результаты и их обсуждение

Измерения РФЭС показали вариацию коэффициента x в широком диапазоне (от ≈ 0.11 до ≈ 1.97). По результатам ИК-пропускания сделан вывод об образовании фаз стехиометрических диоксидов GeO_2 и SiO_2 после отжига в структурах с $x \approx 1.8$. Из спектров КРС и ФЛ обнаружено, что отжиг при температурах выше 700 и 1000 °C для GeO_x и SiO_x, соответственно, приводит к формированию НК Si и Ge в диэлектрической матрице с широким распределе-

нием по размерам. Оценка диаметров НК, выполненная из разложения спектров КРС на основе методик [3,4] показала, что в системе GeO_x с $x \approx 1.8$ возможно образовывались НК Ge размером ~ 7 нм (рисунок 1). Использовалась модель сильного пространственного ограничения (конфайнмента) оптических фононов, который имеет место в НК. Предполагалась сферичность формы НК Ge и отсутствие дисперсии по размерам.

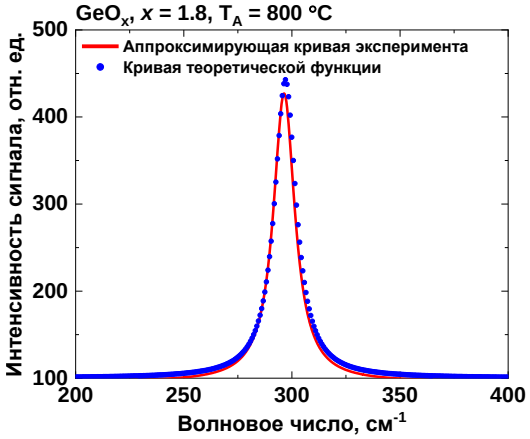


Рис. 1. Аппроксимация спектра КРС образца GeO_x с $x \approx 1.8$ и подбор теоретической функции

ФЛ пленок GeO_x проявилась слабо, высокоинтенсивных пиков на спектрах не наблюдалось (рисунок 2). Из литературы известно, что вероятность оптических переходов в НК Ge растёт с уменьшением их размеров, а НК Ge с размерами 4 нм и более должны излучать в ИК-диапазоне [5].

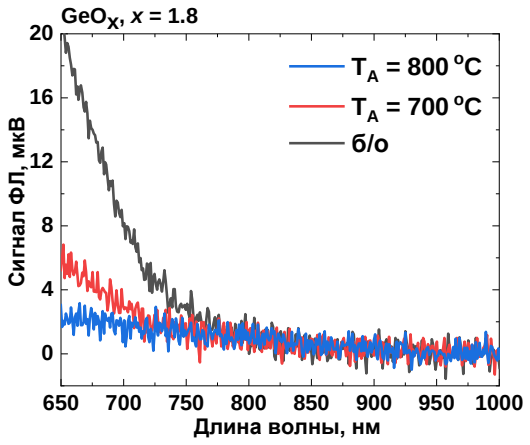


Рис. 2. Спектр ФЛ образца GeO_x с $x \approx 1.8$

В спектрах КРС образцов SiO_x с x, отличным от 1.8, присутствует асимметричный пик при 521 $см^{-1}$, соответствующий наличию в системе кристаллической фазы Si (рисунок 3).

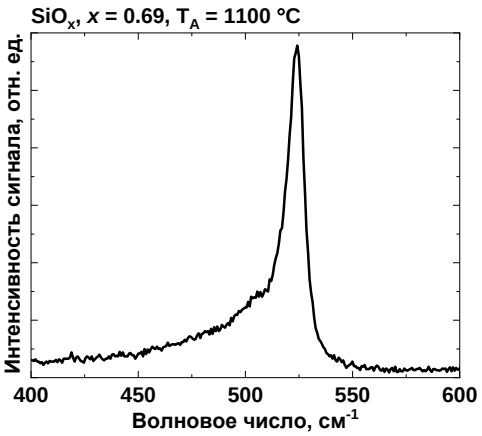


Рис. 3. Спектр КРС образца SiO_x с $x \approx 0.69$

ФЛ структур SiO_x с $x \approx 1.8$ в области 750 нм четко указывала на формирование НК Si с диаметром ~ 2-3 нм (рисунок 4).

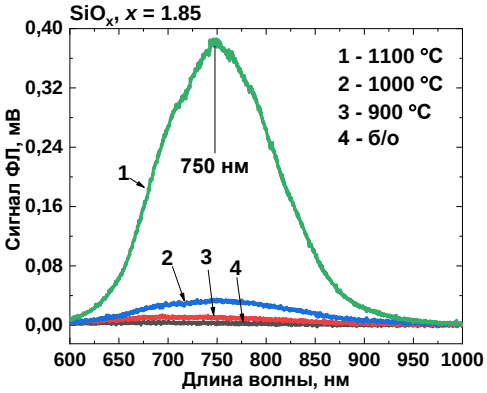


Рис. 4. Спектр ФЛ образца SiO_x с $x \approx 1.8$

В докладе обсуждаются детали эксперимента, особенности методик определения морфологии структур и влияние стехиометрии на свойства пленок.

Литература

1. Y.X. Jie et al. // Materials Science and Engineering B107 (2004) 8–13.

2. А.А. Ищенко, Г.В. Фетисов, Л.А. Асланов. *Нанокремний: свойства, получение, применение*. М.: Физматлит. 2012.

3. B. Zhang et al. // Energy Procedia 2 (2010) 243-250.

4. Yiaxiong Jie et al. // Journal of Applied Physics 109, 033107 (2011).

5. Y.M. Niquet, G. Allan, C. Delerue, and M. Lannoo // Appl. Phys. Lett. – 2000. V. 77. N. 8. P. 1182-1184.

Кинетика фотолюминесценции латерально локализованных экситонов в атомарно тонких квантовых ямах GaN/AlN

Е.А. Европейцев[1,*], Д.В. Нечаев[1], Д.С. Буренина[1], Ю.А. Гусева[1], Ю.М. Задиранов[1], С.И. Трошков, М.М. Кулагина[1], В.Н. Жмерик[1], Т.В. Шубина[1], А.А. Торопов[1]

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*evropeitsev@beam.ioffe.ru

Линии излучения одиночных локализованных экситонов экспериментально наблюдались в монослойной квантовой яме GaN/AlN с помощью микроскопии фотолюминесценции (ФЛ) с высоким пространственным разрешением, достигнутым в результате формирования из планарной гетероструктуры колонок с диаметром порядка 100 нм. Измерение кинетики затухания ФЛ в одиночных линиях с шириной ~0.6 мэВ позволяет отнести их к рекомбинации дипольно-запрещенных «тёмных» экситонов. Поверхностная плотность предполагаемых центров экситонной локализации оценивается как 10^{11} см$^{-2}$.

Введение

Квантовые ямы (КЯ) GaN/AlN монослойной (МС) толщины являются перспективными источниками ультрафиолетового излучения на длине волны около 240 нм, а также представляют фундаментальный интерес для изучения свойств экситонных состояний в двумерных системах [1, 2]. Исследования кинетики фотолюминесценции (ФЛ) и теоретический анализ тонкой структуры экситонных состояний показали, что основными состояниями в монослойных КЯ GaN/AlN являются состояния «тѐмных» дипольно-запрещѐнных экситонов, тогда как группа «светлых» экситонов расположена выше по энергии на величину ~40 мэВ [1]. Такое расположение уровней приводит к превалированию медленно затухающей компоненты ФЛ при низких температурах (<50 К) и ускорению излучательной рекомбинации при повышении температуры.

В настоящей работе исследуется влияние флуктуирующего потенциала, связанного с латеральной неоднородностью вставки GaN, на спектр и кинетику экситонного излучения. С этой целью на основе планарных КЯ были изготовлены колонки с субмикронными диаметрами, которые исследовались методом спектроскопии ФЛ с высоким пространственным и временным разрешением в сочетании со сканирующей электронной микроскопией (СЭМ).

Методика эксперимента

Гетероструктура с одиночной КЯ AlN/GaN/AlN была выращена с помощью плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии. Для роста буферного слоя AlN/*c*-Al_2O_3 толщиной 1600 нм при температуре подложки T=780°C использовался метод металл-модулированной эпитаксии, после которого осаждалась КЯ GaN с номинальной толщиной 1.1 МС (T=690°C) и верхний барьерный слой AlN (1000 нм, T=780°C). Все слои выращивались в металл-обогащенных условиях при соотношении потоков Al/N=1.1 и Ga/N=2, что обеспечило двумерный механизм роста. Нанаколонки формировались с помощью последовательного плазмохимического и химического травления. Первый этап травления проводился на установке с комбинированным емкостным и индуктивным разрядом в смеси реактивных газов BCl_3/Ar. Для последующего жидкостного травления использовался 10% раствор KOH при температуре 60 – 90^0 С.

Измерения ФЛ проводились с использованием оптической схемы конфокального микроскопа с 40-кратным увеличением изображения. Для возбуждения ФЛ использовалась импульсная лазерная накачка (длительность импульса ~120 фс, частота°— 76 МГц) на длине волны 215 нм со средней плотностью мощности ~1 Вт/см^2. Детектирование ФЛ производилось с помощью спектрометра Acton-2500 с дифракционной решѐткой 1800 штрихов/мм и охлаждаемой ПЗС-матрицей с результирующим спектральным разрешением 1.17 мэВ на длине волны 235 нм. Для определения ширины отдельных линий был использован второй порядок дифракции. Измерения кинетики ФЛ проводились методом коррелированного по времени счета одиночных фотонов. Более подробно методика измерения спектров и кривых затухания ФЛ описана в работе [2].

Результаты и обсуждение

Спектры ФЛ в исходных планарных структурах представляют собой неоднородно уширенный пик с характерной шириной 80 мэВ. При уменьшении диаметра колонки до ~100 нм спектр разделяется на линии с шириной порядка 0.6 мэВ при 5 К. Эта ширина сопоставима с шириной наиболее узких линий люминесценции в квантовых точках GaN/AlN, излучающих с энергией более 4 эВ [3]. На Рисунке 1 приведѐн спектр ФЛ планарной КЯ, а также одиночных колонок с диаметром 430 и 120 нм. СЭМ изображение последней приведено на вставке к Рисунку 2. Соотнесение количества линий ФЛ с площадью колонки позволяет оценить поверхностную плотность излучателей как ~10^{11} $см^{-2}$.

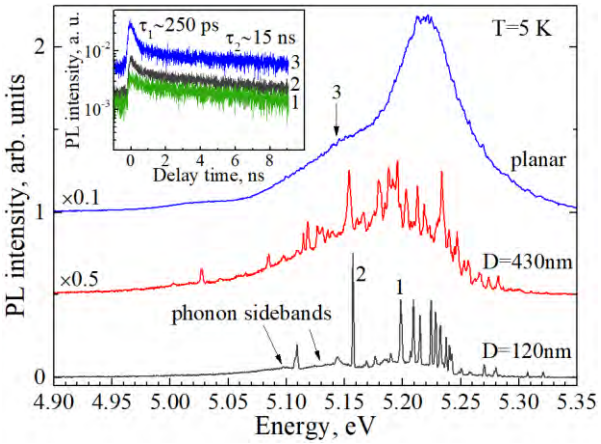


Рис. 1. Спектры ФЛ, измеренные в колонках с диаметром 120 и 430 нм, а также в планарном образце (T= 5 K) в пределах пятна с диаметром ~10 мкм. На вставке°— кривые затухания в узких линиях ФЛ, измеренных в колонке с диаметром 120 нм (кривые 1 и 2) и в полосе ФЛ планарного образца (кривая 3)

На вставке к Рисунку 1 сравнивается кинетика ФЛ в одиночных линиях (кривые 1 и 2) с кинетикой ФЛ в планарном образце (кривая 3). Время затухания медленной компоненты ФЛ в обоих случаях составляет ~15 нс, что указывает на отсутствие дополнительных каналов безызлучательной рекомбинации в колонке. В ФЛ планарного образца также присутствует быстро затухающая компонента, которая интерпретируется как неравновесное излучение светлых экситонов. В большинстве узких линий быстрая компонента отсутствует или сильно подавлена, что позволяет отнести наблюдаемые линии к рекомбинации тѐмных экситонов. На Рисунке 2 приведены спектры ФЛ из колонки при различных температурах. При увеличении температуры выше 60 К наблюдается возгорание линий в высокоэнергетичной части спектра (5.25 – 5.30 эВ), что приводит к увеличению средневзвешенной энергии излучения на ~30 мэВ при 125 К. Подобное поведение может свидетельствовать о термическом заполнении состояний светлых экситонов.

Помимо узких линий спектры содержат расположенные ниже по энергии широкие полосы, которые можно отнести к рекомбинации экситонов с участием акустических фононов. Для исследуемого образца характерная ширина полос составляет ~40 мэВ при 5 К, что, согласно работе [4], согласуется с экстремальной локализацией экситонов в ультратонкой AlGaN КЯ с флуктуирующими толщиной и/или составом. Наблюдение линий излучения одиночных локализованных экситонов позволяет надеяться на реализацию источников одиночных фотонов в солнечно-слепой области спектра.

Авторы благодарят Российский Фонд Фундаментальных Исследований (проект №19-52-12057 ННИО_а) за частичную финансовую поддержку исследований.

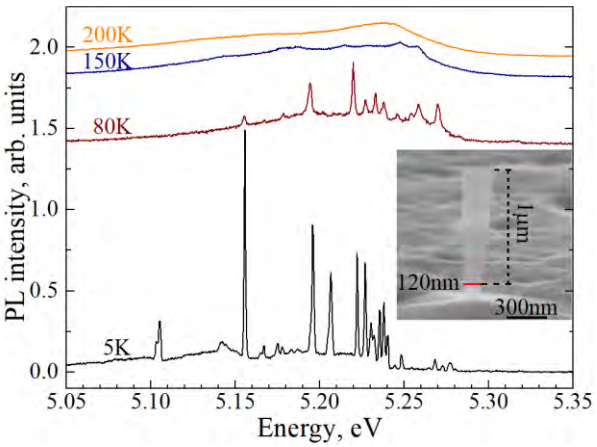


Рис. 2. Спектры ФЛ из одиночной колонки с диаметром 120 нм, измеренные при температурах от 5 до 200 К. На вставке°— СЭМ изображение исследуемой колонки

Литература

1. A.A. Toropov, E. A. Evropeitsev, M. O. Nestoklon *et al.* // Nano Lett., V. 20, 158 (2020).
2. E. A. Evropeitsev, Yu. M. Serov, D. V. Nechaev et al. // JETP Lett., V. 113, 504 (2021).
3. M. J. Holmes, M. Arita, Y. Arakawa // Semicond. Sci. Technol., V. 34, 033001 (2019).
4. I. A. Ostapenko, G. Hönig, S. Rodt et al. // Phys. Rev. B, V. 85, 081303(R) (2012).

Генерация оптических импульсов наносекундного диапазона в многоямных InGaAs/GaAs/AlGaAs гетеролазерах с увеличенной активной областью

К.С. Жидяев[1, *], С.М. Некоркин[1, §], Н.В. Байдусь[1], А.Б. Чигинева[1], И.В. Самарцев[1], А.В. Крюков[2], В.А. Токарев[2], Д.И. Баклашов[2]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

2 ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», пр-т Мира, 37, г. Саров, 607188.

*zhidyaev@nifti.unn.ru, §nekorkin@nifti.unn.ru

Продемонстрирована устойчивая работа узконаправленного многоямного InGaAs/GaAs/AlGaAs гетеролазера с увеличенной активной областью в схеме релаксационного генератора на GaAs динисторе. Получены оптические импульсы длительностью 4 – 100 нс в импульсном и импульсно-периодическом режимах накачки. Время нарастания фронта составило 1,6 нс при длительности импульса 4 нс.

Типичная структура полупроводникового лазера имеет широкую диаграмму направленности (~40°) в плоскости перпендикулярной p-n-переходу. Зачастую для практических применений такое излучение требует дополнительной фокусировки. В работе [1] приведена оригинальная конструкция волновода лазера, которая сочетает в себе преимущества лазеров с ассиметричной волноводной областью, с выходом излучения в подложку, а также с волноводным эффектом квантовых ям. Такая конструкция гетеролазера обеспечивает узкую диаграмму направленности (4° – 15° в зависимости от длины резонатора) в плоскости перпендикулярной p-n-переходу, а также позволяет добиться значительной мощности излучения в импульсном режиме накачки. Настоящая работа посвящена исследованию энергетических и временных характеристик подобного лазера, включенного в схему релаксационного генератора на динисторе.

Исследуемые образцы и методика эксперимента

Исследуемая многоямная InGaAs/GaAs/AlGaAs лазерная гетероструктура с увеличенной активной областью выращивалась методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении. Активная область на основе GaAs содержала 5 квантовых ям (КЯ) InGaAs/GaAs. Особенности конструкции и параметры структуры подробно изложены в работе [1]. Из полученной структуры, методами химического травления, ионной имплантации и металлизации, изготавливались лазерные чипы полосковой геометрии с шириной активной области 360 мкм и длиной резонатора L = 1 мм. На свежесколотые торцы резонаторов методом электронно-лучевого испарения наносились интерференционные покрытия с высоким (R = 99%) и малым (R = 2%) коэффициентами отражения.

Для генерации импульсов тока наносекундного диапазона использовалась схема релаксационного генератора на динисторе (РГД). В качестве последнего использовался GaAs тиристор, который был разработан нами ранее и представлял собой низковольтный малогабаритный быстродействующий коммутатор с напряжением переключения $U_{прк}$ = 18 В, конструкция которого включала в себя дополнительные слои светоизлучающего диода с КЯ [2].

Монтаж чипов гетеролазера и тиристора производился на отдельные медные корпусные элементы при помощи In припоя, которые соединялись между собой в составной модуль. К контактным площадкам гетеролазера и тиристора методом навесного монтажа припаивались конденсатор C = 2 –200 нФ и резистор R = 0,2 Ом. Емкость конденсатора задавала длительность генерируемых импульсов.

При помощи резистора измерялась величина тока накачки гетеролазера. Количество и длина проволочных соединений была минимизирована для снижения влияния паразитных явлений.

Работа РГД осуществлялась как в импульсно-периодическом режиме (на РГД подавалось напряжение $U > U_{прк}$), так и в импульсном. Для реализации последнего режима на РГД подавалось напряжение $U < U_{прк}$, а переключение тиристора происходило за счет внешнего оптического управления.

Результаты и обсуждение

Получены электрические и оптические импульсы длительностью (τ) от 20 до 100 нс в импульсном режиме генерации. На основе полученных результатов были построены ватт-амперные характеристики (ВтАХ), одна из которых для импульсов длительностью 100 нс приведена на рисунке 1. Экстраполируя данную зависимость, определено значение порогового тока лазера – 1,8 А. При генерации импульсов длительностью 20, 30, 70 и 100 нс наклон ВтАХ составил 0,94; 0,91; 0,90 и 0,87 Вт/А соответственно. Такое уменьшение может быть следствием разогрева активной области гетеролазера при увеличении длительности импульсов.

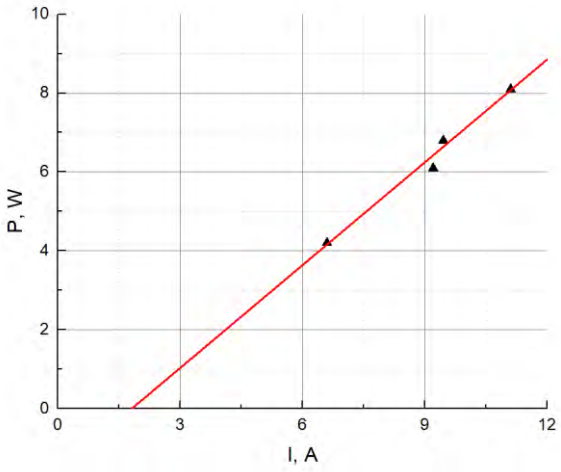


Рис. 1. ВтАХ гетеролазера в импульсном режиме накачки: точки – экспериментальные результаты, прямая – экстраполяция

Получена генерация оптических импульсов с амплитудой 2,5 Вт, длительностью 4 нс (длительность фронта 1,6 нс) и частотой следования 23 кГц (рисунок 2). При этом пиковый ток импульса накачки равнялся ~ 7 А. Для сравнения при том же пиковом токе амплитуда оптического импульса длительностью 20 нс составила 4,3 Вт. Малая длительность импульса (4 нс) снижает эффективность оптической генерации в многоямной лазерной системе с шириной активной области 360 мкм. Отметим, что при τ = 4 нс максимум оптического импульса сдвинут относительно максимума токового импульса на 3 нс.

Увеличение длительности импульса приводит к повышению значения пикового тока, максимальное значение которого составило 31,4 А при τ = 100 нс. При этом оптическая мощность гетеролазера увеличилась до 23,4 Вт. Зависимость амплитуды тока от длительности импульса может быть обусловлена скоростью распространения включенного состояния в базовых областях тиристора.

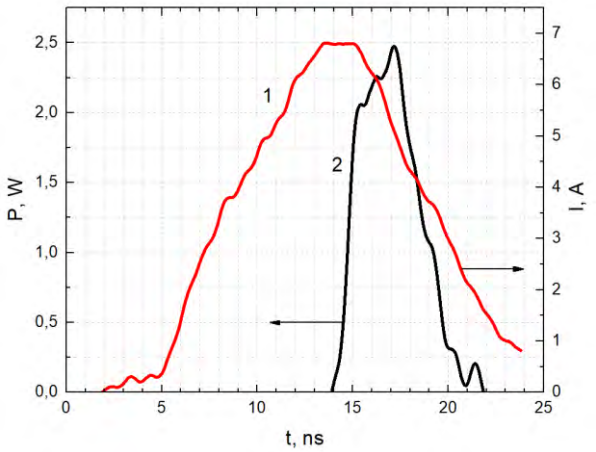


Рис. 2. Временные зависимости тока накачки (1) и оптической мощности (2) гетеролазера

Таким образом, продемонстрирована устойчивая работа многоямного InGaAs/GaAs/AlGaAs гетеролазера с увеличенной активной областью в схеме релаксационного генератора на GaAs динисторе уникальной конструкции. Показано, что подобный многоямный лазер способен генерировать короткие (τ = 4 нс) оптические импульсы с длительностью фронта 1,6 нс и частотой следования 23 кГц.

Установлено, что при уменьшении длительности импульса тока накачки от 100 до 20 нс происходит изменение наклона ВтАХ от 0,87 до 0,94 Вт/А, а при длительности – 4 нс оптическая генерация становится менее эффективной. Получена максимальная пиковая оптическая мощность лазерной генерации 23,4 Вт при длительности импульса 100 нс.

Литература

1. Н.В. Байдусь, С.М. Некоркин и др. // ФТП, Т. 50, №11, 1509 (2016).

2. А.Б. Чигинева, С.М. Некоркин, Н.В. Байдусь, И.В. Самарцев, К.С. Жидяев и др. Матер. XXIII Международ. симп. ”Нанофизика и наноэлектроника“. (Н. Новгород, Россия, 2019) т. 2, с. 874.

Монослойные квантовые ямы GaN/AlN: технология и применения в ультрафиоле-товой фотонике от мощных излучателей до эмиттеров одиночных фотонов

В.Н.Жмерик[1,*], Д.В. Нечаев[1], А.Н. Семенов[1], К.Н. Орехова[1], М.А. Яговкина[1], П.А. Алексеев[1], Б. Бородин[1], Е.А. Европейцев[1], С.И. Трошков[1], М.М. Кулагина[1], Ю.А. Гусева[1], Д.С. Березина[1], Т.В.Шубина[1], В.И.Козловский[2], М.М. Зверев[2,3], Д.Е. Свиридов[2], Н.А.Гамов[3], А.А. Торопов[1], С.В. Иванов[1]

1 Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194020.

2 Физический институт им.П. Н. Лебедева Российской академии наук, ул. Академика Петрова, 102, Санкт-Петербург, 433423.

3 МИРЭА - Российский технологический университет, пр. Вернадского, 78, Москва, 119454.

*jmerik@pls.ioffe.ru

Рассматриваются технологии формирования, оптические и структурные свойства монослойных одиночных и множественных квантовых ям GaN/AlN, излучающих в УФ-С диапазоне 227-260нм. Демонстрируются возможности реализации планарных излучателей с импульсной оптической мощностью до 15Вт при электронной накачке, а также наноколончатых эмиттеров одиночных узких линий.

Широкозонные наногетероструктуры (Al,Ga)N являются основой ультрафиолетовых (УФ) оптоэлектронных приборов с минимальной рабочей длиной волны λ~210 нм. Мощные излучатели в биологически активном УФ-С диапазоне (λ<280 нм) используются для оптической дезактивации различных патогенов, включая SARS-CoV-2. Кроме того эмиттеры одиночных фотонов в солнечно-слепом УФ-С диапазоне перспективны для разработки защищенных атмосферных и космических линий связи.

В данной работе исследовались различные типы УФ-С-излучателей на основе одиночных и множественных монослойных квантовых ям (ОКЯ и МКЯ соответственно) GaN/AlN. С целью получения атомарно-гладкой топологии поверхности этих структур и резких интерфейсов в них детально исследовалась кинетика роста таких КЯ с помощью низкотемпературной плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии (ПА МПЭ) в различных стехиометрических условиях. В результате получены МКЯ структуры, демонстрирующие УФ-С оптическое излучение в диапазоне 227 – 260нм с импульсной оптической мощностью выше 15 Вт.

Развитая технология формирования индивидуальных наноколонн с монослойными ОКЯ GaN/AlN позволила продемонстрировать одиночные узкие линии в диапазоне 235 – 240 нм.

Методика эксперимента

Структуры с монослойными КЯ $N\times\{GaN_m/AlN_n\}$, где N=1 – 400 — число КЯ, m=0.75 – 7, n=16 – 22 — толщины ям и барьерных слоев в монослоях (1МС=0.25 нм) выращивались с помощью ПА МПЭ на с-сапфире при температуре 690°С с использованием буферных AlN слоев толщиной 1.5 – 2мкм с концентрацией прорастающих дислокаций ~10^9см$^{-2}$ и величиной упругих растягивающих напряжений <0.3 ГПа. Барьерные слои растились в слегка металл-обогащенных условиях роста, стехиометрические условиях роста КЯ варьировались за счет изменения отношения потоков Ga/N от 0.7 до 2. Рост контролировался с помощью мониторинга картин дифракции отраженных быстрых электронов и многолучевого измерителя упругих напряжений.

Структуры исследовались с помощью растровой электронной и атомно-силовой микроскопии (АСМ), рентгенодифракционного анализа, включая измерения малоуглового отражения. Оптические свойства структур изучались с помощью спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) и микро-ФЛ с временным разрешением, возбуждавшихся с по-

мощью 4-гармоники Ti-Sap лазера ($\lambda = 216$ нм). Спектры катодолюминесценции (КЛ) измерялись с использованием различных токов возбуждения (от 30 нА до 2.0 А) и энергий электронов до 30 кэВ.

Результаты и обсуждение

В результате оптимизации условий роста МКЯ структур 400×{$GaN_{1.5}/AlN_{16}$} было улучшено качество их поверхности, имеющей островковую спиральную топологию со среднеквадратичной шероховатостью до ~0.3 нм. Это почти на порядок лучше результатов, достигнутых в нашей предыдущей работе [1]. Показана эффективность анализа поверхности и морфологии КЯ в таких структурах с использованием моделирования и измерений малоуглового отражения и диффузного рассеяния рентгеновского излучения, демонстрируемых на Рис.1. Наблюдаемые атомарные ступени в монослойных МКЯ структурах ($m < 2$) позволили объяснить снижение упругих напряжений в них и отсутствие релаксации напряжений при толщинах до 2 микрон.

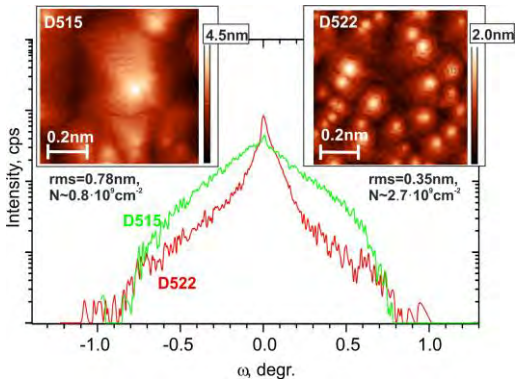


Рис. 1. Кривые качания малоуглового диффузного рассеяния рентгеновского излучения и АСМ изображения структур 400×{$GaN_{1.5}/AlN_{16}$}, выращенных при различных значениях отношения потоков Ga/N: 1.1(D522) и 2.0.(D515)

Сильное влияние условий роста КЯ GaN/AlN на спектральное положение и интенсивность пиков ФЛ и КЛ свидетельствует о сложной внутренней структуре КЯ с возможным образованием центров локализации носителей заряда типа квантовых дисков в условиях спирального ступенчато-слоевого роста при докритических толщинах КЯ ($m \leq 2$). Измерения спектров ФЛ с временным разрешением в широком температурном диапазоне подтвердили экситонную природу люминесценции в структурах с такими монослойными ямами.

Рисунок 2 показывает коротковолновой сдвиг длины волны КЛ для МКЯ структур с одинаковой номинальной толщиной ям 1.5МС при переходе от металл-обогащенных условий роста КЯ к единичному Ga/N. Этот сдвиг объясняется различием геометрических размеров квантовых дисков.

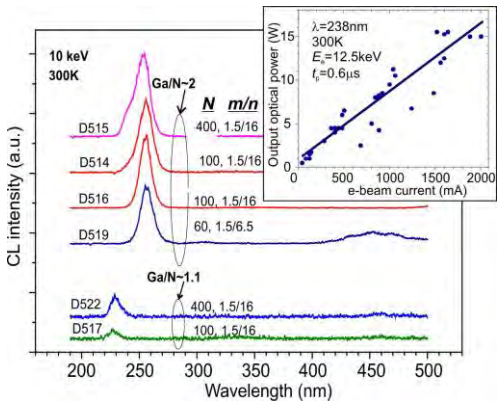


Рис. 2. Спектры КЛ МКЯ структур N×{$GaN_{1.5}/AlN_n$}, выращенных при отношении Ga/N потоков —1.1 и 2.0. На вставке показана зависимость выходной оптической мощности УФС излучения с λ=238 нм от тока электронного пучка, измеренная для МКЯ-структуры 400×{$GaN_{1.5}/AlN_{16}$}

В спектрах КЛ при комнатной температуре наблюдаются линии излучения в диапазоне λ=227 – 260 нм с полушириной ~10.7 – 18 нм. При импульсной электронной накачке током до 2 А (при энергии электронов 12.5 кэВ) выходная оптическая мощность излучения с $\lambda = 238$ нм линейно зависит от тока накачки и достигает 15 Вт со средней оптической энергией в импульсе ~5 мкДж.

С помощью двухэтапного плазмохимического и химического травления из структур с ОКЯ GaN/AlN (m=1 – 2) были изготовлены наноколонны с высотой до 1 мкм и минимальным диаметром до 50 нм. Спектр микро-ФЛ наноколонны представляет собой набор узких одиночных линий в спектральном диапазоне λ=235 – 240 нм, число которых зависит от ее диаметра. Природа узких линий была идентифицирована как излучение одиночных экситонов, локализованных на флуктуациях толщины КЯ. Эти результаты являются предпосылкой для проведения исследований в области создания источников одиночных фотонов для солнечно-слепого УФ-С диапазона.

Благодарности

Работа выполнялась при частичной финансовой поддержке РФФИ (проекты № 19-52-12057_ННИО_а и #21-52-50004 ЯФ_а).

Литература

1. V. Jmerik, D. Nechaev, K. Orekhova et al. // Nanomaterials, V. 11, 2553 (2021).

Расчет локализованных и резонансных состояний акцепторов в твердом растворе CdHgTe

М.С. Жолудев[1, 2, *], С.В. Морозов[1, 2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр.Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

*zholudev@ipmras.ru

Проведены расчёты энергий и волновых функций локализованных и резонансных состояний однозарядного акцептора в твёрдом растворе CdHgTe с учётом потенциала центральной ячейки. Получены зависимости энергий состояний от концентрации твёрдого раствора и параметров потенциала центральной ячейки.

В настоящее время твѐрдый раствор CdHgTe рассматривается как перспективный материал для создания компактных источников излучения в среднем и дальнем инфракрасном диапазоне [1, 2]. Создание лазерного диода с токовой накачкой требует решения проблемы создания p-области. Наиболее перспективными примесно-дефектными центрами в этом отношении представляются вакансии ртути и мышьяк. Разработка технологии легирования CdHgTe такими центрами требует тщательного исследования их влияния на энергетический спектр носителей заряда. Это, в свою очередь, предполагает разработку методов для расчѐта энергий и волновых функций не только локализованных, но и резонансных акцепторных состояний. Изучение последних особенно актуально поскольку характерная энергия ионизации вакансий ртути и мышьяка составляет десятки мэВ и часто превышает ширину запрещѐнной зоны, необходимую для генерации длинноволнового излучения.

Ранее детальные расчѐты характеристик резонансных состояний в твѐрдых растворах CdHgTe проводились только для кулоновских акцепторов [3, 4]. Однако, подавляющее большинство примесно-дефектных центров в полупроводниках деформируют кристаллическую решѐтку, что приводит к возникновению вблизи них дополнительного электрического потенциала – потенциала центральной ячейки (ПЦЯ).

В данной работе представлены результаты расчѐтов параметров акцепторных состояний в твѐрдых растворах CdHgTe с учѐтом потенциала центральной ячейки.

Расчѐты выполнены в приближении сферической симметрии, при котором каждое состояние электрона имеет фиксированные значения полного углового момента J, его проекции M и орбитального момента $L = J \pm 1/2$. Из-за малой массы лѐгких дырок в CdHgTe глубина состояний акцептора с $J = 1/2$ очень мала, и мы рассматривали только состояния начиная с $J = 3/2$. При значениях ширины запрещѐнной зоны менее 0.3 эВ использовалась трѐхзонная модель Кейна, учитывающая зоны с симметрией Г6 и Г8. При больших значениях ширины запрещѐнной зоны использовалась модель Латтинжера, учитывающая только зоны с симметрией Г8.

Аналогично работам [5, 6] мы считаем, что потенциал однозарядного акцептора с учѐтом вклада центральной ячейки имеет следующий вид

$$V(r) = (e/\epsilon_0 r)\,[1 + Z_1 \exp(-k_1 r)]$$

где e – элементарный заряд, ϵ_0 – низкочастотная диэлектрическая проницаемость, а Z_1 и k_1 – параметры ПЦЯ.

При расчѐтах волновых функций электрона в присутствии примеси применялся метод, изложенный в работе [4]. Для определения энергии локализованных и резонансных состояний использовался универсальный параметр – степень локализации волновой функции $R(E)$ [4].

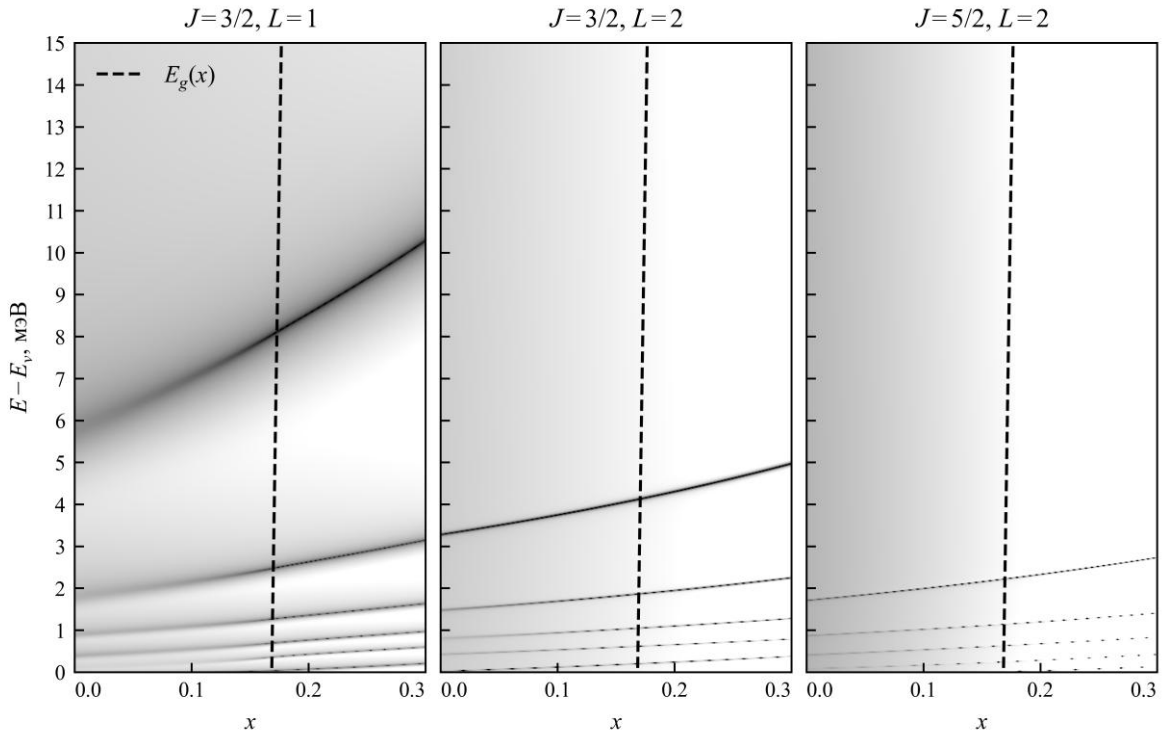


Рис. 1. Гистограмма значений логарифма степени локализации $R(E)$ для состояний кулоновского акцептора в твёрдом растворе $Cd_xHg_{1-x}Te$. Энергия отсчитывается от потолка валентной зоны. Положение зоны проводимости показано пунктиром

Результаты расчѐтов степени локализации для кулоновского акцептора приведены на рис. 1. Примесные состояния хорошо видны как чѐрные линии. В случае резонансных состояний (особенно для самого глубокого состояния) хорошо видно размытие (уширение) из-за взаимодействия с зоной проводимости.

Это уширение заметно больше для растворов с меньшей долей кадмия, в связи с тем, что в них волновые функции в зоне проводимости и зоне тяжѐлых дырок (которые дают основной вклад в глубокие акцепторные состояния) обладают схожей симметрией.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант РФФИ-ННИО_а № 21-52-12020).

Литература

1. G. Alymov, V. Rumyantsev, S. Morozov et al. // ACS Photonics, V. 7, 98 (2020).
2. K. E. Kudryavtsev, V. V. Rumyantsev, V. V. Utochkin et al. // Journal of Applied Physics, V. 130, 214302 (2021).
3. М. С. Жолудев, В. В. Румянцев, С. В. Морозов, // ФТП, Т. 55, 861 (2021).
4. M. S. Zholudev, V. V. Rumyantsev, S. V. Morozov, // Semicond. Sci. Technol., V. 37, 025003 (2021).
5. Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, С. В. Морозов, *и др.* // ФТП, Т. 50, 1690 (2016).
6. V. V. Rumyantsev, D. V. Kozlov, S. V. Morozov, et al. // Semicond. Sci. Technol. V. 32, 095007 (2017).

Наблюдение осцилляций Рамсея в германии, легированном мелкими донорами

Р.Х. Жукавин[1, *], П.А. Бушуйкин[1], В.В. Кукотенко[2, 3], Ю.Ю. Чопорова[2, 3], N. Deβmann[4], К.А. Ковалевский[1], В.В. Цыпленков[1], В.В. Герасимов[2, 3], Н.Д. Осинцева[2, 3], Б.А. Князев[2, 3], Н.В. Абросимов[5], В.Н. Шастин[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия, 603950.

2 Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия, 630090.

3 Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Новосибирск, Россия, 630090.

4 FELIX Laboratory, Radboud University, Nijmegen, The Netherlands, 6525 ED.

5 Leibniz-Institut für Kristallzüchtung, 12489 Berlin, Germany, 12489.

*zhur@ipmras.ru

Экспериментально показана возможность наблюдения осцилляций Рамсея при возбуждении состояния $2p_0$ донора мышьяка в германии импульсным терагерцовым излучением лазера на свободных электронах при криогенных температурах. Контроль населенности верхнего уровня как функции времени задержки между импульсами происходил путем измерения фототока, величина которого пропорциональна населенности возбужденного уровня и обусловлена термическим возбуждением носителей заряда при конечных температурах. В ходе проведенных исследований было использовано излучение на частотах, как резонансных, так и нерезонансных с примесными переходами. Выраженные осцилляции Рамсея наблюдаются при возбуждении состояния $2p_0$, что обусловлено его наибольшей энергией связи, относительно малыми индуцированными термическими процессами при используемых температурах и достаточно большим временем релаксации.

Введение

Состояния кулоновских центров в полупроводниках привлекают внимание исследователей в качестве кандидатов для создания различных квантовых устройств. Данное обстоятельство вызвано тем, что такие объекты являются естественными нульмерными образованиями, и к настоящему моменту существуют технологии контролируемого позиционирования одиночных кулоновских центров в полупроводниковой матрице с возможностью последующей манипуляции их состоянием [1]. Наибольший интерес вызывают донорные центры в алмазе, кремнии и германии, что обусловлено, в частности, возможностью создания моноизотопной матрицы и большими временами релаксации определенных состояний кубита на основе донорных состояний. На данном этапе интерес вызывают методы квантовой оптики для манипуляций когерентными состояниями, включающие, в частности, фотонное эхо и интерференцию Рамсея. В работе [2] была продемонстрирована возможность сочетания оптической записи когерентного состояния и некогерентного электрического контроля на примере состояний доноров фосфора в кремнии. Как известно, метод интерферометрии Рамсея использует два оптических импульса длительностью менее продольного и поперечного релаксационных времен двухуровневой системы. В результате воздействия первого импульса происходит переход в суперпозицию двух состояний, а разность фаз первого и второго импульса определяет величину населенности второго уровня, понимаемую как квадрат амплитуды соответствующего вклада в волновую функцию. Воздействие первого импульса может быть рассмотрено как «запись» информации, а действие второго – как последующая манипуляция или контроль существования суперпозиции состояний. Измерение зависимости населенности второго уровня как функция времени прихода второго импульса в работе [2] происходило путем измерения фототока, величина которого пропорциональна населенности возбужденного уровня и обусловлена термическим возбуждением носителей заряда при конечных температурах.

Эксперимент

Кристаллы германия были выращены методом Чохральского с концентрациями мышьяка $5.2\cdot10^{13}$ см$^{-3}$ и $1.2\cdot10^{13}$ см$^{-3}$. Концентрация акцепторов не превышала величину порядка 10^{12} см$^{-3}$. Образцы имели размеры $0.5\times5\times10$ мм^3. Угол между полированными гранями 5×10 мм составлял ~1.5°. Образец помещался в проточный гелиевый криостат Janis ST-100 с окнами ТРХ.

Измерения проводились по четырехконтактной схеме. Между внешними контактами пропускался

постоянный ток (порядка единиц микроампер), а с внутренних контактов снималось напряжение и подавалось на осциллограф для снятия кинетики или на синхронный усилитель с возможностью последующей записи и автоматического построения величины сигнала как функции положения подвижного зеркала.

В качестве источника использовалась установка NovoFEL при Сибирском центре синхротронного и терагерцового излучения [3], состоящая из трех лазеров на свободных электронах (ЛСЭ). В данном эксперименте использовался терагерцовый ЛСЭ с возможностью перестройки в диапазоне λ=90−340 мкм, длительностью импульса ~100 пс и частотой повторения 5.6 МГц. Импульс излучения делился на две, имеющие приблизительно равные по интенсивности, части, и один из импульсов проходил через линию задержки. После прохождения интерферометра оба импульса снова сводились через тот же делитель. С помощью параболического зеркала излучение фокусировалось на поверхности образца в пятно диаметром порядка 1 мм. Излучение обоих пучков модулировалось с помощью прерывателя на частоте 140 Гц, располагающегося перед входным окном криостата с образцом. В основном, в эксперименте использовалась длина волны 131.3 мкм, соответствующая переходу $1s(A_1)$-$2p_0$ (9.44 мэВ), а также длина волны 160 мкм (7.7 мэВ) для сравнения с нерезонансным случаем.

На Рис. 1 представлена интерферограмма для случая резонансного возбуждения $1s(A_1)\rightarrow 2p_0$ для образца с концентрацией $1.2\cdot10^{13}$ см$^{-3}$. Вне резонанса (не показано) вид интерферограммы соответствует автокорреляционной функции с длительностью, соответствующей длительности импульса, при этом сигнал обусловлен, в основном, наличием остаточных примесей и термическим заселением возбужденных уровней донора. В резонансе, при задержках, превышающих длительность импульса, существует сигнал, огибающая которого имеет длительность порядка 100 пс. Преобразование Фурье при различных величинах задержки подтверждает существование осцилляций, соответствующих длине волны излучения 131 мкм. Максимальная задержка, при которой еще выделяется указанная спектральная компонента, превышает 300 пс. В случае измерения образца с большей концентрацией размер длительность осцилляций заметно меньше, при том, что вклад осцилляций Рамсея оказывается более заметным по сравнению с паразитным сигналом.

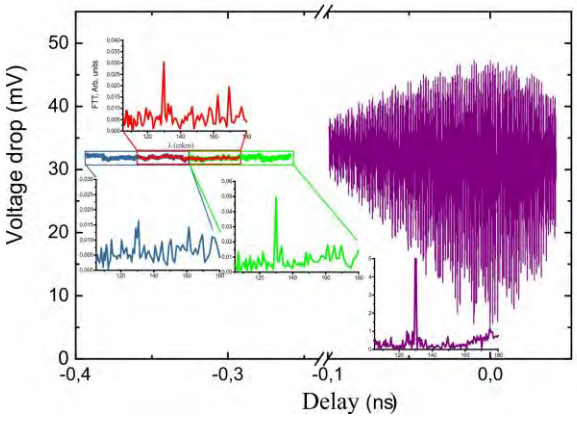


Рис. 1. Осцилляции фототока и спектр сигнала для различных интервалов задержки

Заключение

Экспериментально показана возможность наблюдения осцилляций Рамсея при возбуждении состояния $2p_0$ донора мышьяка в германии импульсным излучением ЛСЭ при криогенных температурах. Регистрация осцилляций населенности состояния $2p_0$ осуществлялась благодаря наличию термического выброса электронов в зону проводимости, что можно рассматривать как демонстрацию некогерентного считывания когерентного состояния. Используемые в представленной работе образцы позволили получить времена поперечной релаксации на уровне 100 пс, что оказывается близко к соответствующей ширине линии используемого перехода и позволяет надеяться на дальнейшее увеличение времени при использовании образцов с меньшей шириной линии.

Работа поддержана грантом РНФ 19-72-20163.

Литература

1. M. Fuechsle, J. A. Miwa, S. Mahapatra *et al.* // Nature nanotechnology, V. 7, 242 (2012).

2. K. L. Litvinenko, E.T. Bowyer, P. T. Greenland *et al.* // Nature communications, V. 6, 1 (2015).

3. Yu. Yu. Choporova, V. V. Gerasimov, B. A. Knyazev *et al.* // Physics Procedia V. 84, 152, (2016).

Структурные и оптические свойства пленок TiO_x

А.О. Жуков[1, *], А.В. Нежданов[1, §], Д.В. Шестаков[1], А.А. Скрылев[1], А.И. Машин[1], Д.А. Усанов[2], G.De Filpo [3], А.В. Ершов[1]

1 Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Paul Scherrer Institut, Forschungsstrasse 111, Villigen CH-5232, Switzerland.

3 University of Calabria, 87036 Rende (CS), Italy.

*zhukov967@gmail.com, §nezhdanov@phys.unn.ru

В настоящей работе представлены результаты исследования структурных и оптических свойств пленок TiO_x, полученных методом электронно-лучевого испарения в вакууме. Анализ проводился методами спектроскопии комбинационного рассеяния света, спектрофотометрии и атомно-силовой микроскопии. Обнаружено, что отжиг изначально аморфных пленок приводит к формированию в них структурной фазы типа анатаз, которая является оптимальной для применения данного материала в фотокаталитических процессах.

Введение

В наше время как никогда актуальна проблема загрязнения окружающей среды. Развитие промышленности приводит к росту темпов загрязнения воды и атмосферы, а современные методы очистки зачастую являются технически сложными и дорогостоящими. Все это делает актуальной задачу разработки и исследования новых альтернативных методов очистки и утилизации различных токсичных веществ, которые позволили бы как экономически, так и технически более эффективно решать данную проблему.

Одним из наиболее перспективных для решения подобных задач методом являются применение фотокатализа. Поскольку в фотокаталитических процессах используется солнечное или ультрафиолетовое излучение и для этого требуется минимальное количество оборудования, данная технология является относительно недорогой и технически простой. Предлагается в качестве фильтрующей системы использовать мембраны из углеродных нанотрубок, модифицированных наночастицами TiO_2 [1]. Подобные системы пригодны для очистки сточных вод различных химических предприятий, и потенциально являются более эффективными по сравнению с нынешними методами очистки: фильтрацией, адсорбцией и др. TiO_2 – один из наиболее привлекательных фотокатализаторов, пригодных для очистки сточных вод и воздуха благодаря ряду полезных свойств: высокая фотокаталитическая активность, химическая стабильность, коррозийная стойкость, малая стоимость и многие другие [2].

Методика эксперимента

Серия пленок TiO_x разной толщины была получена методом электронно-лучевого испарения в вакууме на комбинированной вакуумной установке 2G11G2- ElBeam-OQ-03 (Torr Int, США) на различных подложках. Температура подложек в процессе напыления составляла 300°C и 60°C для разных образцов.

Спектры КРС были получены на комплексе рамановской спектроскопии NTEGRA Spectra производства компании NT-MDT (г. Зеленоград). Возбуждающее излучение фокусировалось 100х объективом с числовой апертурой 0.90. Спектры КРС были получены в схеме на отражение с разрешением 0.8 $см^{-1}$. Спектры пропускания и отражения были получены на двухлучевом спектрофотометре “Cary 5000”. Морфология поверхности исследуемых образцов снималась с использованием атомно-силовой сканирующей головки Smena, на базе зондовой нанолаборатории NTEGRA Spectra в полуконтактном режиме. Все исследования были проведены в атмосферных условиях при комнатной температуре.

Результаты

Полученные пленки были отожжены при различных температурах в течение нескольких часов. Параметры отжига подбирались экспериментально, а также исходя из технических ограничений, накладываемых температурными свойствами мембран из углеродных нанотрубок, которые в дальнейшем планируется модифицировать наночастицами TiO_2.

Как известно, диоксид титана существует в виде нескольких кристаллических модификаций. В природе можно встретить анатаз, рутил и брукит. Анатаз и рутил обладают тетрагональной сингонией, они принадлежат к пространственной группе D_{4h}^{19}, D_{4h}^{14}, а брукит имеет ромбическую сингонию и принадлежит к пространственной группе D_{2h}^{15} [3].

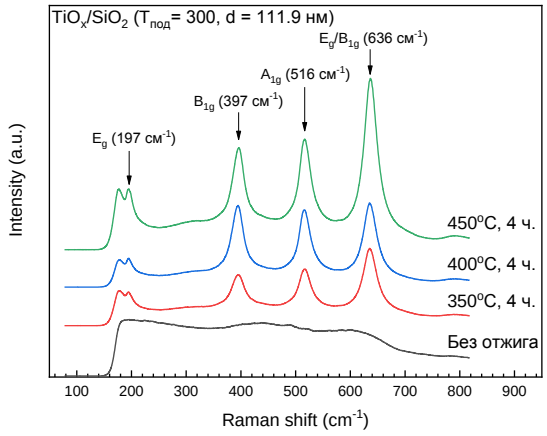


Рис. 1. Спектры КРС пленок TiO_x/SiO_2 ($T_{под}$ = 300°C, d = 111.9 нм) при разной температуре отжига, время отжига 4 часа, длина волны накачки 473 нм

На рис. 1 представлены спектры КРС пленок TiO_x/SiO_2 ($T_{под}$ = 300°C, d = 111.9 нм), отожженных при разных температурах. На отожженных образцах наблюдаются несколько четко различимых максимумов при 197, 397, 516 и 636 см$^{-1}$, которые соответствуют следующим колебательным модам анатаза: E_g (197 см$^{-1}$), B_{1g} (397 см$^{-1}$), A_{1g} (516 см$^{-1}$) и E_g/B_{1g} (636 см$^{-1}$) [1, 4]. Пики при 397, 516 и 636 см$^{-1}$ соответствуют колебаниям связей Ti – O [4]. Широкую полосу при 240 – 350 см$^{-1}$ можно отнести к колебаниям связи O – O [4], а небольшой пик при 197 см$^{-1}$ соответствует колебаниям связи Ti – Ti [4].

Как можно увидеть по характеру спектров, полученные пленки изначально находились в аморфной фазе, однако при отжиге мы наблюдаем появление кристаллической фазы анатаза, причем с ростом температуры отжига интенсивность указанных пиков растет, что говорит о повышении доли кристаллической фазы. Предполагается, что в процессе роста формируются пленки TiO_x и уже в дальнейшем, при отжиге, они добирают недостающие атомы кислорода из атмосферы, достраиваясь до кристаллической фазы анатаза.

На рис. 2 представлено АСМ изображение поверхности исследуемой пленки. На поверхности видно большое количество нанооствровков. Обнаружено, что при отжиге среднеквадратичная шероховатость поверхности увеличивается, так же, как и средний размер островка.

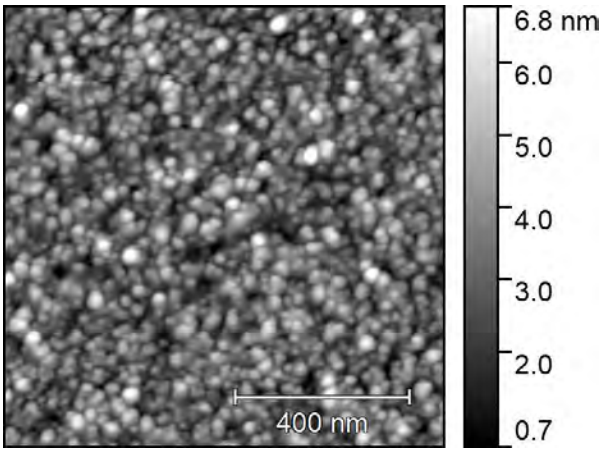


Рис. 2. АСМ изображение поверхности исходного образца TiO_2/Al_2O_3 ($T_{под}$ = 60°C, d = 141.4 нм), среднеквад-ратичная шероховатость Sq = 1 нм

Также были получены спектры пропускания и отражения указанных образцов, из которых при помощи построения Тауца были определены значения оптической ширины запрещенной зоны (ОШЗЗ). Для исходных аморфных пленок значение ОШЗЗ составило 3.4 эВ. В процессе отжига наблюдалось уменьшение данного значения.

Таким образом, в результате отжига в исследуемых пленках формируется кристаллическая фаза анатаза, которая проявляет наибольшую фотокаталитическую активность [5], а интенсивность наблюдаемых пиков растет с повышением температуры отжига. Вместе с этим наблюдается развитие поверхности, что потенциально будет способствовать повешению эффективности фотокаталитических процессов. Более подробное обсуждение будет представлено в стендовом докладе.

Литература

1. G. De Filpo, E. Pantuso, K. Armentano *et al.* // Membranes, V. 8, 35 (2018).
2. R. Singh, S. Dutta // Adv.P.Tech. V. 29, 211 (2018).
3. U. Balachandran, N.G. Eror // J. Solid State Chem. V. 42, 276 (1982).
4. F.D. Hardcastle // JAAS, V. 65, 42 (2012).
5. T. Ohno, K. Sarukawa, M. Matsumura // New J. Chem. V. 26, 1167 (2002).

О механизмах фотолюминесценции в коллоидных квантовых точках

Н.Д. Жуков*, А.А. Хазанов

Общество с ограниченной ответственностью «НПП Волга», Саратов

ndzhukov@rambler.ru

В модели конкуренции экситонного механизма и размерного электронного квантования объяснены обнаруженные новые свойства: аномальная температурная зависимость фотолюминесценции и её токовые гашение и стимуляция.

Первая волна исследований коллоидных квантовых точек (QD) была посвящена их фотолюминесцентной (ФЛ) способности в видимом спектральном диапазоне [1]. Вторая волна исследований посвящена QD на основе более узкозонного полупроводника – сульфида свинца – с целью создания технологии и при-менений квантовых точек, обладающих фотолюми-несценцией в спектральной ближней ИК-области [2]. Следующий этап исследований в последние годы пос-вящѐн продвижению в более длинноволновую область за счѐт использования узкозонных полупроводников, таких как антимонид индия [3]. Как показано в больши-нстве работ, ФЛ существенно растѐт в вариантах QD с оболочкой и сильно падает в вариантах узкозонных полупроводников. При этом, как правило, авторы отно-сят эти эффекты к влиянию состояния электронных свойств на границе ядро-оболочка. Однако, обнаружен-ные другие проявления, например, мерцание ФЛ, объяс-няются иными модельными представлениями [4].

В нашей работе, используя модель размерного ограничения движения электрона в QD, мы предлагаем и доказываем вариант конкуренции двух механизмов – экситонного и размерного квантования – для объяс-нений наблюдаемых явлений, в частности аномальной температурной зависимости фотолюминесценции, о чѐм сообщено в нашей статье [5]. При этом нами проведены дополнительные исследования – сравнительное соот-ношение уровня ФЛ и размеров QD при вариациях условий синтеза, температурной зависимости фотолюминесценции (ФЛ), влияния энергетического возде-йствия (электрическим полем) на состояние электронов в QD и, за счѐт этого, стимуляции или гашения ФЛ.

При анализе использованы формулы для энергии экситона E_{ex} [6] и энергии электрона $\tilde{E}_n$ [7] в ависимости от размера квантовой точки a:

$$E_{ex} = E_g + 2m_{ex}e^3h^{-2} + n^2h^2(2m_{ex}a_{ex}^2)^{-1} - 3.6e^2(\varepsilon a_{ex})^{-1} \quad (1)$$

$$\tilde{E}_n \sim h^2n^2(8m_e a^2)^{-1} \quad (2)$$

где: h – постоянная Планка; e – заряд электрона; ε - диэ-лектрическая проницаемость полупроводника; n – кван-товое число; $m_{ex} = m_e m_p(m_e + m_p)^{-1}$ – масса экситона, m_e и m_p – эффективная масса электрона и дырки, соответст-венно.

Размер a_{ex}* устойчивого состояния экситона вычисляется из равенства третьего и четвѐртого слагаемых в формуле (1): $a_{ex}^* = 0.14\varepsilon(hn/e)^2/m_{ex}$.

Исследование проведено на образцах, изготовленных по технологиям, описанным в работах [2, 3]: QD- CdSe(ZnS), CdTe(CdS); PbS, PbS(CdS); InSb, InSb(CdS), (в скобках указаны формулы оболочек).

На рис. 1,*а* приведены типичные кривые температурной зависимости интегральной фотолюминесценции для QD-CdSe(ZnS) (кр. 1) и, для сравнения – стандар-тных люминофоров ZnCdS:Ag, отечественного (кр.2) и импортного (кр. 3). Поведение кривых температурной зависимости ФЛ квантовых точек халькогенидов кадмия качественно мало отличается от стандартных люми-нофоров с той разницей, что изменения – существенно значительней. Уменьшение ФЛ с ростом температуры в данном случае связано с возрастающим рассеянием рекомбинирующих носителей на фононах. В случае же квантовых точек за счѐт влияния поляризации и уменьшения $\varepsilon/\varepsilon_0$ уменьшается критический параметр a_{ex}*, что приводит к уменьшению вероятности обра-зования экситонов. При этом квантоворазмерное огра-ничение электронов не вносит своего влияния, пос-кольку его критический параметр – длина волны де Бройля для электрона $\Lambda \sim h(2m\tilde{E}_n)^{-1/2}$ – меньше размеров QD и параметра a_{ex}* .

На рис. 1,*b* приведены кривые температурной зависимости интегральной ФЛ для QD сульфида свинца: кр.1-2 – PbS(CdS) для спектральных максимумов 1500 и 1200 нм (размеры QD *a*~5±1 нм), 3 – QD-PbS с размерами *a*~ 8±2 нм.

Размерное квантование в глубокой протяжѐнной квантовой яме QD физически проявляется в том, что электрон в устойчивом состоянии (на квантовом уровне) совершает резонансное колебательное движение между границами до момента, когда он: либо туннелирует из QD, либо перейдѐт в другое устойчивое состояние, либо рекомбинирует с дыркой. При этом в последнем случае вероятность неизлучательной рекомбинации будет зна-чительно больше, чем излучательной. Возможно также и то, что электрон «прилипнет» в некое устойчивое состояние на границе ядра QD с его окружением или в нѐм самом. Используя такую модель, можно объяснить обнаруженные экспериментально явления.

Для образцов QD-PbS с относительно большими размерами (*a*~8±2 нм) и всех вариантов QD антимонида индия характерно сильное влияние квантоворазмерного ограничения так, что фотолюминесценция либо не наблюдается, либо имеет очень малый уровень (кр. 3. рис. 1,*b*). При этом необходимо отметить, что в этих случаях расчѐты по формуле (1) приводят к некор-ректным результатам.

Для образцов QD-PbS с размерами *a*~5±1 нм температурные зависимости имеют аномальный характер (кр. 1-2, рис. 1,*b*). В формуле (1) зависимые от тем-пературы величины m_{ex} и ε с еѐ ростом изменяются так, что уменьшается энергия связи экситона и, соот-ветственно, уменьшаются вероятность его образования и время жизни. В связи с этим, с ростом температуры, начиная от точки максимума, интенсивность ФЛ QD- CdSe(ZnS) и CdTe(CdS) (рис. 1*a*, кр. 1) и QD-PbS (рис. 1,*b*, кр. 1-2) примерно линейно уменьшается.

Уменьшение ФЛ для QD-PbS (рис. 1,*b*, кр. 1-2) с уменьшением температуры, начиная от точки макси-мума, можно объяснить, учитывая, что в квантовых точках с высокими параметрами размерного кванто-вания, какими являются КТ-PbS, происходит конку-ренция эффектов, когда квантоворазмерное ограничение уменьшает вероятность фотолюминесценции. И пос-кольку с уменьшением температуры эффективная масса уменьшается, то есть размерное квантование усилии-вается, относительная интенсивность ФЛ уменьшается.

Для образцов QD-PbS, имеющих большой разброс по размерам (кр. 3 рис. 1,*b*), люминес-цирующими являются QD относительно больших размеров, в которых квантоворазмерное ограничение, если оно даже и есть, не является лимитирующим. В этих случаях, скорее всего, проявляется механизм захвата электронов уровнями приграничных состояний. Об этом могут свидетельствовать характер темпера-турных и спектральных зависимостей. Построения и расчѐты по формуле Аррениуса позволили получить значения – 0.28 и 0.08 eV.

Работа выполнена с поддержке гр. РФФИ 20-07-00307.

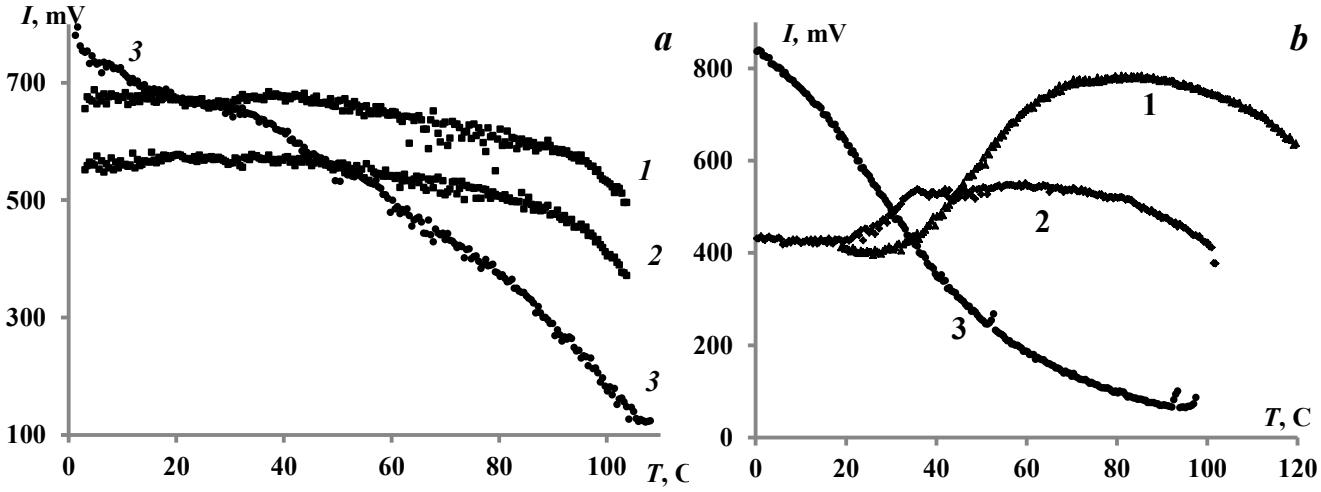


Рисунок 1 – Зависимости уровня ФЛ (сигнала фотоприёмника) от температуры.

***a*:** 1 - QD-CdSe(ZnS); 2, 3 – порошковые люминофоры ZnCdS:Ag;

***b*:** 1 – QD-PbS(CdS)-1500 нм; 2 – QD-PbS(CdS)-1200 нм; 3 – QD-PbS

Литература

1. Наночастицы, наносистемы и их применение. Под ред. В.А.Мошникова. Уфа: Аэтерна, 2015.ISBN 978-5-906808-95-0.
2. Дежуров С.В., Трифонов А.Ю., Ловыгин М.В., и др. Российские нанотехнологии. **11**, 5–6, 54-59 (2016).
3. Д.В. Крыльский, Н.Д. Жуков. Письма в ЖТФ. **46**, 18, 15-18 (2020).
4. Перепелица А.С. Автореф. канд. дисс. http://www.science.vsu.ru/dissertations.pdf
5. Н.Д. Жуков, С.А. Сергеев, А.А. Хазанов, И.Т. Ягудин. Письма в ЖТФ. 47, 22, 37-40 (2021).
6. С.И. Садовников, Н.С. Кожевникова, А.И. Гусев. ФТП, 45, 12, 1621-1632 (2011).
7. В.П. Драгунов, И.Г. Неизвестный, В.А. Гридчин, *Основы наноэлектроники*, (М.: Логос, 2006) 340 с.

Влияние процесса формирования единичного кластера радиационных дефектов на характеристики короткоканальных транзисторных структур

И.Ю. Забавичев[1, 2, *], А.С. Пузанов[1, 2], С.В. Оболенский[1, 2]

1 Филиал РФЯЦ ВНИИЭФ «НИИИС им. Ю.Е. Седакова», ул. Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*zabavichev.rf@gmail.com

Исследовано влияние формирования единичного кластера радиационных дефектов на характеристики короткоканальных структур. Проведены оценки изменения проводимости канала современных кремниевых транзисторов с различными размерами рабочих областей.

Введение

Радиационное воздействие потока отдельных ядерных частиц (ОЯЧ) приводит к ухудшению таких параметров полупроводниковых материалов как концентрация и подвижность основных носителей заряда. Причиной данных изменений является возникновение скоплений структурных повреждений – кластеров радиационных дефектов (КРД), вызванному упругим взаимодействием ОЯЧ (протона, нейтрона, альфа частицы, тяжелой заряженной частицы или первичного атома отдачи) с атомами кристаллической решетки вещества [1]. Формирование кластера радиационных дефектов, наряду с упругим взаимодействием отдельных атомов, сопровождается процессом ионизации, который заключается в генерации неравновесных электронно-дырочных пар.

Данные процессы имеют различные пространственные и временные масштабы, поэтому по мере уменьшения топологических размеров транзисторных структур и характерных времен переключения ячеек ОЗУ на их основе, описанные выше явления в различной степени влияют на перенос носителей заряда.

В данной работе впервые проведен анализ влияния процесса формирования единичного кластера радиационных дефектов на характеристики короткоканальных транзисторных структур.

Параметры разупорядоченной области

В современных приборах, где энергия подвижных носителей заряда может достигать 1 эВ, длина волны электронов может стать меньше расстояний между ОПЗ субкаскадов в каскаде смещенных атомов. Таким образом, протяженные кластеры радиационных дефектов распадаются на цепочку независимых, непрозрачных для высокоэнергичных носителей заряда включений - субкластеров радиационных дефектов (СКРД).

Ионизация при радиационном воздействии возникает по причине двух процессов: кулоновского взаимодействия заряженной частицы с электронами внешних орбиталей атомов кристаллической решетки и ударного взаимодействия двух атомов, в результате которого изначально покоящийся атом кристаллической решетки приобретает энергию, большую чем кинетическая энергия орбитальных электронов на внешней оболочке.

Обобщая вышеизложенное, в таблице 1 представлены характерные пространственные и временные масштабы процесса упругого и ионизационного взаимодействия при образовании разупорядоченной области первичным атомом отдачи Si с энергией 50 кэВ.

Таблица 1. Параметры процесса формирования разупорядоченной области

Объект / Масштаб	Пара Френкеля	Электронно-дырочная пара	КРД	Ток ионизации
Расстояние, нм	2	3	11	24
Время, пс	10^{-4}	10^{-3}	100	0,2

Из представленных результатов следует, что пространственные и временные масштабы процессов

упругого взаимодействия и ионизации существенно различаются: Поэтому для оценки влияния формирования единичного кластера на параметры работы транзисторных структур данные процессы можно рассматривать по отдельности.

Результаты расчетов и их обсуждение

Расчеты влияния процесса формирования единичного кластера радиационных дефектов на характеристики короткоканальных транзисторных структур выполнены для различных топологических норм, подробные характеристики которых представлены в работе [2].

Для оценки изменения размеров КРД в каждый момент времени использовался программный комплекс LAMMPS [3] и методика, представленная в работе [4]. Для решения задачи кластеризации (разбиения отдельного каскада смещений на отдельные субкаскады) каждого реализации разупорядоченной области использовался алгоритм DBSCAN [5].

На рисунке 1 представлены зависимости относительного изменения проводимости канала транзисторной структуры во для различных длин затвора при формировании КРД первичным атомом отдачи Si с энергией 50 кэВ.

Из представленных результатов следует, что с уменьшением размеров канала транзистора возможна ситуация, когда в течении короткого промежутка времени проводимость канала падает практически до нуля с последующим восстановлением. В этом случае возникает обратимый сбой работы транзисторной структуры, несвязанный с ионизационными процессами.

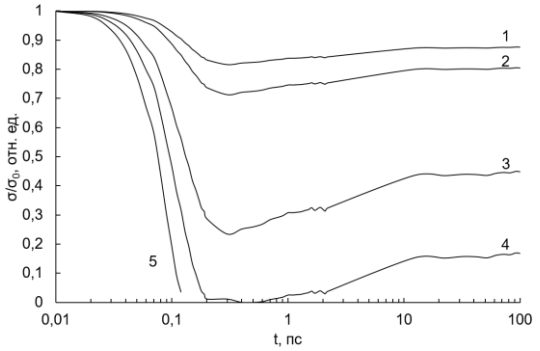


Рис. 1. Относительное изменение проводимости канала транзисторной структуры с различной длиной затвора: 1 – 24 нм, 2 – 18 нм, 3 – 14 нм, 4 – 10 нм, 5 – 6 нм

Заключение

Работа выполнена при финансовой поддержке Национального центра физики и математики (НЦФМ).

Литература

1. Б. А. Калин *и др.* Физическое материаловедение. Том 4. Физические основы прочности. Радиационная физика твердого тела. Компьютерное моделирование. М.: МИФИ, 2008. – 696 с.
2. International Roadmap for Devices and Systems. 2017 Edition, Copyright @ 2018 IEEE.
3. S. Plimton. J. Comput. Phys., 117(1), 1 (1995).
4. И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов. Физика и техника полупроводников, 53(9), 1279 (2019).
5. M. Ester, H. Kriegel, X. Xu // Proceedings of the Second International Conference on knowledge discovery and data mining, 1996. P. 226-231.

Плазмонные солитоны в экранированных двумерных электронных системах

А.А. Заболотных[1]

1 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11-7.

*andrey.zabolotnyh@phystech.edu

Аналитически исследуются плазменные уединенные волны (солитоны) в двумерной электронной системе параллельно которой расположены идеально проводящие электроды (затворы). Солитоны анализируются с помощью непертурбативного модельного подхода, в рамках которого уравнение Пуассона для связи потенциала и плотности заряда солитона заменяется на эффективное уравнение. Отличие данного подхода от традиционных пертурбативных подходов (применимых в слабонелинейном режиме) в том, что он не только позволяет получить аналитическое выражение для формы солитоны, но и дает возможность рассмотреть режим сильной нелинейности, когда возмущение концентрации, связанное с солитоном, порядка равновесной концентрации.

Теоретически исследуются плазменные солитоны в двумерной (2D) электронной системе (ЭС), экранированной двумя идеально проводящими затворами, расположенными выше и ниже 2D ЭС. Солитоны — это нелинейный волны, которые сохраняют свою форму в процессе распространения. Качественно, сохранение формы становится возможным благодаря «компенсации» нелинейности уравнений динамики и «эффектов дисперсии», т.е. нелинейности спектра обычных волн.

Подобная задача впервые была рассмотрена в работе [1], в которой для описания нелинейных плазменных волн уравнение Пуассона, связывающее электрический потенциал и плотность заряда в 2D ЭС, раскладывалось в Фурье-пространстве по параметру qd, где d — расстояние между металлическими затворами и 2D ЭС, а q соответствовал волновому вектору плазмона в линейном режиме. При этом, параметр qd считался малым, а разложенное уравнение содержало первую и третью степень этого параметра (экранировка осуществлялась двумя затворами, поэтому квадратичное слагаемое отсутствовало), что в конечном итоге в координатном пространстве приводило к уравнению типа Кортевега - де Вриза, имеющего известные солитонные решения. Недостатком данного метода является то, что из-за разложения по $qd<<1$, возможно рассмотрение только режима слабой нелинейности, когда ширина солитона велика по сравнению с d, а возмущение концентрации мало по сравнению с равновесной.

В данной работе вместо разложения по qd используется метод замены ядра в интегральной форме уравнения Пуассона на более простое (по аналогии с методом, применѐнным в [2,3] для поиска спектра краевых плазменных возбуждений), который, также как и метод разложения по qd, позволяет решить задачу аналитически. Однако, кроме того, метод замены ядра позволяет рассмотреть нелинейные плазменные волны с характерным масштабом неоднородности вплоть до d и возмущением концентрации порядка равновесной.

Также в работе найдена связь параметров солитона: амплитуды, скорости и ширины. В рамках использованного подхода получено, что солитоны имеют скорости, лежащие диапазоне от v_p до $2v_p$, где v_p — скорость линейных плазменных волн в длинноволновом пределе $qd<<1$. При скоростях солитона вне этого интервала, по-видимому, стабильных солитонов не существует.

Работа выполнена за счет средств гранта РНФ 21-72-00114.

Литература

1. А. О. Говоров, В. М. Ковалев, А. В. Чаплик // Письма в ЖЭТФ, Т. 70, С. 479 (1999).
2. A. L. Fetter // Physical Review B, V. 32, 7676 (1985).
3. А. А. Заболотных, В.А. Волков // Письма в ЖЭТФ, Т. 104, 424-429 (2016).

Квазистационарные плазмоны в частично экранированных двумерных электронных системах

А.А. Заболотных[1], В.В. Еналдиев[1, 2, 3], В.А. Волков[1, *]

1 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11-7.

2 National Graphene Institute, University of Manchester, Booth St. E. Manchester M13 9PL, United Kingdom.

3 University of Manchester, School of Physics and Astronomy, Oxford Road, Manchester M13 9PL, United Kingdom.

*volkov.v.a@gmail.ru

Рассмотрены квазистационарные плазменные колебания в бесконечных двумерных (2D) электронных системах (ЭС) вблизи которых расположен затвор в виде полосы или диска. Квазистационарность связана с конечным временем жизни этих плазменных колебаний по отношению к распаду в континуум неэкранированных плазмонов, существующих в 2D ЭС вдали от затвора. Обсуждается связь квазистационарных мод с особенностями в рассеянии плазменных волн на экранированных областях 2D ЭС.

Доклад посвящен результатам аналитического исследования т.н. околозатворных плазмонов, возникающих в частично экранированных 2D ЭС, когда сама 2D ЭС однородна и бесконечна, а расположенный вблизи неѐ затвор имеет форму полосы или диска, т.е. ограничен по одному или двум направлениям. Известно, что в случае затвора в форме бесконечной полосы возникает серия плазменных волн, распространяющихся вдоль затвора и локализованных около него в поперечном направлении [1,2]. Однако, помимо таких локализованных в поперечном направлении мод в 2D ЭС с затвором в форме полосы существуют также квазистационарные околозатворные плазмоны, имеющие конечное время жизни по отношению к распаду в континуум неэкранированных 2D плазмонов. Спектр таких околозатворных плазмонов, соответственно, лежит внутри 2D континуума.

Если рассмотреть 2D ЭС с затвором в форме диска, то окажется, что *все* околозатворные плазмоны являются квазистационарными, т.е. «настоящих» локализованных около затвора мод не возникает [3].

Однако, тот факт, что часть околозатворных плазмонов существует на фоне континуума неэкранированных 2D плазмонов означает, что такие квазистационарные плазмоны должны возбуждаться с помощью неэкранированных плазмонов и проявляться как особенности в рассеянии последних на части 2D ЭС, находящейся под затвором. И действительно, в работе [3] было показано, что сечение рассеяния неэкранированных 2D плазмонов на экранированной области 2D ЭС в форме диска как функция частоты 2D плазмона имеет ряд выраженных максимумов. Пики в сечении рассеяния соответствуют возбуждению квазистационарных околозатворных плазмонов, а ширина пиков позволяет определить время жизни таких плазмонов. Кроме того, показано [3], что приложение внешнего перпендикулярного магнитного поля приводит к простой сдвижке частот резонансов рассеяния, что делает магнитное поле удобным инструментом для исследования данного явления.

Предполагается, что экспериментально такое рассеяние плазмонов может быть реализовано и визуализировано с помощью техник типа сканирующей ближнеполевой оптической микроскопии (SNOM).

Работа выполнена за счет средств гранта РНФ 21-12-00287.

Литература

1. A. A. Zabolotnykh, V. A. Volkov // Physical Review B, V. 99, 165304 (2019).
2. А. М. Зарезин, П. А. Гусихин, И. В. Андреев *et al.* // Письма в ЖЭТФ, Т. 113, С. 740 (2021).
3. A. A. Zabolotnykh, V. V. Enaldiev, V. A. Volkov // Physical Review B, V. 104, 195435 (2021).

Эффекты запаздывания в плазменных колебаниях 2D диска

И.В. Загороднев*, Д.А. Родионов, А.А. Заболотных

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11 корп. 7, Москва, 125009.

*zagorodnev@phystech.edu.

Анализируются плазменные колебания в диске из двумерного электронного газа с учетом эффектов электромагнитного запаздывания и внешнего перпендикулярного магнитного поля. Показано, что частота плазменных резонансов может быть достаточно хорошо найдена из закона дисперсии плазменных колебаний для бесконечной системы подходящим размерным квантованием волнового вектора. Затухание плазменных колебаний таким способом не описывается и необходимо как минимум корректно учитывать радиационные потери, отсутствующие в бесконечной системе.

Недавно систематические экспериментальные исследования плазменных резонансов в дисках из двумерного электронного газа в квантовых ямах GaAs/GaAlAs, в режиме, когда электромагнитное запаздывание не мало (т.е. когда размер диска достаточно велик и сравним с длиной волны возбуждающего излучения), выявили целую область параметров, в которой практически отсутствуют аналитические расчеты, а местами даже качественное понимание физических процессов [1]. И если частоту плазменных резонансов в таких дисках можно качественно описать, используя размерное квантование волнового вектора плазмона размером диска в законе дисперсии для бесконечной системы (с учѐтом электромагнитного запаздывания), то корректно описать ширину линии поглощения или, по-другому, затухание плазменных колебаний, таким способом не удается. В таких случаях, часто считают, что ширина линии определяется суммой столкновительного и радиационного уширений [2,3]. Столкновительное уширение определяется обратным временем релаксации носителей, а радиационное – потерями энергии на излучение (в пренебрежении столкновениями). Данный доклад является продолжением работы [4]. В нѐм будут теоретически проанализированы резонансная частота и ширина линии поглощения электромагнитного излучения двумерным электронным газом в форме диска, в том числе в магнитном поле.

Будет показано, что в практически интересном случае, когда частота плазменных резонансов больше обратного времени релаксации (столкновительного уширения), положение резонансов слабо зависит от времени релаксации, в то время как ширина мод существенно зависит от соотношения между столкновительным и излучательным уширением и не является их суммой. Ширина линии поглощения зависит от величины электромагнитного запаздывания немонотонно и при определенном подборе параметров может быть меньше столкновительного уширения.

В постоянном магнитном поле, ортогональном плоскости 2D системы, для небольших дисков (когда электромагнитным запаздыванием можно пренебречь) с ростом величины магнитного поля частота плазменного резонанса выходит на циклотронную частоту, т.е. асимптотически линейно зависит от магнитного поля. При этом максимум поглощения приходится на наименьшую по частоте моду, отвечающую основному радиальному «квантовому» числу. С увеличением размеров диска (и ростом роли электромагнитного запаздывания) в магнитном поле пик поглощения смещается в сторону больших радиальных чисел, а асимптотическое поведение резонансных частот в магнитном поле усложняется.

Работа поддержана грантом РНФ № 21-12-00287.

Литература

1. P.A. Gusikhin, V.M. Muravev, A.A. Zagitova *et al.* // Phys. Rev. Lett. 121, 176804 (2018).
2. I. Zoric, M. Zach, B. Kasemo, C. Langhammer // ACS Nano 5, 2535 (2011).
3. I.V. Andreev, V.M. Muravev, V.N. Belyanin, I.V. Kukushkin // Appl. Phys. Lett. 105, 202106 (2014).
4. I.V. Zagorodnev, D.A. Rodionov, A.A. Zabolotnykh // Phys. Rev. B 103, 195431 (2021).

Новый люминесцентный центр, связанный с переходными элементами, в кристаллическом диоксиде титана

Д.А. Зазымкина, С.И. Ченцов, Д.Ф. Аминев, С.Н. Николаев, В.С. Кривобок

1 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т., 53, Москва, 119991.

*zazymkina_darya@mail.ru

В ближнем ИК диапазоне исследована стационарная и разрешенная по времени низкотемпературная (5К) люминесценция порошков кристаллического диоксида титана. При оптическом возбуждении порошков ниже края фундаментального поглощения обнаружен новый люминесцентный центр, формирующий бесфононный переход в районе 1.573 эВ, серию фононных повторений в диапазоне 1.565-1.545 эВ и широкую полосу с максимумом в районе1.42эВ. Совокупность свойств обнаруженного люминесцентного центра указывает на его связь с внутрицентровыми оболочками переходного элемента. Химический анализ исследуемых порошков позволяет утверждать, что основным кандидатом на роль данного элемента является примесь ванадия.

При гелиевых температурах исследованы люминесцентные свойства микро и нанопорошков диоксида титана в ближнем ИК диапазоне.

Обнаружено, что при оптическом возбуждении ниже края фундаментального поглощения в спектрах излучения доминирует люминесцентная система, состоящая из узкого ~1мэВ перехода, серии сателлитных пиков и широкой полосы с максимумом в районе 1.42 эВ (**Рисунок 1)**. Характерный вид спектра излучения не меняется при использования оптического возбуждения с разными длинами волн, что указывает на связь всех линий с одним и тем же люминесцентным центром. Данный вывод подтверждается измерениями спектров фотолюминесценции с временным разрешением. В частности, для всех компонент спектра излучения регистрируются одинаковое затухание сигнала люминесценции в условиях импульсного возбуждения.

Анализ тонкой структуры спектров в диапазоне 1.573-1.545 эВ позволяет однозначно отождествить пик в районе 1.573 эВ с бесфононным переходом, а структуру в районе 1.565-1.545 эВ – с фононными повторениями, стоксовы сдвиги которых соответствуют локальным максимумам в фононной плотности состояний рутиловой фазы. Связь центра именно с рутиловой фазой подтверждается резким, приблизительно на два порядка, увеличением интенсивности обнаруженной люминесцентной системы после отжига при температуре 1000С. Данный отжиг приводит к структурной перестройке порошков, преимущественно состоящих из анатазной фазы, в рутиловую фазу.

Совокупность свойств обнаруженного люминесцентного центра указывает на его связь с внутрицентровыми оболочками переходного элемента. Внутрицентровый характер перехода подтверждается тем, что свойства люминесцентной системы не чувствительны к размеру кристаллитов при их уменьшении вплоть до 10 нм. Химический анализ исследуемых порошков с помощью масс-спектроскопии в индуктивно связанной плазме позволяет утверждать, что основным кандидатом на роль данного элемента является примесь ванадия. Альтернативная интерпретация может быть связана с атомами титана ближайшее окружение, которых нарушено.

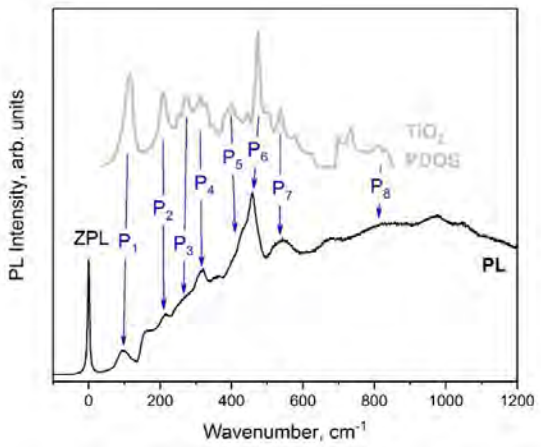


Рис. 1. Черная кривая - пример спектра низкотемпературной (5К) фотолюминесценции микропорошка диоксида титана, записанный в условиях оптического возбуждения излучением с длинной волны 405 нм. Серая кривая сверху иллюстрирует плотность фононных состояний для рутиловой фазы диоксида титана

Широкую полосу в районе ~1.42 эВ мы предварительно связываем с проявлением неадиабатического электрон-фононного взаимодействия характерного для некоторых типов внутрицентровых переходов. Сосуществование адиабатических (узкий пик с фононными повторениями) и неадиабатических (широкая бесструктурная полоса) переходов для одного и того же центра связано, по-видимому, с наличием тонкой структуры для возбужденного состояния системы. Данная тонкая структура позволяет также объяснить биэкспоненциальный характер затухания сигнала люминесценции при низких температурах.

Из измерений спектров возбуждения люминесценции следует, что у обнаруженной люминесцентной системы существуют внутрицентровые возбужденные состояния формирующие полосы поглощения в районе 3.1 эВ и 2.5-2.9 эВ.

Данные полосы обеспечивают возможность квазирезонансного возбуждения люминесцентной системы делая ее перспективной для реализации оптических маркеров диоксида титана, в том числе, в наноформе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант МИКРОМИР # 19-05-50145).

Особенности оптических и морфологических свойств отожженных многослойных наноструктур Ge/Al_2O_3 и $Ge/Si/Al_2O_3$

А.В. Зайцев[1], А.В. Ершов[1,*], К.В. Дуров[1], А.В. Нежданов[1], Р.Н. Крюков[1], С.Ю. Зубков[1], Д.Е. Николичев[1], Н.В. Байдусь[1], А.А. Левин[2], М.В. Байдакова[2]

1 Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021.

* ershov@phys.unn.ru

Методом электронно-лучевого испарения в вакууме сформированы многослойные наноструктуры Al_2O_3/Si/Ge/Si и Al_2O_3/Ge с фиксированными толщинами слоев Al_2O_3 и Ge, равными 5 и 3 нм, соответственно, а толщина Si-слоев для разных образцов составляла 0 и 1-3 нм. Образцы подвергались отжигу в интервале температур 700 – 900°C. Для анализа оптических и структурных свойств использовались методы комбинационного рассеяния света, фотолюминесценции, рентгеновских методик фотоэлектронной спектроскопии, рефлектометрии и дифрактометрии.

Введение

Считается, что уменьшение размерности кремния или германия до 0-мерной решит проблему низкой излучательной способности, связанной с «непрямозонностью» энергетических диаграмм данных полупроводников. Это актуально не только для создания перспективных светоизлучающих приборов, но и солнечных преобразователей и элементов энергонезависимой памяти.

В последнее время особый интерес проявляется к структурам типа «ядро/оболочка» в диэлектрической матрице, поскольку в них можно управлять параметрами зон на гетеропереходе II-типа. С помощью моделирования, на основе полуэмпирического метода, предполагается локализация электронов в Si-оболочке, дырок в Ge-ядре, а также $L-X$ переключение минимума зоны проводимости, что значительно влияет на вероятность переходов с участием фононов [1]. Кремний, «обволакивая» германий, предотвращает его окисление при взаимодействии с матрицей. Результаты по экспериментальному получению квантовых точек Ge/Si ”ядро/оболочка“ в аморфном оксиде алюминия представлены в [2].

В данной работе обсуждается связь модификации высокотемпературным отжигом структурных свойств образцов, выявленных из рентгеновских методик с оптическими параметрами, включая структурные данные, представленные в [2, 3].

Методика эксперимента

Напыление многослойных наноструктур (МНС) Al_2O_3/Si/Ge/Si и Al_2O_3/Ge проводилось методом электронно-лучевого испарения при последовательном осаждении несколько десятков периодов чередующихся нанослоев германия, кремния, оксида алюминия. Подложки – сапфир (R-срез) и КДБ-20 Si(100). Температура осаждения 310°C. Толщина слоев контролировалась кварцевым датчиком. Образцы подвергались изохронному (60 мин) отжигу при температурах от 700 до 900°C в атмосфере азота. Свойства образцов изучались методами комбинационного рассеяния света (КРС), фотолюминесценции (ФЛ), рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), рентгеновской рефлектометрии (XRR) и рентгеновской дифрактометрии (XRD). Сканирующая зондовая нанолаборатория NTEGRA Spectra использовалась для снятия спектров КРС. Спектры ФЛ при комнатной температуре измерялись на установке Nanometrics RPM PL Wafer Mapping System в интервале длин волн 580-1200 нм. Спектры РФЭС были получали на установке Omicron Multiprobe RM при возбуждении фотоэмиссии Al-K_α-излучением. XRD и XRR измерения проводились на рентгеновских дифрактометрах D2 PHASER (Cu-K_α излучение) и D8 DISCOVER (Cu-$K_{\alpha1}$) с полупроводниковыми позиционно-чувстаительными детекторами LYNXEYE (Bruker AXS, Германия), работающими как линейный и точечный детектор соответственно.

Результаты и их обсуждение

На спектрах РФЭС, полученных при анализе МНС Al_2O_3/Ge без отжига и отожженных, было зафиксировано соединение GeO_x, также как и для структуры Al_2O_3/Si/Ge/Si. Послойное профилирование структур методом РФЭС, дополненное возможностью ионного травления, показало повторяемость заданной при получении периодичности слоев МНС. КРС свидетельствует об образовании фаз Si-Ge сплава и нанокристаллов (НК) Ge, а также о влиянии толщины Si оболочки на образование Si-Ge сплава. При отсутствии слоев Si кристаллизация Ge начинается при 700°C, «внесение» слоев Si повышает температуру появления НК Ge вплоть до 900°C. В МНС Al_2O_3/Ge исчезли характерные моды КРС колебаний НК Ge (c-Ge) после отжига при 800°C и выше. В МНС Al_2O_3/Si/Ge/Si такого эффекта не было обнаружено.

Для образцов Al_2O_3/Ge (5/3 нм) при отжиге 700°C наблюдается ощутимая ФЛ при комнатной температуре при 1.8 эВ, связываемый с Ge НК; и рост температуры отжига смещает пик в синею область (к 2.1 эВ при 900°C), при росте интенсивности пика в несколько раз. Для образцов Al_2O_3/Si/Ge/Si (рис.1) после отжига на спектрах ФЛ присутствует два пика, которые мы связываем со свечением от интерфейсных дефектов Ge (2.1 эв) и НК Si и/или Ge (1.6 эв).

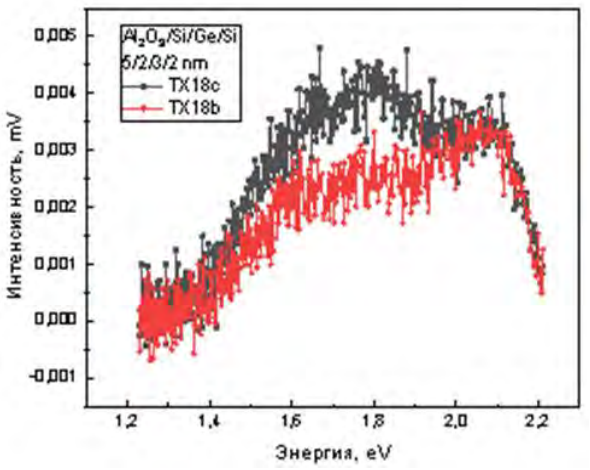


Рис. 1. Спектры ФЛ образцов Al2O3/Si/Ge/Si (5/2/3/2 нм) при отжиге 700 (TX18b) и 900 °C (TX18c)

По результатам XRD-исследований обнаружено, что МНС Al_2O_3/Ge после отжига 700 °C содержит одно широкое отражение, которое можно отнести или к двум перекрывающимся отражениям (с индексами Миллера-Браве *hkil* = 30-30 и 11-23) фазы Al_6Ge_5 с кристаллитами DXRD ~ 6 нм [3]; или. к широкому отражению *hkl* = 111 от Ge фазы с размером кристаллитов DXRD=3.1(1) нм. Это подтверждается хорошим согласием расчетных параметров кубической элементарной ячейки этой фазы Ge, *a* = 5.6645(1) Å, с параметром элементарной ячейки табличного Ge (5.6576 Å). Отжиг 800°C и выше дает отражения фазы кристаллитов Al_6Ge_5 с большими размерами кристаллитов (> 100 нм). Это не исключает наличие мелких (≤ 3 нм) Ge-кристаллитов (не видны из-за слишком широких рефлексов). Для МНС Al_2O_3/Si/Ge/Si после отжига при 800 °C и выше наблюдается одно довольно широкое отражение *hkl* = 111 Ge от кристаллитов с DXRD ≈ 3-4 нм. Рассчитанные параметры кубической элементарной ячейки *a* соответствуют твердому раствору $Ge_{1-x}Si_x$ с x = 0.501(1) и 0.676(1) после отжига при 800 и 900°C, что хорошо согласуется с [3].

Кривые XRR, полученные от всех образцов до отжига, показали интерференционную картину, характерную для периодических МНС, вплоть до 5-го порядка (до углов рассеяния ~4°). Было проведено численное моделирование экспериментальных XRR кривых. Изменения профилей в зависимости от температуры отжига указывают на кристаллизацию новых фаз в образце и на значительные изменения морфологии МНС, что проявляется в затухании интерференционных картин. В докладе обсуждаются полученные данные и их согласование с данными [3].

Благодарности

XRD и XRR измерения выполнены в ЦКП "Материаловедение и дигностика в передовых технологиях" ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Литература

1. M.O. Nestoklon, A.N. Poddubny, P. Voisin, K. Dohnalova. J. Phys. Chem. C, 120 (33), 18901 (2016).
2. О.М. Сресели, Н.А. Берт, В.Н. Неведомский, А.И. Лихачев, И.Н. Яссиевич, А.В. Ершов, А.В. Нежданов, А.И. Машин, Б.А. Андреев, А.Н. Яблонский. Физ. Техн. Полупр. 54. 129 (2020)
3. М.В. Байдакова, Н.А. Берт, В.Ю. Давыдов, А.В. Ершов, А.А. Левин, А.Н. Смирнов, Л.А. Сокура, О.М. Сресели, И.Н. Яссиевич // Физ. Техн. Полупр.55. 882 (2021).

Зависимость поверхностного потенциала пленки β-In_2Se_3 на поверхности Si(111) от ее толщины

К.Е. Захожев[1, *], Д.И. Рогило[1], С.А. Пономарев[1]

1 Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, ул. Пирогова, 30, Новосибирск, 630090.

*k.zakhozhev@g.nsu.ru

На пленке β-In_2Se_3/Si(111) толщиной ~6 нм контактным методом атомно-силовой микроскопии получена квадратная литографическая структура со ступенчатой морфологией. Методом зонда Кельвина измерено распределение поверхностного электрического потенциала в области данной структуры. Изучена зависимость поверхностного электрического потенциала от толщины пленки. Предложена модель плоского конденсатора для описания полученных экспериментальных данных. В рамках данной модели оценено значение поверхностной плотности заряда на пленке при толщине от 3,5 до 5,5 нм: $\sigma = 1{,}7\times10^{12}$ см$^{-2}$. Показано наличие скачков зависимости электрического поля от толщины пленки. Предполагается, что данные скачки обусловлены появлением новых поверхностных состояний, либо их перезарядкой.

Введение

Двумерные полупроводниковые материалы (в частности халькогениды металлов) образуют класс перспективных материалов для создания на их основе светодиодов, фототранзисторов, солнечных элементов, а также гибких элементов электроники. Селенид индия (In_2Se_3) представляет особый интерес для создания на его основе солнечных ячеек, фотодетекторов, элементов памяти на основе изменения фазовой структуры вещества [1]. В последнее время, одной из главных проблем является поиск способов интеграции слоистых материалов (In_2Se_3 в частности) с кремниевой электроникой [2]. В процессе роста In_2Se_3 на поверхности Si(111) образуется гетеропереход β-In_2Se_3/Si(111), свойства которого изучены слабо.

Методика эксперимента

Метод атомно-силовой микроскопии (АСМ), используемый в данной работе, основан на ван-дерваальсовом взаимодействии тонкой иглы и поверхности исследуемого образца. В контактном режиме работы АСМ, зонд находится на расстоянии ~0,2 – 0,3 нм. Между иглой и образцом возникает сильное отталкивающее взаимодействие, из-за чего сканируемая поверхность образца может быть повреждена при сканировании более твердым–зондом, что позволяет создавать литографические структуры.

Для получения распределения поверхностного потенциала в данной работе использовался двухпроходной метод зонда Кельвина, в котором при первом проходе иглы сканируется рельеф поверхности, а при втором проходе составляется карта распределения поверхностного потенциала.

Методом АСМ монокристаллической кремниевой иглой с алмазным напылением в контактном режиме скоблилась поверхность пленки β-In_2Se_3/Si(111) для формирования квадратной ступенчатой структуры 15×15 мкм. После чего, изображение рельефа и контактной разности потенциалов были получены методом зонда Кельвина (рис. 1).

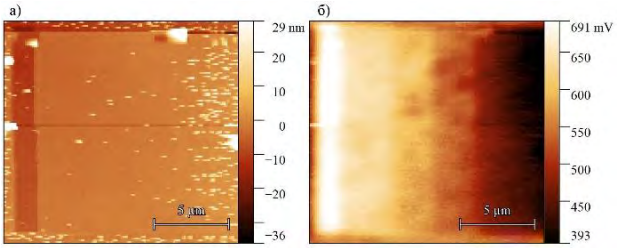


Рис. 1. АСМ изображение подготовленной структуры в режиме зонда Кельвина: а – топография поверхности, б - распределение поверхностного потенциала

Модель плоского конденсатора

В данной работе рассматривается поверхностный потенциал пленки толщиной ~6 нм β-In_2Se_3 с гетеропереходом β-In_2Se_3/Si(111). За счет возникновения заряда на поверхности пленки и наличия равномерно распределенных положительно заряженных доноров в кремниевой подложке можно рассмотреть систему как плоский конденсатор.

Если плотность заряда на пластинах плоского конденсатора σ, то напряженность электрического поля между обкладками пропорциональна σ и в си-

стеме СИ равна: $E = \sigma/\varepsilon\varepsilon_0$, где ε – диэлектрическая проницаемость среды между обкладками, ε_0 – электрическая постоянная (рис. 2). Распределение потенциала в конденсаторе: $\varphi = x\cdot\sigma/\varepsilon\varepsilon_0 + \varphi_0$, если принять потенциал равным φ_0 на обкладке в начале координат (рис. 2). Потенциал принимает значение $\varphi(d) = -d\cdot\sigma/\varepsilon\varepsilon_0 + \varphi_0$ на обкладке с отрицательной плотностью заряда, где d – расстояние между обкладками конденсатора. При уменьшении d, потенциал поверхности с плотностью заряда -σ линейно увеличивается.

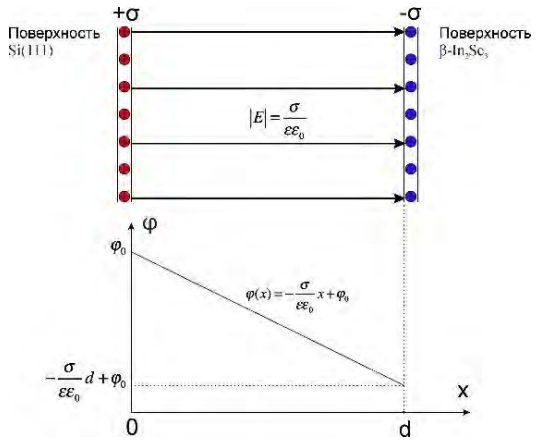


Рис. 2. Модель плоского конденсатора. Сверху схематически показаны обкладки конденсатора и электрическое поле между ними, снизу – распределение электростатического потенциала между обкладками

Результаты и обсуждение

Методом АСМ с помощью кельвин-зонда было получено картированное изображение распределения поверхностного потенциала подготовленной квадратной литографической структуры со ступенчатой морфологией (рис. 1). Потенциал поверхности β-In_2Se_3 не изменялся на отдельных участках, соответствующих постоянной толщине пленки. Это позволило получить зависимость распределения поверхностного потенциала и её первой производной в зависимости от толщины пленки (рис. 3). В модели плоского конденсатора зависимость поверхностного потенциала от толщины пленки соответствует зависимости потенциала на обкладке конденсатора от расстояния между обкладками. Первая производная полученной зависимости соответствует напряженности электрического поля в конденсаторе.

Горизонтальным участкам электрического поля E соответствует постоянная поверхностная плотность заряда σ. Наличие нескольких скачков данной зависимости свидетельствует об изменении σ, что указывает на появление дополнительных поверхностных состояний, либо их перезарядке. Учитывая, что для β-In_2Se_3 $\varepsilon \approx 10$ [3], была оценена поверхностная плотность заряда при толщине пленки от 3,5 до 5,5 нм: $\sigma = 1{,}7\times10^{12}$ см$^{-2}$.

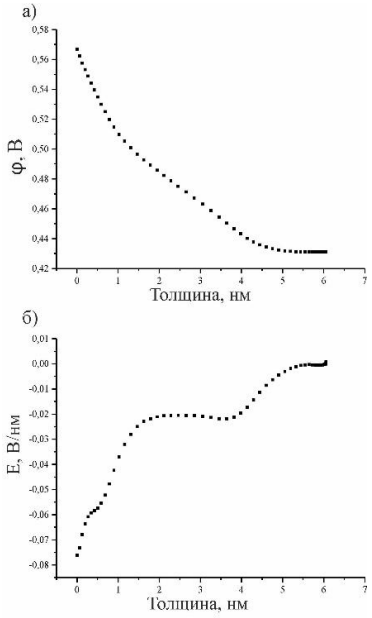


Рис. 3. Графики экспериментальных зависимостей: а) потенциала поверхности пленки β-In_2Se_3 от толщины, б) электрического поля между поверхностями β-In_2Se_3 и Si(111)

Таким образом, в данной работе впервые для изучения гетероперехода β-In_2Se_3/Si(111) был использован метод зонда Кельвина в сочетании с зондовой литографией. Получена зависимость поверхностного потенциала пленки β-In_2Se_3/Si(111) от её толщины и сделано предположение, что наличие скачков электрического поля связано с появлением новых поверхностных состояний, либо их перезарядкой.

Литература

1. X. Tao, Y. Gu. // *Nano Lett.*, V. 8, 3501–3505 (2013).
2. S. J. Rathi, D. J. Smith, J. Drucker. // *Cryst. Growth Des.*, V. 9, 4617–4623 (2014).
3. Wei Li, Fernando P. Sabino, Felipe Crasto de Lima *et al.* // Physical Review B, V. 98, 165134 (2018).

Способ легирования фосфором Ge_xSi_{1-x} в методе электроимпульсного плазменного спекания

Д.А. Здоровейщев[1, 2, *], М.В. Дорохин[2], Ю.М. Кузнецов[1, 2], П.Б. Дёмина[1], И.В. Ерофеева[1], А.В. Здоровейщев[1], А.Ю. Завражнов[3], М.В. Ведь[1], А.В. Воронин[1]

1 Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950 Россия.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950 Россия.

3 Воронежский государственный университет, Воронеж, 394018 Россия.

*daniel.zdorov@gmail.com

В работе предложен новый способ легирования твердого раствора германий-кремний фосфором в процессе синтеза методом электроимпульсного плазменного спекания: в качестве источника легирующей примеси использован фосфид кремния. Приводятся исследования транспортных и термоэлектрических характеристик полученных образцов твёрдого раствора германий-кремний электронного типа проводимости в зависимости от технологических условий синтеза и состава. Установлены параметры спекания, при которых достигается высокая термоэлектрическая добротность материала.

Введение

Термоэлектрики – материалы, преобразующие тепловую энергию в электрическую. Эффективность преобразования ZT определяется выражением:

$$ZT = \alpha^2 T / \rho\lambda, \quad (1)$$

где α – коэффициент Зеебека, ρ – удельное сопротивление, λ – коэффициент теплопроводности. Тенденции последних лет направлены на исследования ZT полупроводниковых керамик GeSi, сформированных спеканием нанопорошков. Такие материалы обладают рекордно низкой теплопроводностью при сохранении высокого коэффициента Зеебека и низкого удельного сопротивления [1].

Технология формирования структур

Особенностью данной работы является использование нетоксичного фосфида кремния в качестве источника легирующей примеси твердого раствора германий-кремний. Подобный подход позволяет избежать использования токсичного фосфора для легирования, чем существенно облегчить работу с исходными порошками. Исходные материалы в этом случае представляют собой кристаллические кремний, германий и сплав фосфида кремния.

Перед спеканием материалы химически очищали от оксидов, затем измельчали в порошок со средним размером частиц 500 нм. Порошок загружали в графитовую пресс-форму и спекали в установке электроимпульсного плазменного спекания (ЭИПС) DR-SINTER модель SPS-625 Spark Plasma Sintering System при давлении 70 МПа до температуры 1040 °С. Была сформирована серия образцов, в которой варьировалась концентрация легирующей примеси и скорость разогрева порошковой смеси (υ) (табл. 1).

Методика эксперимента

Контроль уровня легирования осуществлялся путѐм определения концентрации (n) свободных носителей заряда по данным измерения сопротивления Холла [2].

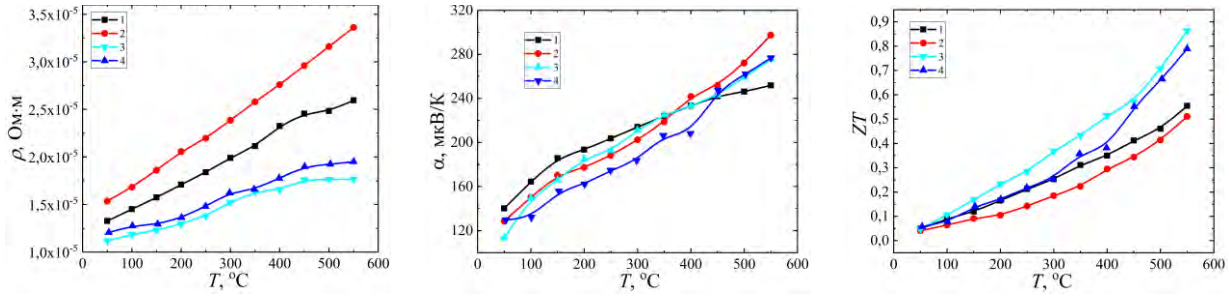
Таблица 1. Параметры исследуемых образцов

№ образца	Состав	υ, °С/мин	n, 10^{20}
1	$Ge_{0,348}Si_{0,647}P_{0,005}$	25	1,60
2		50	0,92
3	$Ge_{0,343}Si_{0,642}P_{0,015}$	25	1,44
4		50	1,31

Регистрация температурной зависимости α проводилась при создании контролируемого градиента температур с последующим измерением сигнала термо-ЭДС системой сбора данных L-CARD E14-140M. Удельное сопротивление ρ измеряли по стандартной четырѐхконтактной схеме.

Температурную зависимость λ получали методом стационарного теплового потока. Расчѐт ZT проводился по формуле (1).

Методики измерений более подробно описаны в [3].



а б в

Рис. 1. Экспериментально полученная температурная зависимость: а – удельного сопротивления, б – коэффициента Зеебека, в – термоэлектрической добротности. Кривые обозначены номерами образцов (табл. 1)

Результаты

В таблице 1 приведены значения концентрации свободных носителей заряда, рассчитанные на основании анализа магнитополевой зависимости сопротивления Холла исследуемых образцов. Высокие значения концентраций свободных носителей заряда свидетельствуют о высоком уровне легирования твѐрдого раствора GeSi из источника фосфида кремния. Причины отсутствия корреляции между концентрацией свободных носителей заряда и введѐнной примеси, вероятно, связаны с достижением предела равновесной растворимости фосфора в кремнии. При этом у структур 3 и 4 с повышенным содержанием фосфора удельное сопротивление ниже чем у 1 и 2 во всѐм интервале температур (рис. 1а).

Важно также отметить, что снижению удельного сопротивления способствует также и снижение скорости спекания. Такое поведение удельного сопротивления предположительно объясняется лучшим диффузионным перемешиванием атомов Ge, Si и P в процессе спекания при более низких скоростях разогрева. Эту тенденцию можно проследить, сравнив попарно кривые образцов 1 и 2, 3 и 4.

Величина α определяется концентрацией свободных носителей заряда [4], поэтому значения коэффициента Зеебека исследуемых образцов близки во всѐм измеряемом температурном интервале (рис. 1б).

Величины коэффициента теплопроводности образцов также близки и составляют ~ 4 Вт/м·К.

По формуле (1) была рассчитана температурная зависимость термоэлектрической добротности исследуемых образцов (рис. 1в). Из графика видно, что *ZT* образцов 3 и 4 выше чем образцов 1 и 2. При этом наилучшей характеристикой термоэлектрической эффективности во всѐм измеряемом интервале температур обладает образец 3. Такое улучшение термоэлектрических свойств достигается за счѐт снижения удельного сопротивления в образцах с повышенным содержанием фосфора. Предполагается, что дальнейшее увеличение концентрации примеси позволит увеличить термоэлектрическую эффективность.

Также отметим, что полученные значения термоэлектрических коэффициентов хорошо согласуются с мировыми аналогами [5-7].

Выводы

В работе показан новый способ легирования фосфором наноструктурированных термоэлектрических материалов на основе твѐрдого раствора германий-кремний в процессе синтеза методом электроимпульсного плазменного спекания. Установлены оптимальные технологические параметры, а также уровень легирования, при которых достигаются высокие значения термоэлектрической эффективности.

Работа выполнена в рамках выполнения гос. задания (проект 075-03-2020-191/5) и гранта РФФИ (20-32-90032).

Литература

1. J. Mao, G. Chen, Z. Ren // Nature Materials, V. 20, 454 (2021).
2. M.M. Nassary // J. Alloys Compd, V. 398, 21 (2005).
3. I.V. Erofeeva et al. // Sem., V. 51, 1403 (2017).
4. В.А. Кульбачинский и др. // ФТП, Т. 45, 1241 (2011).
5. X.W. Wang et al. // Appl. Phys. Lett., V. 93, 193121 (2008).
6. R. Murugasami et al. // Bull. Mater. Sci., V.118, 110483 (2019).
7. K. Romanjek et al. // J. Electron. Mater. V. 44, 2192 (2015).

Структурные и оптические свойства двумерных слоев Si и Ge, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках CaF_2/Si(111)

В.А. Зиновьев[1], * С.А. Дерябин[1], В.А. Володин[1,2], А.Ф. Зиновьева[1,2], С.Г. Черкова[1], Ж.В. Смагина[1], А.В. Двуреченский[1,2], А.Ю. Крупин[3], О.М. Бородавченко[4], В.Д. Живулько[4], А.В. Мудрый[4]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, ул. Академика Лаврентьева, д.13, Новосибирск, 630090, Россия.

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, д. 1, Новосибирск, 63009, Россия.

3 Новосибирский государственный технический университет, ул. Карла Маркса, д. 20, Новосибирск, 630073, Россия.

4 ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», ул. П. Бровки, д. 19, Минск, 220072, Республика Беларусь.

*zinoviev@isp.nsc.ru, zinoviev19@mail.ru

Разработаны подходы к получению эпитаксиальных структур, содержащих двумерные слои Si и Ge, встроенные в диэлектрическую матрицу CaF_2. Исследования методом комбинационного рассеяния света продемонстрировали наличие узких пиков рассеяния на колебаниях Si-Si и Ge-Ge связей в плоскости роста структур. В спектрах фотолюминесценции созданных структур обнаружены полосы излучения, которые могут быть связаны с излучательной рекомбинацией носителей заряда в двумерных слоях Si и Ge, встроенных в CaF_2.

Введение

В настоящее время во всем мире наблюдается повышенный интерес к графеноподобным материалам на основе кремния и германия [1]. Ожидается, что эти материалы будут иметь электронную структуру с прямой запрещенной зоной, что должно приводить к эффективной люминесценции. Настоящая работа направлена на разработку подходов к формированию двумерных слоѐв Si и Ge, встроенных в диэлектрическую матрицу CaF_2, а так же на исследование их структурных и оптических свойств.

Методика эксперимента и синтез

Синтез структур выполнялся методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На первом этапе проводился эпитаксиальный рост плѐнки CaF_2 толщиной 40 нм на подложке Si(111), которая служила основой для создания двумерных слоѐв Si или Ge. На втором этапе на поверхность плѐнки CaF_2 осаждались ультратонкие слои Si или Ge с эффективной толщиной около 1 атомного бислоя в диапазоне температур от 200° до 550°C. На третьем этапе созданные структуры закрывались защитным слоем CaF_2 толщиной 5 нм. Исследования морфологии поверхности выращенных структур осуществлялось методами атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), что позволило определить условия роста, благоприятные для формирования двумерных слоѐв Si и Ge. Для контроля in-situ состояния поверхности использовалась техника дифракции быстрых электронов (ДБЭ), которая позволяла осуществлять контролируемое воздействие электронным лучом дифрактометра на выделенные участки поверхности формируемой структуры. Элементный состав и люминесцентные свойства созданных структур исследовались методами комбинационного рассеяния света (КРС), энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX) и фотолюминесценции (ФЛ).

Результаты и обсуждение

Исследования методом КРС проведѐнные для структур с 1 бислоем Si встроенным в CaF_2 показали наличие хорошо выраженного узкого пика при 418 $см^{-1}$ (кривая 1, рис. 1) вне области воздействия ДБЭ. Данный пик может быть связан с колебаниями Si-Si связей в плоскости роста двумерного слоя Si, интеркалированного Ca [2]. Тогда как в спектрах КРС снятых в областях воздействия электронным пучком присутствуют три пика при 418, 388 и 346 $см^{-1}$, которые характерны для кристаллических слоев $CaSi_2$ [2]. Исследование люминесцентных свойств созданных структур вне области воздействия ДБЭ показало наличие полосы излучения с

максимумом при 680 нм (~1.82 эВ), что может быть связано с излучательной рекомбинацией носителей заряда в двумерных слоях Si, встроенных в диэлектрическую матрицу CaF_2.

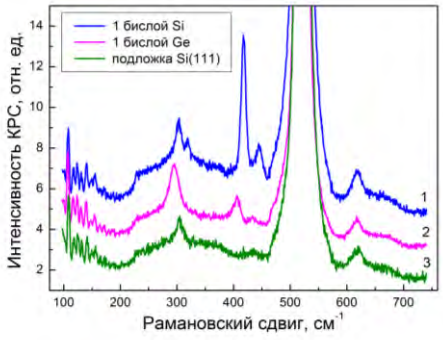


Рис. 1. Спектры КРС эпитаксиальных структур, представляющих собой плёнку CaF_2 со встроенным в него биатомным слоем Si (1) или Ge (2). Спектр КРС исходной подложки Si(111) (3)

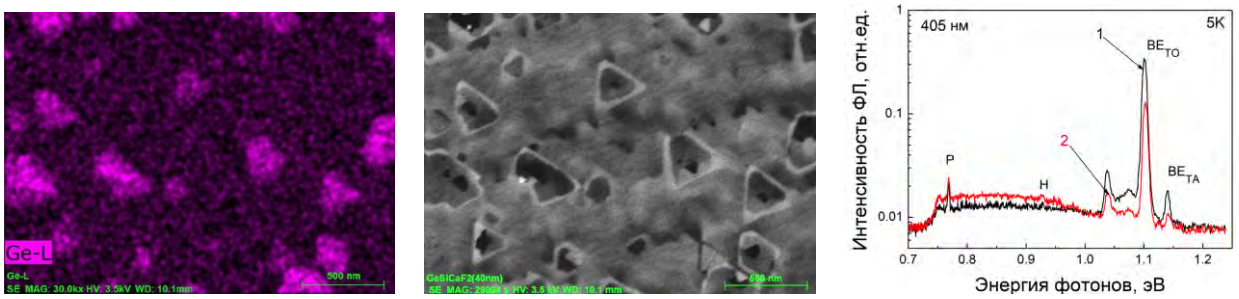
Для структур, полученных осаждением 1 бислоя Ge на поверхность плѐнки CaF_2 в условиях облучения электронным пучком, спектры КРС демонстрируют наличие двух пиков при 295 и 407 $см^{-1}$ (кривая 2, рис. 1).

Спектральное положение первого пика близко к пику рассеяния на колебаниях Ge-Ge связей в монокристаллическом Ge (301.5 $см^{-1}$) [3]. Второй пик соответствует рассеянию на колебаниях Ge-Si связей в гетероструктурах Ge/Si [3].

Пик при 295 $см^{-1}$ мы связываем с напряжѐнными двумерными островками Ge, которые формируются на поверхности CaF_2 обогащенной кремнием. Формирование двумерных островков Ge подтверждается данными EDX и СЭМ (рис. 2, (а) и (б)).

Согласно данным СЭМ средний латеральный размер островков составляет около 300 нм, что позволяет рассматривать образование этих островков как начальную стадию формирования двумерного слоя Ge. Следует отметить, что для данной структуры вне области облучения электронным пучком в спектрах КРС пики, связанные с колебаниями Ge-Ge и Ge-Si, не наблюдаются.

Это указывает на отсутствие Ge на поверхности структуры вне области облучения электронами, что подтверждается данными EDX.



(а) (б) (в)

Рис. 2. (а) Карта распределения Ge вдоль поверхности структуры, (б) СЭМ - изображение поверхности структуры; (в) спектр ФЛ от структуры с Ge: в области облучения электронным пучком (2) и вне этой области (1)

На рисунке 2 (в) приведены спектры ФЛ структуры с двумерными островками Ge на CaF_2, снятые при температуре ~ 5 K и фотовозбуждении лазером на длине волны 405 нм. Из спектров видно, что воздействие электронным пучком (кривая 2, рис. 2 (в)) приводит к усилению сигналов ФЛ приблизительно на 20 – 25 % в спектральной области, которая приближена к ширине прямой (в Г-точке) запрещенной зоны Ge, составляющей при криогенных температурах ~ 0.80 – 0.84 эВ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-52-00016) и БРФФИ (грант №Ф20Р-082).

Авторы выражают благодарность ЦКП ”ВТАН“ НГУ и ЦКП ”Наноструктуры“ ИФП СО РАН за предоставление измерительного оборудования.

Литература

1. M. Galbiati, N. Motta, M. De Crescenzi *et al.* // Appl. Phys. Rev., V. 6 041310 (2019).
2. S.M. Castillo, Z. Tang, A.P. Litvinchuk *et al.* // Inorg. Chem., V. 55 10203 (2016).
3. В.А. Володин, М.Д. Ефремов, А. С. Дерябин, Л. В. Соколов // ФТП, Т. 40 1349 (2006).

Группы нанооcтровков Ge, выращиваемых снаружи от ямок на структурированных подложках Si

В.А. Зиновьев[1], Ж.В. Смагина[1], С.А. Рудин[1], П.Л. Новиков[1, 2, *]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090.

*novikov@isp.nsc.ru

Пространственно-упорядоченные массивы групп квантовых точек (КТ) Ge получены ростом на структурированных подложках Si с глубокими ямками. Выращенные структуры исследовались с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и травления фокусированными ионными пучками (ФИП). Данные СЭМ показали, что, в зависимости от периода двумерной решетки ямок, КТ располагаются либо на периферии ямок, либо вдали от ямок между ними, либо равномерно на плоской поверхности. Предполагаемый механизм, определяющий места зарождения КТ, связывается с различной эффективностью ямок в качестве стоков для адатомов Ge в процессе их поверхностной диффузии. Сделанное предположение основывается на результатах моделирования Монте-Карло (МК), учитывающего распределение упругих деформаций в гетероэпитаксиальной системе.

Введение

Интеграция напряженных квантовых точек (КТ) в полупроводниковые приборы требуют контроля над их размерами и пространственным расположением. Для этой цели используется рост на подложках с ямками, приготовленными с помощью различных методов литографии. Согласно традиционной концепции при соответствующих условиях КТ формируются внутри ямок. Интерес представляют также пространственно-упорядоченные КТ и их группы, располагающиеся между ямками или вокруг них. В частности, массивы таких КТ могут найти применение в двумерных фотонных кристаллах. В нашей предыдущей работе [1] изучались массивы из групп КТ германия, выращенных на кремниевых подложках с глубокими ямками, приготовленными с помощью электронно-лучевой литографии и плазмахимического травления. Было обнаружено, что в зависимости от угла наклона стенок ямок КТ формируются либо на периферии ямок, либо вдали от них. В данной работе изучается расположение КТ в зависимости от расстояний между ямками в массиве.

Эксперимент

Регулярный массив ямок формировался на подложке Si(001) с помощью электронно-лучевой литографии с последующим плазмахимическим травлением. Для исследований использовались два варианта расположения ямок: с квадратной и с гексагональной двумерными решетками. В обоих вариантах период решетки варьировался от 0.5 до 2 мкм. Ямки имели цилиндрическую форму с диаметром 100 нм и глубиной 80-100 нм.

Рост Ge производился в камере МЛЭ. Сначала осаждался буферный слой Si толщиной 50-100 нм. Затем осаждалось 4 МС Ge со скоростью 0.05 Å/с при температуре 700 °C. Полученные поверхностные наноструктуры анализировались с помощью микроскопии атомных сил, сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), включая травление фокусированным ионным пучком (ФИП) для получения поперечных сечений структур.

Моделирование

Процесс роста КТ моделировался методом Монте-Карло (МК) на основе разработанной ранее физической модели [2]. Модель имитирует процесс формирования поверхностных наноструктур в виде последовательности случайных элементарных событий: осаждение атомов, поверхностные диффузионные прыжки и смещения атомов около узлов кристаллической решетки. Вероятность осаждения за одну итерацию пропорциональна заданной скорости роста. Вероятность диффузионного пряжка для некоторого атома экспоненциально зависит от энергии атома, которая в свою очередь содержит отрицательные слагаемые, пропорциональные числу его ближайших и вторых соседей (со своими энергиями активации), и положительное слагаемое, определяющее вклад атома в упругую энергию гетероэпитаксиальной системы, представленной в виде потенциала Китинга [3]. Энергия атома перед прыжком соответствует его равновесному положе-

нию в текущем фиксированном окружении его ближайших соседей. После совершения прыжка атому придается смещение, такое что соответствующая энергия атома подчиняется распределению Больцмана. Организованные таким образом прыжки удовлетворяют принципу детального равновесия: можно показать, что частоты прямых и обратных прыжков относятся, как $exp[(E_i-E_f)/kT]$, где E_i и E_f — энергия атома до и после прыжка соответственно.

Вероятность каждого прыжка существенно зависит от упруго напряженного состояния системы.

Поэтому непосредственно перед собственно моделированием роста положение каждого атома обновлялось приблизительно 10^3 раз (как будто после совершения прыжка) в соответствии с заданной геометрией кристаллической структуры и температурой.

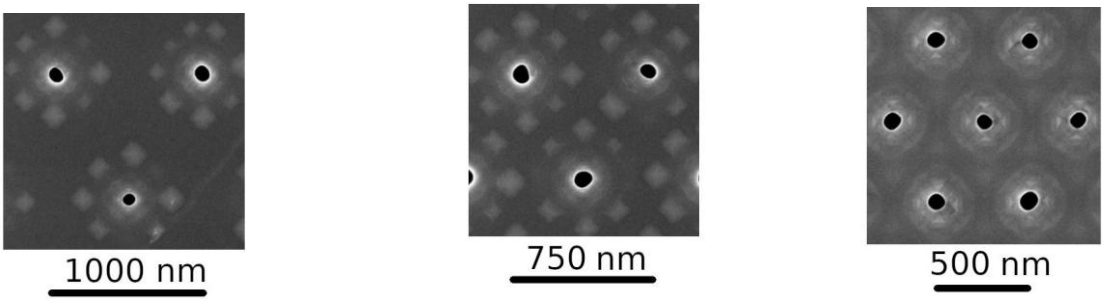


Рис. 1. СЭМ-изображения структур после осаждения Ge для различных периодов в массиве ямок (случай гексагональной двумерной решетки ямок). Период составляет (а): 1000 нм; (б) 750 нм; (в) 500 нм

Результаты и обсуждение

На Рис. 1 представлены СЭМ-изображения поверхностных наноструктур, полученных на подложках Si(001) с разными расстояниями между ямками в их гексагональном массиве. Видно, что при наибольшем периоде 1000 нм КТ Ge располагаются вокруг ямок. При периоде 750 нм КТ вырастают как вблизи ямок, так и между ними. В случае наименьшего периода 500 нм КТ зарождаются только между ямками, на максимальном от них удалении. Аналогичные закономерности в расположении КТ были получены и на подложках с квадратными массивами ямок. Наша интерпретация наблюдаемого расположения КТ строится на основе механизма роста, выявленного с помощью моделирования МК. Установлено, что во всех случаях в процессе осаждения смачивающего слоя Ge вокруг ямок вблизи них формируются области минимальной упругой энергии. Именно в этих областях выгодно зарождаться 3D островкам в режиме роста Странского-Крастанова. Однако сток адатомов Ge в ямки препятствует процессу образования нанооствровков. Конкуренция указанных двух факторов определяет места зарождения КТ. В частности, уменьшение расстояния между ямками усиливает их способность поглощать материал, подавляя тем самым образование нанооствровков на периферии ямок.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант 21-72-20184). Авторы выражают благодарность ЦКП ”ВТАН“ НГУ и ЦКП ”Наноструктуры“ ИФП СО РАН за предоставление измерительного оборудования.

Литература

1. A. Novikov, Zh. Smagina, M. Stepikhova *et al*. // Nanomaterials 11, 909 (2021).
2. S. A. Rudin, V. A. Zinov’ev, A. V. Nenashev *et al*. // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing 49, 461 (2013).
3. P. N. Keating //Phys. Rev. 145, 637 (1966).

Доноры лития в объемных монокристаллических моноизотопных сплавах $^{28}Si_{(1-x)}$ $^{72}Ge_{(x)}$

И.А. Зубанов[1], А.А. Ежевский[1], П.Г. Сенников[2], Д.В. Гусейнов[1], А.В. Сухоруков[1], Е.А. Калинина[1], Н.В. Абросимов[3], Н.И. Аверина[1]

1Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

2Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых Российской академии наук, 603950 Нижний Новгород, Россия

3 Leibniz Institute for Crystal Growth, Berlin 12489, Germany

* zrehbknhfde99@gmail.com

Методом электронного спинового резонанса исследованы литиевые донорные центры в изотопически очищенных объёмных монокристаллах $Si_{1-x}Ge_x$ (x = 0,0039–0,05), обогащённых бесспиновыми изотопами ^{28}Si и ^{72}Ge (99,998% и 99,984% соответственно) при температурах T = 3,5–30 K. и сравниваются с их поведением в кристаллах Si. Полученные результаты для электронов, локализованных на донорах Li в его основных состояниях, показывают, что, несмотря на нерегулярное расположение атомов Ge в решётке сплава $^{28}Si_{1-x}{}^{72}Ge_x$, наличие в их окрестности локальных искажений и уширение линий электронного спинового резонанса донорных электронов из-за случайного распределения атомов Ge и возникающей из-за них деформации, разрешение в спектрах выше, а линии доноров Li в спектрах становятся уже, по сравнению с кристаллами с природным составом изотопов Si и Ge. Из эксперимента ЭПР показано, что центр лития с тригональной (g||[111]) симметрией основного состояния имеет наиболее устойчивую конфигурацию в объёмном $Si_{1-x}Ge_x$ при различных значениях x <5 ат. % и что скорости спиновой релаксации в интервале температур 4-30 K не подчиняются процессам Орбаха или Рамана, но имеют необычную зависимость $T^{2\pm\alpha}$, которая может быть объяснена перекрёстной релаксацией через двухьямный потенциал.

Введение

В настоящее время сплавы Si и SiGe являются перспективными материалами для квантовых компьютеров [1], где используют спины электронов, локализованных на донорах или заключенных в квантовой точке. Обогащение Si или матрицы SiGe бесспиновыми изотопами приводит к еще более сильной изоляции спинов кубитов от окружения, тем самым значительно увеличивая время спиновой когерентности. Для изучения свойств изотопно очищенных Si и SiGe можно использовать метод ESR с электронами, связанными с мелкими донорами, такими как литий или фосфор, который может дать существенную информацию, поскольку их спины чувствительны к окружению в Si и в SiGe. Мелкие доноры группы V в кремнии обладают схожими электронными свойствами, определяемыми структурой основного состояния электрона $1s(A_1)$, которое представляет собой орбитальный синглет. Принципиальной разницы в электрических свойствах кристалла кремния, легированного разными донорами в серии P - Bi, нет. Однако их спины ведут себя по-разному из-за индивидуальных особенностей состояния 1s, различий в плотности электронов и спинов на донорном ядре или окружающих ядрах и спин-орбитальной (SO) связи, которые существенно зависят от индивидуальных химических свойств донорных атомов. Процессы спиновой релаксации локализованных донорных спинов и электронов проводимости так же существенно зависят от химической природы донора.

Методика эксперимента

Методика получения монокристаллов $^{28}Si_{1-x}$ $^{72}Ge_x$ и дальнейшие операции с ними были описаны ранее в работе [2]. Спектры ЭПР исследовались на спектрометре BrukerEMXplus-10/12 X-диапазона в интервале T = 3.5−30 K (частота 9.6 ГГц).

Результаты и обсуждение

В изотопически чистых монокристаллах $Si_{1-x}Ge_x$ с x = 0,39, 1,2 и 2,9 ат. %, обогащенных бесспиновыми изотопами ^{28}Si и ^{72}Ge (99,998% и 99,984% соответственно), мы наблюдали сужение линий ЭПР центров фосфора и лития по сравнению с аналогичными кристаллами с природным составом изотопов Si и Ge. Оно связано со значительным уменьшением вклада в уширение линий от суперсверхтонкого взаимодействий с магнитными ядрами ^{29}Si и ^{73}Ge. Как видно на рис. 1, это позволило наблюдать спектры электронов, локализованных на донорах фосфора с хорошо разрешенной сверхтонкой структурой (HFS). Еще более узкие

линии ЭПР в центральной части спектра, между сверхтонкими линиями фосфора, были связаны с литием.

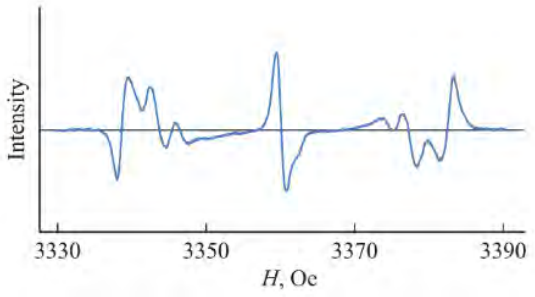


Рис. 1. Производные сигнала поглощения спектра ЭПР в 28Si1–x72Gex: Li, x = 0.011, θ = 90◦ (H‖[011])

Как оказалось, в твѐрдом растворе $Si_{1-x}Ge_x$ донорный центр лития вследствие высокой подвижности занимает наиболее устойчивые междоузельные положения, в которых атомы германия понижают симметрию до аксиальной (тригональной) с осью симметрии [111].

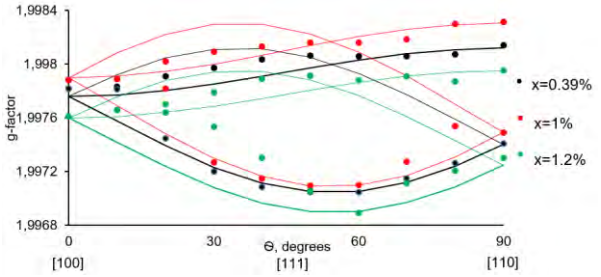


Рис. 2. Угловые зависимости положения линий спектра ЭПР в $^{28}Si_{1-x}$ $^{72}Ge_x$: Li, x=0.0039, 0.011, 0.012 соответственно. Точки — экспериментальные данные, сплошные линии показывают вид теоретических зависимостей

Из рис.2 видно, что значения g-факторов уменьшаются при увеличении концентрации германия, что, по-видимому связано с увеличение спин-орбитального вклада в g-факторы от атомов германия.

Из экспериментов по насыщению спектров ЭПР при T=4÷30K получено(рис.3), что скорость спиновой релаксации электрона, локализованного на донорах лития, при низких температурах соответствует модели с участием состояний двухъямного потенциала ($\frac{1}{T_1} \sim T^2$) [3].

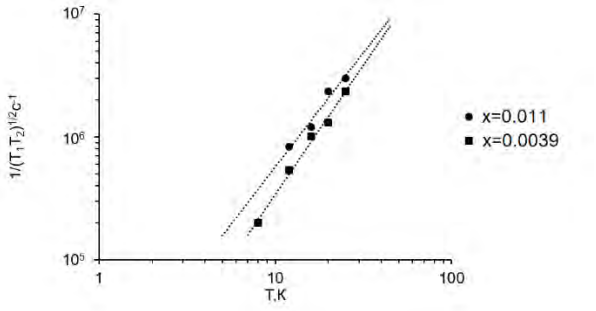


Рис. 3. 7.Зависимость скорости релаксации от температуры в двойном логарифмическом масштабе для образца $^{28}Si_{1-x}$ $^{72}Ge_x$: Li, x = 0.011 ($T^{2,04}$) и x = 0.0039 ($T^{2,18}$)

Литий может находиться в разных адиабатических состояниях, между которыми существует фононная связь. Фононы индуцируют кросс-релаксационные переходы между зеемановскими подуровнями и состояниями двухъямного потенциала с переворотом спина. Данный механизм релаксации возможен, так как в $^{28}Si_{1-x}$ $^{72}Ge_x$: Li атомы Ge создают нерегулярную кристаллическую решѐтку. Германий создает напряженные состояния в центральной ячейке, в которую встраиваются атомы лития. Такой механизм дает существенный канал спиновой релаксации при низких температурах.

Литература

1. E.M. Hankiewich, G. Vignale, J. Phys.: Condens. Matter 21, 253202 (2009).

2. Ezhevskii, A.A., Sennikov, P.G., Guseinov, D.V. et al. Behavior of Phosphorus Donors in Bulk Single-Crystal Monoisotopic $^{28}Si_{1-x}$ $^{72}Ge_x$ Alloys. Semiconductors 54, 1123–1126 (2020).

3. Sousa R. Dangling-bond spin relaxation and magnetic 1/f noise from the amorphous-semiconductor/oxide interface // Phys. Rev., 2007. B 76, 245306.

Радиационная стойкость источника субтерагерцового излучения после нейтронного воздействия

А.С. Иванов[1, *], Д.Г. Павельев[2], С.В. Оболенский[1, 2], Е.С. Оболенская[2]

1 АО «НПП«Салют», ул. Ларина, д. 7, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*ivanov.2582@yandex.ru

Продолжено изучение радиационной стойкости источника субтерагерцового излучения из генератора на диоде Ганна (ГДГ) и умножителя на полупроводниковой сверхрешетке (ППСР) GaAs/AlAs [1] (далее «источник субтерагерцового излучения» — Прим. авт.). Экспериментально измерены зависимости выходной мощности от частоты генератора на диоде Ганна до и после облучения нейтронами. Произведена аналитическая оценка источника субтерагерцового излучения к нейтронному излучению с флюенсами $3.5\cdot10^{12}$ см$^{-2}$, $2.85\cdot10^{13}$ см$^{-2}$, 10^{14} см$^{-2}$.

Введение

Развитие технологий производства активных полупроводниковых компонентов для компактных, носимых приемопередатчиков субмиллиметрового диапазона с потреблением порядка нескольких ватт расширяет возможности по применению систем космической связи, управления и ориентирования на поле боя. В качестве основы приемопередающего модуля предложен источник субтерагерцового излучения, характеризующийся малыми габаритами, небольшими величинами питающих напряжений. В ряде работ рассматривается радиационная стойкость образующих источника субтерагерцового излучения: объемного диода Ганна (ДГ) [2] и диодов на основе GaAs/AlAs сверхрешеток [3], однако, исследование радиационной стойкости источника субтерагерцового излучения в целом не проводилось.

Экспериментальная часть

В ГДГ был применен ганновский диод аналогичный 3А763 ЛМ разработки АО НПП «Салют», г. Нижний Новгород. Диод представляет собой полупроводниковый кристалл GaAs диаметром ~0,1 мм и толщиной 10…20 мкм, смонтированный на теплоотводящем кристаллодержателе — медном стержне диаметром 1,2 мм и высотой 2 мм. Концентрация носителей составляет $n_0 \sim\cdot10^{16}$ см$^{-3}$, размер активной области — 3 мкм. Структура диода — вертикальная, т. е. контакты диода расположены на верхней и нижней грани кристалла. Основная частота подобных диодов лежит в 8-мм диапазоне. Конструкция специально спроектированной измерительной камеры, схема измерения зависимостей выходной мощности ДГ от частоты подробно изложены в [4]. Кратко схему измерения характеристик можно описать следующим образом. При подаче напряжения смещения на диод, в камере возбуждались электромагнитные колебания частотой порядка 30 ГГц. СВЧ мощность с выхода камеры поступает по волноводу сечения 3,6x1,8 мм на первичный преобразователь М5-50, преобразуется, и значение уровня выходной мощности отображается на индикаторе измерителя мощности М3-22. Измерение частоты генерации производится с помощью частотомера резонансного Ч2-26. Выделение частоты генерации ДГ осуществляется изменением положения подстроечных короткозамыкателей и частотой выходного контура. На шкале индикатора М3-22 проявляется в уменьшении в 2–3 раза значения измеряемой мощности. После получения зависимостей выходной мощности сигнала от частоты ДГ были подвергнуты облучению флюенсами нейтронов: ДГ №1 — $3.5\cdot10^{12}$ см$^{-2}$, ДГ №2 — $2.85\cdot10^{13}$ см$^{-2}$, ДГ №3 — 10^{14} см$^{-2}$. Спустя 6 месяцев серия измерений проведена для всех изучаемых ДГ.

Результаты и обсуждение

По результатам измерений рабочих параметров ДГ до и после облучения нейтронами отмечено: для ДГ №1 (рис. 1) отмечено сужение рабочей полосы частот на 30 % в сравнении с параметрами до облучения, для ДГ №2 (рис. 2) — расширение полосы частот на 440 %, для ДГ №3 (рис.3) — расширение на 220 %. После облучения нейтронами наблюдает-

ся уменьшение выходной мощности ДГ практически для всех образцов.

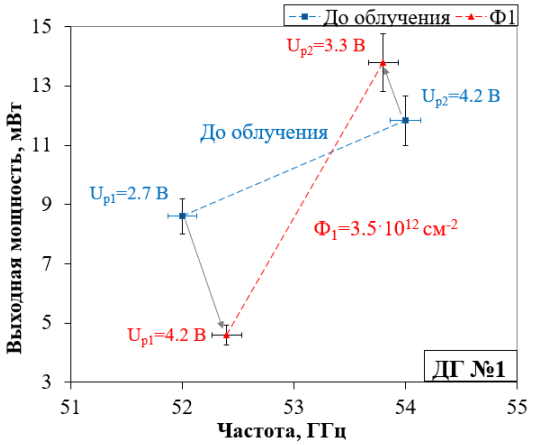


Рис. 1. Зависимости выходной мощности от частоты генерации для ДГ №1

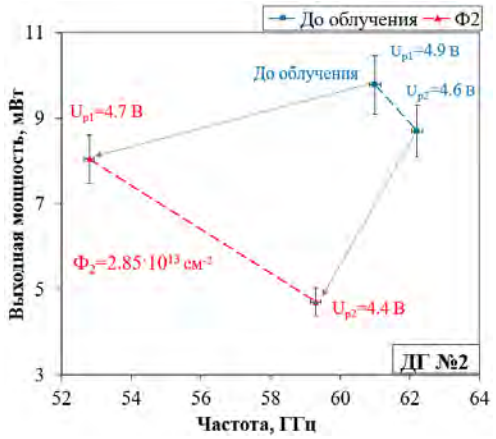


Рис. 2. Зависимости выходной мощности от частоты генерации для ДГ №2

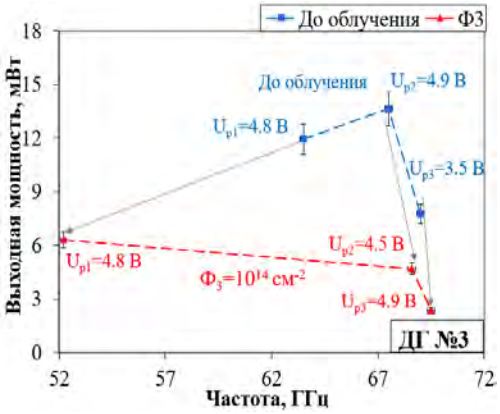


Рис. 3. Зависимости выходной мощности от частоты генерации для ДГ №3

На основе мощностей гармоник умножителя частоты на ППСР в работе [5], полученных зависимостей мощности от частоты для ГДГ возможно оценить зависимость мощности гармоник от частоты источника субтерагерцового излучения (рис. 4).

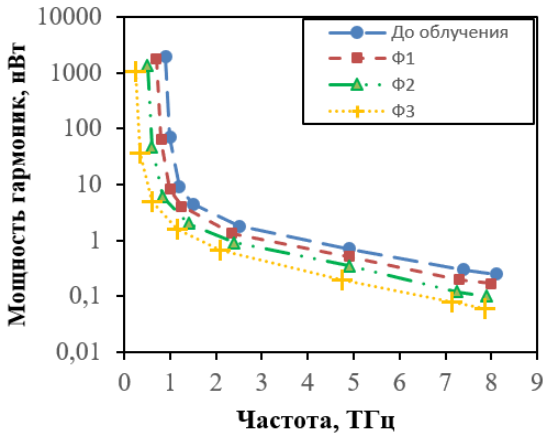


Рис. 4. Зависимость мощности гармоник от частоты генерации источника субтерагерцового излучения при различных флюенсах нейтронов: Φ_1=3.5·10^{12} см$^{-2}$, Φ_2=2.85·10^{13} см$^{-2}$, Φ_3=10^{14} см$^{-2}$

В качестве опорной частоты гетеродина была выбрана третья гармоника генератора (3·53,3 ГГц) на ДГ в 160 ГГц. Для флюенса в 3.5·10^{12} см$^{-2}$ в качестве гетеродина был выбран генератор на ДГ №1, 2.85·10^{13} см$^{-2}$ — ДГ №2, 10^{14} см$^{-2}$ — ДГ №3. При облучении гетеродина нейтронами с увеличением флюенса уровень мощности гармоник источника ТГц излучения уменьшается.

На основе измерений рабочих характеристик гетеродина на ДГ и теоретических результатов радиационной стойкости ППСР сделаны выводы о радиационной стойкости к нейтронному облучению источника субтерагерцового излучения в целом.

Литература

1. А.С. Иванов, Д. Г. Павельев, С. В. Оболенский, Е. С. Оболенская, ЖТФ, **91**(10), 1501 (2021).

2. W. Abd El-Basit, S. M. El-Ghanam, A. M. Abdel-Maksood et al.// NET, **48**, 1219 (2016).

3. Д. Г. Павельев, А. П. Васильев, В. А. Козлов, Е. С. Оболенская ФТП, **52**(11), 1337 (2018).

4. Иванов А. С., Оболенский С. .//Тез. докл.3-й Росс.-Бел. конф. 14–15 ноября 2017г., (Нижний Новгород, Россия, 2017) с. 20.

5. А.С. Иванов, Д. Г. Павельев, Ю. И. Кошуринов, А. Н. Панин, В. Л. Вакс, В. И. Гавриленко, А. В. Антонов, В. М. Устинов, А. Е. Жуков. ФТП, **46**(1), 25 (2012).

Степень поляризации комбинационного рассеяния света в нанокристаллах кремния

А.В. Иго[1, *]

1 Ульяновский государственный университет, ул. Льва Толстого, 42, Ульяновск, 432063.

*igoalexander@mail.ru

В эксперименте исследовано комбинационное рассеяние света (КРС) на массиве ориентированных нанокристаллов кремния. Измерялась угловая зависимость интенсивности поляризованных компонент КРС и определялся параметр степени поляризации рассеянного света. Обнаружено, что степень поляризации КРС связана с размером нанокристаллов в образцах.

Введение. Угловая зависимость интенсивности КРС в нанокристалле

Комбинационное рассеяние света (КРС) в кристаллах поляризовано. Теория предсказывает, что в некотором определенном направлении k^S интенсивность рассеянного света I с поляризацией e^S определяется тензором КРС образца R, направлением и поляризацией падающего излучения k^I, и e^I .

$$I = A[\boldsymbol{e}^i \boldsymbol{R} \boldsymbol{e}^s]^2$$

В нанокристаллах размера L, неопределенность значения волнового вектора оптического фонона волновым вектором **q** и частотой $\Omega(\boldsymbol{q})$:

$$\Delta q = 2\pi/L$$

проявляется в увеличении ширины спектральной линии

$$\Gamma = \Delta\omega^s = \Omega(\boldsymbol{q}) - \Omega(\boldsymbol{q} + \Delta\boldsymbol{q})$$

Неопределенность величины **q** приводит к неопределенности направления фонона в пространстве обратной решетки. В этом случае, вместо определенного направления можно говорить о направлении в некоторый телесный угол, с плоским углом раствора Δγ, а при выходе из образца содержащего нанокристаллы размера L в геометрии обратного рассеяния (рис. 1) свет будет иметь разброс направлений:

$$\Delta\theta = nK\boldsymbol{a}/L$$

Здесь n показатель преломления кристалла, а - постоянная решетки, К константа близкая к единице. Таким образом, если существует вероятность рассеяния в некоторый телесный угол, ограниченного плоским углом Δθ, то в направлении $\boldsymbol{k}^s$ фотоприемник зарегистрирует с усредненную по этому углу интенсивность.

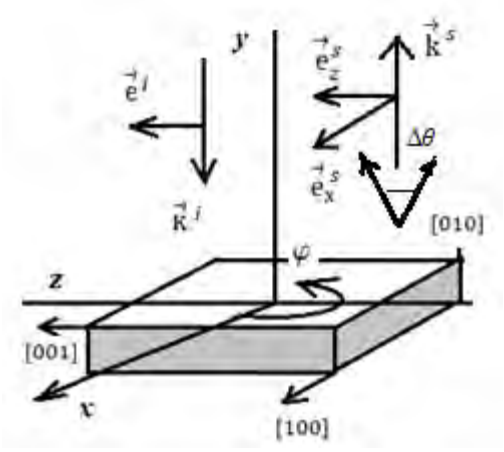


Рис. 1. Геометрия обратного рассеяния КРС

Проводя вычисления получим интенсивности для двух положений анализатора [1]:

$$I_x(\varphi) = A[(1 + \eta Cos4\varphi)]$$
$$I_z(\varphi) = A[(1 - \eta Cos4\varphi)]$$
$$\eta = Sin(2\Delta\theta)/2\Delta\theta$$

Величина η совпадает с определением степени поляризации излучения для образца. Если ориентировать кристалл по главным осям φ=0, то вращая анализатор максимальная интенсивность излучения совпадет с $I_{max} = I_x$, а минимальная с $I_{min} = I_z$. В результате получим:

$$(I_{max} - I_{min})/(I_{min} + I_{min}) = \eta$$

Экспериментальные образцы и результаты измерений

Экспериментальный образец представлял собой монокристаллический кремний, имплантированный ионами углерода дозой 5 10^{16} $см^{-2}$ и энергией ионов E=40 кэВ. После имплантации образец становится аморфным на всю глубину проникновения ионов. При термическом отжиге образца кристалличность слоя восстанавливается не одновре-

менно во всем нарушенном объеме, а в виде нанокристаллов, разделенных аморфными промежутками. Очевидно, что все образованные кластеры имеют одинаковую кристаллографическую ориентацию исходного монокристалла. Размер нанокристаллического кластера в аморфной матрице зависит от температуры отжига. Измерения размеров нанокристаллов методами XRD и КРС [2] показали близкие значения. Нанокристаллы размером 2 нм появлялись в образце при температуре отжига 700 ^{0}C. При 800-900 ^{0}C размер увеличивался до 6 нм, а при 1000 ^{0}C увеличивался до 10 нм.

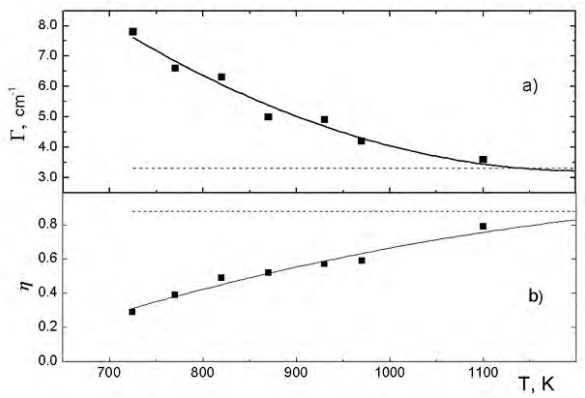


Рис. 2. Зависимость ширины спектральной линии a) и степени поляризации b) от температуры отжига образцов Пунктирной линией показаны значения для монокристалла

Спектр КРС образца без отжига представляют собой широкий максимум в области 480 см$^{-1}$ аморфного кремния, а спектры образцов после отжига имеют спектральные линии КРС кристаллической фазы кремния 520 см$^{-1}$.

В эксперименте исследовалась степень поляризации излучения и измерялась угловая зависимость интенсивности излучения КРС. Исследуемый образец ориентировался по кристаллографическим направлениям как показано на рис.1 и регистрировались три спектра КРС образца с поляризатором и без, затем образец поворачивался вокруг оси y с шагом 10^0. По спектрам определялись интенсивности излучения I, (без поляризатора) I_x, I_z.(с поляризатором, ориентированном по осям x и z) Ширина спектральной линии определялась по спектрам, измеренным без поляризатора. Результаты измерений и расчетов представлены на рис.2.

Заключение

Зависимость a) на рис 2 отражает известный результат, что ширина спектральной линии КРС нанокристаллов увеличивается при уменьшении размера нанокристалла (при меньших температурах отжига). В работе обнаружено, что степень поляризации КРС массива ориентированных нанокристаллов также зависит от размеров нанокристаллов (график b) на рис 2.)

Расчетным путем показано, что образованный термическим отжигом имплантированного образца массив нанокристаллов имеет высокую степень упорядоченности.

В работе предложена методика измерения степени поляризации КРС по измерению угловых зависимостей интенсивности двух поляризованных компонент КРС.

Проведенные расчеты показывают связь степени поляризации КРС с фундаментальным пределом неопределенности направления волнового вектора оптического фонона в нанокристалле. Полученные соотношения позволяют оценивать размер нанокристаллов.

Литература

1. А.В. Иго// ЖЭТФ. 2020. Т158, № 4. С. 605.
2. А.В. Иго// Опт. и спектр. 2020. Т.129. № 2. С. 1115.

Рост методом МЛЭ Ван-дер-Ваальсовых материалов на Si(111)

Д.В. Ищенко[1, *], И.О. Ахундов[1], В.А. Голяшов[1, 2], Н.П.Степина[1], А.С.Тарасов[1], Е.В. Федосенко[1], О.Е. Терещенко[1, 2]

1 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский Государственный Университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090.

*ischenkod@isp.nsc.ru

В работе приводятся первые экспериментальные результаты, полученные на эпитаксиальных плёнках $(Bi_{1-x}Sb_x)_2(Te_{1-y}Se_y)_3$ на подложках Si(111) через буферный слой Bi_2Te_3. Показано, рост плёнок происходит по послойно-островковому типу. Приведены первые результаты измерений проводимости, эффекта Холла и магнетосопротивления.

Введение

В течение последнего десятилетия большой интерес вызывают материалы, обладающие свойством топологических изоляторов (ТИ). ТИ — это такие материалы, в которых закон дисперсии на поверхности является линейным, при этом в объѐме материал остаѐтся изолятором. К таким материалам относится соединения A_2B_3 (A = Bi, Sb, B = Se, Te). В соединениях A_2B_3 существует проблема высокой проводимости, обусловленная собственными дефектами, что затрудняет исследования поверхностных топологических состояний. Так, в Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 избыток металла занимает узлы решетки Te и действует как легирующая примесь p-типа. Одним из возможных путей решения данной проблемы является рост тройных и четверных соединений методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Стоит отметить, что работ по росту $(Bi_{1-x}Sb_x)_2(Te_{1-y}Se_y)_3$ (BSTS) методом МЛЭ мало, например, [1]. Таким образом, проблема эпитаксии ван-дер-Ваальсовых материалов BSTS является актуальной задачей.

Эксперимент

Плѐнки BSTS были выращены на подложах Si(111) в установке МЛЭ «Ангара». В качестве шихты использовались молекулярные (Bi, Te) и бинарные источники, а также четырехкомпонентный твѐрдый раствор BSTS. Основным источником являлся BSTS, молекулярные источники позволяли контролировать тип проводимости и отношение элементов пятой и шестой групп друг к другу.

Подложки Si(111) предварительно обрабатывались по методике «Shiraki» [2]. Затем прогревались до получения картины 7 x 7 и охлаждались до температуры роста. В литературе показано [1], что наиболее совершенные плѐнки BSTS получаются при использовании бинарного затравочного слоя. В нашем случае в качестве затравочного слоя использовался слой Bi_2Te_3, который выращивался в том же процессе. Скорость роста плѐнок варьировалась от $v \approx 0.3$ нм/мин до $v \approx 2.5$ нм/мин, температура подложки $T_{sub} = 190 – 250$ ºC. Контроль толщины получаемых плѐнок производился с использованием кварцевого измерителя толщины, качество поверхности контролировалось с помощью дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭ). Определение состава происходило методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 показана фотография картины ДБЭ по окончанию роста плѐнки BSTS/Bi_2Te_3/Si(111). Видно, что плѐнка растѐт монокристаллическая.

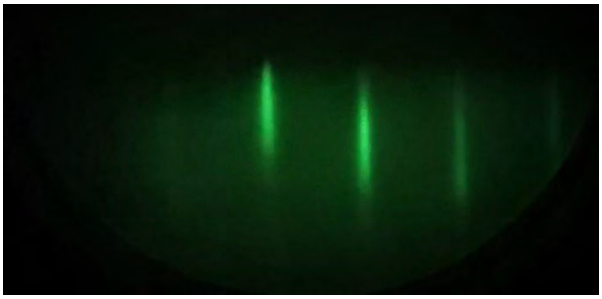


Рис. 1. Фотография картины ДБЭ в конце роста плёнки BSTS/ Bi_2Te_3/Si(111)

На рисунке 2 представлено АСМ изображение плѐнки BSTS/Bi_2Te_3/Si(111). Размер скана 3 x 3 мкм^2, среднеквадратичная шероховатость Rq = 2 нм. Видно, что, во-первых, поверхность состоит из слоѐв толщиной 1 нм, что соответствует одному пятиатомному слою, а, во-вторых, рельеф

довольно развитый, что, возможно, связано с особенностями зарождения плѐнки.

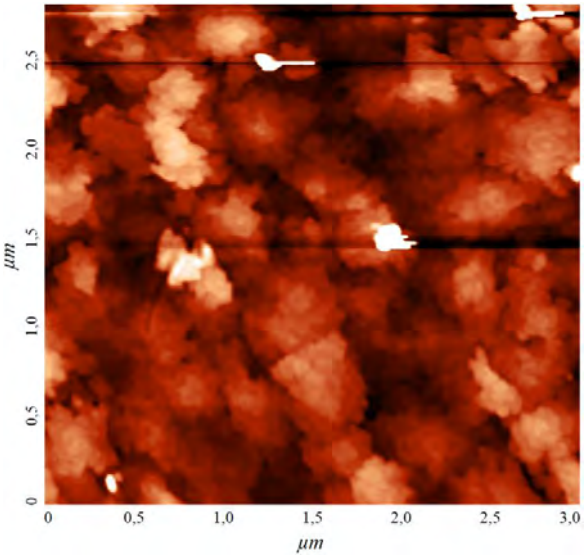


Рис. 2. АСМ изображение 3x3 мкм^2 поверхности плёнки BSTS/Bi_2Te_3/Si(111) толщиной 10 нм

Состав поверхности плѐнки по данным РФЭС: Bi = 38.2%, Sb = 11.5%, Te = 33.1%, Se = 17.2 %.

Было проведено сравнение электрофизических характеристик – проводимости, эффекта Холла и магнетосопротивления (МС) на этой плѐнке и плѐнке близкого состава, но другой толщины (120 нм). В обеих пленках наблюдается р-тип проводимости с концентрацией носителей заряда порядка 6-8×10^{19} см$^{-3}$. Подвижность в тонкой пленке несколько выше (~ 60 см^2/В·с) по сравнению с 25 см^2/В·с для пленки толщиной 120 нм. На рисунке 3 приведены данные магнетосопротивления для рассматриваемых пленок и аппроксимация низкополевой части степенной зависимостью. Видно, что в обоих случаях наблюдается положительное МС, которое можно описать в рамках эффекта слабой антилокализации в соответствии с формулой Хиками [3]. Результаты аппроксимации позволили определить длины фазовой когерентности, L_i ~ 143 нм для толстой пленки и ~ 49 нм для тонкой. Экспериментальные данные проанализированы в рамках модели [4], согласно которой степенная зависимость сопротивления от магнитного поля ~√B соответствует эффекту слабой антилокализации, определяемому трехмерными носителями заряда. Именно корневая зависимость наблюдается для пленки толщиной 120 нм. В тонкой пленке в малых полях наблюдается линейная зависимость сопротивления от магнитного поля.

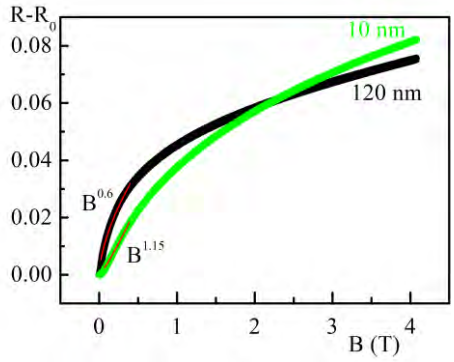


Рис. 3. Магнетосопротивление пленок BSTS толщиной 10 и 120 нм. Линии- аппроксимация степенной зависимостью

Дальнейшие эксперименты будут направлены на получение компенсированных пленок BSTS с положением уровня Ферми в запрещѐнной зоне, на изучение электронной и спиновой структуры, а также спин-зависимого транспорта в поверхностных состояниях.

Благодарности

Авторы выражают благодарность П.А. Кучинской за получение картин АСМ.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 22-22-20074 и РФФИ 21-52-12024.

Литература

1. T. Mayer, H. Werner *et al.*// Physical Review Materials, V. 5,014202 (2021).
2. A. Ishizaka, Ya. Shiraki // Journal of the Electrochemical Society, V. 133, P. 666 (1986).
3. S. Hikami, A. Larkin, Y. Nagaoka // Progr. Theoret. Phys. V. 63, 707 (1980).
4. Sumit Bera *et al.* // AIP Conference Proceedings, V. 1953, 030122 (2018).

Оптимизация буферного диэлектрического слоя для создания малодефектных эпитаксиальных пленок топологического изолятора $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с x≥0.4

А.К. Кавеев[1,*], О.Е. Терещенко[2, 3]

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

3ЦКП «СКИФ», Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, Никольский пр., 1, Кольцово, 630559.

*kaveev@mail.ioffe.ru

В настоящей работе проведена оптимизация ростовых условий буферного слоя для дальнейшего нанесения $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (x≥0.4), обладающего свойствами кристаллического топологического изолятора. Для этого на поверхности Si(111) была сформирована и оптимизирована трехкомпонентная гетероструктура, состоящая из слоев CaF_2, BaF_2 и $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te$:In. Исследована морфология поверхности данной структуры в зависимости от температурных режимов роста и подобрано оптимальное сочетание ростовых параметров с точки зрения гладкости и кристаллического качества.

Введение

Кристаллические ТИ на основе соединения $Pb_{1-x}Sn_xTe$ являются многообещающими с точки зрения практических приложений [1], в силу возможности создания ТИ с менее шунтирующим проводимость топологических состояний объемом за счет возможности управления составом (значением x), в отличие от уже ставших классическими ТИ на основе соединений V_2VI_3. Помимо контроля состава не менее важно получение малодефектных пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$, также с точки зрения уменьшения шунтирующего влияния объема. Данная задача является нетривиальной в силу возникающих при эпитаксиальном выращивании $Pb_{1-x}Sn_xTe$ проблем. Для обеспечения наличия проводящих топологических состояний необходимо получить планарный слой, обладающий высоким кристаллическим качеством.

Полученные результаты и обсуждение

В настоящей работе проведена оптимизация буферного слоя для дальнейшего нанесения $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (x≥0.4), обладающего топологическими свойствами. Для этого на поверхность Si(111) наносилась многослойная структура, состоящая из слоев CaF_2, BaF_2 и $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te$:In. Известно, что для эпитаксиального выращивания пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$ на кремнии использовались бинарные буферные слои BaF_2/CaF_2/Si(111) [2]. Вместе с тем, высота рельефа поверхности полученных буферных слоев была слишком велика в силу недостаточной оптимизации ростовых параметров и дефектности этих слоев.

Известно [3], что фторид кальция при нанесении на поверхность (111) кремния методом молекулярно-лучевой эпитаксии формирует слои высокого кристаллического качества, но различной морфологии поверхности, в зависимости от температуры нанесения. Возможно образование островков различной высоты и латерального размера. В настоящей работе было необходимо обеспечить наиболее гладкую поверхность. Для этого варьировались температурные режимы и толщины слоя фторида кальция. Далее на поверхность фторида кальция наносился слой фторида бария, обеспечивающий более плавный переход по постоянной решетки от CaF_2 к $Pb_{1-x}Sn_xTe$.

На Рис. 1 (а-ж) приведен ряд картин атомно-силовой микроскопии гетероструктуры BaF_2/CaF_2/Si(111) различной конфигурации. Был определен ряд параметров, обеспечивающих сочетание малых толщин флюоритовых подслоев (что обеспечивает их малую дефектность) с их высокой гладкостью. Показано, что при уменьшении температуры роста фторида кальция и фторида бария происходит уменьшение латеральных размеров островков. Наиболее гладкий рельеф поверхности достигается при пониженных температурах роста (250°C). Это коррелирует с результатами работы [4], где была продемонстрирована высокая планар-

ность пленок фторида кальция толщиной единицы нанометров, нанесенных при данной температуре.

Попытки повысить температуру роста одного из двух подслоев с целью улучшения кристаллического качества приводят к укрупнению островков и загрублению рельефа, что нежелательно для поставленной в работе задачи получения максимально гладких слоев. Также иногда возможно образование трещин в пленке из-за разницы температурных коэффициентов расширения. Вместе с тем, достаточно гладкий рельеф также получается при использовании двухстадийного (пониженная и повышенная температуры) роста фторида кальция, с последующим низкотемпературным нанесением слоя фторида бария (Рис. 1(е)).

Вместе с тем, непосредственное нанесение тонкого слоя $Pb_{1-x}Sn_xTe$ на двуслойку не обеспечивает достаточной гладкости и достаточного кристаллического качества для формирования топологических состояний. Хорошее качество возможно достичь лишь с помощью гомоэпитаксиального наращивания данного материала на достаточно толстый подслой. При этом необходимо также добиться низкой проводимости этого подслоя путем его легирования, обеспечивающего регулировку положения уровня Ферми.

Проведенные эксперименты с флюоритовыми двуслойками позволили перейти к экспериментам с нанесением третьего буферного подслоя - диэлектрического $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te$:In. Этот подслой был выращен при различных температурах – от 250 до 450°C (Рис. 1(з) и Рис. 2).

Проведенные эксперименты также показали важность нанесения больших (более 500 нм) толщин этого подслоя для обеспечения его сплошности, отсутствия дыр в пленке, и достижения высокой планарности поверхности.

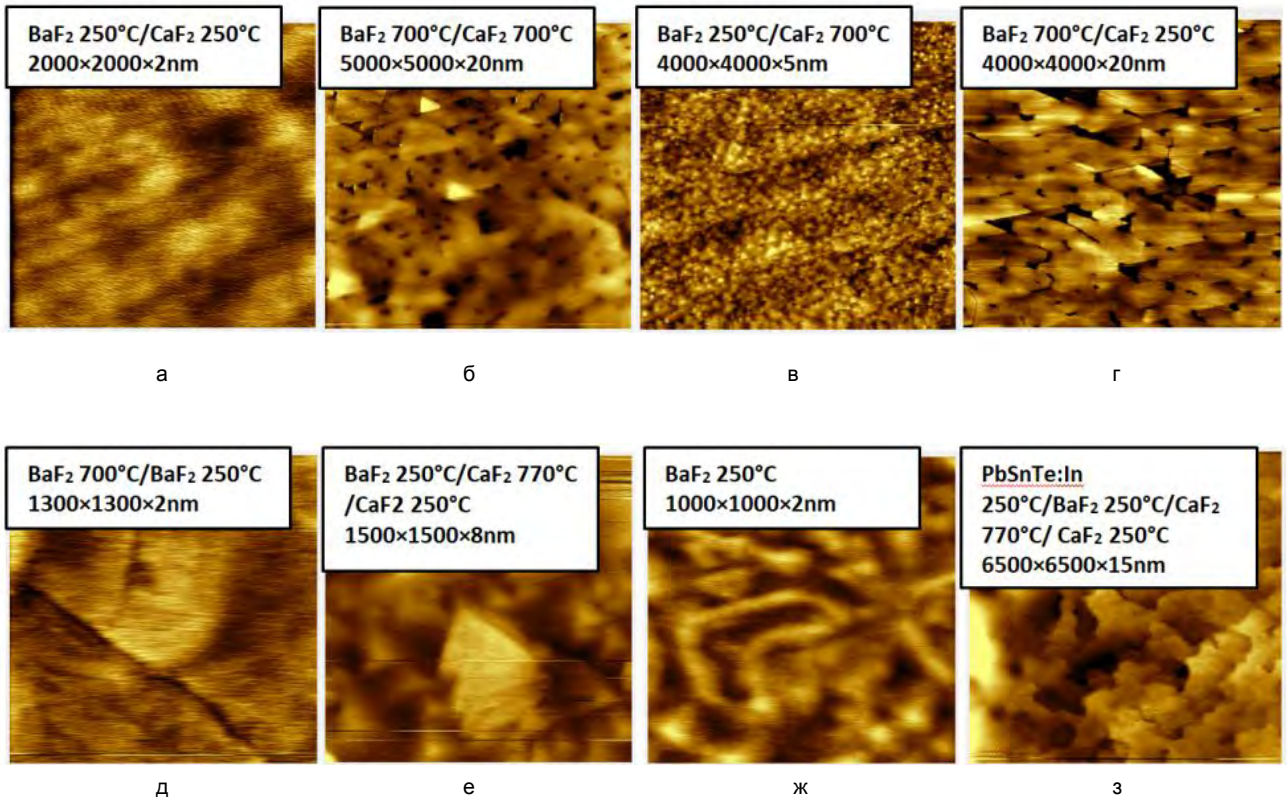
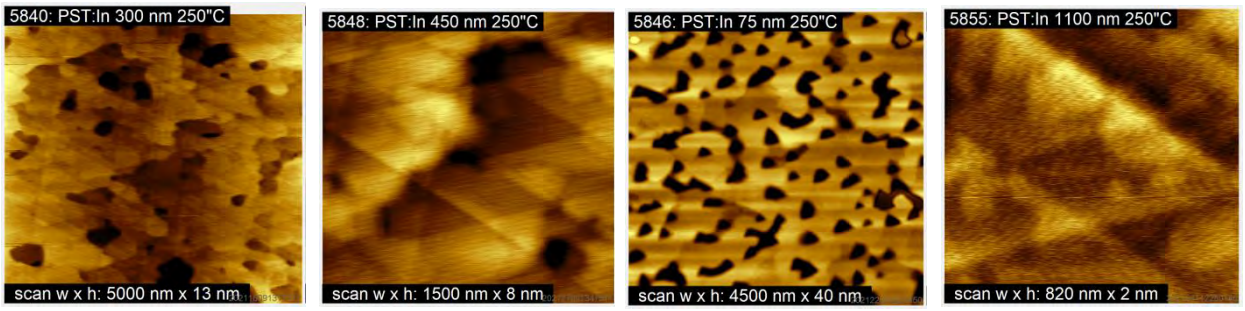


Рис. 1. Морфология поверхности буферного слоя BaF_2/CaF_2 (а-ж), выращенного при различных условиях, и оптимизированной буферной трехслойки $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te$:In/BaF_2/CaF_2/Si(111) (з). (а-г) – толщина BaF_2 и CaF_2 20 и 10 нм, соответственно. Толщины слоев: (д) – 10 и 3 нм, (е) – 15, 7 и 3 нм, (ж) – 20 нм, (з) – 300, 15, 7 и 3 нм

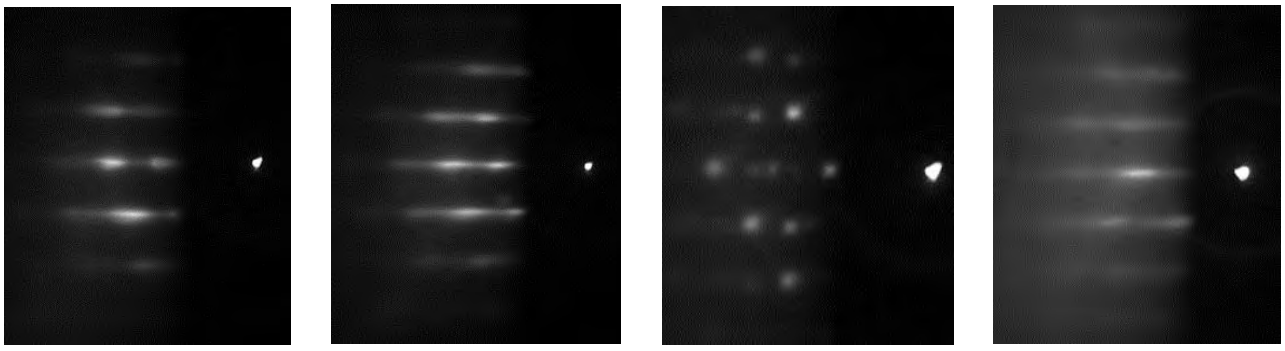
На Рис. 2 показаны примеры морфологии поверхности третьего буферного подслоя, полученного при различных условиях. Диэлектрические свойства данного подслоя будут измерены на следующем этапе работы путем проведения электрофизических измерений. В дальнейшем на данный подслой будут нанесены тонкие (10-20 нм) слои стехиометрии, близкой к $Pb_{0.6}Sn_{0.4}Te$, с избытком Sn, обеспечивающие наличие проводящих топологических состояний.



а б в г

Рис. 2. Морфология поверхности третьего буферного подслоя $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te$:In в зависимости от условий роста. (а) – нанесение на двуслойку BaF_2 и CaF_2 с параметрами, соответствующими Рис. 1 (е); (б) – то же, но более тонкий слой $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te$:In; (в) - нанесение на двуслойку BaF_2 и CaF_2 с параметрами, соответствующими Рис. 1 (а); (г) – то же, но более тонкий слой $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te$:In, и при более низкой температуре

Эволюция поверхности по мере формирования трехступенчатого буферного слоя была исследована *in situ* с помощью дифрактометрии быстрых электронов (ДБЭ).



а б в г

Рис. 3. Изменение картин ДБЭ при нанесении 10 нм фторида кальция (а), 15 нм фторида бария (б), и 1000 нм $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te$:In в начальный момент (в) и в конечный момент (г) роста при температуре 250°C

На Рис. 3 показано изменение картин ДБЭ при последовательном нанесении 10 нм фторида кальция (а), 15 нм фторида бария (б), и 1000 нм $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te$:In в начальный (в) и в конечный момент (г) роста при температуре 250°C. Видно, что фториды кальция и бария растут планарно, о чем свидетельствуют тяжи на картинах ДБЭ. Далее, на начальном этапе роста происходит трехмерный (островковый) рост $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te$:In. Двойникование рефлексов свидетельствует о двухдоменном характере роста, характерном для кубической кристаллической решетки с ростовой поверхностью (111). В ранее проведенной нами работе [5] были проведены пробные эксперименты по нанесению тонких пленок $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te$ на Si(111) с использованием буферного подслоя фторида кальция. Были установлены эпитаксиальные соотношения относительно кремния: (111) $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te$ || (111) Si, $[1\bar{2}1]$ $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te$ || $[2\bar{1}\bar{1}]$ Si. В настоящем случае эти соотношения, очевидно, сохраняются.

С увеличением толщины наносимого материала точечные рефлексы сменяются тяжами, что говорит о срастании островков (режим роста Странского-Крастанова) и образовании гладкой поверхности. Данная картина ДБЭ (Рис. 3(г)) находится в соответствии с Рис. 2 (г), где действительно продемонстрирована гладкая поверхность с характерными линиями под углом 60°, которые являются выходами дислокаций, также характерными для ростовой поверхности (111) кубической кристаллической решетки.

Выводы

В результате настоящей работы перебран ряд ростовых режимов и оптимизированы ростовые параметры для трехслойной эпитаксиальной гектероструктуры $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te$:In/BaF_2/CaF_2/Si(111). Показана возможность планарного малодефектного роста третьего подслоя - $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te$:In, необходимого для дальнейшего гомоэпитаксиального наращивания $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с увеличенным значением параметра $x \geq 0.4$ с целью получения поверхностных топологических состояний.

Работа поддержана грантом РФФИ № 21-52-12024.

Литература

1. T. H. Hsieh, H. Lin, J. Liu, W. Duan, A. Bansil & L. Fu // Nature Communications, V. 3, 982, (2012).
2. A. N. Akimov, A. V. Belenchuk, A. E. Klimov *et al.* // Technical Physics Letters, V. 35, N.6, 524, (2009).
3. C.A. Lucas, D. Loretto, and G.C.L. Wong // Physical Review B, V. 50, N.19, 14340 (1994).
4. Y. Y. Illarionov, A. G. Banshchikov, D. K. Polyushkin *et al.* |// Nature Electronics, V. 2, 230, (2019).
5. А.К. Кавеев, Д.Н. Бондаренко, О.Е. Терещенко // Физика и техника полупроводников, том 55, вып. 8, стр. 625, (2021).

Оптика спиральных нанотрубок на основе MoS_2

Д.Р. Казанов[1,*], А.В. Пошакинский[1], И.А. Елисеев[1], Б.Р. Бородин[1], С.И. Павлов[1], Т.В. Шубина[1]

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*kazanovdr@gmail.com

Исследовано поведение оптических мод в спиральных нанотрубках на основе MoS_2 вблизи непрямого экситонного перехода. Спектры микро-ФЛ таких нанотрубок содержат пики, связанные с модами шепчущей галереи, которые расщепляются при увеличении степени сплющенности поперечного сечения нанотрубки и изменяют интенсивность вдоль оси трубки. Численное моделирование показало, что оптические моды, двукратно вырожденные в цилиндрических нанотрубках, расщепляются при деформации сечения, тогда как спиральность нанотрубок, отвечающая за поворот сечения трубки по отношению к падающему свету, влияет на степень перекрытия между падающим полем и оптическими модами, что определяет интенсивность расщепленных оптических мод.

Введение

Фундаментальные исследования в области микрорезонаторов, которые могут поддерживать моды шепчущей галереи (МШГ) представляют интерес из-за ряда возможных практических применений [1]. Наиболее распространенными являются микрорезонаторы с цилиндрической симметрией — диски, наноколонки и трубчатые структуры. В последнее время привлекают внимание нанотрубки, созданные из дихалькогенидов переходных металлов (MoS_2, WS_2, WSe_2), стенки которых связаны друг с другом слабыми силами Ван-дер-Ваальса [2, 3]. Исследования этих трубок показало, что они обладают нетривиальными оптическими свойствами [4]. Многостенные микро- и нанотрубки на основе MoS_2 содержат в своих оптических спектрах как прямой (~ 2 эВ), так и непрямой (~ 1.3 эВ) экситонные переходы. Кроме того, нами было показано, что они могут вести себя как микрорезонаторы, поддерживающие МШГ внутри стенок толщиной несколько десятков нм [5]. Сечение таких трубок представляет собой кольцо с цилиндрической симметрией, за счет чего оптические моды шепчущей галереи внутри стенки трубки двукратно вырождены по энергии [6]. Спектры излучения таких трубок содержат набор линейно поляризованных вдоль оси нанотрубки пиков МШГ с различными азимутальными номерами m.

В общем случае нанотрубки могут не обладать цилиндрической симметрией. Понижение симметрии трубки может быть вызвано как внешними воздействиями, так и спецификой процесса их газофазного роста [3]. В сплющенной трубке, в первом приближении имеющей сечение в виде эллипса или «гоночной трассы», ожидается расщепление двукратно вырожденных мод, характерных для цилиндрических резонаторов. Кроме того, ожидается, что взаимодействие света с оптическими модами зависит не только от номера моды, но и от пространственного расположения области, где мода квантуется. По этой причине поворот плоскости сечения нанотрубки должен изменять степень взаимодействия между падающим светом и оптическими модами.

В данной работе мы изучаем влияние нарушения цилиндрической симметрии в спиральных нанотрубках на основе MoS_2, в которых реализуется циклическое изменение энергии и нитенсивности пиков МШГ в спектрах излучения. Результаты численных расчетов показывают, каким образом степень сплющенности сечения и его поворот вдоль оси нанотрубки может влиять на спектры микро-ФЛ, регистрируемые вдоль оси подобных нанотрубок.

Экспериментальные исследования

Изучаемые нанотрубки на основе MoS_2 были исследованы с помощью сканирующей электронной микроскопией (СЭМ) для выяснения реальных геометрических размеров. На рисунке 1 представлено СЭМ изображение исследуемой трубки на основе MoS_2, показывающее, что сечение трубки вращается вдоль ее оси по спирали и меняет свою форму. Торец нанотрубки сильно сплющен и представляет из себя сечение, близкое к эллипсоидальному (типа race track - «гоночная трасса»). Для доказательства того, что поперечное сечение трубки действительно деформировано, был проведен до-

полнительный анализ СЭМ в зависимости от угла падения электронного луча.

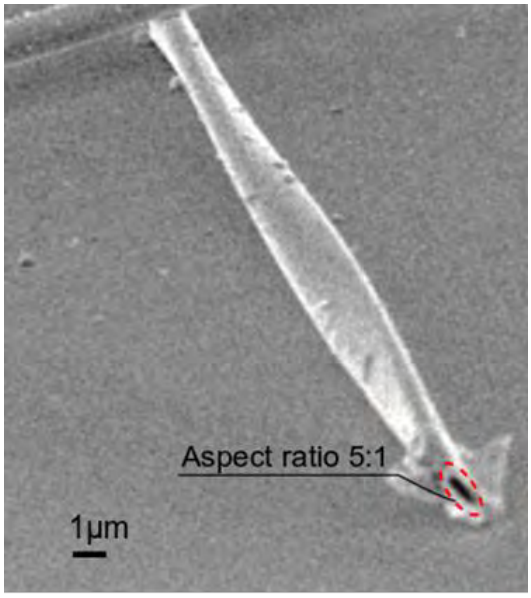


Рис. 1. Пример изображения сканирующей электронной микроскопии нанотрубок. Красным помечено поперечное сечение трубки, которое сплющенно и представлет из себя подобие эллипса. Наблюдается спиральность трубки вдоль ее оси, реализуемая поворотом сечения

Отмечено, что степень сплющенности плавно меняется вдоль оси трубки. На длинных нанотрубках наблюдалась цикличность такого изменения, соответствующая периоду спиральности. Максимальное соотношение между большой, a, и малой, b, осями поперечного сечения в исследуемых трубках было порядка 5:1. Характерные размеры осей трубки в области максимальной сплющенности: $a \sim 2000$ нм, $b \sim 400$ нм; толщина стенок ~ 100 нм.

Спектроскопия микро-ФЛ проводилась при комнатной температуре при возбуждении лазером с длиной волны 532 нм и диаметром пятна ~ 1 мкм. На рисунке 2 изображены спектры ФЛ вблизи непрямого экситонного перехода, измеренные в разных точках нанотрубки вдоль ее оси (для наглядности спектры сдвинуты по шкале интенсивности на одинаковое расстояние). Спектры излучения содержат пики, связанные с возбуждением МШГ внутри стенки нанотрубки.

Наблюдается плавное последовательное расщепление и объединение пиков по мере смещения пятна возбуждения вдоль оси трубки (красные пунктирные линии). Кроме того, происходит перераспределение интенсивности расщепленных оптических мод при повороте плоскости сечения трубки относительно ее оси.

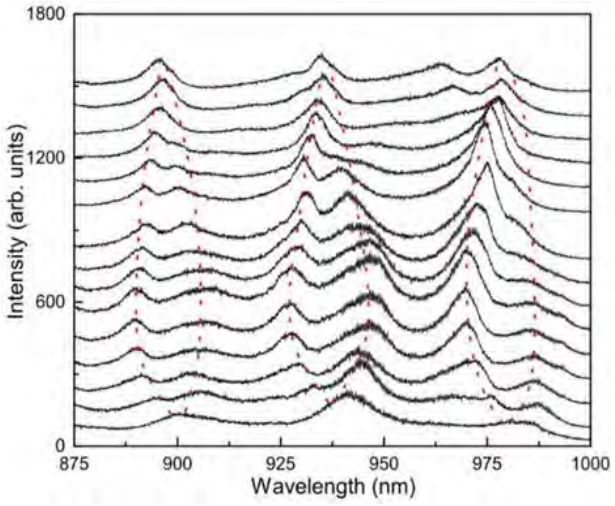


Рис. 2. Спектры микро-ФЛ нанотрубки, показанной на рисунке 1, измеренные вдоль ее оси. Спектры из разных точек на оси трубки сдвинуты по оси Y относительно друг друга для наглядности. Красными линиями показано циклическое расщепление/объединение оптических мод в зависимости от положения пятна лазерного возбуждения на оси нанотрубки

Необходимо отметить, что перераспределение интенсивности в соседних расщепленных мод находится в противофазе. Таким образом, в спиральных нанотрубках экспериментально было обнаружено наличие двух эффектов: расщепление оптических мод и перераспределение интенсивности в расщепленных оптических модах. Для их объяснения был проведен ряд численных расчетов с целью описания взаимодействия света с оптическими модами.

Численное моделирование оптических свойств спиральных нанотрубок

Для поиска энергии собственных мод распространяющихся внутри стенки сплющенного резонатора с сечением типа «гоночная трасса» проводилось численное моделирование с использованием программного обеспечения Comsol Multiphysics. Геометрические размеры выбирались с учетом результатов характеризации СЭМ, соотношение сторон варьировалось для достижения согласования между экспериментальными данными микро-ФЛ. На рисунке 3 показан график зависимости длины волны оптических мод внутри стенки нанотрубки вблизи непрямого экситонного перехода в зависимости от размера малой оси сплющенного поперечного сечения при постоянном периметре (это эквивалентно степени сплющенности сечения). При слабой степени сплющенности, которая соответствует раз-

меру малой оси $b > 500$ нм наблюдаются одиночные двукратно вырожденные оптические моды.

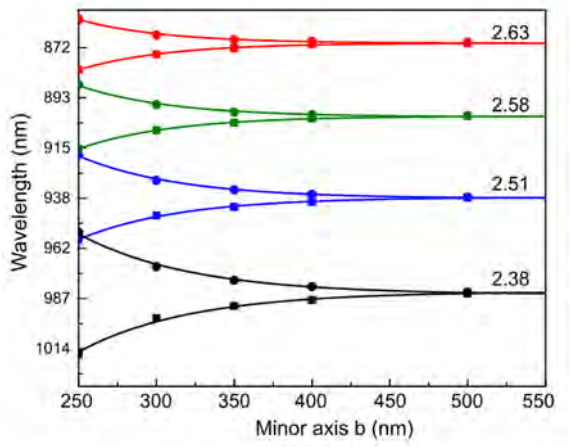


Рис. 3. Зависимость длины волны оптических мод от степени сплющенности поперечного сечения. Все расчеты проводились при постоянном периметре нанотрубки (~ 6 мкм). Каждая мода характеризуется своим эффективным показателем преломления, *n*, приведенном на графиках

При увеличении степени сплющенности (уменьшении b) происходит взаимодействие вырожденных мод за счет «вытекания» хвостов оптических мод из стенки нанотрубки по аналогии с расщеплением уровней размерного квантования в двойных квантовых ямах при их приближении друг к другу или расщеплением двух связанных резонаторов [7]. Частота такого расщепления может быть представлена в виде

$\omega = \omega_0(1 \pm te^{-\kappa b})$, где $\kappa = \frac{\omega}{c}\sqrt{n^2 - 1}$.

Здесь, ω_0 – частота двукратно вырожденной ды, t – параметр, отвечающий за силу взаимодействия, κ – радиальная компонента волнового вектора оптической моды. Каждая оптическая мода может быть охарактеризована своим эффективным показателем преломления *n*, который связан со степенью вытекания данной моды за пределы стенки нанотрубки. Чем больше длина волны оптической моды, тем большая часть данной моды рассосредоточена в окружающей среде, вне стенки нанотрубки. Это обеспечивает взаимодействие оптических мод, в первую очередь в близко расположенных стенках нанотрубки, параллельных длинной оси *a*. В результате происходит все более сильное расщепление ранее вырожденных мод, проявляющееся в изменении энергии пиков. Этот эффект отчетливо наблюдается в расчетных зависимостях на рисунке 3 для оптических мод с большей длиной волны в окрестности непрямого экситона.

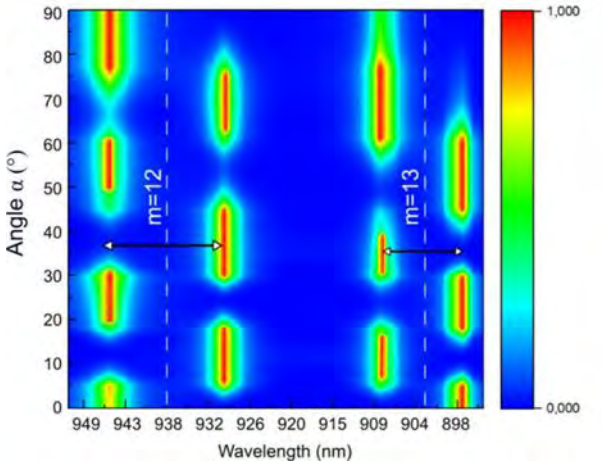


Рис. 4. Зависимость интенсивности ФЛ (показано цветом) от угла поворота поперечного сечения нанотрубки по отношению к падающему свету в спектральном диапазоне вблизи непрямого экситонного резонанса. Для расчета выбрана степень сплющенности 5:1. Интенсивность пар оптических мод осциллирует в зависимости от изменения угла в противофазе. Осцилляции пар с соседними угловыми номерами происходит в противоположном направлении

Таким образом, циклическое изменение энергии пиков мод в спектрах микро-ФЛ, приведенных на рисунке 2, может быть обусловлено сплющиванием сечения нанотрубки, степень которого изменяется вдоль ее оси.

Для моделирования эффекта перераспределения интенсивности пиков нами была рассмотрена модель, позволяющая описать интенсивность мод в зависимости от угла поворота сечения трубки по отношению к падающему свету. Для этого было промоделировано рассеяние падающего света на деформированном трубчатом резонаторе в зависимости от угла поворота поперечного сечения. Спектры излучения определялись по аналогии с подходом, развитом в [4], использующем принцип взаимности Лоренца. В этом случае локальная интенсивность ФЛ определяется перекрытием поля падающей плоской волны с оптической модой, возбуждаемой в нанотрубке. Это перекрытие изменяется при изменении угла поворота по отношению к падающему полю, причем оно будет разным для двух расщепленных мод.

На рисунке 4 показан пример расчета интенсивности ФЛ вблизи непрямого экситонного перехода в зависимости от угла поворота по отношению к падающему свету. В этом спектральном диапазоне наблюдаются две МШГ характеризуемые азимутальными номерами 12 и 13, расщепленные за счет высокой степени сплющенности нанотрубки, соот-

ветствующей соотношению осей 5:1. При рассмотрении пары расщепленных мод с одинаковым номером мы наблюдаем противофазное чередование максимумов и минимумов при изменении угла поворота, которое связано с разным интегральным перекрытием падающей волны и оптической моды внутри стенки нанотрубки. Такое чередование изменяется на противоположное для соседней пары расщепленных пиков за счет противоположной симметрии распределения электрического поля внутри стенки по отношению к углу наклона падающего света.

Таким образом, методом спектроскопии микро-ФЛ были изучены оптические свойства спиральных нанотрубок MoS_2, форма поперечного сечения которых была установлена СЭМ. Проведено численное моделирование наблюдаемого эффекта расщепления/объединения оптических мод в зависимости от степени сплющенности сечения. Показано, что данный эффект сильнее выражен для более длинных волн, в окрестности непрямого экситона. Описано перераспределение интенсивности оптических мод в зависимости от угла поворота сечения. В целом продемонстрировано хорошее согласие результатов расчета с экспериментальными спектрами микро-ФЛ. Зависимость проявлений МШГ от формы нанотрубок представляет интерес для тонкой подстройки резонаторных свойств трубчатых структур.

Благодарности

Работа выполнялась при частичной поддержке проекта РНФ №19-12-00273. Д.К. и А.П. выражают благодарность, стипендии Президента РФ СП-5068.2022.5 и гранту Президента РФ МК-4191.2021.1.2, соответственно.

Литература

1. K.J. Vahala, *et al.* // Nature, 424, 839-846 (2003).
2. M. Remškar, Z. Skraba, F. Cléton, *et al.* // Appl. Phys. Lett., 69, 351 (1996).
3. M. Remskar, A.K. Hüttel, T.V. Shubina *et al.* // Isr. J. Chem., 61, 1 (2021).
4. T.V. Shubina, M. Remškar, V.Y. Davydov, *et al.* // Ann. Phys., 531, 1800415 (2019).
5. D.R. Kazanov, A.V. Poshakinskiy, V. Y. Davydov *et al.* // Appl. Phys. Lett. 113, 101106 (2018).
6. M.R. Foreman, J.D. Swaim, and F. Vollmer *et al.* // Adv. Opt. Photon., 7, 632-634 (2015).
7. X.Yi, Y.-F. Xiao, Y.-C. Liu *et al.* // Phys. Rev. A, 83, 023803 (2011).

Формирование эпитаксиальных слоев InGaN для источников видимого красного и ИК диапазонов методом ПА МПЭ на сапфире

М.А. Калинников*, Д.Н. Лобанов, Б.А. Андреев, К.Е. Кудрявцев, П.А. Юнин, Е.В. Скороходов, А.В. Новиков, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*kalinnikov@ipmras.ru

В работе представлены результаты исследований особенностей формирования и фотолюминесценции эпитаксиальных слоев InGaN с содержанием 50%<In<100%, выращенных на GaN/AlN/c-Al_2O_3 методом ПА МПЭ. Продемонстрировано, что с уменьшением содержания [In] в слоях InGaN усиливаются процессы спинодального распада, что приводит к деградации структурных и оптических свойств этих слоёв.

Введение

Нитрид индия-галлия (InGaN) является прямозонным полупроводниковым материалом. Изменение содержания In в твердом растворе InGaN позволяет варьировать ширину запрещенной зоны от 0.65 эВ до 3.4 эВ, что дает возможность для создания оптоэлектронных устройств работающих в спектральном диапазоне от ближнего ультрафиолетового до ближнего инфракрасного (ИК). Однако InGaN является термодинамически нестабильным твердым раствором для которого характерны такие явления как термическое разложение, спинодальный распад и сегрегация In [1]. В настоящее время технология роста эпитаксиальных слоев InGaN успешно развита только для составов с высоким содержанием Ga, которые уже стали основой современных синих светодиодов (СД) и лазерных диодов (ЛД). Для продвижения в красную и ИК область спектра необходимо развитие технологии формирования высококачественных структур на основе InGaN с содержанием 50%<In<100%, которая до сих пор представляет сложную задачу и нуждается в систематическом исследовании влияния ростовых параметров, как на процессы фазового распада, так и на общий уровень структурного качества получаемых слоѐв InGaN.

Методика эксперимента

Рост эпитаксиальных слоев InGaN проводился на подложках *c*-Al_2O_3 методом МПЭ ПА на установке STE 3N3 (ЗАО "НТО"). На сапфировых подложках диаметром 2" со слоем Ti толщиной 400 нм, нанесенным на обратную сторону, последовательно выращивались высокотемпературные буферные слои AlN (200 нм) и GaN (700 нм), при температурах 820 и 710 ºС соответственно. Далее осуществлялся рост слоя InGaN, с содержанием [In]50 – 100% в азотобогащенных условиях (III/V~0.9). Рост слоев InGaN разного состава проходил при температурах роста T_g ~470ºС. Рост $In_{0.5}Ga_{0.5}N$ дополнительно проводился при T_g ~380-470ºС. Толщина InGaN слоѐв составляла ~700 нм. Выращенные образцы исследовались методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), рентгенодифракционного анализа (РДА), фотолюминесценции (ФЛ) и эффекта Холла.

Результаты и обсуждение

Исследования методами СЭМ сколов структур с слоями InGaN показывают, что все слои обладают развитой морфологией поверхности, типичной для структур, выращенных в азотобогащенных условиях из-за уменьшения подвижности адатомов. Исследования методами РДА показали, что все слои InGaN являются полностью релаксированными. В образцах с содержанием [In] =60-100% при выбранных условиях роста наблюдался один симметричный пик в спектрах РД (рис. 1). Тем не менее, ширина РД отражения (0004) от InGaN увеличивалась с уменьшением содержания [In], что может говорить как об ухудшении кристаллического качества, так и о возможном увеличении флуктуаций состава (таб. 1). В образце со слоем InGaN, с содержанием [In]~50%, наблюдается резкое увеличение ширины РД отражения (0004) (таб. 1). Также это отражение становится несимметричным (появляется плечо – фаза другого состава), и наблюдаются отражения от бинарного InN и даже металли-

ческого In. Всѐ это указывает на начало фазового распада в InGaN слое с содержанием [In] ~ 50%.

Таблица 1. Параметры InGaN слоёв

Содержание [In], %	**100**	**90**	**80**	**70**	**60**	**50**
Ширина [0004], ⁰	0.24	0.26	0.28	0.31	0.36	0.52
Подвижность,см^2/Вс	1355	910	680	180	100	80

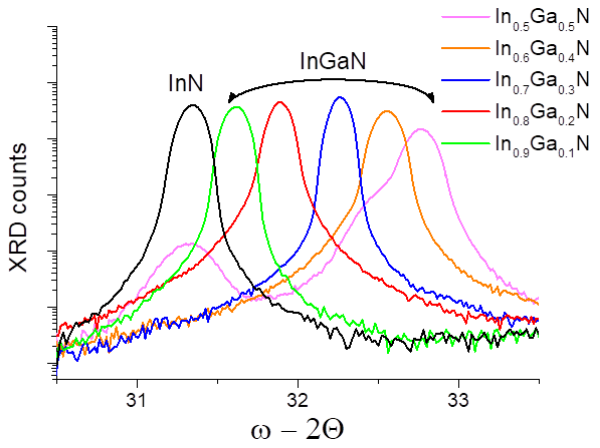


Рис. 1. Спектры рентгеновской дифракции образцов с слоями InGaN

Измерения электрофизических характеристик методом Холла показали, что для образцов, выращенных при T_g ~ 470 ºC, подвижность электронов уменьшается более чем на порядок при переходе от бинарного InN к слою InGaN с содержаним [In] ~ 50 % (таб. 1). Частично это может быть связано с более низкой подвижностью носителей заряда в InGaN сплаве по сравнению с бинарным материалом InN. Кроме того, в снижение подвижности носителей заряда в InGaN могут вносить вклад как усиление флуктуации состава, так и ухудшение кристаллического качества InGaN слоѐв с уменьшением содержания [In].

Фоновая концентрация электронов для всех исследуемых образцов отличалась слабо и составляла 1-2*10^{19} см$^{-3}$, что может быть обусловлено как высокой плотностью дислокаций, так и неконтролируемым встраиванием примеси в процессе роста.

Положение максимума сигнала спонтанной ФЛ от слоев InGaN смещается в область больших энергий с уменьшением содержания [In], что связано с увеличением ширины запрещѐнной зоны (рис.2). При этом происходит снижение интенсивности и существенное уширение сигнала ФЛ. Последнее косвенно подтверждает предположение об усилении флуктуаций состава с уменьшением содержания [In] в слоях InGaN.

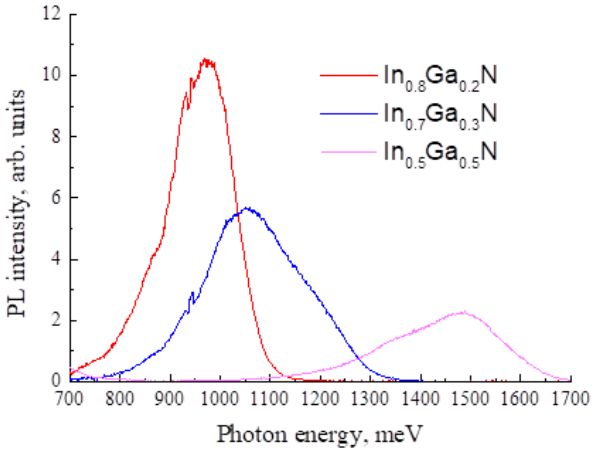


Рис. 2. Спектры спонтанной ФЛ слоев InGaN различного состава, выращенные при T_g ~ 470^{0}C, при оптической накачке непрерывным лазером на длине волны возбуждения λ_{EX} = 0.8 мкм при 77 К

Понижение температуры роста слоя InGaN с содержанием [In] ~ 50% с T_g ~ 470^{0}C до T_g ~ 420^{0}C приводит к подавлению разложения материала в процессе роста, о чѐм свидетельствует отсутствие сигнала от металлического In в спектрах РДА слоя $In_{0.5}Ga_{0.5}N$, выращенного при низкой T_g. Однако, сигнал от InN, свидетельствующий о продолжающихся процессах спинодального распада, в РД спектрах $In_{0.5}Ga_{0.5}N$ слоя исчезает лишь при понижении T_g до 380^{0}C. Также, понижение T_g с 470^{0}C до 380^{0}C сопровождается уширением и падением более чем на порядок интенсивности сигнала ФЛ от $In_{0.5}Ga_{0.5}N$ слоя, что говорит о деградации его кристаллического качества с понижением температуры роста. Показано, что добиться подавления разложения и отсутствия признаков спинодального распада в РД спектре при росте $In_{0.5}Ga_{0.5}N$ слоя при T_g ~ 470^{0}C возможно при увеличении потока азота (III/V~0.5). При этом сохраняется планарность роста слоя, а его спектр ФЛ практически не меняется по сравнению со спектром $In_{0.5}Ga_{0.5}N$ слоя, выращенного при более низком потоке азота (III/V~0.9).

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. G.B. Stringfellow. J. Cryst. Growth, 312, 735 (2010).

Эффект Парселла и коллимация излучения в гибридных нанопроводах AlGaAs с квантовыми точками GaAs

М.А. Калитеевский[1, 2, *], Р.Р. Резник[1, 3], Г.Е. Цырлин[1], К.П. Котляр[1], И.В. Илькив[3], Н. Акопян[4], Л. Леонардо[4], В.В. Николаев[5], А.В. Белоновский[1, 2]

1 Санкт-Петербургский Академический Университет, улица Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021.

2 Санкт-Петербургский Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

3 Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7/9, Санкт-Петербург, 199034.

4 Department of Photonics Engineering, Technical University of Denmark, 2800 Kongens Lyngby, Denmark;

5 Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

*m.kaliteevski@mail.ru

Одним из самых важных свойств нанопроводов является возможность управлять скоростью и направлением спонтанного излучения, обеспечивая как подавление, так и усиление спонтанного излучения. В данной работе сообщается о существенной коллимации излучения с длиной волны около 800 нм из AlGaAs нанопровода с квантовыми точками GaAs, который не поддерживает эффективное излучение в волноводные моды, включая основную фундаментальную моду. Экспериментальные измерения показывают, что интенсивность излучения для направлений вблизи оси нанопровода примерно на два порядка выше, чем для перпендикулярных направлений. Развитый теоретический подход позволил рассчитать вероятность спонтанного излучения как для различных направлений, так и в волноводные моды и показал, что узконаправленное излучение может быть обеспечено собственными эмиссионными свойствами цилиндрических нанопроводов.

Введение

Нанопровода с квантовыми точками интенсивно изучаются в связи с их потенциальным применением, особенно в качестве источника квантового света. Источники одиночных фотонов, созданные на основе нанопроводов со встроенными квантовыми точками (КТ), являются необходимыми компонентами масштабируемых оптических квантовых устройств обработки квантовой информации.

Общий подход основан на излучении квантовых точек в основную волноводную моду HE_{11} и последующем излучении во вне за счет сужения конца нанопровода. Диаметр нанопровода должен быть оптимизирован для эффективного излучения КТ в основную моду HE_{11}, а конец нанопровода должен коллимировать и направлять излучение. В силу технологических особенностей не всегда удается вырастить нанопроволоки с диаметром, подходящим для эффективного удержания основной волноводной моды HE_{11} (в случае ННК из AlGaAs с КТ GaAs диаметр нанопровода должен быть больше 180 нм). В тоже время некоторые экспериментальные и теоретические результаты показывают, что взаимодействие света с экситонами, структурные особенности и деформации могут приводить к появлению ярко выраженной аксиальной компоненты электрического диполя [1]. Поэтому, является актуальным проведение исследований спонтанного излучения в нанопроводах без участия волноводных процессов.

Результаты и обсуждения

Нанопроволоки из AlGaAs с КТ GaAs были выращены с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии (рисунок 1) [2]. Диаметр нанопроволоки в основании составляет 130 нм. Высота нанопроволоки около 2 мкм. Внутри на оси расположено 10 КТ GaAs диаметром приблизительно 30 нм и высотой 10.5 нм.

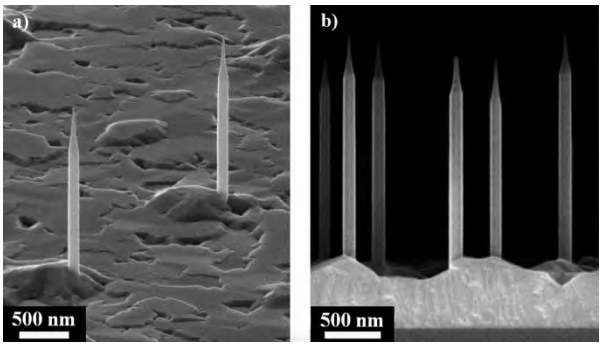


Рис. 1. SEM-изображение нанопроводов на подложке

Для данных структур измерялись спектры микрофотолюминесценции (μPL). Для сравнения интенсивности излучения КТ в разных направлениях часть ННК снималась с поверхности подложки и

помещалась на поверхность чистой кремниевой пластины. На рисунке 2 представлены типичные спектры μPL, соответствующие излучению квантовых точек GaAs в одиночных нановроводах AlGaAs, выращенных в направлении, перпендикулярном поверхности подложки Si (рисунок 2a), а также помещенных на поверхность Si одиночных нанопроводов (рисунок 2b). В обоих случаях сигнал μPL от КТ собирался в направлении, перпендикулярном поверхности подложки. Как видно из рисунка, интенсивность μPL лежащей на поверхности наноструктуры приблизительно на 2 порядка меньше, чем у неотделяемой от поверхности подложки наноструктуры.

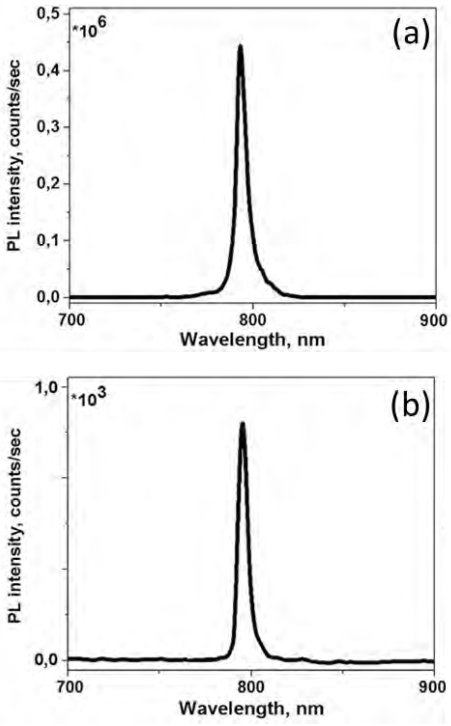


Рисунок 2. Спектры μPL нанопровода с КТ, вертикально стоящего на подложке (a), и лежащего на подложке (b)

Для теоретического рассмотрения данного вопроса был разработан метод S-квантования для структур с цилиндрической симметрией. S-квантование используется для квантования поля в среде с неоднородностью и осуществляется путем приравнивания амплитуд волн, падающих на структуру и убегающих от нее, или, иначе говоря, путем приравнивания единице собственных значений матрицы рассеяния [3].

В результате теоретических расчѐтов фактора Парселла было показано, что для нанопровода AlGaAs диаметром 130 нм интенсивность излучения для аксиального диполя выше чем для радиального почти на порядок. Излучение происходит преимущественно в утекающие (не волноводные) моды.

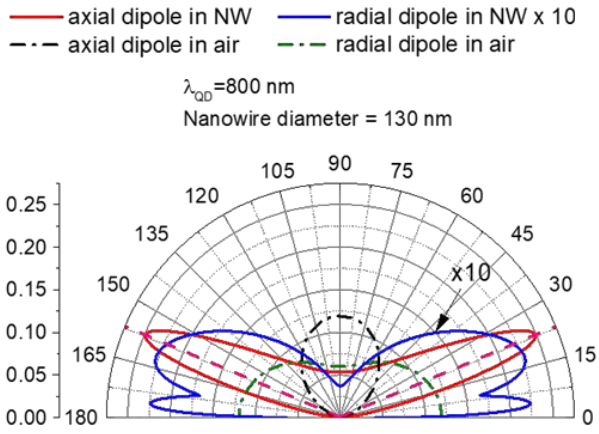


Рис. 3. Красными (синими) кривыми представлены угловые распределения излучения для аксиального (радиального) диполя на оси симметрии структуры. Черная (зеленая) кривая дает распределение излучения аксиального (радиального) диполя в вакууме. Показаны коэффициенты масштабирования, которые были применены к угловому распределению излучения радиального диполя для удобства сравнения

Также расчеты диаграмм направленности показали, что узконаправленное излучение от нанопровода может быть получено без участия волноводных процессов (рисунок 3).

Литература

1. M. Jeannin et al. // Phys. Rev. Appl., V. 8, pp. 054022 (2017).
2. R. R. Reznik et al. // Nanomaterials vol. 11, no. 11, pp. 2894 (2021).
3. М. А. Калитеевский и др. // Оптика и спектроскопия. Т. 119, № 5. С. 810 (2015).

Особенности роста наноструктур InP на Si(111) в квазиравновесных условиях

Л.Б. Карлина[1], А.С. Власов[1], И.В. Илькив[2], А.В. Вершинин[2], К.П. Котляр[2], А.С. Драгунова[2], Н.В. Крыжановская[2], И.П. Сошников[1-3]

[1] ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия.

[2] СПбАУ РАН им. Ж.И. Алфёрова, Санкт-Петербург, Россия.

[3] ИАП РАН, Санкт-Петербург, Россия .

В работе представлены исследования особенностей Au каталитического роста нитевидных наноструктур InP в квазизамкнутом объеме. Продемонстрирована возможность получения латеральных и свободных InP ННК с характерными размерами до нескольких десятков микрон в длину и 50-200 нм в диаметре.

Проблемы производства оптоэлектронных устройств, интегрированных с кремниевой технологией, представляют особый интерес. Одно из направлений в этой области связано с выращиванием нитевидных наноструктур III-V фосфидов на кремниевой подложке [1-5]. В частности, технологии выращивания таких структур, основанные на каталитическом росте методом пар-жидкость-кристалл (ПЖК) [2,3], которые включают предварительное нанесение наноразмерных капель катализатора на поверхность кремния

В работе представлены эксперименталь-ные исследования каталитического роста InP наноструктур по механизму пар – жидкость – кристалл из источника паров InP в квазизамкнутом объѐме [6] на активированной золотом поверхности кремния (111). Особое внимание уделено существенному изменению и упрощению начальной стадии подготовки синтеза наноструктур.

Синтез наноструктур осуществлялся в кварцевом реакторе в графитовой кассете в потоке водорода с точкой росы не хуже−76◦С.в модернизированной диффузионной печи типа СДО. Конструкция реактора, описанная ранее,[6] содержит специальные графитовые ячейки- испарители с раствором-расплавом InP в индии.

В качестве каталитических центров роста ННК на поверхность подложек Si (111) наносились коллоидные капли золота диаметром 60+_5 нм из раствора [7]. Синтез наноструктур реализован в квазизамкнутом объѐме с источником - испарителем на установке. Для работы в источник-испаритель загружался монокристаллический полуизолирующий фосфид индия. Рост наноструктур осуществлялся при температуре 500±10°С в течение 60± 10 минут [6].

В ходе исследования поверхностной морфологии методами растровой электронной микроскопии и микроанализа обнаружено присутствие нитевидных нанокристаллов InP (ННК) различной длины (до десятков микрон) и диаметра (50-200 нм) (Рис.1a). Отмечается образование латеральных и свободных ННК, ориентированных вдоль направлений типа <111>. Анализ размеров ННК (длины и диаметра) свидетельствует о преимущественно классиче-ском ПЖК механизме роста [8-10]. Исследования электронной дифракции от полученных образцов указывает на присутствие гексагональной (вюрцитной) фазы в InP ННК.

Спектры Рамановского рассеяния от образцов с синтезированными наноструктурами демонстрируют присутствие колебаний в диапазоне 296-303 $см^{-1}$, соответствующих модам поперечных колебаний InP. Положение и интенсивность колебаний оказывается неоднородным по поверхности образца и соответствует различной плотности и размерам наноструктур InP.

Изучение спектров фотолюминесценции показывает наличие полосы излучения в области 800-1000 нм, что соответствует ширине запрещенной зоны InP (рис.1b). Кроме того, отмечено появление пиков в области 1100 и 1200 нм. Полученные спектры свидетельствуют о кристаллическом качестве полученных структур.

Таким образом, проведен сравнительный анализ особенностей роста InP наноструктур на поверхности кремния. Показана перспективность предложенного нами метода роста InP наноструктур на поверхности кремния.

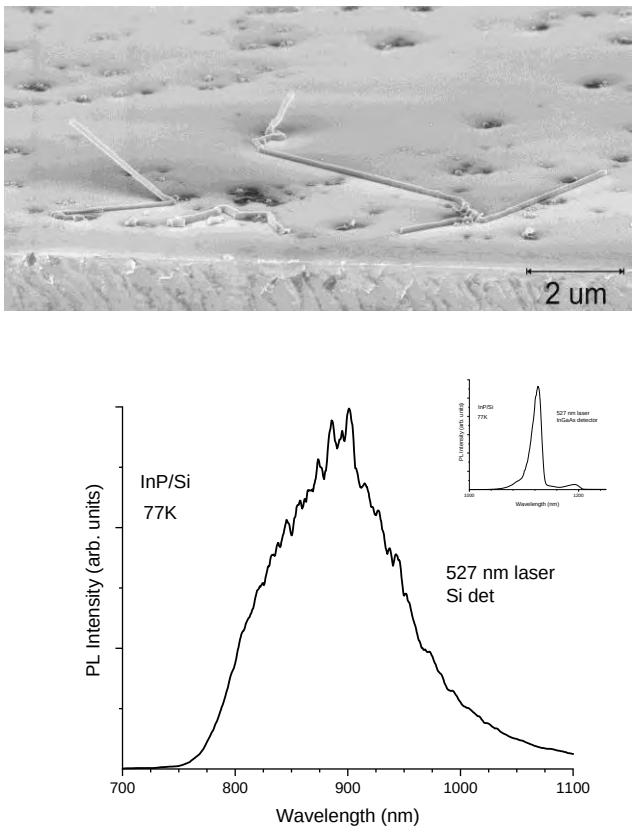


Рис.1 a) РЭМ изображение поверхности образца с InP ННК, выращенными в квазизамкнутом объеме на поверхности Si(111) с коллоидными частицами Au 60 нм. b) Спектр фотолюминесценции при 77 К от образца, приведенного на рис. a

Литература

1. A Mavel, N Chauvin, Ph Regreny, G Patriarche, B Masenelli, M Gendry, J Crystal Growth 458 (2017) 96.
2. A Jaffa, P Regreny, G Patriarche, N Chauvin and M Gendry, Nanotechnology **31** (2020) 354003.
3. S Breuer, M Hilse, L Geelhaar, H. Riechert, J Crystal Growth 323 (2011) 311.
4. LC Chuang, M Moewe, Sh Crankshaw, and C Chang-Hasnain, Appl. Phys. Lett. **92 (2008)**, 013121.
5. HA Fonseka, HH Tan, J Wong-Leung, JH Kang, P Parkinson and C Jagadish, Nanotechnology 24 (2013) 465602.
6. LB Karlina, AS Vlasov, IP Soshnikov, IP Smirnova, BY Ber, AB Smirnov, Semiconductors 52 (2018) 1363.
7. АД Буравлев, ИП Сошников, ГЭ Цырлин, И Илькив, Патент RU2016149164 (A) Method for deposition of colloidal nanoparticles of gold on surface of silicon semiconductor plates.
8. В.Г. Дубровский Теория формирования эпитаксиальных наноструктур Физматлит 2009 ISBN:978-5-9221-1069-3.
9. A Rothman, VG Dubrovskii, E Joselevich. Proceedings of the National Academy of Sciences 2019, 117 (1), 152-160.
10. Е.И. Гиваргизов. Рост нитевидных и пластинчатых кристаллов из пара (М., Наука, 1974).

Температурные особенности свойств транзисторной МДП структуры на основе пленки топологического кристаллического изолятора PbSnTe:In

А.Э. Климов[1, 2, *], И.О. Ахундов[1], В.А. Голяшов[1,3], Д.В. Горшков[1], Д.В. Ищенко[1], Н.С. Пащин[1], Г.Ю. Сидоров[1], С.П. Супрун[1], А.С. Тарасов[1], Е.В. Федосенко[1], О.Е. Терещенко[1,3]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский Государственный Технический Университет, пр. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

3 Новосибирский Государственный Университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090.

*klimov@isp.nsc.ru

В диапазоне T = (4,2 – 22) К исследованы затворные характеристики МДП – структуры на основе пленок PbSnTe:In, полученных методом МЛЭ, и показано, что их особенности могут быть связаны с сегнетоэлектрическим фазовым переходом вблизи T ~ (20 – 22) К.

Введение

Узкозонный полупроводник $Pb_{1-x}Sn_xTe$ обладает рядом интересных свойств, связанных с составом x и легированием: «безщелевое» состояние при $x_0 \sim 0{,}35$; сегнетоэлектрический фазовый переход (СЭФП) с зависящей от состава температурой Кюри $T_C(x)$ и $T_C \sim 20$ К при $x \sim (0{,}25 - 0{,}3)$; гигантская статическая диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(x)$, вплоть до $\varepsilon > 10^4$ при $T = 4{,}2$ К и $\varepsilon > 10^5$ вблизи T_C; «изолирующее» состояние при гелиевых температурах при добавлении In с концентрацией несколько ат. % в определенном диапазоне x [1]. В последнее десятилетие особый интерес вызывают связанные с поверхностью топологические свойства PbSnTe, наблюдаемые при $x > x_0$ или даже при $x \sim x_0$. Эффективным инструментом исследования поверхностных транспортных свойств является эффект поля, используемый, в частности, в МДП транзисторах (МДПТ). Однако большая проводимость, связанная с высокой концентрацией собственных точечных электрически активных дефектов, в комбинации с большой ε существенно затрудняет создание и исследование МДПТ на основе нелегированного PbSnTe.

Нами были впервые созданы МДПТ на основе пленок PbSnTe:In/BaF_2 с низкой проводимостью толщиной ~ 2 мкм, полученных методом МЛЭ [2]. Ширина канала МДПТ ~ 10 мкм при длине $L_{ds} = (6 - 18)$ мкм, толщина подзатворного Al_2O_3 ~ 72 нм. При $T = 4{,}2$ К изменение тока канала I_{ds} затворным напряжением -10 В $< U_{gate} < +10$ В достигало ~ 1000 раз. Исследованы зависимости $I_{ds} = f(U_{ds})$ и $I_{ds} = f(U_{gate})$ в стационарном режиме, при линейной развертке и при ступенчатом переключении U_{gate}. В работе приводятся результаты для МДПТ с $L_{ds} = 6$ мкм.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны зависимости $I_{ds}(t)$ для трех значений T (a-d) при ступенчатом переключении U_{gate} (e). Справа от (a-c) приведены характерные величины изменения ΔI_{ds}. С изменением T меняется и ΔI_{ds}, и характер релаксации I_{ds}. После переключения U_{gate} наблюдается «быстрое» изменение I_{ds} за время ~ 1 с, а затем «медленный» участок, аппроксимируемый экспонентой вида $\Delta I_{ds} \cdot \exp(-t/\tau)$. Зависимости $\Delta I_{ds}(T)$ — кривая (1), и $\tau(T)$ — кривая (2), полученные из измерений $I_{ds}(t)$ при 13-ти фиксированных T, показаны на рис. 2. Величина τ определялась на участке $t = (60 - 80)$ с. В интервале $T \sim (12 - 21)$ К величина $\Delta I_{ds}(T)$ падает почти в 100 раз, а при $T > 22$ К становится не измеряемой на фоне шума. Кривая (3) соответствует зависимости $1/C(T)$ в произвольных единицах. Здесь $C(T)$ – взятая из [3] экспериментальная температурная зависимость низкочастотной емкости конденсатора на основе PbSnTe:In, т.е. $C(T) \sim \varepsilon(T)$. В области $T \sim (13 - 19)$ К форма $1/C(T)$ хорошо совпадает с формой $\Delta I_{ds}(T)$. Зависимость $\tau(T)$ выраженно немонотонная с максимумом вблизи $T \sim 12$ К. В интервале $T \sim (4{,}2\text{-}17)$ К значение $\tau(T)$ меняется более чем в 10 раз.

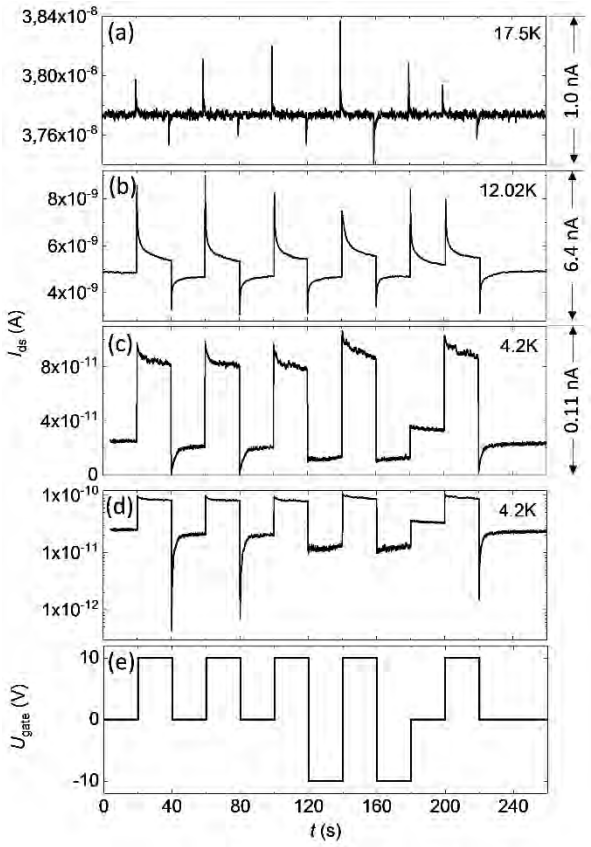


Рис. 1. Временные зависимости тока сток/исток I_{ds} МДПТ при разных T (a-d) и затворного напряжения U_{gate} (e). Температура указана на рисунках, (d) – полулогарифмический масштаб

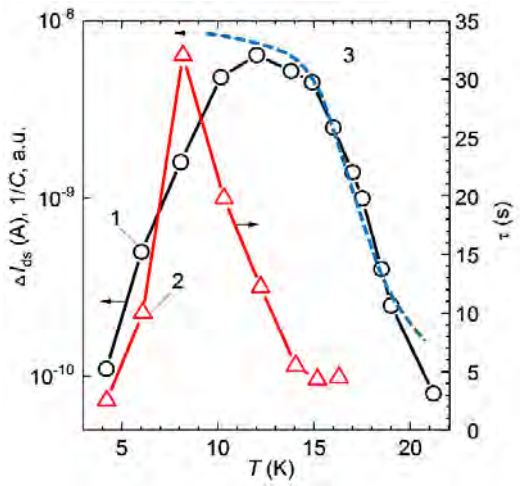


Рис. 2. Температурные зависимости изменения тока канала ΔI_{ds} под действием U_{gate} (1), «длинного» времени релаксации I_{ds} (2) и обратной величины емкости $1/C$ в произвольных единицах (3), взятой из работы [3]

Экспериментальные данные находят объяснение в рамках следующей качественной модели. Релаксационные особенности на рис. 1 определяются сравнительно медленными ловушками вблизи или на интерфейсе PbSnTe:In/Al_2O_3. При этом в первый момент после переключения U_{gate} (до перезарядки ловушек) «скачок» $I_{ds}(t)$ связан с экранировкой поля затвора E_{gate} только подвижными носителями заряда с плотностью, пропорциональной $(\varepsilon_{Al2O3}/\varepsilon_{PbSnTe})\cdot E_{gate}$. Здесь ε_{Al2O3} и ε_{PbSnTe} – диэлектрическая проницаемость Al_2O_3 и PbSnTe. Быстрое нарастание ε_{PbSnTe} с увеличением T из-за СЭФП вблизи $T \sim 22$ К и ведет к снижению эффекта поля в МДПТ с ростом T. Наличие СЭФП может оказывать влияние и на $\tau(T)$, которое наблюдалось, например, в [4]. Такое влияние, по-видимому, носит сложный характер. Тем не менее, сам факт сильной и нетривиальной зависимости $\tau(T)$ в узком интервале T позволяет считать, что «медленные» ловушки вблизи интерфейса PbSnTe:In/Al_2O_3 расположены со стороны PbSnTe:In. Захват на них электронов при $U_{gate} > 0$ и их выброс при $U_{gate} < 0$ с образованием аналога отрицательно или положительно заряженного «плавающего затвора» объясняет ряд особенностей на рис. 1. Поведение $\Delta I_{ds}(T)$ при $T < 12$ К может быть объяснено, в принципе, уменьшением подвижности носителей заряда, которое обычно наблюдается на пленках, на основе которых изготовлен МДПТ.

Заключение

Температурные особенности МДПТ на основе пленок PbSnTe:In находят качественное объяснение в рамках модели, учитывающей СЭФП с температурой Кюри $T_C \sim 22$ К, а также наличие ловушек разного типа, расположенных вблизи интерфейса PbSnTe:In/Al_2O_3 со стороны PbSnTe:In. Изменение параметров этих ловушек с температурой может быть также обусловлено СЭФП.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант № 20-02-00324.

Литература

1. Lead Chalcogenides: Physics & Applications, ed. by D. Khokhlov, New York, Tailor & Francis, 650 p. (2003).
2. А.Э. Климов, В.А. Голяшов, Д.В. Горшков *и др.* // ФТП, Т. 56, 243 (2022).
3. A.E. Klimov, V.N. Shumsky, V.V. Kubarev. // Ferroelectrics, V.347. P.111-119 (2007).
4. A.N. Akimov, A.E. Klimov, I.G. Neizvestny *et al.* // Semiconductors, V. 50, 440 (2016).

Акустические свойства слоев и интерфейсов в Ван-дер-Ваальсовых гетероструктурах $hBN/WSe_2/hBN/Al_2O_3$ в диапазоне частот до 150 ГГц

А.Ю. Клоков[1,*], Н.Ю. Фролов[2], А.И. Шарков[1], С.Н. Николаев[1], С.И. Ченцов[1], М.А. Чернопицский[1], М.В. Пугачев[1], А.И. Дулебо[1], А.В. Шуплецов[1], В.С. Кривобок[1], А.Ю. Кунцевич[1]

1 Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991, Россия.

2 Национальный Исследовательский Ядерный Университет Московский Инженерно-Физический Институт, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409, Россия.

*klokov@lebedev.ru

В гетероструктуре на основе нанометровых Ван-дер-Ваальсовых слоёв $hBN/WSe_2/hBN/Al_2O_3$ методом накачка-зондирование исследовано возбуждение и распространение когерентных фононов. Выявлены области, содержащие монослои WSe_2, инкапсулированные в слои гексагонального нитрида бора с толщинами ~10 нм. Получены оценки констант силового взаимодействия слоёв, обнаружено, что в диапазоне частот до 150 ГГц в гетероструктуре практически отсутствует неупругое рассеяние фононов.

Введение

Двумерные Ван-дер-Ваальсовы слои и гетероструктуры на их основе вызывают значительный интерес благодаря их электронным, оптическим и упругим свойствам, позволяющим на их основе создавать широкий класс новых устройств. При создании таких устройств необходимо собирать гетероструктуры состоящие из большого количества слоѐв с толщинами вплоть до атомарных. Работоспособность таких структур зависит от латеральной однородности слоев и межслоевых интерфейсов, которые могут существенно повлиять на транспорт зарядов и фононов. В тоже время толщины слоѐв и качество интерфейса влияют на акустические свойства гетероструктур – например резонансные колебания, для исследования которых идеально подходит пикосекундная акустика [1].

Данная работа посвящена исследованию акустических параметров нанометровых слоев и интерфейсов в Ван-дер-Ваальсовых гетероструктурах изготовленных методом слоения на основе гексагонального нитрида бора (h-BN) и диселенида вольфрама (WSe_2), методом пикосекундной акустики.

Образец и эксперимент

Слои WSe_2 различной толщины (от монослоя до 20 нм), были инкапсулированы в гексагональный нитрид бора (h-BN), толщиной ~10 нм, и помещѐны на сапфировую подложку. План образца с монослоем WSe_2 и расположение слоѐв показано на Рисунке 1а. Структуры с монослоями WSe_2 демонстрировали интенсивную экситонную фотолюминесценцию (Рис.1б). Сверху напылялась алюминиевая плѐнка толщиной 30 нм, которая служила генератором гиперзвука.

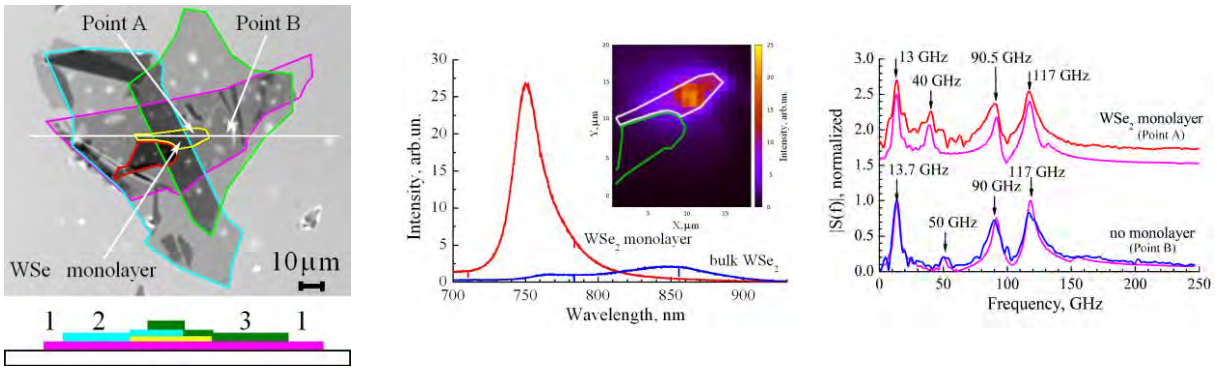
Экспериментальное исследование акустических свойств Ван-дер-Ваальсовых гетероструктур проводилось с помощью оптической методики возбуждение-зондирование (Pump-Probe). Генерация и детектирование упругих импульсов осуществлялись с помощью Ti:Sa лазера, генерирующего последовательность фемтосекундных импульсов длительностью 160 фс, периодом повторения 13 нс. Изменение коэффициента отражения, вызванное распространяющимся упругим импульсом регистрировалось с помощью интерферометра Саньяка [2]. Отклик имел вид импульса с фронтом несколько пикосекунд, за которым следовал медленный спад, на котором в течение порядка 100 пс присутствовали осцилляции, вызванные распространяющимся упругим импульсом. Для выявления осциллирующих особенностей отклика медленная составляющая аппроксимировалась либо суммой экспонент, либо полиномами и вычиталась.

Далее производилось преобразование Фурье осциллирующей части. Установка позволяла производить картографирование откликов структуры с разрешением ~1 мкм.

Результаты и обсуждение

Типичный спектр (Рис. 1в) состоял из трѐх линий: низкочастотной ~19 ГГц, высокочастотной ~114 ГГц и среднечастотной в диапазоне от 25 до 80 ГГц. В отдельных областях структуры высокочастотная линия приобретала дублетную структуру с максимумами на частотах ~90 ГГц и 120 ГГц. На образцах с монослоями WSe_2 среднечастотная линия на области, содержащей WSe_2, была смещена на ~10 ГГц по сравнению линией на области, где отсутствовал WSe_2. Картографирование спектров откликов выявило области с различным составом, и, таким образом, может быть использовано для акустической томографии наноструктур. Чувствительность метода оказалась достаточной, чтобы выявить монослой WSe_2, инкапсулированный в слои гексагонального нитрида бора с толщинами ~10 нм. Для идентификации линий и определения акустических параметров слоѐв и интерфейсов проводилось математическое моделирование оптического возбуждения когерентных фононов (гиперзвука) а также оптического отклика (изменение комплексного коэффициента отражения), вызванного распространением когерентных фононов. Для описания межслоевых интерфейсов использовалась либо модель акустического рассогласования (АР), либо предполагалось, что слои связаны невесомыми пружинками (Ван-дер-Ваальсовыми связями). Монослои моделировались сосредоточенной массой на границе слоѐв, что давало разрыв тензора упругого напряжения. Моделирование показало, что низкочастотная линия соответствует движению структуры как целого относительно подложки. Высокочастотная линия 114 ГГц соответствует собственным колебаниям алюминиевой плѐнки-генератора. Частота среднечастотной линии приблизительно определяется обратным удвоенным временем распространения фононов через всю структуру. Дублетная высокочастотная линия появлялась, при определѐнных суммарных «акустических толщинах» структуры, когда фононы, распространяющиеся по всей структуре, находились в противофазе с фононами, распространяющимися в алюминиевой плѐнке. В результате математического моделирования откликов удалось получить оценки силовых констант взаимодействия hBN/сапфир (~$5\cdot10^{18}$ Н/м^3), hBN/hBN (АР), hBN/WSe_2 (>10^{19} Н/м^3), кроме того, оказалось, что в слоях (за исключением алюминиевой плѐнки) практически отсутствует неупругое рассеяние фононов с частотами менее 150 ГГц, что делает Ван-дер-Ваальсовы гетероструктуры перспективными для наноакустики.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ № 075-15-2021-598 в ФИАН.



а б в

Рис. 1. а – микрофотография образца слоистой ВДВ структуры и её схематический разрез по белой линии. Жёлтым цветом обозначен монослой WSe_2, пурпурным – нижний слой h-BN (толщина 10 нм), голубым и зелёным – верхний слой h-BN (толщина 10 нм); б – фотолюминесценция структуры с монослоем WSe_2: пространственная картина и спектр; в – спектр отклика структуры на фемтосекундное возбуждение

Литература

1. J. D. G. Greener, A. V. Akimov, V. E. Gusev *et al.* // Phys. Rev. B 98, 075408 (2018).
2. T. Tachizaki, T. Muroya, O. Matsuda *et al.* // Rev. Sci. Instrum. 77, 043713 (2006).

Пленки n-InAs, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из сапфира

А.Н. Клочков[1,*], А.Н. Виниченко[1], Д.А. Сафонов[1], М.О. Смирнова[1], А.А. Тимофеев[1], И.С. Васильевский[1]

1 Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409 Россия

*klochkov_alexey@mail.ru

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии получены пленки n-InAs на подложках α-сапфира c-ориентации. Обнаружено, что использование зародышевого слоя InAlAs на начальном этапе роста приводит к снижению шероховатости пленок n-InAs и снижении ширины рентгеновских кривых качания.

Введение

Во многих приложениях для работы в условиях ионизирующего излучения требуются проводящие полупроводниковые пленки, размещенные на устойчивой к излучению непроводящей подложке. Например, холловские датчики магнитного поля востребованы для исследовательских проектов Mega science. Плѐнки на основе InAs на подложках из сапфира Al_2O_3 является подходящими для решения данной задачи, поскольку сапфир является одним из самых стойких к ионизирующему излучению диэлектриков, а InAs n-типа характеризуется закреплением уровня Ферми в зоне проводимости.

Однако, эпитаксиальный рост пленок InAs на подложке Al_2O_3 является неизученной задачей. Сложность обусловлена различными периодом кристаллической решетки и кристаллическими структурами. InAs обладает кубической решеткой типа цинковой обманки, а сапфир α-Al_2O_3 – гексагональной решеткой. В литературе найдена только одна статья по тематике получения слоев InAs на сапфире [1], где выращены поликристаллические пленки InAs при различных температурах роста от 320 до 380 °C.

Пленки n-InAs на сапфире

Пленки n-InAs были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в установке Riber Compact 21-T. Номинальная толщина пленок составляла 100 нм. Температура роста слоев InAs составляла 430-460 °C. Использовались epi-ready подложки сапфира α-Al_2O_3 *c*-ориентации поверхности с напыленным слоем титана толщиной 1 мкм на обратной стороне для увеличения эффективности радиационного нагрева подложек.

Таблица 1. Параметры пленок n-InAs

Обр.	N_{Si}, 10^{19} см$^{-3}$	n, 10^{19} см$^{-3}$	μ, см^2/(В·с)	R_q, нм
1	7.5	3.74	210	16.0
2	7.5	1.68	625	9.5
3	3.5	2.09	560	7.5

Образцы различались конструкцией зародышевых слоѐв на границе между подложкой Al_2O_3 и слоем n-InAs, а также концентрацией легирования кремнием пленки n-InAs. В образце #1 использовался зародышевый слой InAs (2 нм), в образцах #2 и #3 – зародышевый слой InAlAs (2 нм) + InAs (2 нм). В таблице 1 приведены параметры пленок n-InAs: объемная концентрация легирующих атомов N_{Si}, холловская концентрация n и подвижность μ, среднеквадратичная шероховатость поверхности R_q, определенная методом атомно-силовой микроскопии.

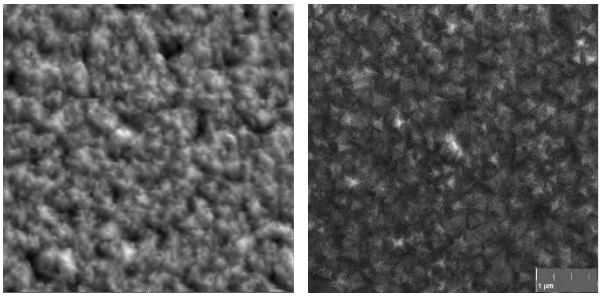


Рис. 1. Изображение поверхности пленок n-InAs: *а* – №1, *б* – №2

На рисунке 1 приведены снимки поверхности образцов #1 и #2 в сканирующем электронном микроскопе. Образцы обладают шероховатой холмистой поверхностью. Однако характер поверхности об-

разца #2 отличается тем, что состоит из зерен треугольной формы с кристаллографически-ориентированными гранями. Наличие двух типов треугольных наноструктур, повернутых друг относительно друга на 60 градусов указывает на наличие дефектов двойникования для образца #2. Шероховатость поверхности пленок n-InAs #2 и #3, выращенных с зародышевым слоем InAlAs, существенно меньше по сравнению с образцом #1.

Рентгеновская дифракция

Съемка рентгеновских кривых дифракционного отражения (КДО) выполнялась на дифрактометре Rigaku “Ultima IV” в двухкристальной геометрии с излучением меди Cu $K_{\alpha 1}$. На рисунке 2 приведены измеренные КДО в режиме 2θ-ω. Форма кривых для трех образцов одинаковая. Кроме интенсивных линий при 2θ = 41.68° и 90.74°, соответствующих отражению от плоскостей (006) и (0012) с-оси монокристаллической подложки сапфира, на КДО присутствуют линии отражения кубического InAs с индексами плоскостей (111), (222), (333) и (444). Таким образом, для трех образцов пленок n-InAs, выращенных на подложках α-Al_2O_3, кристаллографическая ориентация равна (111).

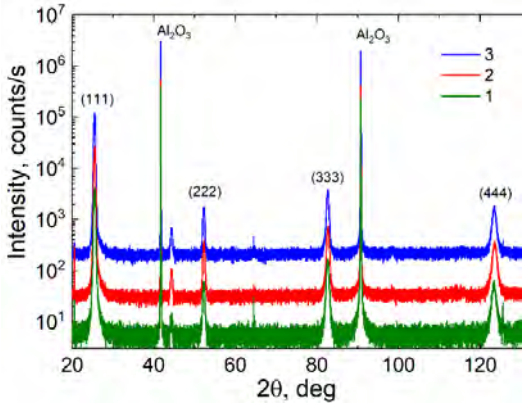


Рис. 2. Кривые дифракционного отражения пленок n-InAs в режиме 2θ-ω

На рисунке 3 приведены кривые качания линии отражения InAs (111) (2θ = 25.44°). В ω-скане полуширина пика отражения характеризует кристаллическое совершенство пленки. Чем выше полуширина, тем из большего числа зерен состоит поликристалл и тем сильнее различается ориентация этих зерен. Ширина кривой качания на половине высоты для образца InAs #1 составляет 2.02°. Для образцов #2 и #3 полуширина кривой качания составляет 1.12° и 1.14°, соответственно. Таким образом, использование затравочного буферного слоя InAlAs позволяет существенно повысить структурное совершенство выращиваемого выше слоя InAs. Кривые качания для образцов #2 и #3 имеют качественное отличие формы: наличие острого пика в центре кривой качания. Это указывает на то, что в отличие от образца #1, который состоит из различно ориентированных зерен InAs, образцы #2 и #3 содержат две фазы. Одна фаза соответствует монокристаллическому эпитаксиальному слою, дающему острый пик на кривой качания, а вторая фаза – различно ориентированным зернам InAs, дающим широкий гауссиан.

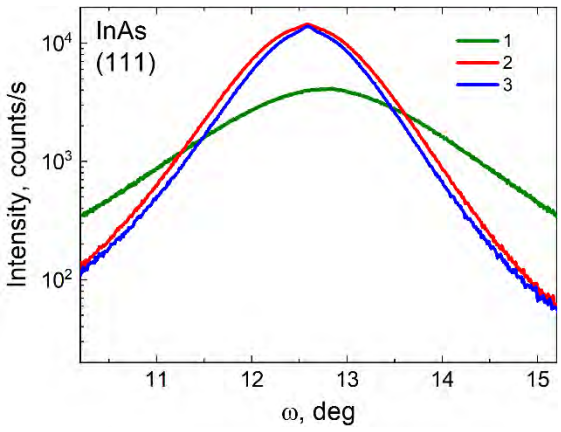


Рис. 3. Кривые качания для отражения InAs (111)

Работа выполнена в рамках Программы развития синхротронных и нейтронных исследований и исследовательской инфраструктуры на 2019-2027 гг. (Соглашение №075-15-2021-1352).

Литература

A. Agrawal, Y. Tchoe // Thin Solid Films, V. 709, 138204 (2020).

Фотолюминесценция доноров мышьяка в Ge

К.А. Ковалевский*, Р.Х. Жукавин*, В.Н. Шастин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*atan4@yandex.ru

В работе исследована возможность формирования инверсной населенности состояний доноров мышьяка в кристалле германия при их оптическом возбуждении излучением ТЕА CO_2 лазера (9,2-11,2 мкм). Обнаружен сигнал ТГц спонтанного излучения оптически возбуждаемых указанных центров в условиях низких температур $T \approx 4$K. Исследованы кристаллы с различной концентрацией примесных центров $N_d \sim (1{,}5–9)*10^{14}$ см$^{-3}$. Получена оценка темпа захвата на примесь ~10^9 с$^{-1}$. Проведены измерения интенсивности ТГц излучения доноров мышьяка в одноосно деформированных кристаллах германия. Показано, что для слабых давлений (< 200 бар) зависимость сигнала от интенсивности накачки имеет явно выраженный суперлинейный характер.

Введение

Создание компактных источников излучения в терагерцовом диапазоне частот является актуальной задачей на протяжении многих лет. Реализация лазерного эффекта в полупроводниках, в частности в кремнии, где рабочими переходами являются внутрицентровые переходы мелких примесных центров, показала перспективность данного направления исследований. Проведенные ранее теоретические и экспериментальные оценки [1,2] говорят о возможности создания подобных источников на основе объемного германия, легированного мелкими донорами.

Эксперимент

В исследовании участвовали образцы с концентрацией доноров As и Sb в диапазоне $N_d \sim (1{,}5–9)*10^{14}$ см$^{-3}$. Образцы имели форму параллелепипеда с характерными размерами 5×7×3 мм^3 и были сориентированы так, чтобы прикладывать давление $\boldsymbol{S}$ вдоль кристаллографических направлений [111] и [110]. Измерения проводились при температурах жидкого гелия в условиях накачки излучением ТЕА CO_2 лазера с длиной волны 9,2 – 11,2 мкм, мощностью в импульсе до 1 МВт и длительностью импульса ~100 нс. Образцы помещались в криогенную вставку с двумя детекторами на основе фотопроводимости: *n*-GaAs (красная граница соответствует ~5 мэВ) и Ge:Ga (красная граница соответствует ~10 мэВ). Для отсечки излучения накачки использовался сапфировый фильтр (пропускание для λ более 30 микрон) толщиной 1 мм, установленный под углом 90 градусов по направлению к распространению пучка возбуждения. Излучение накачки засвечивало всю поверхность кристалла. Сигнал спонтанного излучения обнаружен в обеих примесях (сурьма и мышьяк). Были исследованы зависимости сигнала фотолюминесценции от интенсивности возбуждения. В образцах Ge:As с концентрацией примесных центров ~10^{14} см$^{-3}$ наблюдался сигнал с явным насыщением при величинах интенсивности порядка 100 кВт/см^2. Эта величина может быть использована в качестве оценки скорости захвата, которая, зависит от интенсивности возбуждения при данной концентрации и температуре. При сечении фотоионизации ~10^{-16} см^2 для кванта 117 мэВ [3] и интенсивности 100 кВт/см^2 темп фотоионизации составил 10^9 с$^{-1}$. Соответствующий темп захвата является предельным при данных концентрациях центров, если пользоваться данными из литературы и подтверждает причину возникновения насыщения, которой является оголение примеси накачкой. Знание полосы приемников и фильтра позволяет сказать, что наблюдаемый сигнал лежит в ТГц диапазоне. Оба наиболее сильных перехода $2p_0 \rightarrow 1s(T_2)$ и $2p_\pm \rightarrow 1s(T_2)$ с частотами 1.25 ТГц (5.2 мэВ) и 2 ТГц (8.2 мэВ)) попадают в полосу чувствительности приемника *n*-GaAs, однако кроме этого фиксировались и кванты соответствующие переходам в основное состояние примеси из тех же возбужденных состояний. Все эти переходы также вносят вклад в интегральную фотолюминесценцию. Увеличение концентрации примесных центров в образцах до значений $N_d \sim 9 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ не приводило к каким-либо выраженным эффектам усиления, а зависимость сигнала от интенсивности накачки также имела тенденцию к насыщению, но при больших интенсивностях. Измерения фотолюминисценции в деформированном образце проводились в условиях, аналогичных описанным выше для недеформированного кристалла. Величина давления рассчитывалась исходя из площади торца образца и веса груза. Давление в эксперименте могло составлять от 0 до 1.5 кбар, что соответствует диапазону максимального изменения

энергии основного состояния от 14.18 до ~11.7 мэВ. При этом состояния триплета теряют вклады нижней долины, что сказывается на времени релаксации состояния $2p_0$. С одной стороны, это должно вести к увеличению сигнала фотолюминесценции. Однако, с другой – в такой системе становится нереализуема 4-х уровневая схема усиления. Таким образом, в эксперименте наиболее интересным оказался диапазон экстремально низких давлений, когда в релаксации $2p_0$ еще участвуют переходы в состояния триплета. Было зарегистрировано спонтанное излучение при различных уровнях возбуждения. Зависимость сигнала от интенсивности при нулевом давлении носила слабо выраженный нелинейный характер, который сохранялся и для слабых давлений (не более 200 бар, Рис.1). При увеличении давления сигнал спонтанного излучения падал по величине и зависимость становилась выражено линейной вплоть до интенсивностей 100 кВт/см^2. Таким образом, есть признаки, что при малых давлениях в Ge:As реализуется усиление. Исследование сигнала из образцов с большей концентрацией примеси не выявило признаков усиления. Однако такое поведение ожидаемо, поскольку увеличение концентрации приводит к уширению линий примесных переходов, а значит, снижению коэффициента усиления (“net gain”). Параллельно с поиском спонтанного излучения были проведены работы по детектированию модуляции фонового поглощения, прошедшего через образец. Так, проведены измерения сигнала модуляции излучения лампы обратной волны (ЛОВ, в диапазоне частот 160–240 ГГц) при возбуждении мелкого донора в германии излучением CO_2 лазера. Во всем диапазоне модуляция имела характер поглощения и интерпретируется как поглощение свободными носителями и слабо зависят от величины давления. Германиевые кристаллы охлаждались до температуры T~4–30 K с использованием оптического криостата на базе рефрижератора замкнутого цикла. В качестве входного окна для излучения накачки (CO_2 лазер) использовался ZnSe, а для зондирующего излучения – кварц. В эксперименте использовалась частота ~0,24–0,25 ТГц с возможностью некоторой отстройки, что соответствует $2p_{\pm}\rightarrow 5s$ переходу в примесных центрах. В качестве приемника использовался диод Шоттки с соответствующей электронной аппаратурой (усилитель). Сигнал модуляции излучения ЛОВ при оптическом возбуждении имел ярко выраженную резонансную природу и температурную зависимость, достигая максимума при T=4 К и не регистрировался при температурах более 15 К. Исследование коэффициента поглощения в дальнем ИК диапазоне с использованием квантово-каскадного лазера (ККЛ) на частоте порядка 3.4 ТГц (14.1 мэВ), близкой к энергии ионизации донора мышьяка в германии в отсутствии деформации кристалла (14.18 мэВ) показало, что при малых и нулевых давлениях сигнал модуляции излучения ККЛ был максимален, имел характер просветления, а зависимость от интенсивности имела тенденцию к насыщению. Данная зависимость соответствует истощению примеси при больших уровнях накачки. Дальнейшее увеличение давления приводило к снижению сигнала модуляции излучения ККЛ и переходу зависимости модуляции к линейному закону. Снижение сигнала модуляции можно связать с уменьшением сечения поглощения на фиксированной частоте в зону проводимости для переходов из основного состояния ввиду уменьшения энергии связи последнего.

Работа поддержана проектом РНФ 19-72-20163.

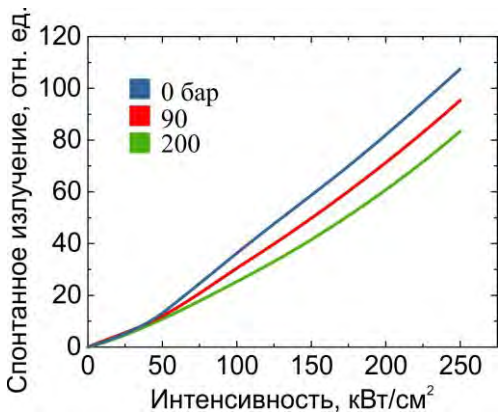


Рис. 1. Зависимость сигнала спонтанного излучения от интенсивности накачки CO_2 лазера в недеформированном кристалле Ge:As

Литература

1. Р. Х. Жукавин, К.А. Ковалевский, С.М. Сергеев и др. // Письма в ЖЭТФ, 106, 555 (2017).
2. Р.Х. Жукавин, К.А. Ковалевский, Ю.Ю. Чопорова и др. // Письма в ЖЭТФ, 110, 677 (2019).
3. Бейнихес И.Л., Коган Ш.М. // Письма в ЖЭТФ, т. 44, 39 (1986).

Захват дырок на состояния вакансий ртути в узко зонных слоях HgCdTe с испусканием одиночного акустического фонона

Д.В. Козлов[1, 2, *], В.В. Румянцев[1, 2], С.В. Морозов[1,2], В.И. Гавриленко[1,2], H.-W. Hübers[3]

1 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

2 Нижегородской государственный университет им. Лобачевского, Нижний Новгород.

3 Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, Newtonstr. 15, 12489 Berlin, Germany.

*dvkoz@ipmras.ru

Были рассчитаны интенсивности переходов дырок из валентной зоны узкозонных твердых растворов HgCdTe на локализованные состояния вакансий ртути при испускании одиночного акустического фонона. Определено соотношение между интенсивностями безызлучательных переходов на локализованные состояния вакансий ртути. Показано, что на возбужденные уровни такие переходы должны идти в 3-4 раза интенсивнее, чем на основное состояние.

Твердые растворы $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ) исследуются уже свыше четырех десятилетий [1,2]. Интерес к таким структурам вызван возможностью подбирая состав твердого раствора менять ширину запрещенной зоны материала. Эта ширина меняется от 1.6 эВ в чистом CdTe до 0 в твердом растворе с долей Cd меньше 16.5 %. Следует также отметить, что в твердом растворе с низкой долей Cd реализуется инвертированная зонная структура – дырочные р – подобные подзоны, перекрываются с электронными, и в Г – точке дырочные состояния оказываются по энергии выше электронных. Описанное выше фундаментальное свойство КРТ материалов является причиной ряда замечательных эффектов в узкозонных объемных КРТ пленках и для $Hg_{1-x}Cd_xTe$\HgTe гетероструктур с квантовыми ямами: Это инвертированная и нормальная зонная структура в гетероструктурах с КЯ в зависимости от ширины ямы, топологически защищенные состояния, низкие эффективные массы в зоне проводимости. Все это делает структуры на основе КРТ перспективным материалом для создания детекторов и источников излучения дальнего и среднего инфракрасного диапазона. Одна из главных проблем при создании таких источников – уменьшение времени жизни носителей из-за рекомбинации по механизму Шокли –Рида - Холла (SRH) через примесно – дефектные центры. Наиболее распространенным дефектом КРТ оказывается вакансия ртути. Этот дефект возникает в КРТ материалах благодаря слабости химической связи ртуть — теллур. Вакансия ртути является двухвалентным или двойным акцептором. Такой акцептор может находиться в трех зарядовых состояниях: С акцептором может быть связаны две дырки. Это нейтральных A_2^0 центр, с акцептором может быть связана одна дырка . Это — частично ионизованный A_2^{-1} центр, и, наконец, акцепторный центр может быть свободен от дырок. Это — полностью ионизованных A_2^{-2} центр.

Рекомбинация по ШРХ механизму может быть как безызлучательной, с испусканием фононов, так и излучательной. Эти процессы конкурируют друг с другом, а излучательная рекомбинация по ШРХ механизму проявляется в виде линий примесной фотолюминесценции (ФЛ), расположенных с спектре ФЛ КРТ слоев левее полосы межзонных переходов. Отличительной особенностью таких линий является то, что они, в отличии от линий, связанных с межзонными переходами не смещаются в коротковолновую область при росте температуры, приводящем к увеличению ширины запрещенной зоны КРТ материала.

Линии примесной ФЛ из эпитаксиальных слоев КРТ были обнаружены в работах [3,4]. В работе [4] из объемного слоя твердого раствора КРТ с долей Cd x=0.19 и шириной запрещенной зоны около 50 мэВ наблюдалась длинноволновая полоса примесной ФЛ, соответствующая энергиям квантов до 11 мэВ. В работе [4] ,было показано, что описанная выше полоса ФЛ связана с захватом дырок на состояния нейтральной вакансии ртути. Таким образом, доля излучательных переходов между состояниями акцепторов оказалась значительной. Следует отметить, что энергия ионизации нейтральной вакансии ртути (около 11 мэВ [2]) оказывается меньше энергии оптического фонона (около 15 мэВ), поэтому в

процессах захвата дырок на состояния такого центра учавствуют только акустические фононы. Целью настоящей работы является оценка интенсивности безызлучательного захвата дырок на локализованные состояния нейтральной вакансии ртути (A_2^0 центра).

Известно, что в полярном полупроводнике взаимодействие носителей с фононами происходит как с помощью микрополя – деформационного потенциала, вызванного искажением идеального периодического потенциала кристаллической решетки (деформационное взаимодействие с фононами), так и с помощью макрополя - поля наведенной смещением атомов объемной поляризации (пьезо взаимодействие). Следует отметить, что в полупроводниках типа A_2B_6 более существенным оказывается пьезо взаимодействие. Таким образом для переходов дырок на мелкие (с энергией ионизацией меньше оптического фонона) акцепторные уровни в КРТ материалах нужно рассчитывать скорости процессов связанных с возбуждением акустических колебаний (испускания акустических фононов)с помощью пьезо потенциала. Вероятность испускания одиночного фонона можно найти по золотому правилу Ферми:

$$W_{con\to f} = \sum_{cont}\left|\left\langle \Psi_{cont}\left|\widehat{V}\right|\Psi_f\right\rangle\right|^2 \delta\left(\varepsilon_{cont} + \hbar\omega - \varepsilon_f\right)$$

Где $\Psi_{cont}, \Psi_f, \varepsilon_{cont,f}$ - волновые функции и энергии состояний непрерывного спектра и локализованного уровня нейтральной вакансии ртути соответственно. $\widehat{V}$ - . электростатический потенциал взаимодействия дырок с фононами. Для фононной волны с частотой ω и волновым вектором q, выражение для такого потенциала в случае сферической симметрии, согласно [5] имеет следующий вид: $\widehat{V} = \beta / \omega^{1/2}$, где β - пьезоэлектрическая константа. Отметим, что для КРТ раствора значение этой константы до сих пор неизвестно, поэтому расчет интенсивностей переходов был выполнен в произвольных единицах. Такой расчет позволяет сравнить скорости безызлучательного захвата дырок на различные локализованные состояния вакансии ртути.

Результаты расчета интенсивностей переходов представлены в таблице 1. В первом столбце представлены энергии ионизации локализованных состояний нейтральной вакансии ртути. Во втором столбце – вероятность захвата дырок в единицу времени на состояние с соответствующей энергией. Видно, что интенсивности захвата носителей на возбужденные акцепторные уровни в 3-4 раза больше, чем на основное состояние.

Таблица 1. Спектр нижних (основного и нижних возбужденных состояний A_2^0 центров вакансий ртути в растворе КРТ с долей Cd x = 19 и вероятность в единицу времени захвата дырки из валентной зоны

. Энергия ионизации состояния (мэВ)	Вероятность в единицу времени захвата дырки из валентной зоны (a.u.)	Энергия перехода с основного уровня (мэВ)
10.8	25	-
6.99	77	3.81
3.8	105	7
3	110	7.8

Такое соотношение интенсивностей безызлучательных переходов дырок на различные локализованные уровни может приводить к тому, что носители на возбужденные состояния захватываются с испусканием акустических фононов, а при захвате дырок из валентной зоны на основное состояние доминирует излучательный переход.

Это обстоятельство должно привести к формированию длинноволнового фронта полосы примесной ФЛ около 4 мэВ – энергии перехода между основным и нижним возбужденным состояниями.(см. столбец 3 таблицы 1)

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 21-52-12020).

Литература

1. D.L. Polla, and C.E. Jones, Journal of Applied Physics. **51**(12), 6233 (1980).
2. V.V.Rumyantsev*, at all*/ Semicond. Sci. Technol. **32** (2017) 095007 (9pp)
3. Д.В.Козлов и др. ЖЭТФ 154(6), 1226-1231 (2018)
4. Д. В. Козлов, В. В. Румянцев и др.. Письма в ЖЭТФ, 109, 679 – 684 (2019).
5. Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. Москва, Наука, 1984.

Излучательный внутрицентровый переход в ионе Fe2+ в теллуриде кадмия

В.И. Козловский[1], Ю.В. Коростелин[1], В.С. Кривобок[1], Д.Ф. Аминев[1,*]

1 ФИАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

*amdenis@yandex.ru

Впервые зарегистрирована низкотемпературная (8К) люминесценция внутрицентровых переходов $^5T_2 \rightarrow {}^5E$, $^3T_1 \rightarrow {}^5T_2$, $^3T_1 \rightarrow {}^5E$ в ионе железа в теллуриде кадмия.

Введение

Расширение диапазона перестраиваемых лазеров на область длин волн больше 5,5 мкм стимулирует интерес к исследованию кристаллов CdTe легированных железом. В этом направлении достигнут значительный прогресс [1]. Однако до сих пор не опубликованы данные по люминесценции ионов железа 2+ в теллуриде кадмия.

Рост кристалла

Кристалл CdTe лазерного качества легированный железом был выращен в ФИАН при помощи оригинального метода [2]. Методика основана на парофазном переносе примесей в атмосфере Не в процессе свободного роста кристалла. Основными особенностями технологии является использование двух отдельных источников – поликристаллического материала II-IV и примеси. А также индивидуальный контроль скорости потока материала II-IV и легирующей примеси. При помощи этого метода выращены легированные монокристаллы Fe:CdSe [2], Fe: ZnTe[3], Fe:CdTe[1], в которых реализована лазерная генерация.

Исследованный кристалл был вырезан из були, выращенной в атмосфере Не при температуре 1250 К. Во время охлаждения печи були отжигались 24 часа при температуре 1080 К. Концентрация ионов железа $4 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$.

Люминесценция

Измерения низкотемпературной фотолюминесценции (8 К) проводились при помощи установки на основе монохроматора ИКС-31 с решеткой 150 шт/мм. Образец помещался в проточный оптический криостат с окном из ZnSe. Люминесценция возбуждалась при помощи лазерного диода InGaAs, длина волны 995 нм, мощность 300 мВт. Излучение собиралось сферическим зеркалом и фокусировалось на щель монохроматора, приемник – MCT D 313. Сигнал приемника регистрировался при помощи синхронного усилителя SR830.

Обсуждение результатов

Спектр фотолюминесценции Fe:CdTe приведен на рис. 1. На спектре видны несколько полос излучения. Для предварительной интерпретации наблюдаемую картину можно сравнить с известными излучательными переходами в ионе железа 2+ в похожем соединении, в кристаллах ZnSe. Три из 4-х наблюдаемых линии можно с уверенностью интерпретировать как переходы для центра Fe:CdTe: линия с максимумом 1150 нм соответствует переходу $^3T_1 \rightarrow {}^5E$, линия 1600 нм – переходу $^3T_1 \rightarrow {}^5T_2$, а линия 4550нм – переходу $^5T_2 \rightarrow {}^5E$. Также в спектре присутствует полоса излучения с максимумом в районе 3100 нм, которую мы связываем с излучением глубоких центров связанных с собственными дефектами CdTe.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ № 19-79-30086)

Литература

1. M. P. Frolov, Y. V. Korostelin, V. I. Kozlovsky, *et al.* // Opt. Lett., 44(22), 5453 (2019).
2. V. I. Kozlovsky, V. A. Akimov, M. P. Frolov, *et al.* // Phys. Stat. Sol. (B), 247(6), 1553 (2010).
3. M. P. Frolov, Y. V. Korostelin, V. I. Kozlovsky, *et al.* // J. Russ. Laser Res., 32(6), 528 (2011).

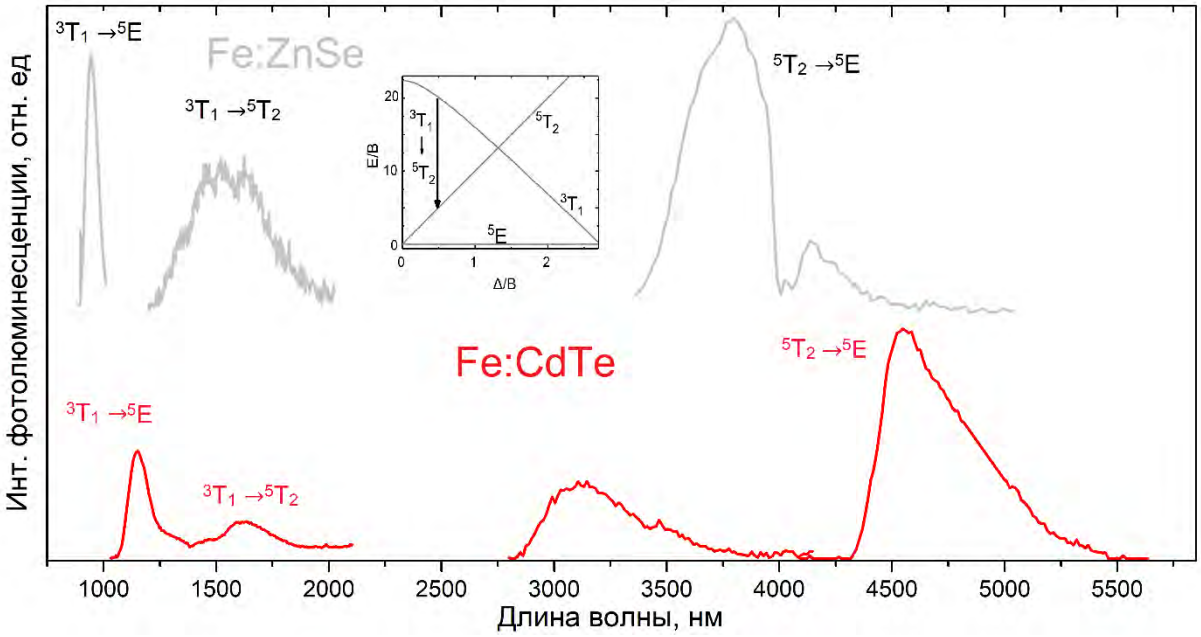


Рис. 1. Спектр фотолюминесценции Fe:CdTe. Для иллюстрации приведены линии излучения Fe:ZnSe. На вкладке приведена диаграмма Танабе-Сугано

Образование бинарного InAs на поверхности InP(001) при отжиге в потоке мышьяка

Д.А. Колосовский*, Д.В. Дмитриев, С.А. Пономарев, А.И. Торопов, К.С. Журавлев

1 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*d.kolosovsky@isp.nsc.ru

Методом атомно-силовой микроскопии показано формирование InAs областей на поверхности подложек InP(001) отожжённых в потоке мышьяка в сверхвысоком вакууме. Показано, что области InAs распложены неоднородно по поверхности, имеют вытянутую форму в направлении [1 $\bar{1}$ 0]. Размер и плотность областей InAs увеличивается с повышением температуры отжига.

Введение

Подложки InP(001) активно используются для создания гетероэпитаксиальных структур современных приборов опто- и микроэлектроники [1]. Эпитаксиальный рост гетероструктуры является многостадийным процессом. Первым этапом является высокотемпературный отжиг поверхности подложки для очистки от пассивирующего окисного слоя [2]. Значительное количество оксидов индия удаляется с поверхности при температуре 453 ℃, а оксидов фосфора — при 458 ℃, не вызывая разложения поверхности. Однако для полного термического удаления оксидов необходимо поднимать температуру подложки выше температуры неконгруэнтного разложения InP [3]. Поэтому для предотвращения разложения поверхности прогрев InP-подложек осуществляется в потоке фосфора или мышьяка. Выбор мышьяка в качестве элемента V-той группы обусловлен его лучшей технологичностью в отличие от фосфора. Такая система обеспечивает наилучшую степень очистки подложки и отсутствие фонового фосфора, который может встраиваться в последующие эпитаксиальные слои и приводить к нежелательным изменениям их характеристик.

При этом на поверхности подложки происходят значительные изменения морфологии [3-6]. В процессе отжига на поверхности формируется слой InPAs [3-5]. Толщина и состав этого слоя зависят от температуры отжига подложки InP(001) в потоке мышьяка. Однако на поверхности могут формироваться локальные области с повышенным содержанием мышьяка [3, 6], которые приводят к формированию дефектов в выращиваемых эпитаксиальных слоях из-за рассогласования постоянных решетки между подложкой - переходным слоем - эпитаксиальным слоем. В настоящей работе изучено формирование областей с повышенным содержанием мышьяка.

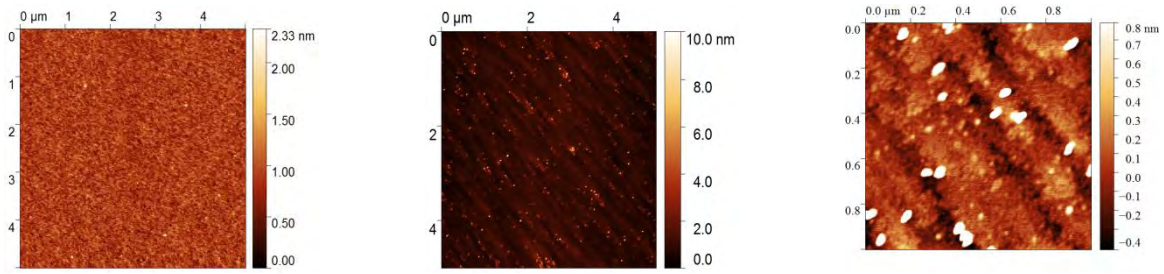
Оборудование и экспериментальная методика

Отжиг образцов проводился в сверхвысоковакуумной камере установки молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) Riber Compact-21T оснащенной системой дифракции быстрых электронов на отражение для *in situ* анализа процессов происходящих на поверхности подложки. Для исследований использовались *epi-ready* подложки InP(001) фирмы AXT. Температура подложки (T_{sub}) контролировалась инфракрасным пирометром «Ircon Modline Plus». Вентильный источник мышьяка модели VAC 500 позволяет варьировать поток (F_{As}) в диапазоне 5×10^{-6} – 5×10^{-5} Торр. Анализ поверхности исследуемых образцов проводился с помощью атомно-силового микроскопа Bruker MultiMode 8.

Экспериментальные результаты и обсуждения

На рисунке 1 представлены АСМ изображения поверхности образцов, отожжѐнных при T_{Sub} = 500 ℃, $F_{As} = 5\times10^{-6}$ Торр (а) и T_{Sub} = 540 ℃, $F_{As} = 2.5\times10^{-5}$ Торр (б), на которых наблюдаются островки InAs [6]. Для T_{Sub} = 500 ℃ высота островков над террасой варьируется от 0.5 до 1 нм. Плотность островков составила 4.4×10^{7} см$^{-2}$.

Островки InAs вытянуты в направлении [1 $\bar{1}$ 0] и имеют латеральные размеры от 79 до 130 нм, а в направлении [1 1 0] от 40 до 90 нм. Для T_{Sub} = 540 ℃ высота островка над террасой составляет 0.9 до 2 нм. Плотность островков 1.8×10^{8} см$^{-2}$. Латеральный размер в направлении [1 $\bar{1}$ 0] изменяется от 65 нм до 90 нм, а вдоль направления [1 1 0] от 40 до 60 нм.



а б в

Рис. 1. АСМ изображения морфологии поверхности подложки InP(001) после высокотемпературного отжига в потоке мышьяка: (а) 5×5 мкм^2, T_{Sub} = 500 ℃, F_{As} = 5×10^{-6} Торр; (б) 5×5 мкм^2, T_{Sub} = 540 ℃, F_{As} = 2.5×10^{-5} Торр; (в) 1×1 мкм^2, T_{Sub} = 540 ℃, F_{As} = 2.5×10^{-5} Торр

На рисунке 1в представлено 1×1 мкм^2 АСМ изображение морфологии поверхности подложки InP отожжѐнной при T_{Sub} = 540 ℃. Видно, что островки расположены на краях моноатомных ступеней.

Причиной появления этих островков является сегрегация индия и десорбция фосфора при температуре отжига подложки, которая выше температуры диссоциации поверхности InP. В результате на поверхности образуется избыточная концентрация адатомов индия, которые мигрируют по поверхности. Согласно теории роста Бартона-Кабреры-Франка (БКФ) в изломе моноатомной ступени наименьшая энергия связи и встраивание в излом адатомов, находящихся на расстоянии длины диффузии от излома моноатомной ступени, наиболее вероятно. Поэтому в излом моноатомной ступени встраиваются адатомы индия и мышьяка, в потоке которого происходит процесс отжига. В результате образуется InAs зародыш, который разрастается.

Вытянутость областей InAs вдоль направления [1 $\bar{1}$ 0] связана с различными коэффициентами диффузии адатомов инидия вдоль направлений [1 $\bar{1}$ 0] и [110]. По теории БКФ, скорость роста моноатомной ступени связана с первым законом Фика, поэтому поток адатомов, встраивающихся в излом, зависит от концентрации адатомов на поверхности и от коэффициента диффузии. В структуре цинковой обманки направления [1 $\bar{1}$ 0] и [1 1 0] не эквиваленты, что приводит к анизотропии коэффициентов диффузии адатомов III группы вдоль направлений [1 $\bar{1}$ 0] и [1 1 0]. Меньшая энергия активации диффузии в направлении [1 $\bar{1}$ 0] приводит к большему коэффициенту диффузии и, как следует из теории БКФ, к большей скорости роста в направлении [1 $\bar{1}$ 0].

Таким образом, в работе методом АСМ показано формирование локальных InAs областей на поверхности подложек InP(001) отожжѐнных в потоке мышьяка. Плотность и размер таких областей увеличивается с увеличением температуры отжига. Локальные области InAs распложены неоднородно по поверхности, имеют вытянутую форму преимущественно вдоль направления [1 $\bar{1}$ 0].

Литература

1. K.S. Zhuravlev, A. L. Chizh, K. B. Mikitchuk *et al.* // J. Semicond., V. 43, 012302 (2022).
2. Д.В. Дмитриев, Д.А. Колосовский, А.И. Торопов и др. // Автометрия, Т. 57, № 5, 11-17, (2021).
3. D.V. Dmitriev, D.A. Kolosovsky, T.A. Gavrilova *et al.* // Surface Science, V. 710, 121861 (2021).
4. Д.В. Дмитриев, Д.А. Колосовский, Е.В. Федосенко и др. // ФТП, Т. 55, №10, 877-881 (2021).
5. D.V. Dmitriev, I.A. Mitrofanov, D.A. Kolosovsky *et al.* // International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices (EDM), 5-8 (2020).
6. D.A. Kolosovsky, D.V. Dmitriev, T.A. Gavrilova *et al.* // International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices (EDM), 17-21 (2021).

Исследование влияния отжига на инфракрасную фотолюминесценцию наногетероструктур GeSiSn/Si

Д.В. Коляда[1,*], Д.Д. Фирсов[1], В.А. Тимофеев[2], В.И. Машанов[2], А.А. Караборчев[1], О.С. Комков[1]

1 Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376

2 Институт физики полупроводников им А. В. Ржанова СО РАН, проспект Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

*kolyada.dima94@mail.ru

Работа посвящена исследованию фотолюминесценции наногетероструктур с множественными квантовыми ямами $Ge_{1-x-y}Si_xSn_y$/Si, выращенных на кремниевой подложке и отожжённых при различных температурах. Продемонстрировано увеличение интенсивности пика излучения, близкого по энергии к межзонным переходам. На основе данных температурной зависимости фотолюминесценции определена температура, соответствующая средней фононной частоте и параметр, описывающий силу электрон-фононного взаимодействия.

Введение

Применение твѐрдого раствора GeSiSn, совместимого с кремниевой технологией, открывает широкие возможности для создания фотонных устройств, работающих в среднем ИК диапазоне. На сегодняшний день удаѐтся получить излучающие и фотоприѐмные структуры на основе GeSiSn, выращиваемые на буферном слое германия [1,2]. Однако подобные структуры содержат достаточно большое количество дислокаций, в то время как варьируя состав $Ge_{1-x-y}Si_xSn_y$, возможно выращивать бездислокационные напряженные слои на кремнии. Во избежание релаксации упругих напряжений в подобных слоях используются структуры $Ge_{0.3}Si_{0.63}Sn_{0.07}$/Si, исследованию фотолюминесценции которых посвящена данная работа.

Образцы и методика эксперимента

В работе исследовались наногетероструктуры с множественными квантовыми ямами (МКЯ), состоящими из 10 периодов чередующихся слоев $Ge_{0.3}Si_{0.63}Sn_{0.07}$/Si с толщинами 1 – 4 нм и 7 нм, соответственно. Образцы выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на кремниевых подложках КДБ-10(100) с буферным слоем эпитаксиального кремния толщиной 150 нм. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) исследуемых структур были получены с помощью измерительной схемы [3] на основе фурье-спектрометра VERTEX 80 и гелиевого криостата Janis CCS-150. Оптическая накачка производилась с помощью лазера с длиной волны 405 нм. Детектирование осуществлялось фотоприѐмником InSb, охлаждаемым жидким азотом.

Результаты и обсуждение

Для исследуемых образцов был проведѐн отжиг при различных температурах с целью уменьшения влияния дефектов на их люминесцентные свойства. Зависимость спектров ФЛ от температуры отжига на примере структуры с толщиной слоѐв $Ge_{0.3}Si_{0.63}Sn_{0.07}$, равной 1 нм, представлена на рис. 1.

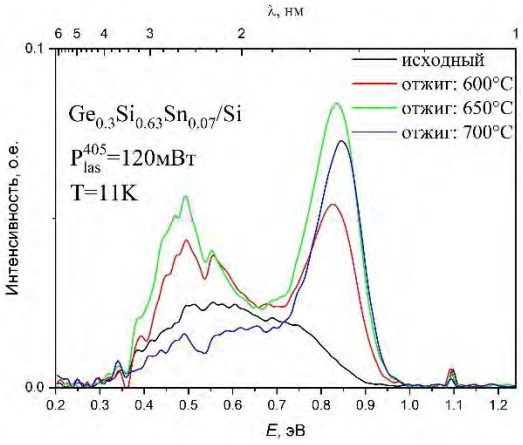


Рис. 1. Зависимость спектров фотолюминесценции структуры с МКЯ $Ge_{0.3}Si_{0.63}Sn_{0.07}$/Si от температуры отжига

В спектре исходного неотожжѐнного образца наблюдается широкая полоса ФЛ в диапазоне энергий от 0.35 до 0.9 эВ, в пределах которой в результате отжига выделяются два отдельных пика. Длинноволновый пик, лежащий в диапазоне энергий от 0.35 до 0.65 эВ с максимумом около 0.5 эВ, находится существенно ниже по энергии, чем рас-

чѐтная ширина запрещѐнной зоны E_g для $Ge_{0.3}Si_{0.63}Sn_{0.07}$ [4]. Для выявления его природы нами была рассмотрена температурная зависимость ФЛ, которая продемонстрировала достаточно высокую стабильность (пик сохранялся вплоть до 200 К). В то же время в спектрах не наблюдалось смещения положения данного сигнала при изменении температуры, а анализ мощностных зависимостей люминесценции выявил сублинейный рост интенсивности ФЛ с увеличением мощности накачки. Наличие полос люминесценции ниже E_g указывает на излучательную рекомбинацию с участием дефектов – вероятно, через возникающие в твѐрдом растворе $Ge_{0.3}Si_{0.63}Sn_{0.07}$ комплексы, образуемые с участием вакансий (подобно комплексам “олово-вакансия” в кремнии [5]). При температуре отжига 700°C интенсивность данного пика существенно снижается, что свидетельствует об уменьшении концентрации соответствующего типа излучающих дефектов.

В коротковолновой области спектра в результате отжига становится выражен отдельный пик с энергией ~0.83 эВ, интенсивность которого возрастает при повышении температуры отжига до 650°C. Сопоставление результатов для серии структур показало, что данный пик сдвигается в сторону меньших энергий с увеличением толщины слоя $Ge_{0.3}Si_{0.63}Sn_{0.07}$ от 1 до 4нм. Учитывая, что положение данного пика близко к расчѐтным значениям энергии оптического перехода в напряженном слое $Ge_{0.3}Si_{0.63}Sn_{0.07}$, полученные данные позволяют предположить, что этот сигнал соответствует межзонной люминесценции. Увеличение интенсивности коротковолнового пика с ростом температуры отжига можно объяснить снижением концентрации точечных дефектов в слоях $Ge_{0.3}Si_{0.63}Sn_{0.07}$/Si, способствующих безызлучательной рекомбинации. На рис. 1 также заметен небольшой сдвиг пика в коротковолновую область с повышением температуры отжига. Этот сдвиг может быть вызван снижением концентрации олова в слое $Ge_{0.3}Si_{0.63}Sn_{0.07}$ вследствие диффузии Sn в соседние области.

Для коротковолнового пика ФЛ также была рассмотрена его температурная зависимость, которая характеризуется резким спадом интенсивности при повышении температуры и большим сдвигом положения пика – на 50 мэВ при изменении T с 11 до 60К (рис. 2). Столь существенная величина сдвига не позволяет описать полученные данные известной эмпирической формулой Варшни.

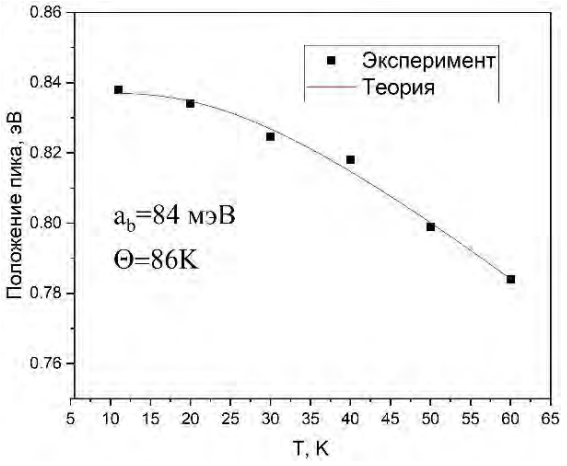


Рисунок 2. Температурная зависимость положения пика межзонной ФЛ структуры МКЯ $Ge_{0.3}Si_{0.63}Sn_{0.07}$/Si.

Для аппроксимации полученных результатов было вбрано выражение, содержащее статистический фактор Бозе-Эйнштейна и учитывающее электрон-фононное взаимодействие [6].

$$E_0(T) = E_0(0) - \frac{2a_b}{\exp\left(\frac{\Theta}{T}\right)-1},$$

где Θ=86К – температура, соответствующая средней фононной частоте, a_b=84мэВ – параметр, описывающий силу электрон-фононного взаимодействия. Данный результат говорит о существенном вкладе электрон-фононного взаимодействия в температурный сдвиг пика ФЛ при малых температурах, по сравнению с термическим расширением.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 20-79-10092

Литература

1. I. A. Fischer, T. Wendav, L. Auge *et al.* // Opt. Exp., 23, 25048 (2015).
2. J. D. Gallagher, C Xu., C. L Senaratne *et al.* // JAP 118, 135701 (2015).
3. D. D. Firsov, O. S. Komkov,V. A. Solov'ev *et al.* // J. of Phys. D: Appl. Ph, 49, 285108 (2016).
4. V. A. Timofeev *et al.* // Nanotechnology, 29, 154002 (2018).
5. L. Scheffler, M J Haastrup, S Roesgaard *et al.* // Nanotechnology, 29, 055702 (2018).
6. M. Munoz, F. H. Pollak, M. B. Zakia *et al.* // Physical Review B, V. 62, 16600 (2000).

Ионно-лучевой синтез нанокристаллов оксида галлия в диэлектрических матрицах

Д.С. Королев*, А.А. Никольская, К.С. Матюнина, А.Н. Михайлов, А.И. Белов, А.В. Нежданов, Р.Н. Крюков, А.В. Здоровейщев, А.А. Конаков, Д.И. Тетельбаум

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

*dmkorolev@phys.unn.ru

Исследовано влияние режимов ионно-лучевого синтеза на процессы формирования и свойства нанокристаллов оксида галлия в диэлектрических матрицах SiO_2 и Al_2O_3. Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии изучено перераспределение имплантированной примеси в зависимости от условий синтеза. Методами спектроскопии комбинационного рассеяния света и фотолюминесценции исследованы структурные и светоизлучающие свойства синтезированных образцов.

Введение

Исследование материалов на основе оксида галлия привлекает огромный интерес благодаря его уникальным физическим свойствам, в первую очередь, большой ширине запрещенной зоны и высоким значением пробивного напряжения, что позволит в перспективе использовать этот материал в приборах силовой электроники. Другим перспективным применением оксида галлия является создание на его основе «солнечно-слепых» фотодетекторов и газовых сенсоров [1]. Однако, широкое использование этого материала ограничивается низкой доступностью и достаточно высокой стоимостью монокристаллических подложек. Методы создания кристаллических пленок на подложках, такие как эпитаксия, осаждение из газовой фазы и другие, сталкиваются с трудностью получения структурно совершенных слоев с воспроизводимыми параметрами.

Одним из возможных вариантов применения материалов на основе оксида галлия может служить создание нанокристаллов (НК) этого соединения. Уменьшение кристаллических включений до размеров менее 100 нм благодаря квантово-размерным эффектам позволит получить уникальные свойства, не присущие этому материалу в объемном состоянии. К настоящему моменту известны только химические методы синтеза НК Ga_2O_3. Так, для коллоидных растворов НК Ga_2O_3 было продемонстрировано наличие люминесценции в УФ, синей и зеленой части спектра в зависимости от размера частиц [2], а также предложен способ управления параметрами люминесценции путем изменения концентрации дефектов в НК [3]. Также сообщалось о синтезе НК Ga_2O_3 в германосиликатных стеклах различного состава, для которых также была продемонстрировано наличие фотолюминесценции в УФ и видимой части спектра [4]. Однако, эти методы оказываются плохо совместимыми с современными технологическими процессами микро- и наноэлектроники.

Одним из перспективных методов создания НК Ga_2O_3 может являться ионно-лучевой синтез таких нановключений в диэлектрических матрицах. Этот метод позволяет проводить контролируемый синтез нановключений с заданными параметрами, а также дополнительную модификацию их свойств путем вариации режимов ионного облучения и термообработки. Важным преимуществом этого метода является его полная совместимость с микроэлектронной технологией. Ранее нами была продемонстрирована принципиальная возможность создания структур с ионно-синтезированными НК Ga_2O_3, на основе которых были созданы фотоприемники с рекордными характеристиками по фоточувствительности [5]. В настоящей работе приводятся результаты исследования процессов формирования и свойств ионно-синтезированных нанокристаллов Ga_2O_3 в диэлектрических матрицах.

Методика эксперимента

В качестве исходных образцов использовались пленки SiO_2 и Al_2O_3, нанесенные на подложки КЭФ-4,5 методом электронно-лучевого испарения. Далее образцы облучались ионами O_2^+ (энергия 45 кэВ, доза $3\cdot10^{16}$ см$^{-2}$) и Ga^+ (энергия 80 кэВ, доза $5\cdot10^{16}$ см$^{-2}$) с вариацией порядка облучения. Режимы ионного облучения были выбраны для совпадения глубин залегания имплантированных атомов и обеспечения их концентрации не менее 10 ат.%.

Постимплантационный отжиг проводился в инертной и окисляющей атмосферах при температурах 500-900 °C в течение 30 минут.

Исследование свойств образцов проводилось методами комбинационного рассеяния света, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, а также спектроскопии фотолюминесценции.

Результаты и обсуждение

Для изучения процессов ионно-лучевого синтеза НК Ga_2O_3 в матрицах SiO_2 и Al_2O_3 было предложено несколько вариантов синтеза, отличающихся порядком имплантации и режимами постимплантационного отжига. Использовалось три варианта возможного порядка имплантации ионов. Два из них отличались тем, что сначала внедрялись ионы кислорода, потом галлия, и наоборот. Третий вариант предполагал однократную имплантацию ионов галлия без дополнительного облучения кислородом. В данном случае ожидается, что образование НК Ga_2O_3 возможно при участии атомов кислорода, содержащихся в оксидной матрице. Поведение имплантированных атомов исследовалось методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с послойным профилированием. В докладе приводятся профили распределения атомов галлия и избыточных атомов кислорода в зависимости от порядка имплантации. Также анализируется влияние порядка имплантации на профиль распределения атомов галлия, и полученные результаты сравниваются со случаем имплантации только ионов Ga. Также рассматривается перераспределение имплантированных атомов в результате постимплантационного отжига. Получено, что распределение атомов после отжига существенно зависит от диэлектрической матрицы.

Процессы формирования кристаллических фаз исследовались методом комбинационного рассеяния света. Так, в образцах после имплантации в отсутствие отжига не наблюдается появления новых пиков относительно спектров исходных образцов. После отжига появляются пики рамановского рассеяния, связанные с формированием кристаллических включений Ga_2O_3, причем их положение и интенсивность зависят от условий постимплантационного отжига.

Исследование фотолюминесцентных свойств синтезированных образцов при возбуждении УФ-излучением выявило появление новых люминесцентных линий в голубой части спектра, обусловленных синтезом новой фазы. Расшифровка полученных спектров требует проведения дополнительных исследований.

Для образцов Al_2O_3/Si с НК Ga_2O_3 продемонстрирована возможность создания эффективных фотодетекторов для УФ-диапазона. Формирование нанокристаллов β-Ga_2O_3 установлено методом просвечивающей электронной микроскопии. Чувствительность фотодетекторов, полученных при отжиге 900 °C, к УФ-излучению составляла 50 мА/мкВт и была обусловлена фотогенерацией носителей заряда в НК Ga_2O_3 с последующим их электрополевым транспортом через матрицу Al_2O_3 [5].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-79-10233, https://rscf.ru/project/21-79-10233/.

Литература

1. S. J. Pearton, J. Yang, P.H. Cary *et al.* // Appl. Phys. Rev, V. 5, 011301 (2018).
2. T. Wang, S.S. Farvid, M. Abulikemu, P.V. Radovanovic // J. Am. Chem. Soc., V. 132, 9250 (2010).
3. T. Wang, P.V. Radovanovic // Chem. Commun., Vol. 47, 7161 (2011).
4. V.N. Sigaev, N.V. Golubev, E.S. Ignat'eva *et al.* // Nanoscale, V. 6, 1763 (2014).
5. S. Rajamani, K. Arora, A. Konakov *et al.* // Nanotechnology, V. 29, 305603 (2018).

Исследование теплопроводности твердых растворов $Si_{1-x}Ge_x$, полученных методом электроимпульсного плазменного спекания

М.Г. Короткова[1,2], М.В. Дорохин[1], Ю.М. Кузнецов[1,2], П.Б. Дёмина[1], И.В. Ерофеева[1], М.В. Ведь[1], А.В. Воронин[2]

1 Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, Россия, Нижний Новгород, проспект Гагарина 23а.

2 Физический факультет Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, Россия, Нижний Новгород, проспект Гагарина 23а.

*mgk-00@yandex.ru

Проведено исследование теплопроводности твердых растворов $Si_{1-x}Ge_x$, имеющих мелкозернистую поликристаллическую структуру. Измерение коэффициента теплопроводности проводилось методом стационарного теплового потока. Исследования методом сканирующей электронной микроскопии показали наличие в образцах зёренной структуры различного размера и состава. Исследовано влияние степени перемешивания кремния и германия, а также размера зерна на величину коэффициента теплопроводности.

Твердый раствор $Si_{1-x}Ge_x$ является перспективным термоэлектрическим материалом, который отличается удовлетворительными термоэлектрическими характеристиками и хорошо отработанной технологией получения [1]. Для повышения конкурентоспособности $Si_{1-x}Ge_x$ по сравнению с другими источниками энергии необходимо повысить КПД термоэлектрического преобразования. Один из способов повышения КПД – получение материалов с низким значением коэффициента теплопроводности [2]. В частности, большое внимание уделяется методам понижения фононной составляющей коэффициента теплопроводности [3]. Как правило, это достигается за счѐт формирования материала с наноразмерной поликристаллической структурой, в котором дополнительное фононное рассеяние на границах зѐрен приводит к затруднению процессов теплопереноса.

Исследуемые структуры

В работе были исследованы термоэлектрические материалы на основе твѐрдых растворов $Si_{1-x}Ge_x$, полученных методом электроимпульсного плазменного спекания [4] (образцы 1 – 4), и контрольные монокристаллические Si (образец 5) и Ge (образец 6). Описание образцов представлено в таблице 1.

Метод электроимпульсного плазменного спекания позволяет формировать поликристаллические структуры с размером зерна от 1 мкм до 100 нм [4]. Синтез образцов проводился в установке электроимпульсного плазменного спекания (ЭИПС) DR-SINTER модель SPS-625 Spark Plasma Sintering System при давлении 70 МПа до температуры 1040 °С со скоростью нагрева 50 °С мин.

Таблица 1. Характеристики исследуемых образцов

№ образца	Состав	Средний размер частиц, мкм
1	*$Si_{0,65}Ge_{0,35}$ + P(0,5%)*	*<10*
2	*$Si_{0,95}Ge_{0,05}$ + P(1.0%)*	*<10*
3	*$Si_{0,97}Ge_{0,03}$ + P(1.0%)*	*<10*
4	*$Si_{0,95}Ge_{0,05}$ + P(1.0%) (вводится из SiP)*	*<4*
5	Si(100%)	
6	Ge(100%)	

Методика эксперимента

Измерение коэффициента теплопроводности проводилось методом стационарного теплового потока [5]. Метод заключается в исследовании распределения стационарного теплового потока в системе, состоящей из двух эталонных структур с известным значением коэффициента теплопроводности, и закреплѐнным между ними исследуемым образцом. В ходе эксперимента измеряется разность температур между гранями эталонов и образцом. Из отношения этих величин определяется коэффициент теплопроводности исследуемого образца. Для оценки однородности по фазовому составу и определения среднего размера зерна сформированных структур проводились исследования методом сканирующей электронной микроскопии. Карты распределения элементов в структурах были получены методом энергодисперсионной спектроскопии.

Результаты эксперимента

На рис. 1 представлено характерное электронно-микроскопическое изображение исследуемых образцов. На изображении хорошо виден контраст, соответствующий разному процентному соотношению Ge и Si в различных зѐрнах поликристаллической структуры. Результаты оценки среднего размера зерна сформированных образцов по электронно-микроскопическим изображениям представлены в таблице 1.

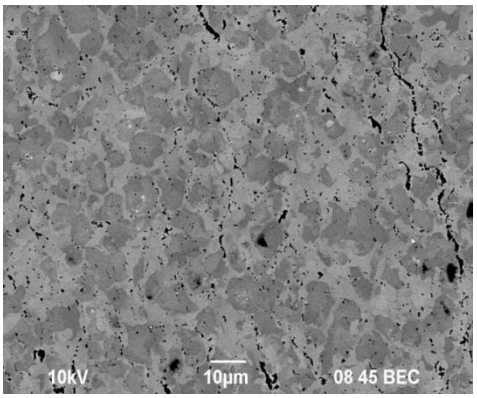


Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение полированной поверхности образца 1

Согласно исследованиям состава, области с затемнѐнным контрастом соответствуют частицам с повышенным содержанием кремния. Для образцов 2, 3 и 4 содержание кремния в этих областях близко к 100 %. Образцы 2 – 4 представляют собой двухфазную систему, включающую частицы нерастворѐнного кремния микронного размера в матрице твѐрдого раствора $Si_{1-x}Ge_x$. Образец 1 является твѐрдым раствором переменного состава $Si_{1-x}Ge_x$.

Результаты измерения коэффициента теплопроводности исследуемых спеченных и контрольных образцов представлены на рис.2. Получено, что все поликристаллические спечѐнные образцы имеют значения коэффициента теплопроводности существенно ниже, чем контрольные монокристаллические Si и Ge. При этом образец 3 имеет самое высокое значение коэффициента теплопроводности, а 1 – самое низкое. Снижению теплопроводности способствует уменьшение размера зерна (ср. образец 2 и 4). Уменьшается теплопроводность образцов и с увеличением концентрации Ge в твердом растворе. Поэтому, за счѐт наличия частиц, содержащих 100% кремния в материале, в окружающей матрице Ge_xSi_{1-x} повышается общая концентрация Ge, что обеспечивает дополнительное снижение коэффициента теплопроводности.

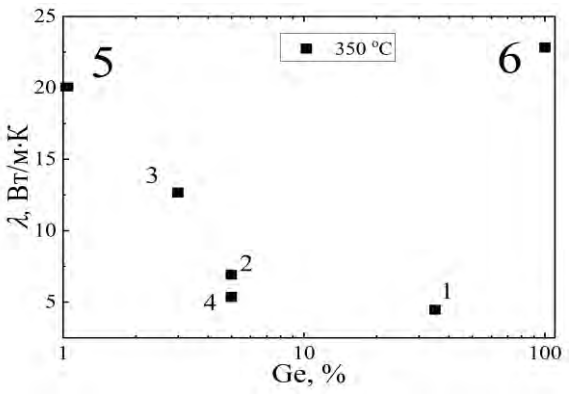


Рис. 2. Зависимость коэффициента теплопроводности при температуре 350°C от процентного содержания Ge

Выводы

В работе продемонстрировано влияние неоднородности фазового состава и размера зерна на значение коэффициента теплопроводности твердых растворов $Si_{1-x}Ge_x$, полученных методом электроимпульсного плазменного спекания. Показано, что образцы с малым содержанием кремния, не вошедшего в состав твѐрдого раствора $Si_{1-x}Ge_x$, имеют пониженную теплопроводность. Установлено влияние размера зерна на величину коэффициента теплопроводности.

Работа выполнена в рамках выполнения гос. задания (проект 075-03-2020-191/5) и гранта РФФИ (20-32-90032).

Литература

1. K. Romanjek, S. Vesin, L. Aixala *et al.* // J. Electron. Mater., V. 44, 2192 (2015).
2. A. Lahwal, S. Bhattacharya, J. He *et al.* // J. Appl. Phys., V. 117, 145101 (2015).
3. S. Vives, C. Navone, E. Gaudin *et al.* // J. Mater. Sci., V. 52, 12826 (2017).
4. Z. Shen, M. Johnsson, Z. Zhao *et al.* // J. Am. Ceram. Soc., V. 85, 1921 (2002).
5. Е.Д. Девяткова, А.В. Петров, И.А. Смирнов // ФТТ, Т. 2, 738 (1960).

Резонансное спиновое усиление в условиях электронного парамагнитного резонанса

А.Р. Коротнева[1,*], В.В. Белых[1], Д.Н. Собьянин[1]

1 Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, стр., 4, Москва, 1199911.
*mao101118@gmail.com

В работе продемонстрирован оптический метод измерения спиновой динамики на основе комбинации эффектов резонансного спинового усиления и электронного парамагнитного резонанса в однолучевой схеме накачки-зондирования на объемном образце n-GaAs.

Введение

Одним из классических методов наблюдения спиновой динамики является электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) [1]. Сигнал ЭПР может быть детектирован оптически, при помощи регистрации амплитуды радиочастотных колебаний фарадеевского вращения [2], кроме этого при помощи оптической накачки можно добиться усиления сигнала ЭПР [3].

Еще одним методом воздействия на спиновый ансамбль является метод резонансного спинового усиления (РСУ) [4], резонанс в котором достигается при условии кратности Ларморовской частоты частоте повторения оптических импульсов. Этот метод, может быть реализован в однолучевой схеме одновременной накачки и зондирования [5].

Комбинация методов

В работе [6] мы исследуем результат комбинации этих двух методов, одновременно прикладывая к образцу GaAs n-типа, находящемуся в постоянном магнитном поле (в геометрии Фогта), радиочастотное (РЧ) магнитное поле. В результате мы наблюдаем значительное усиление сигнала ЭПР в условиях РСУ и его подавление вне резонансной оптической накачки (рис. 1). С другой стороны получаем возможность управлять условиями РСУ посредствам изменения параметров лишь радиочастотного поля при постоянной накачке.

Вместе с этим, в условиях двойного резонанса мы регистрируем квадратичную зависимость сигнала от амплитуды радиочастотного поля и расщепление частот спектра ЭПР (рис. 2).

Теоретическое описание результатов [6] довольно точно аппроксимирует полученные экспериментальные данные.

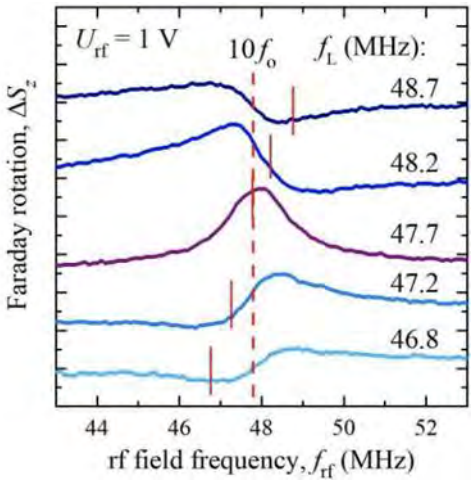


Рис. 1. Сигнал фарадеевского вращения в зависимости от частоты РЧ поля (спектры ЭПР) для различных Ларморовских частот. Красные штрихи показывают положение выполнения условия ЭПР

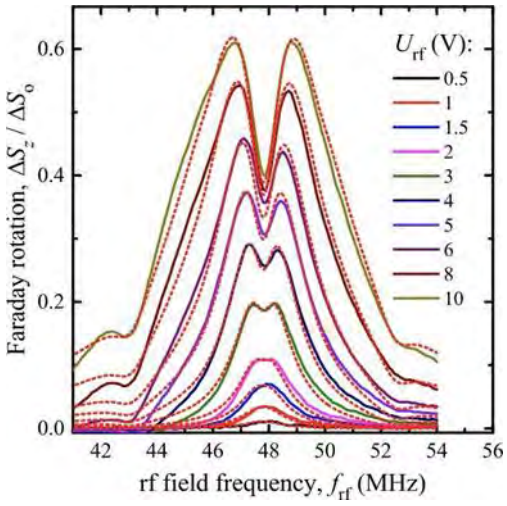


Рис. 2. Спектры ЭПР при различных амплитудах РЧ поля. Пунктирные линии аппроксимацию экспериментальных данных теоретической формулой [6]

Литература

1. C.P. Poole, Electron Spin Resonance: A Comprehen-sive Treatise on Experimental Techniques, 2nd ed. (DoverPublications, Mineola, NY, 1996).
2. B. C. Cavenett, Optically detected magnetic resonance (O.D.M.R.) investigations of recombination processes in semiconductors, Adv. Phys. 30, 475–538 (1981).
3. V.V. Belykh, D.R. Yakovlev, and M. Bayer, Optical de-tection of electron spin dynamics driven by fast variationsof a magnetic field: a simple method to measure T1, T2, and T2* in semiconductors, arXiv:2004.09408 (2020).
4. J. M. Kikkawa, D. D. Awschalom, Phys. Rev. Lett. 80, 4313 (1998).
5. F. Saeed, M. Kuhnert, I. A. Akimov, V. L. Korenev, G. Karczewski, M. Wiater, T. Wojtowicz, A. Ali, A. S. Bhatti, D. R. Yakovlev, and M. Bayer, Phys. Rev. B 98, 075308 (2018).
6. V. V. Belykh, D. N. Sob'yanin, and A. R. Korotneva Phys. Rev. B 102, 075201 (2020).

Работа была поддержана Российским научным фондом (проект №18-72-10073-П).

Исследование влияния оптического излучения на резистивное переключение МДП-структур на основе $ZrO_2(Y)$ на подложках Si(001) с нановстровками Ge

М.Н. Коряжкина[1, *], Д.О. Филатов[1, §], М.Е. Шенина[1], И.Н. Антонов[2], А.В. Круглов[1], А.В. Ершов[1], А.П. Горшков[1], Р.Ю. Окишев[1], С.А. Денисов[2], В.Ю. Чалков[2], В.Г. Шенгуров[2]

1 Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

*mahavenok@mail.ru, §dmitry_filatov@inbox.ru

Исследовано влияние оптического излучения видимого и ближнего ИК диапазонов на резистивное переключение (РП) МДП-структуры на основе плёнок $ZrO_2(Y)$ на подложке *n*-Si(001) с самоформирующимися пирамидальными нановстровками Ge на её поверхности. Наблюдалось увеличение логического коридора РП при фотовозбуждении, связанное с влиянием фотоЭДС на барьере Si/Ge/$ZrO_2(Y)$, в том числе при фотовозбуждении в области энергий квантов, меньших ширины запрещённой зоны Si. В последнем случае эффект связан с пространственно-непрямыми межзонными оптическими переходами в нановстровках Ge.

Введение

Мемристоры — элементы нового поколения энергонезависимой компьютерной памяти [1] и нейроморфных вычислительных систем [2]. Их функционирование основано на эффекте резистивного переключения (РП). Формирование мемристоров в виде структур металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) открывает возможности управления РП оптическим излучением. В [3] обнаружено изменение параметров РП в МДП-структуре Zr/$ZrO_2(Y)$/*n*-Si при фотовозбуждении, связанное с фотоЭДС на барьере Si/$ZrO_2(Y)$ при межзонном поглощении излучения в Si кванта с энергией $hv > E_g$ (E_g — ширина запрещённой зоны Si). Это приводило к усилению электрического поля в слое $ZrO_2(Y)$ и, тем самым, стимулировало РП.

В [4] исследовано влияние излучения с $hv > E_g$ на РП в МДП-структуре Zr/$ZrO_2(Y)$/*n*-Si с островками GeSi на поверхности Si. Предполагалось, что островки GeSi концентрируют электрическое поле в $ZrO_2(Y)$, что улучшает параметры РП.

В настоящей работе исследовано влияние ИК излучения на РП в МДП-структуре ITO/$ZrO_2(Y)$/*n*-Si(001) с пирамидальными нановстровками Ge, выращенными при низкой температуре (500 °C).

Методика эксперимента

Нановстровки Ge высотой < 10 нм выращивались методом горячей проволоки [5]. С целью понижения плотности поверхностных состояний на границе Ge/$ZrO_2(Y)$, слой Ge легировался Sb из сублимационного источника Ge:Sb. Плѐнки $ZrO_2(Y)$ (12% мол. Y_2O_3) осаждались методом высокочастотного магнетронного распыления при 300 °C. Прозрачные электропроводящие верхние электроды ITO наносились методом электронно-лучевого испарения через маску с последующим доокислением на воздухе при 250 °C. Схематическое изображение исследуемой структуры и профиль островка Ge, полученный методом атомно-силовой микроскопии (АСМ), показаны на рис. 1а.

Циклические вольт-амперные характеристики (ВАХ) МДП-структур измерялись с помощью анализатора параметров полупроводниковых приборов Agilent B1500A при 300 K. Фотовозбуждение осуществлялось несфокусированным излучением полупроводниковых лазеров с длинами волн λ = 660 нм и 472 нм (мощность 1.5 Вт, диаметр луча ~1 мм). В качестве источника ИК излучения использовалась лампа накаливания мощностью 20 Вт со светофильтром из пластины Si (КДБ-40), отсекающим излучение с $hv > E_g$. Излучение лампы фокусировалось линзой в пятно размером ~1 см.

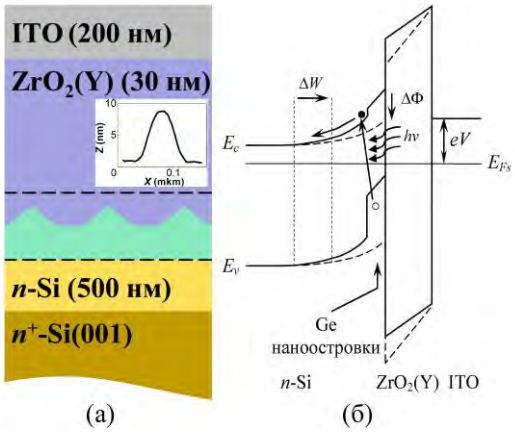


Рис. 1. (а) Схематическое изображение МДП-структуры ITO/ZrO_2(Y)/Ge/*n*-Si. На вставке – АСМ профиль островка Ge. (б) Зонная диаграмма (качественно) МДП-структуры ITO/ZrO_2(Y)/Ge/*n*-Si при обратном смещении в темноте (сплошная линия) и при освещении (пунктир)

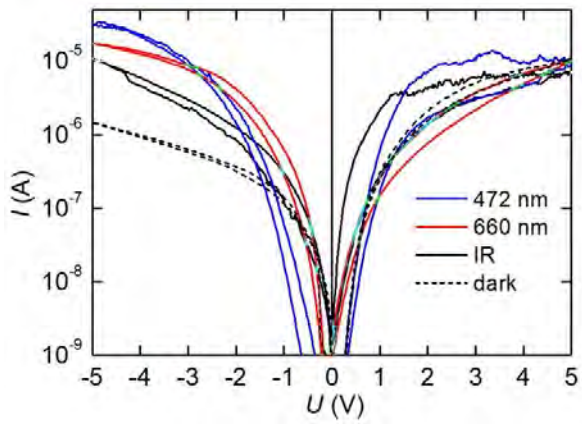


Рис. 2. Циклические ВАХ МДП-структуры ITO/ZrO_2(Y)/Ge/*n*-Si в темноте и при фотовозбуждении с различными длинами волн

Результаты и обсуждение

На циклических ВАХ (рис. 2), измеренных в темноте и при фотовозбуждении, наблюдался гистерезис, связанный с биполярным РП. На темновых ВАХ гистерезис выражен слабо. При освещении излучением видимого и ближнего ИК диапазонов наблюдалось увеличение площади петли гистерезиса (логического коридора РП).

Механизм влияния оптического излучения с $h\nu > E_g$ на РП не отличается от описанного ранее в [3]. В случае фотовозбуждения ИК излучением с $h\nu < E_g$, влияние ИК излучения на РП можно объяснить следующем образом. На рис. 1б качественно показана зонная диаграмма обратно смещѐнной МДП-структуры с наноостровками Ge в темноте и при фотовозбуждении с $h\nu < E_g$. В этом случае излучение частично поглощается островками Ge (пространственно-непрямые межзонные оптические переходы). Фотовозбуждѐнные электроны дрейфуют в квазинейтральную область *n*-Si в поле барьера полупроводник (Si) – диэлектрик (ZrO_2(Y)). В то же время фотогенерированные дырки остаются локализованными в островках Ge. Образующийся в результате разделения фотовозбуждѐнных электронно-дырочных пар электрический диполь приводит к возникновению фотоЭДС на барьере Si/ZrO_2(Y) и, соответственно, к уменьшению ширины области пространственного заряда барьера *W*. В свою очередь, это приводит к увеличению напряжѐнности электрического поля в слое ZrO_2(Y), что стимулирует электроформинг и РП.

Заключение

В настоящей работе продемонстрировано увеличение логического коридора РП в МДП-структурах ITO/ZrO_2(Y)/*n*-Si(001) с наноостровками Ge при фотовозбуждении ИК излучением с энергией кванта, меньшей ширины запрещѐнной зоны Si. Полученные результаты показывают возможность создания на базе указанных МДП-структур оптически управляемых мемристоров для так называемого коммуникативного диапазона длин волн (1.3 – 1.55 мкм).

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках проектной части государственного задания № 0729-2020-0058 и РНФ № 22-22-00866.

Литература

1. S.H. Lee, X. Zhu, W.D. Lu. // Nano Research, V. 13, 1228 – 1243 (2020).
2. J. Zhu, T. Zhang, Y. Yang *et al.* // Applied Physics Reviews, V. 7, 011312 (2020).
3. S.V. Tikhov, O.N. Gorshkov, M.N. Koryazhkina *et al.* // Technical Physics Letters, V. 42, 536 – 538 (2016).
4. S.V. Tikhov, V.G. Shengurov, S.A. Denisov *et al.* // Technical Physics, V. 65, 1668 – 1676 (2020).
5. В.Г. Шенгуров, В.Ю. Чалков, С.А. Денисов *и др.* // Вестник ННГУ им. Н.И. Лобачевского, № 2(2), 28 – 33 (2013).

Оптические свойства ван-дер-ваальсовых гомоструктур на основе дихалькогенидов переходных металлов

Л.В. Котова [1,*], М.В. Рахлин [1], А.И. Галимов [1], А.В. Пошакинский [1], А.В. Платонов [1], Т.В. Шубина [1]

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт Петербург, Россия.

*kotova@mail.ioffe.ru

Экспериментально обнаружены ван-дер-ваальсовы гомоструктуры, представляющие собой новый объект, состоящий из объемного кристалла и нескольких обособленных слоев атомарной толщины на его поверхности, полученные при исследовании многослойных пластин, изготовленных методом эксфолиации высококачественных материалов MoS_2 и WS_2. Исследована оптика данных гомоструктур, компоненты которых имеют одинаковый химический состав, но разную зонную структуру, определяемую числом монослоев.

Введение

Атомарно тонкие слои полупроводниковых дихалькогенидов переходных металлов (TMDs) представляют собой новый класс материалов, вызывающих большой интерес, в первую очередь в области физики полупроводников и нанофизике, а также оптоэлектронных приложений. Исследования тонких пленок TMDs находятся на уровне фундаментальных исследований, направленных на выявление их свойств и обнаружение новых эффектов, потенциально имеющих практическое применение. Семейство TMDs (типа MX_2) включает соединения MoS_2, $MoSe_2$, WS_2, WSe_2 и $MoTe_2$.

В настоящее время активно исследуются ван-дер-ваальсовы гетероструктуры, представляющие собой комбинацию различных 2D кристаллов дихалькогенидов переходных металлов и ряда других материалов [1]. Гомоструктуры, выполненные на основе одного и того же материала, были вне фокуса исследователей. В случае традиционных полупроводников они формируются из слоев, которые имеют одинаковую зонную структуру, но различаются уровнем и типом легирования. В отличие от них TMDs дают еще одну возможность: создание гомоструктур из компонентов, содержащих различное число монослоев, поскольку их зонная структура радикально изменяется при переходе от монослоя к объемному материалу [2].

Методика эксперимента

В работе исследована оптика ван-дер-ваальсовых гомоструктур, состоящих из объемного кристалла и нескольких обособленных слоев атомарной толщины на его поверхности [3]. Структуры формировались методом отслаивания (эксфолиацией) чешуек из высококачественных кристаллов MoS_2 и WS_2.

Для исследования свойств ван-дер-ваальсовых гомоструктур использовались оптические методики, а именно спектроскопия микро-фотолюминесценции, поляризационного пропускания, рамановская спектроскопия. Визуализация морфологии и состава гомоструктур осуществлялась методами ПЭМ, СЭМ и АСМ, а также оптической микроскопией.

Структурное качество образцов типично для высококачественных TMDs материалов, что подтверждается микро-рамановскими, ПЭМ, СЭМ, АСМ исследованиями. Результаты таких исследований показывают, что подготовка образцов методом эксфолиации сопровождается частичным отслоением приповерхностных монослоев и образованием дефектов [2]. Для выяснения оптических свойств таких образцов, были использованы методы спектроскопии микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ) и микро-отражения при низкой температуре (10 К). Поляризационное пропускания измерялось при комнатной температуре.

Результаты и обсуждение

Спектроскопия микро-ФЛ показала, что такие гомоструктуры, состоящие из фрагментов с различной зонной структурой, демонстрируют специфические спектры излучения, в которых широкая полоса излучения объемного материала перерезается пиками поглощения сильных экситонных резонансов в слоях атомарных толщин (см. рисунок 1). Обнаружено хорошее совпадение энергий пиков по-

глощения с особенностями в спектрах отражения отдельно взятых монослоев. В WS2 наблюдались также верхнеэнергетические особенности, возможно, связанные с ридберговской серией экситонных состояний.

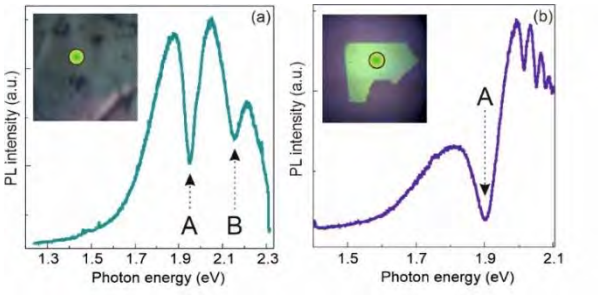


Рис. 1. Спектры микро-ФЛ (a) MoS_2 и (b) WS_2, измеренные при 10К. Область возбуждения показана на вставках круглым пятном, диаметр которого порядка 2 мкм. На спектрах положения провалов соответствуют поглощению света экситонами A и B в поверхностных монослоях

Монослои на поверхности пластинки, образовавшиеся при отслаивании, имеют характерный латеральный размер порядка десятков микрон. Границы раздела монослойных участков образованы протяженными дефектами. Исследование оптического пропускания гомоструктур MoS2 обнаружило поляризационную анизотропию, приводящую к конверсии поляризации. Эффект определяется двумя вкладами: (1) фоновой анизотропией из-за флуктуации направления оси с при наличии линейного двулучепреломления объемного слоистого кристалла MoS2 [4]; (2) продольно-поперечного расщепления энергий экситонов из-за локализации на линейных структурных дефектах, перерезающих монослои в плоскости. Объемный вклад приводит к 15% преобразованию линейной поляризации в круговую на микрон толщины образца. Экситонный вклад на порядок меньше; однако значителен с учетом монослойных толщин области, где он реализуется. Его угловая зависимость согласуется с направлением линейных структурных дефектов на поверхности образца.

Заключение

Таким образом, были изготовлены и исследованы ван-дер-ваальсовы гомоструктуры, состоящие из объемного ядра и нескольких обособленных атомарных слоев на его поверхности. Данная архитектура, состоящая из элементов с различной зонной структурой, приводит к специфическому спектру люминесценции: широкая полоса излучения объемного ядра пересекается пиками поглощения сильных экситонных резонансов в поверхностных слоях атомарной толщины.

Исследовано оптическое пропускание таких гомоструктур и выявлено явление поляризационной анизотропии, приводящей к конверсии поляризации.

Формирование дефектов и фрагментация монослойных участков устанавливают естественный предел максимального размера монослоев, которые могут быть получены методом эксфолиации. С другой стороны, уникальность гомоструктур, компоненты которых имеют одинаковый химический состав, но разную зонную структуру, позволит уточнить характеристики экситонных состояний в объемных и 2D кристаллах.

Работа была выполнена при частичной поддержке проекта РНФ №19-12-00273.

Литература

1. K. Novoselov *et al.* // Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A., 102, 10451, (2005).
2. T. Cheiwchanchamnangij and W. R. L. Lambrecht // Phys. Rev. B, 85, 205302, (2012)
3. L. V. Kotova *et al.* // Nanoscale, 13, 17566-17575, (2021).
4. B.L. Evans and P.A. Young // Proc. R. Soc. Lond. A, 284, 402–422 (1965).

Динамика широкоаппертурных гетеролазеров со сбоем фазы гофрировки брэгговского резонатора

Е.Р. Кочаровская*, Н.С. Гинзбург, А.С. Сергеев, А.М. Малкин, В.Ю. Заславский

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

*catrings@gmail.com, katya@appl.sci-nnov.ru

В рамках метода связанных волн, дополненного квазиоптическим приближением, исследована динамика широкоапертурных гетеролазеров с планарными брэгговскими резонаторами со сбоем фазы гофрировки. В конфигурациях, где ширина брэгговской структуры в несколько раз меньше ширины активной зоны или равна ей, дифракционные поперечные потери обеспечивают селекцию мод по поперечному индексу и одновременно подавляют генерацию на модах, частоты которых расположены выше полосы запрещенной зоны. При этом стабильная одномодовая генерация РОС-гетеролазера обеспечивается положением и значением фазы сбоя гофрировки, которые определяют уровень и отношение мощностей излучения с противоположных торцов РОС-гетеролазера.

Введение

Периодические структуры (решетки), обеспечивающие распределенную обратную связь (РОС) волн, традиционно используются в гетеролазерах с целью эффективной селекции мод по продольному индексу и обеспечения узкополосной генерации [1]. Однако в случае широкоаппертурных лазеров большой мощности с латеральными размерами, достигающими десятков или сотен длин волн, возникает проблема обеспечения стабильной одномодовой генерации, нарушаемой возбуждением мод с различными поперечными индексами. Как было показано в [2-4], дифракционные потери в планарных брэгговских структурах конечной ширины (Рис. 1) позволяют обеспечить селекцию мод по поперечному индексу и подавление генерации продольных мод с частотой выше брэгговской (высокочастотных мод). В данной работе показано, что введение сбоя фазы периодичности позволяет обеспечить высокую селективность при асимметричной генерации с противоположных торцов РОС-гетеролазера.

Модель

Мы усложнили двумерную краевую задачу [3, 4] введением сбоя фазы решетки:

$$\varphi(z)=\begin{cases}0, 0<z<z_0\\ \phi, z_0\le z\le l_z\end{cases}$$

на произвольную величину ϕ. В результате коэффициент связи встречных волн $\beta(z)=|\beta|e^{i\varphi(z)}$ [2-4] может менять фазу скачком в сечении z_0, что часто используется в гетеролазерах [5]. В рамках пространственно-временного подхода [3, 4] связь и взаимное рассеяние встречных волновых потоков в периодической структуре с учетом поперечной дифракции излучения описывается уравнениями параболического типа с правой частью, определяемой активной средой. В предположении достаточно малых времен релаксации для описания активной среды с однородным уширением спектральной линии использовались уравнения Блоха [3, 4], учитывающие динамику встречных волн поляризации среды, инверсии разности населѐнностей уровней и ее решетки под действием постоянной накачки, создающей уровень инверсии n_p. Моделирование проводилось для параметров активной среды близких к реализованным квантово-каскадным лазерам со значительными латеральными размерами [6].

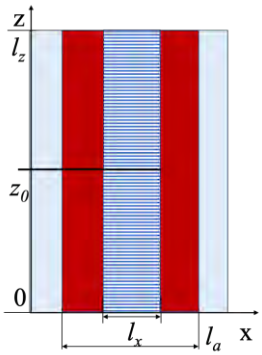


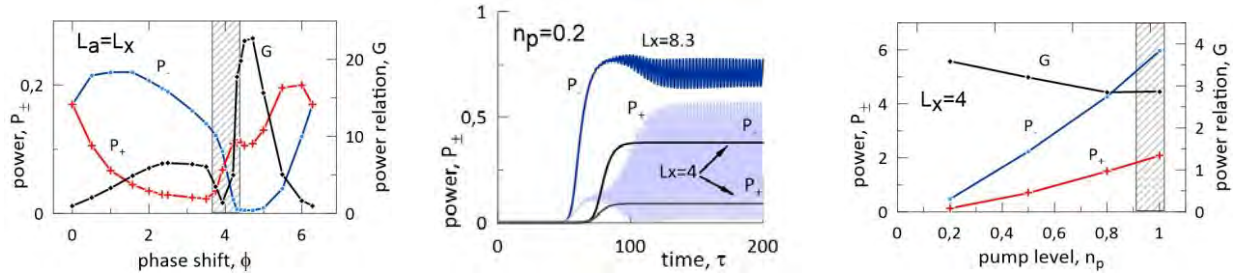
Рис. 1. Схема РОС-гетеролазера. Внутри диэлектрической пластины размещена активная среда длиной l_z и шириной l_a, над которой нанесена периодическая гофрировка шириной l_x, имеющая в сечении z_0 сбой фазы на величину ϕ

Результаты моделирования

Результаты моделирования представлены на Рис. 2 для заданных нормированных размеров активной среды: ширины L_a=8.3 и длины L_z=5.3, различных

уровней накачки и двух значениях ширины брэгговской структуры: L_x=8.3 и L_x=4. Анализировались условия реализации одно- и многомодового режимов генерации в зависимости от латеральных размеров гофрировки, положения и величины сбоя фазы решетки и уровня постоянной накачки. Для гетеролазера с размерами активной среды, соответствующим числу Френеля $N=1$, было найдено оптимальное положение дефекта z_0=4, при котором отношение мощностей излучения с противоположных торцов G увеличивается до 20 и более раз, т. е. реализуется практически однонаправленный вывод излучения (Рис. 2 а), однако при относительно небольших превышения над порогом n_p=0.1.

Увеличить мощность накачки (и, соответственно, уровень выходной мощности), при которой сохраняется устойчивый режим одномодовой генерации позволяет уменьшение латеральных размеров брэгговской структуры [4]. Как видно из Рис. 2 б, при фиксированных значениях ширины активной зоны L_a=8.3 и уровня накачки n_p=0.2 уменьшении ширины гофрировки до L_x=4 приводит к установлению одномодового режима генерации.



а б в

Рис. 2. а) Мощности генерации с левого (P_-, синяя линия) и правого (P_+, красная линия) торцов РОС-гетеролазера с накачкой на уровне n_p=0.1 при совпадающих латеральных размерах активной среды и брэгговской решетки L_a=L_x =8.3 в зависимости от величины сбоя фазы гофрировки ϕ. Черной линией показано отношение мощностей G. б) Установление режимов многомодовой (L_x=8.3) и одномодовой (L_x=4) при n_p=0.2 и $\phi=\pi$. в) Мощности генерации с левого P_- и правого P_+ торцов лазера с шириной брэгговской структуры L_x=4 и $\phi=\pi/2$ в зависимости от уровня накачки. Заштрихованые области – зоны многомодовой генерации. Активная среда имеет продольный размер L_z=5.3, скорости релаксации поляризации Γ_2=5.1 и инверсии Γ_1=1, сбой гофрировки расположен в сечении z_0=4

Для определенных значений фазы сбоя гофрировки можно повысить мощность стационарной генерации практически в десять раз (Рис. 2 в, $\phi=\pi/2$). Заметим, что в зависимости от величины ϕ многомодовая генерация возникает при различных уровнях накачки, так если $\phi=\pi/2$, то n_p=0.9, а, например, для $\phi=\pi$ это значение около 0.5.

Таким образом на основе моделирования показано, что в гетероструктурах с брэгговскими резонаторами планарной геометрии при относительно небольших значениях параметра Френеля наличие сбоя фазы решетки стабилизирует одномодовую генерацию в широкой области параметров и позволяет обеспечить многократное отличие мощностей излучения с противоположных торцов активной среды.

Работа поддержана в рамках государственного задания ИПФ РАН по теме № 0030-2021-0001.

Литература

1. A. Yariv, Quantum Electronics. - Wiley, 1989.
2. N.S. Ginzburg, A.S. Sergeev, E.R. Kocharovskaya *et al.* // Physics Letters A. V. 384, 126219 (2020).
3. Н.С. Гинзбург, А.С. Сергеев, Е.Р. Кочаровская и др. // ФТП. Т. 54, 974 (2020).
4. Н.С. Гинзбург, А.С. Сергеев, Е.Р. Кочаровская и др. // ФТП. Т. 55, 659 (2021).
5. S. Akiba, Encyclopedic Handbook of Integrated Optics. CRC Press-Taylor & Francis Group. 2005.
6. T.S. Mansuripur, C. Vernet, P. Chevalier *et al.* // Phys. Rev. A. V. 94, 063807 (2016).

Поляритонные резонансы в автомодуляции сверхизлучающих лазеров

Е.Р. Кочаровская[1, §], А.В. Мишин[1], В.В. Кочаровский[1, 2], Вл.В. Кочаровский[1]

1 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950.

2 Texas A&M University, College Station, Texas, USA.

§ katya@appl.sci-nnov.ru

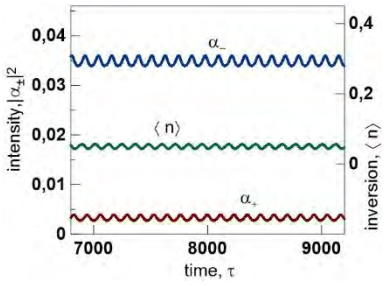
На основе численного решения полуклассических уравнений Максвелла-Блоха в одномерной модели двухуровневого сверхизлучающего лазера с низкодобротным симметричным резонатором Фабри-Перо проведен сравнительный анализ спектра поляритонных мод линеаризованной задачи и дискретного спектра нелинейного режима квазимонохроматической генерации со слабой автомодуляцией и сильным спонтанным нарушением зеркальной симметрии полей встречных волн, инверсии населённостей и поляризации активной среды. Показано, что частоты резонансной автомодуляции установившегося асимметричного сверхизлучательного фазового состояния близки к частотам поляритонных мод, рассчитанным по среднему уровню установившейся инверсии населённостей и обладающих небольшими декрементами.

В обычных лазерах с симметричными высокодобротными резонаторами Фабри-Перо, где время жизни фотонов велико по сравнению с временем жизни поляризации (оптических дипольных колебаний) активной среды, одномодовой генерации даже при наличии значительной автомодуляции отвечает симметричное распределение поля. В сверхизлучающих лазерах, где время жизни фотонов в резонаторе много меньше времен релаксации активной среды $T_{1,2}$, при небольших превышениях порога генерации из каждого торца выходит в среднем одна и та же квазихаотическая последовательность импульсов коллективного спонтанного излучения, имеющих одинаковые непрерывные спектры [1-4].

Однако, как показано в работах [1, 2], существует достаточно широкая область значений параметров симметричного резонатора, активной среды и накачки, при которых импульсы сверхизлучения на переходном этапе к установившейся генерации создают сильную локальную неоднородность инверсии населѐнностей и еѐ решѐтки в форме пика, смещѐнного из центра к одному из торцов образца. На ней возникают дополнительные отражение и усиление встречных волн, биения которых согласованы с неоднородной решѐткой инверсии населѐнностей.

В результате спонтанно устанавливается режим с нарушенной зеркальной симметрией полей и возбуждений активной среды, так что интенсивности излучения из противоположных торцов сильно отличаются (верхняя и нижняя кривые на Рис. 1 а). Как правило, в таком режиме средняя по резонатору инверсия населѐнностей (средняя кривая на Рис. 1 а) и излучаемые поля подвержены автомодуляции на одной или нескольких частотах (Рис. 1 б). В настоящей работе найдено, что последние близки к частотам поляритонных мод лазера, рассчитанным по среднему уровню установившейся инверсии населѐнностей и обладающих небольшими декрементами.

а



б

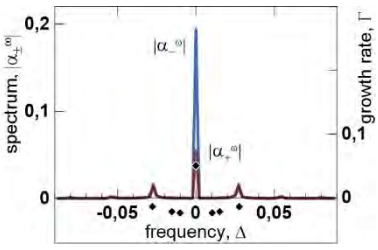


Рис. 1. Установившаяся асимметричная квазимонохроматическая генерация сверхизлучающего лазера с симметричным резонатором Фабри-Перо. а) Осциллограммы интенсивностей полей $|\alpha_{\pm}|^2$ на противоположных торцах и усредненной по образцу инверсии населённостей $\langle n \rangle$; б) амплитудные спектры $|\alpha_{\pm}^{\omega}|$ полей. Точками показаны инкременты/декременты поляритонных мод, вычисленные при однородной инверсии населённостей n=0.05, равной её среднему установившемуся значению $\langle n \rangle_{\tau}$. В обозначениях [1] лазер имеет длину L=2, коэффициент отражения зеркал R=0.3, уровень накачки n_p=1, скорости релаксации поляризации Γ_2=0.02 и инверсии населённостей Γ_1=0.01

Рассчитанный спектр поляритонных мод в интересующем нас случае слабого неоднородного уширения спектральной линии с инверсией населѐнностей уровней активных центров отличается не только от спектра электромагнитных мод обычных лазеров с резонаторами Фабри-Перо, но и от так называемого поляритонного спектра в полупроводниковых лазерных гетероструктурах, например экситонных [5].

На основе численного решения как нелинейных, так и линеаризованных уравнений Максвелла-Блоха [1-4] было осуществлено детальное сравнение дискретного спектра указанной слабой автомодуляции (сплошные линии на Рис. 1 б) и спектра поляритонных мод (чѐрные точки на Рис. 1 б) сверхизлучающего лазера с резонатором Фабри-Перо. Показано также, что нелинейные сдвиги частот этих мод и особенности возбуждения найденных поляритонных резонансов могут быть связаны с колебаниями Раби активных центров (с оптическим дипольным моментом d) на частотах $\omega_R = dE/\hbar$, определяемых значениям амплитуды электромагнитного поля E в окрестности пика решѐтки инверсии населѐнностей. Величина таких частот Раби в типичных расчѐтах оказывалась немного меньше частот как автоколебаний лазера, так и его поляритонных мод.

В целом было установлено, что для квазимонохроматического асимметричного сверхизлучательного фазового состояния, т.е. при не слишком сильной автомодуляции, еѐ спектр (см. пример на Рис. 1 б) обязан нелинейному возбуждению одной или нескольких поляритонных мод с наименьшими декрементами. Их собственная генерация, несмотря на большое превышение уровня накачки над порогом лазерной генерации, подавлена вследствие истощения инверсии населѐнностей центральной сверхизлучательной модой, тогда как созданная последней решѐтка инверсии населѐнностей слабо влияет на рассмотренные поляритонные моды. Сделанный вывод подтверждают приведенные на Рис. 2 зависимости частот центральной Ω_0 и двух соседних мод $\Omega_{\pm1}$ от коэффициента отражения зеркал, длины резонатора и уровня накачки в режиме слабой автомодуляции.

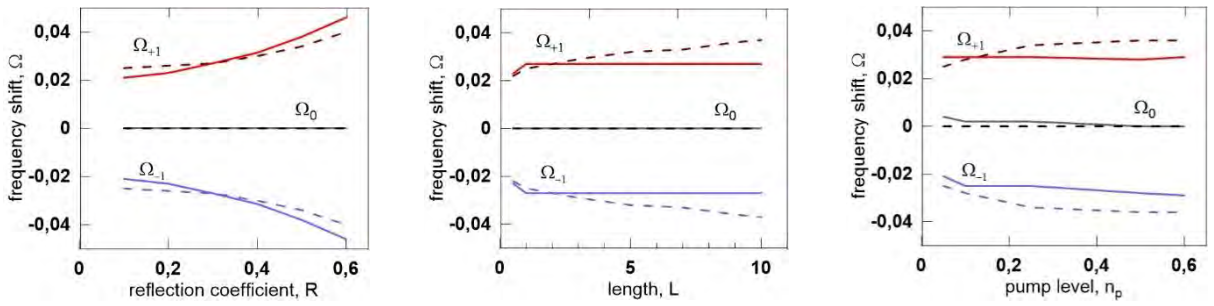


Рис. 2. Сравнение результатов расчетов – с использованием нелинейных (сплошная линия) и линеаризованных (штриховая линия) уравнений Максвелла-Блоха – для сдвига частоты центральной Ω0 и двух соседних Ω±1 поляритонных мод сверхизлучающего лазера в зависимости от а) коэффициента отражения зеркал R для L=2, np=1; б) длины резонатора L для R=0.3, np=1; в) уровня накачки np для L=12, R=0.3. Активная среда имеет такие же параметры, как на Рис.1, в частности, Г2=0.02 и Г1=0.01

Таким образом, проведѐнное моделирование и качественный анализ свидетельствуют о том, что поляритонные резонансы играют существенную роль в динамике асимметричного диссипативного фазового состояния ансамбля активных центров и когерентного поля в сверхизлучающем лазере.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН № 0030-2021-0002.

Литература

1. Вл.В. Кочаровский, В.В. Железняков, Е.Р. Кочаровская и др. // УФН, Т. 187, 367 (2017).
2. Вл.В. Кочаровский, В.А. Кукушкин, С.В. Тарасов и др. // ФТП, Т. 219, 1321 (2019).
3. Vl.V. Kocharovsky, A.A. Belyanin, E.R. Kocharovskaya, V.V. Kocharovsky, *Superradiant lasing and collective dynamics of active centers with polarization lifetime exceeding photon lifetime* (Springer Series in Opt. Sci., V. 193, 2015).
4. В.В. Железняков, Вл.В. Кочаровский, В.В. Кочаровский // УФН, Т. 159, 193 (1989).
5. A. Kavokin, G. Malpuech. Cavity Polaritons, vol. 32. (Academic Press, 2003).

Диссипативный сверхизлучательный фазовый переход в системе активных центров с некогерентной непрерывной накачкой в низкодобротном резонаторе Фабри-Перо

Вл.В. Кочаровский[1, §], Е.Р. Кочаровская[1], А.В. Мишин[1], В.В. Кочаровский[1,2]

1 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950.

2 Texas A&M University, College Station, Texas, USA.

§ kochar@appl.sci-nnov.ru

Исследован предсказанный нами диссипативный (неравновесный) сверхизлучательный фазовый переход, имеющий место уже в простейшей одномерной модели достаточно плотного протяжённого ансамбля двухуровневых активных центров (атомов или экситонов), которые находятся в низкодобротном резонаторе Фабри-Перо под действием непрерывной нерезонансной накачки. Переход обусловлен когерентной динамикой поляризации и инверсии населённостей уровней активных центров и связан с образованием локализованного брэгговского зеркала внутри резонатора за счёт самосогласованной решётки инверсии населённостей, сформированной двумя встречными импульсами сверхизлучения. Даже в случае симметричного резонатора это зеркало формируется, как правило, не в его центре, а вблизи одного из торцов, спонтанно нарушая зеркальную симметрию устанавливающегося состояния поля и активной среды и приводя к многократному отличию интенсивностей когерентного излучения из противоположных торцов.

Доклад посвящѐн качественному анализу предсказанного нами неравновесного сверхизлучательного фазового перехода, который исследуется в простейшей одномерной модели достаточно плотного протяжѐнного ансамбля двухуровневых активных центров (атомов или экситонов), находящихся в низкодобротном резонаторе Фабри-Перо под действием непрерывной нерезонансной накачки [1, 2].

Образующееся диссипативное фазовое состояние является когерентной суперпозицией встречных неоднородных волн электромагнитного поля и поляризации активных центров и существует благодаря локализованному брэгговскому зеркалу, сформированному внутри резонатора самосогласованной решѐткой их инверсии населѐнностей (Рис. 1).

В широкой области параметров указанное брэгговское зеркало обладает устойчивой структурой и кардинально меняет характер согласованных полей встречных волн электромагнитного поля, поляризации и инверсии населѐнностей среды активных центров. Оно исключает хаотическое возникновения импульсов инициированного коллективного спонтанного излучения и в общем случае является автомодуляционным, но может быть и стационарным несмотря на большое превышение порога генерации.

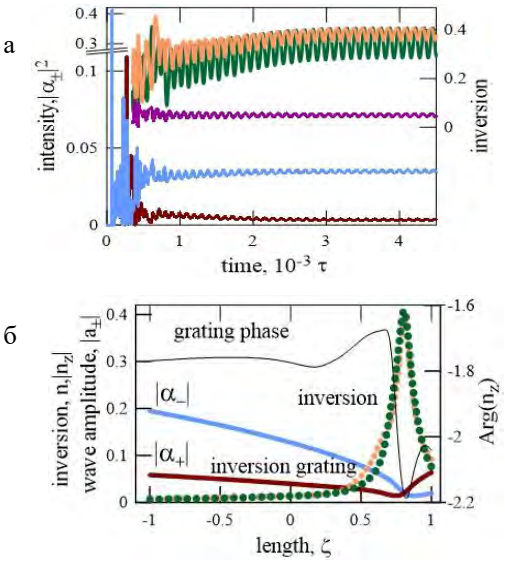


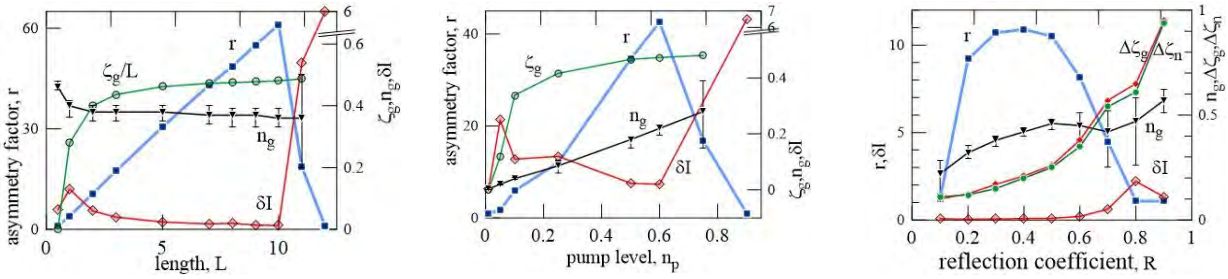
Рис. 1. (a) Переходный процесс: осциллограммы (кривые перечислены снизу вверх) интенсивности полей $|\alpha_\pm|^2$ на противоположных торцах, усредненной по образцу инверсии населённостей $\langle n \rangle$, максимальных значений инверсии n_m и её решётки n_g. (b) Пространственные профили инверсии населённостей n, её решётки $|n_z|$ и фазы $\mathrm{Arg}(n_z)$, амплитуд встречных волн $|\alpha_\pm|$ в установившемся режиме. В безразмерных обозначениях [1] сверхизлучающий лазер имеет длину L=2, коэффициенты отражения зеркал R=0.3, уровень накачки n_p=1, скорости релаксации поляризации Γ_2=0.02 и инверсии населённостей Γ_1=0.01 активных центров и полуширину их неоднородной спектральной линии Δ_0=0.005

Как правило, даже в симметричном резонаторе это зеркало оказывается расположенным не в его центре, а вблизи одного из торцов, т.е. зеркальная симметрия устанавливающегося состояния спонтанно нарушается и интенсивности излучения из противоположных торцов сильно отличаются.

На основе детального численного и аналитического исследования нелинейных решений уравнений Максвелла-Блоха выяснены основные свойства образующегося нового состояния многочастичной системы с радиационным взаимодействием активных центров. Типичные примеры и характеристики диссипативного (неравновесного) сверхизлучательного фазового состояния проиллюстрированы на Рис. 1 и 2 для нормированных амплитуд полей встречных волн и инверсии населѐнностей активных центров с практически однородным уширением спектральной линии (пространственные, временные и частотные переменные обезразмерены согласно [1]). На рисунках, в частности, представлены коэффициенты асимметрии $r = \max\left[\left|\alpha_{\pm}\right|^2 / \left|\alpha_{\mp}\right|^2\right]$ и относительной модуляции $\delta_I = \Delta\left|\alpha_{\pm}\right|^2 / \left|\alpha_{\pm}\right|^2$ для более сильной из двух встречных волн электромагнитного поля.

Обсуждаются возможности экспериментальной реализации и управления уникальными когерентными состояниями электромагнитного поля и ансамбля атомов или экситонов, а также спектрально-динамическими характеристиками их излучения, которые значительно отличаются от типичных для стандартных лазеров с высокодобротными резонаторами.

Проведено сравнение с равновесным сверхизлучательным фазовым переходом Дике, изучаемым в течение полувека и ещѐ не реализованным экспериментально. Указаны также теоретические и экспериментальные достижения в исследовании подобных неравновесных фазовых переходов, которые происходят при наложении внешнего резонансного (когерентного) оптического поля на распределѐнный ансамбль, имеющий размеры больше или порядка длины волны используемого излучения и находящийся в достаточно высокодобротном резонаторе.



а б в

Рис. 2. Зависимости коэффициента асимметрии r и относительной модуляции δ_I для более сильной из двух встречных волн поля излучения, максимальной амплитуды пика решётки инверсии населённостей n_g, усредненной по времени, а также её максимальных и минимальных значений от а) длины резонатора L для R=0.3, n_p=1; б) уровня накачки n_p для L=12, R=0.3; в) коэффициента отражения зеркал R для L=2, n_p=1. Дополнительно приведены на (а) зависимость относительного положения амплитуды пика решётки инверсии населённостей $\zeta g/L$; (б) зависимость положения амплитуды пика решётки инверсии населённостей ζ_g; (в) зависимости ширины пиков инверсии населённостей $\Delta\zeta$n и её решётки $\Delta\zeta$g. Релаксационные параметры те же, что на Рис. 1

Представленные результаты доказывают возможность существования и устанавливают характерные свойства неравновесных фазовых состояний распределѐнного ансамбля активных центров, находящихся в том или ином резонаторе в отсутствие внешнего резонансного поля, но подверженных действию некогерентной накачки и взаимосвязанных когерентным полем их собственного излучения. При изменении параметров накачки, резонатора или атомного/экситонного ансамбля в определѐнной области значений могут происходить разнообразные сверхизлучательные фазовые переходы, которые кардинально отличаются от переходов между различными режимами генерации обычных лазеров.

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

Литература

1. Вл.В. Кочаровский, В.В. Железняков, Е.Р. Кочаровская и др. // УФН, Т. 187, 367 (2017).
2. Вл.В. Кочаровский, В.А.Кукушкин, С.В. Тарасов и др. // ФТП, Т. 219, 1321 (2019).

Синтез CVD-алмаза детекторного качества для спектрометрии ионизирующих излучений

А.В. Красильников[1], Н.Б. Родионов[1], А.П. Большаков[2], В.Г. Ральченко[2], С.К. Вартапетов[3], Ю.Е. Сизов[3],С.А. Мещанинов[1], А.Г. Трапезников[1], В.П. Родионова[1], В.Н. Амосов[1], Р.А. Хмельницкий[1], А.Н. Кириченко[1]

1 Проектный центр ИТЭР ГК Росатом, пл. академика Курчатова 1, строение 3 Москва, 123182.

2 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, д. 38, Москва,119991.

3 ООО «Оптосистемы», Калужское ш., д.4/1, Троицк, Москва, 108841.

a.krasilnikov@iterrf.ru

Методом осаждения из газовой фазы в смесях метан-водород на усовершенствованном СВЧ плазменном реакторе ARDIS 300 с СВЧ плазмой на усовершенствованном СВЧ плазменном реакторе ARDIS 300 в «Проектном центре ИТЭР» получены эпитаксиальные алмазные пленки высокого качества на легированных бором монокристаллических подложках алмаза. Структурное и примесное совершенство пленок охарактеризовано с применением спектроскопии комбинационного рассеяния света, фотолюминесценции и оптического поглощения. На пленках толщиной 70 – 80 μm, выращенных на подложках с проводимостью *p*-типа и концентрацией бора ~100 ppm, служащих контактом, созданы прототипы радиационных детекторов, измерены их чувствительность и амплитудные спектры в потоках альфа-частиц и нейтронов с энергией 5.5MeV и 14.7 MeV, соответственно. Показано, что при облучении альфа-частицами и нейтронами эффективность сбора заряда в синтезированном алмазе при приложенном поле ~4 V/μm достигает 94% и 91%, соответственно.

Введение

Уникальные электрофизические свойства алмаза обеспечивают возможность создания радиационностойких детекторов ионизирующих излучений и других высокозагруженных модулей алмазной электроники для применения в физике высоких энергий, в ряде отраслей, использующих ядерные технологии, в исследованиях термоядерной плазмы. В конструкции детектора алмаз является твердотельной ионизационной камерой со сбором зарядов на электродах, располагаемых на двух сторонах алмазной пластины. Определяемый ядерными реакциями в алмазе амплитудный спектр алмазного детектора в потоке быстрых нейтронов, рожденных при синтезе дейтерия и трития, обеспечил эффективное применение алмазных детекторов для спектрометрии ДТ нейтронов в термоядерных исследованиях на TFTR [1], JT-60U, JET и на ряде других установок с ядерными технологиями.

Наиболее существенных успехов в синтезе алмазов с практически полным сбором зарядов (Charge Collection Efficiency– CCE) при облучении альфа-частицами с энергией ~ 5.5 МэВ в последние 20 лет достигли в компании «ElementSix» (CCE = 95-100%, энергетическое разрешение $\Delta E/E = 0.4$ - 1.2 % при толщине пластин Δ =100 - 500 мкм [2]), Римском университете “TorVergata” (CCE ~ 100% и $\Delta E/E = 1.1$ %, Δ=110 мкм), в компании «IIaTechnology», Сингапур (CCE ~ 100% и $\Delta E/E = 0.8$ %, Δ=890 мкм), в Университете Хоккайдо и AIST, Япония (CCE ~ 100% и $\Delta E/E = 0.38$ % , Δ =70 - 150 мкм).

CVD-синтез алмазных плёнок

Выращивание монокристаллических нелегированных алмазных пленок проводилось в специально модернизированном для синтеза алмаза детекторного качества СВЧ-плазменном реакторе ARDIS-300 (частота 2,45 ГГц, мощность до 6 кВт) производства ООО "Оптосистемы". Предельно достижимый вакуум в реакторе составляет 5×10^{-7} Торр. Уровень натекания из атмосферы в реактор не превышал 2.5×10^{-6}Торр×л/сек, что в CVD процессе обеспечивает концентрацию азота в эпитаксиальном материале на уровне 20 ppb (вклад в концентрацию азота в алмазе от примеси в рабочем газе на 2 порядка меньше, ~0.1 ppb). В качестве подложек для эпитаксии использовались проводящие легированные бором пластины алмаза, синтезированные методом High Pressure-High Temperature – (HPHT), с концентрацией бора ≈ 100 ppm. Полированные подложки имели размеры $4.5\times4.5\times0.5$мм^3 и ориентацию ростовых граней (100). Процесс роста проводили при условиях: давление *p=170 Topp*, концентрация метана в газе [CH_4] = 4 %, температура

подложки T_s = 940^{0}C , СВЧ мощность P_{MW} = 5500 Вт, время осаждения t_g = 24 часа, скорость роста *GR = 3 – 4* мкм/час, толщины пленок *d = 70-80* мкм.

Фазовую чистоту пленок и наличие оптически активных дефектов в образцах исследовали с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) и фотолюминесценции (ФЛ). Величина полной ширины на полувысоте КР спектров составила 2.2, 2.4, 2.7 и 2.3 см$^{-1}$ для синтезированных пленок B21, B22, B23 и H03, соответственно. На прозрачном образце H03 (подложка IIa) было измерено оптическое поглощение до и после эпитаксии в диапазоне длин волн 230-350 нм. С учѐтом чувствительности измерений и других ошибок можно утверждать, что концентрация N_s^0 в эпитаксиальной плѐнке H03 толщиной 51±11 мкм и синтезированных при близких условиях плѐнках B21-B23 по крайней мере не превышает 50 ppb.

Эффективность сбора заряда в пленках

Для измерения эффективности сбора зарядов (электронов и дырок), рождаемых в алмазе частицами высоких энергий, на ростовую сторону пленки и свободную сторону проводящей подложки магнетронным напылением при температуре образца 250^{o}C были нанесены сплошные металлические контакты из платины толщиной 35 нм.

Измерение амплитудных спектров детектора было проведено при облучении альфа-частицами от образцового источника^{241}Amc энергией ~5.5 МэВ и активностью ~30 кБк, при атмосферном давлении и в вакууме и расположении детектора на расстоянии ~2 мм от источника, и нейтронами на генераторе ИНГ-07Т (E_n=14,7 МэВ). Измеренные амплитудные спектры сравнивались со спектрами образцового алмазного детектора Eg13 (изготовитель «Проектный центр ИТЭР» из CVD-алмаза компании «Element Six»), у которого эффективность сбора заряда составляла ~ 98%, а энергетическое разрешение ΔE/E ~0.8%.

При измерениях на альфа-источнике при атмосферном давлении энергетические разрешения плѐнок B21-B23 составили 1.7%, 2.45% и 2.5%, соответственно. Эффективности сбора заряда в плѐнках B21, B22 и B23 составили 92%, 86% и 86%, соответственно, при погрешности измерений +/- 0.2%.

Следует отметить стабильность формы амплитудного спектра: так, в серии из 5 последовательных интервалов длительностью 300 секунд каждый для B23 спектры были практически идентичными, что указывает на относительно низкий уровень концентрации центров захвата заряда в плѐнках.

Образец B21 был также исследован в спектре альфа-частиц 241Am источника в вакууме. Зарегистрированные амплитудные спектры B21 (представлены на рис. 1.) продемонстрировали CCE ~94% и энергетическое разрешение 88 кэВ (1.69%).

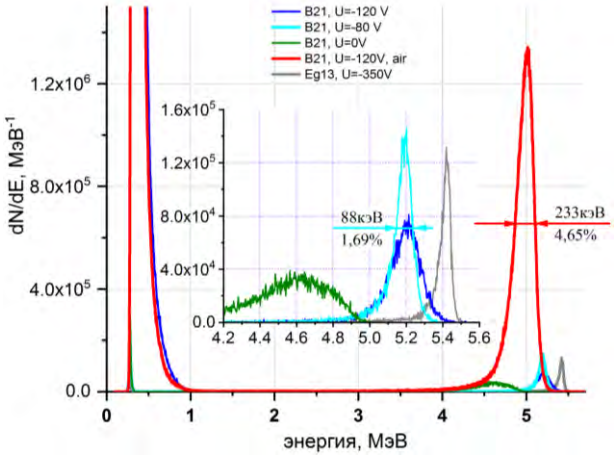


Рис. 1. Амплитудные спектры детектора с плёнкой B21 в потоке альфа-частиц ^{241}Am в вакууме (синий, голубой, зелёный) и на воздухе (красный) в сравнении с Eg13 в вакууме (серый)

Для оценки снизу эффективности сбора зарядов при равномерной генерации электрон-дырочных пар во всѐм объѐме синтезированных алмазных плѐнок были зарегистрированы амплитудные спектры детекторов с плѐнками B21, B22 и B23 в потоках нейтронов с энергией 14.7 МэВ и полной шириной на половине высоты энергетического распределения ~ 320 keV. Эффективности сбора зарядов в B21, B22 и B23 при облучении ДТ нейтронами составили 91%, 85% и 85%, соответственно.

Литература

1. A.V. Krasilnikov, E.A. Azizov, A.L. Roquemore, V.S. Khrunov, K.M. Young. Review of Scientific Instruments, **68** (1), 553-556 (1997).

2. Z. Minglong, X.Yiben, W. Linjun, S. Hujiang, and G. Beibei. Solid State Commun., **130**, 551 (2004).

Нестандартные особенности взаимодействия одиночных люминесцентных центров, сформированных ядрами частичных дислокаций в CdTe и ZnSe, с продольными оптическими фононами

В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, В.С. Багаев, Е.Е. Онищенко, С.И. Ченцов*, А.А. Пручкина

Физический институт им П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва, 119991.

*semtch@gmail.com

С помощью измерений низкотемпературной (5 К) микрофотолюминесценции исследованы отдельные люминесцентные центры, формируемые ядрами частичных дислокаций в пленке CdTe/Si и квантовой яме на основе ZnSe. Показано, что для данных центров относительные интенсивности фононных повторений, вызванные взаимодействием излучающего состояния с продольными оптическими (LO) фононами, могут на порядок отличаться от величин, предсказываемых известной формулой Хуанга-Рис. Обнаруженная перестройка интенсивности фононных повторений приписана изменению кривизны адиабатических потенциалов (дефект частоты), которое возможно за счет неустойчивости структуры связей в дислокационном ядре по отношению к состоянию электронной подсистемы.

Введение

Хорошо известно, что в полярных полупроводниках сильное взаимодействие электронной подсистемы люминесцентных центров с продольными оптическими (LO) фононами приводит к появлению в спектрах излучения (поглощения) эквидистантных полос, относительная интенсивность которых описывается формулой, впервые полученной Хуангом и Рис [1]:

$$I_n = \exp(-s) \cdot s^n/n! \qquad (1)$$

где n – номер фононного повторения, s – фактор Хуанга-Рис. Формула (1) подразумевает неизменность кривизны адиабатического потенциала при электронном переходе. В то же время, по крайней мере, для некоторых люминесцентных центров, электронный переход может сопровождаться изменением кривизны адиабатических потенциалов, связанным с чувствительностью структуры/жесткости связей к состоянию электронной подсистемы [2]. В данной работе показано, что подобная ситуация реализуется и для люминесцентных центров, формируемых ядрами частичных дислокаций в пленках CdTe/Si и квантовых ямах на основе ZnSe.

Дислокационная микрофотолюминесценция в CdTe и ZnSe

На рис. 1а приведѐн типичный спектр низкотемпературной (5 К) МФЛ для области дислокационного излучения пленки CdTe/Si. Описание образцов и процедуры измерений приведены [3]. В спектре МФЛ видна узкая бесфононная линия (ZPL, 1.447 эВ), соответствующая коротковолновому хвосту Y линии. Данная линия, быстро гаснущая с температурой, представляет собой люминесценцию одиночного центра, сформированного ядром частичной дислокации. Также регистрируются фононные повторения, соответствующие возбуждению одного (LO, 1.426 эВ) и двух (2LO, 1.405 эВ) оптических фононов. Энергетические сдвиги между линиями воспроизводят энергию LO фонона CdTe, соответствующего центру зоны Бриллюэна (21 мэВ). Значение S для одиночного люминесцентного центра, рассчитанное как соотношение соответствующих площадей (см. рис. 1а), составило 0.072±0.007. В свою очередь, согласно модели Хуанга-Рис, это означает, что соотношение интегральных интенсивностей между вторым и первым фононным повторением должно быть S/2=0.036±0.004. В то же время, соотношение интенсивностей, измеренное

экспериментально, составляет 0.72±0.07 и, таким образом, более чем на порядок превышает значение, ожидаемое из (1).

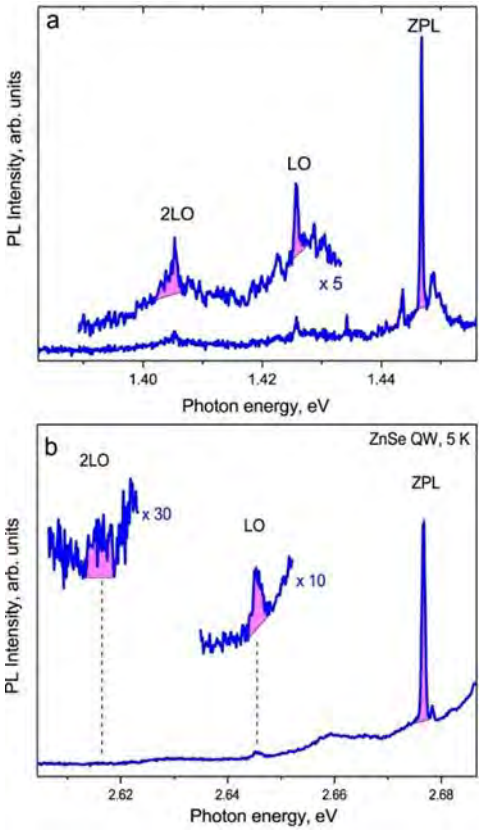


Рис. 1. a). Пример отдельного люминесцентного центра, сформированного частичной дислокацией в пленке CdTe/Si. b). Пример отдельного люминесцентного центра, сформированного дислокацией в квантовой яме (QW) на основе ZnSe. ZPL – обозначает бесфононную линию. Температура 5 К

Качественно аналогичная ситуация наблюдается и в случае дислокационной МФЛ ZnSe при температуре 5 К. На рис. 1b приведен типичный спектр излучения отдельной (частичной) дислокации, пересекающей ZnSe квантовую яму, размещенную внутри ZnMgSSe барьеров. В спектре доминирует интенсивная бесфононная линия, соответствующая одиночному люминесцентному центру (ZPL, 2.677 эВ), а также фононные LO- (2.645 эВ) и 2 LO- (2.616 эВ) повторения. Энергетический сдвиг между линиями ~31 мэВ типичен для LO фононов в ZnSe с квазиимпульсом вблизи центра зоны Бриллюэна. При сравнении интегральных интенсивностей фононных повторений оказывается, что значение S, рассчитанное как соотношение площади ZPL линии к площади LO линии составляет 0.061±0.002. В свою очередь, согласно модели Хуанга-Рис, это означает, что соотношение интенсивностей между вторым и первым фононным повторением должно быть S/2=0.031±0.001. В то же время, соотношение интенсивностей, измеренное экспериментально, составляет 0.58±0.05, что на порядок превышает значение, ожидаемое из (1).

Исходя из доступных ab-initio расчетов следует, что в CdTe реконструкция связей в ядре частичной дислокации зависит от состояния электронной подсистемы. Поскольку состояние электронной подсистемы меняется в процессе перехода, следует ожидать, что переход в дислокационном ядре сопровождается частичной перестройкой оборванных связей и, следовательно, напряжений в ближайшей окрестности дислокации. В этом случае, адиабатические потенциалы должны иметь разную кривизну, а интенсивность LO-фононных повторений – демонстрировать качественное отклонение от (1). Аналогичные рассуждения позволяют объяснить нестандартное распределение интенсивностей фононных повторений для дислокационной люминесценции ZnSe.

Заключение

Таким образом, при гелиевых температурах получены спектры излучения отдельных люминесцентных центров, сформированных ядрами частичных дислокаций в CdTe и ZnSe. Показано, что для люминесцентных центров, сформированных дислокациями, распределение интенсивности между бесфононным переходом и повторениями с участием продольных оптических фононов не описывается формулой Хуанга-Рис. Обнаруженное увеличение относительной интенсивности 2LO фононного повторения приписано изменению кривизны адиабатических потенциалов (дефекту частоты), которое возможно за счет неустойчивости структуры связей в дислокационном ядре по отношению к состоянию электронной подсистемы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (Грант № 19-79-30086).

Литература

1. K. Huang, A. Rhys // Proc. R. Soc. London, v. A 204, 406 (1950).
2. E. A. Ekimov, V. S. Krivobok, S. G. Lyapin, *et al.* // Physical Review B, v. 95, no. 9, 094113 (2017).
3. В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, В. С. Багаев и др.// Письма в ЖЭТФ, в.114, №2, 96 (2021).

Рамановское охлаждение в субмикронных аттенюаторах, легированных оптически активными примесями

В.Г. Криштоп[1], В.Г. Попов[1], Д.А. Дворецкий[2], К.Е. Бугай[2]

1 Центр научных исследований и перспективных разработок, Инфотекс, Москва.

2 ООО «СФБ Лаб», ул. Отрадная, д. 2Б, стр. 1, Москва, 127273.

*Vladimir.Krishtop@infotecs.ru

В работе исследованы аттенюаторы, созданные на основе фосфоро-силикатных материалов, в которых роль комбинационного рассеяния на молекулярных колебаниях P-O существенна. Оксид кремния, легированный фосфором, может обеспечить эффективный теплоотвод для интегральных оптических микросхем. Показано, что комбинационное рассеяние света на оптических примесях — эффективный метод теплопередачи и Рамановское охлаждение более эффективно, чем классическая теплопроводность.

Развитие интегральной волноводной оптики и ее миниатюризация ставят новые задачи перед физикой, микроэлектроникой и материаловедением. С внедрением микроэлектронных интегральных технологий в волноводную оптику уменьшается размер и увеличивается плотность оптических элементов на чипе. Возникает задача повышения эффективности теплоотвода от волноводных аттенюаторов, и эта задача в интегральной оптике не менее актуальна, как в традиционной полупроводниковой микроэлектронике.

Данная проблема является критической в системах, предназначенных для квантового распределения ключей (КРК). Аттенюаторы с большими коэффициентами ослабления в десятки децибел используются в системах КРК для обеспечения квазиодно-фотонного режима [1, 2]. При мощном лазерном воздействии возникает концентрация светового поля, которая приводит к сильному нагреву аттенюаторов. Из-за теплового расширения геометрия аттенюатора изменяется, и это может приводить к изменению степени ослабления аттенюатора и к нарушению однофотонного режима.

В работах [3-5] исследовались реальные системы квантового распределения ключей, имеющие в составе источника квантовых состояний МЭМС-аттенюатор, волоконно-оптический аттенюатор и индий-фосфорный выходной конвертор. На примере этих устройств было показано, что внешнее лазерное воздействие может приводить к нарушению однофотонного режима в системах КРК. Импульсы становятся существенно многофотонными что делает протокол КРК уязвимым к атаке с расщеплением.

При разработке систем на чипе миниатюризация элементов сопровождается ухудшением теплоотвода и ухудшением проблем от локального нагрева. Классической теплопроводности материалов становится недостаточно для эффективного теплоотвода, и возникает задача разработки умных материалов, способных отводить тепло с помощью более эффективных физических процессов. На рис.1 приведено повреждение выходного конвертора внешней лазерной атакой.

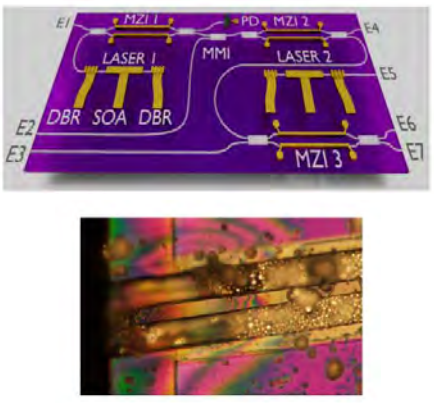


Рис. 1. Схема PLC источника квантовых состояний на основе двух лазеров, интерферометров Маха-Цандера и фазовых модуляторов; на нижнем рисунке показано повреждение выходного конвертора внешней лазерной атакой [3]

Основная причина повреждения – тепловой нагрев конвертора или аттенюатора, приводящий к плавлению или термическому разрушению. Нагрев вызывается рассеиваемой оптической мощностью,

которая может передавать энергию колебаниям атомов волокна, например, через комбинационное рассеяние.

Рассеяние в волноводах идет по трем основным путям:

Стоксово рассеяние:

$$hw_{laser} = hw_{scatter} + hw_{NV}$$

Антистоксово рассеяние:

$$hw_{laser} = hw_{scatter} - hw_{NV}$$

Релеевское (эластичное) рассеяние:

$$hw_{laser} = hw_{scatter}$$

Основные механизмы рассеяния схематически показаны на рис.2. Рассеяние может происходить с испусканием и поглощением фононов.

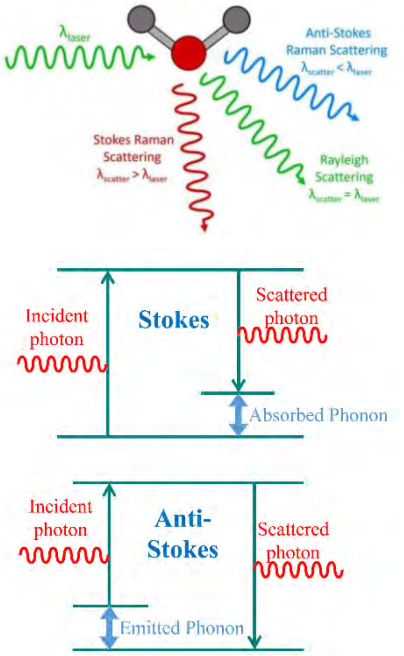


Рис. 2. Основные механизмы оптического рассеяния. Стоксово, антистоксово, и релеевское (эластичное) рассеяние

Существуют оптически-активные колебания, например, молекулярные колебания Si-O в волокне, которые поглощают мощность оптического излучения и отдают акустическим фононам, с которыми они хорошо взаимодействуют. В результате спектр комбинационного рассеяния для таких колебаний уширяется.

Особенностью волновода SiO2, легированного фосфором, является сильное комбинационное рассеяния света. При наличии примеси фосфора оптически активные колебания P-O слабо взаимодействуют с решеткой волновода, что обнаруживает в спектре комбинационного рассеяния острый пик (см рис. 3). Оптически активные колебания P-O могут эффективно перераспределять энергию в материале, снижая переход ее в тепло.

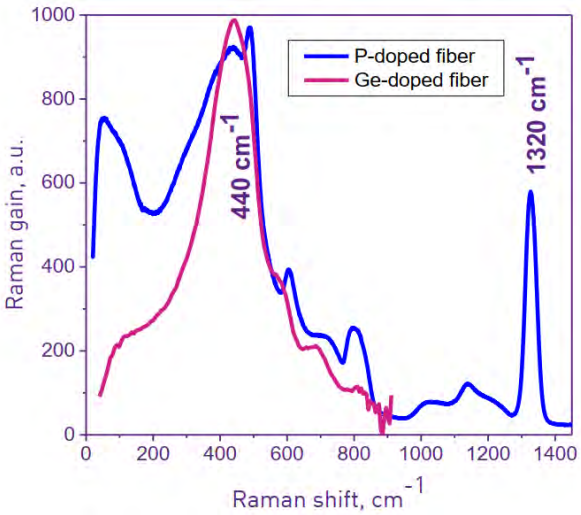


Рис. 3. Спектр комбинационного рассеяния света в волокне, легированным фосфором и германием. Максимум при 400 см$^{-1}$ соответствует рассеянию на Si-O колебаниях, а при 1320 см$^{-1}$ колебаниям P_2O_5

Хотя интенсивность спонтанного КР довольно мала, следует принимать во внимание, что высокая интенсивность оптического излучения приводит к возникновению вынужденного рассеяния, и интенсивность вынужденного комбинационного рассеяния возрастает на несколько порядков и может становиться сопоставимой с интенсивностью накачки. Более того, КР может осуществляться как в режиме Стокса, так и режиме анти-Стокса, который связан с увеличением энергии фотонов за счет поглощения энергии из фононной подсистемы. Антистоксово рассеяние может приводить к эффективному охлаждению аттенюатора.

Таким образом, рассеяние на легирующих примесях способно существенно изменить перераспределение энергии в волоконно-оптических элементах, обеспечить эффективный отвод энергии и уменьшить локальный нагрев.

В случае волноводов на интегральном оптическом чипе, изготовленных литографически с эпитаксиальной кристаллической решеткой, можно излагать этот эффект в терминах избирательной накачки оптической и акустической фононной подсистемы. Рассеиваемая оптическая мощность вызывает локальный нагрев волокна благодаря перекачке энер-

гии в акустические фононы через комбинационное рассеяние (КР) света. Избирательная накачка фононной системы оптическими фононами приводит к эффективному выведению энергии из области с высокой плотностью оптического излучения.

Акустические и оптические фононы в кристаллах схематически изображены на рис. 4. Упрощенно можно полагать, что относительно «медленные» акустические фононы обеспечивают теплоемкость, а «быстрые» оптические фононы отвечают за теплопроводность в системе, и проблема в том, что в условиях мощного оптического излучения подсистемы оптических и акустических фононов быстро насыщаются, и классические теплоемкость и теплопроводность «не справляются» с охлаждением. Но при этом существует теоретическая возможность отбирать энергию у фононной подсистемы за счет стоксова рассеяния и эффективно отводить ее из пятна аттенюации с помощью «быстрых» оптических фононов.

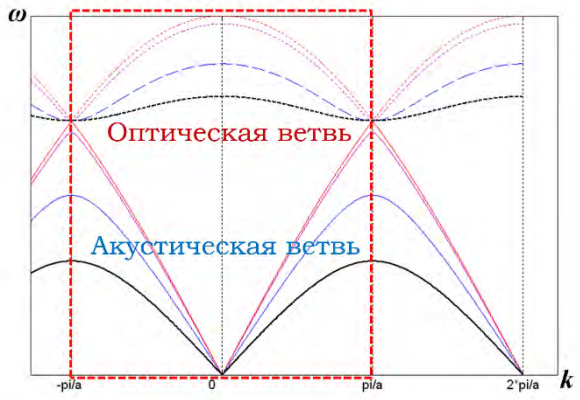


Рис. 4. Акустические и оптические фононы

В работе исследованы аттенюаторы, созданные на основе фосфоро-силикатных материалов, в которых роль комбинационного рассеяния на молекулярных колебаниях P-O существенна.

Предварительные измерения на примере сварных волоконных аттенюаторов с высокой степенью ослабления показали, что мощные ослабители на основе стандартного волокна подвержены просветлению при мощности излучения более 2.5 Вт, т.е. коэффициент ослабления уменьшается на 20-25дБ. Данный эффект подтвержден в литературе [3]. При этом использование легированного фосфором волокна увеличивает порог просветления до 3.6 Вт [5], что свидетельствует в пользу эффективной перекачки энергии молекулярными колебаниями. Схема эксперимента показана на рис.5. Исследованные аттенюаторы 8 дБ и 22 дБ показаны на рис.6.

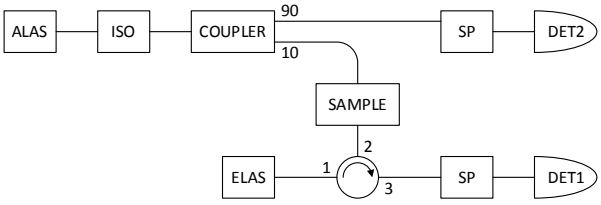


Рис. 5. Экспериментальная установка. ALAS – контрольный лазер (Алиса); ISO – оптический изолятор; COUPLER – оптоволоконный делитель 10/90; SP – узкополосный спектральный фильтр; ELAS – атакующий лазер (Ева); DET1 и DET2 – измерители оптической мощности; SAMPLE – испытываемый аттенюатор

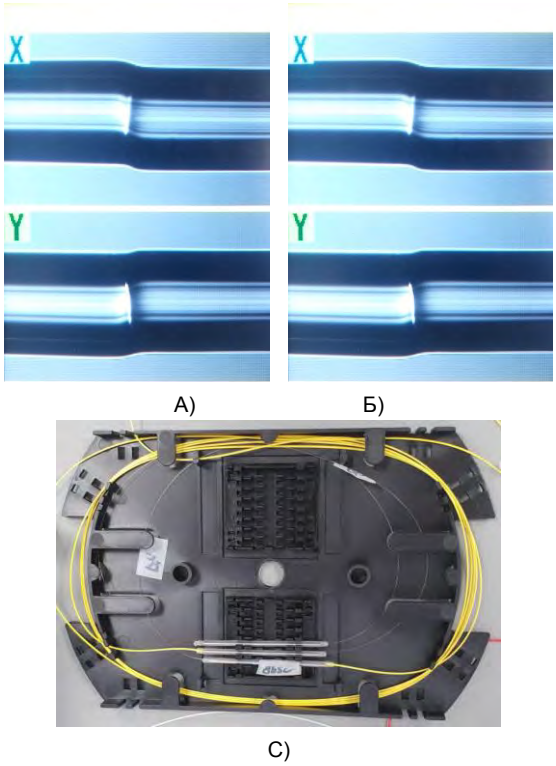


Рис. 6. Сварные аттенюаторы на волокне, легированном фосфором. А) 8дБ, Б) 22дБ, С) Сварной аттенюатор в сплайскассете

Аттенюаторы на основе волокна, легированного фосфором, тестировались на устойчивость к атаке с лазерным повреждением компонентов (LDA). На них подавалось непрерывное мощное лазерное излучение от 25 дБм (316,23 мВт) до 37,4 дБм (5495,41 мВт). Зависимость поглощения аттенюатора от мощности взламывающего лазера показана на Рис.7.

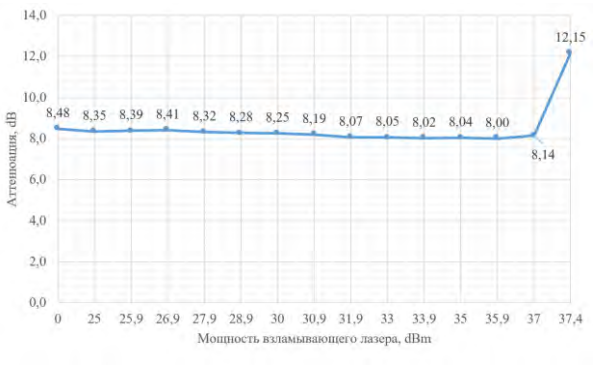


Рис. 7. Зависимость поглощения аттенюатора от мощности взламывающего лазера. При превышении мощности лазера более 37 дБм степень аттенюации растет, фосфорные аттенюаторы не просветляются

Одним из неожиданных результатов стало возгорание оболочки гильзы фосфорных аттенюаторов в точке выхода оптоволокна из гильзы при мощностях более 34дБм. Расстояние от точки возгорания до пятна аттенюации составило при этом около 25 мм, а характеристики аттенюатора продолжали оставаться стабильными вплоть до термического разрушения оптоволокна в точке возгорания. Это, во-первых, существенно отличается от поведения аттенюатора на стандартном волокне. Стандартный аттенюатор просветляется под воздействием лазерного излучения сравнимой мощности, теряет степень аттенюации, но при этом не загорается и не сгорает, в связи с чем и становится возможна атака LDA. И во-вторых, возгорание на существенном расстоянии от точки аттенюации свидетельствует об эффективном отводе энергии (тепла) из пятна сварки, что доказывает работоспособность предложенного механизма лазерного охлаждения на оптически активных примесях при высоких мощностях оптического излучения.

Заключение

Волоконные аттенюаторы, легированные фосфором, устойчивы к LDA, их можно использовать как «оптический предохранитель» для защиты от атаки LDA.

Комбинационное рассеяние света на оптических примесях — эффективный метод теплопередачи. Рамановское охлаждение более эффективно, чем классическая теплопроводность.

Оксид кремния, легированный фосфором, может обеспечить эффективный теплоотвод для интегральных оптических микросхем.

Литература

1. E. Diamanti, H.-K. Lo, B. Qi, Z. Yuan // npj Quantum Information, vol. 2, p. 1–12 (2016).
2. E. Diamanti and A. Leverrier // Entropy, vol. 17, p. 6072–6092 (2015).
3. A. Huang, R. Li, V. Egorov, *et al.* // Phys. Rev. Applied 13, 034017 (2020) doi: 10.1103/PhysRevApplied.13.034017
4. V. Makarov, J.-P. Bourgoin, P. Chaiwongkhot, *et al.* // Phys. Rev. A 94, 030302(R) (2015) doi: 10.1103/PhysRevA.94.030302
5. A. Huang, Á. Navarrete, S.-H. Sun, *et al.* // Phys. Rev. Appl. 12, 064043 (2019). doi: 10.1103/PhysRevApplied.12.064043
6. V. G. Krishtop, V. G. Popov, D. A. Dvoretsky, *et al.* // SNAIA-2021. Book of Abstracts. 4th Smart Nanomaterials: Advances, Innovations and Applications Conference, pp. 146-147 (2021).

Влияние температуры роста на свойства системы GaAs/дельта-Mn

Р.Н. Крюков[1,2,*], В.Е. Захаров[1,§], Д.Е. Николичев[1,2], С.Ю. Зубков[1,2], М.В. Дорохин[1,2], Б.Н. Звонков[2]

[1]ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

[2] НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*kriukov.ruslan@yandex.ru, §rachitelnicc@mail.ru

Установлено, что уменьшение температуры роста покровных слоев GaAs при импульсном лазерном осаждении замедляет процесс сегрегации и предотвращает окисление атомов Mn. Также уменьшение температуры роста приводит к увеличению концентрации As в слое GaAs и обуславливает присутствие в слое полупроводника элементного As. Для структур, включающих индий-содержащие слои, увеличение температуры роста GaAs приводит к сегрегации атомов индия на поверхности.

Введение

Оптимизация параметров ростового процесса разбавленного магнитного полупроводника (РМП) GaMnAs направлена на сохранение его свойств в рабочих структурах. Для системы GaMnAs характерно окисление в кислородсодержащей атмосфере [1] и сегрегация атомов металла [2]. Такая эволюция провоцирует сокращение электрически активной примеси и появление оксидов с различными магнитными свойствами. Для минимизации окислительной реакции часто используют покровный слой GaAs. При этом он, как и активный слой GaMnAs, формируется при относительно низких температурах (200 – 300 °C). Последнее обстоятельство приводит к возрастанию дефектности полупроводника [3], что влияет на диффузионные процессы и электрические характеристики в системе GaAs/GaMnAs. Таким образом, существует задача оптимизации технологии роста низкотемпературного арсенида галлия (НТ-GaAs), и она напрямую связана с контролем химического состава получаемых структур.

Методика эксперимента

Изучались системы, представляющие собой спиновый светоизлучающий диод (ССИД), создаваемый по двухстадийной технологии. На первом этапе методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (МОС ГФЭ) выращивались буферный слой, квантовая яма $In_xGa_{1-x}As$ (x ~ 0,13, толщина 10 нм) и спейсер при 600°C. Второй этап включал осаждение методом импульсного лазерного осаждения дельта-слоя Mn и покровного слоя НТ-GaAs (10 нм). Температура роста последнего составляла 250 (образец 1) и 400°C (образец 2). В качестве газа-носителя использовался арсин с одинаковым для всех структур давлением в камере роста [4]. Для рассмотрения влияния температуры роста на состав слоев использовался метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, описание методики эксперимента представлено в [5].

Результаты

В ходе работы установлено, что понижение температуры роста приводит к дисбалансу состава в полупроводнике: соотношение концентраций As и Ga становится равным 3/2, и это связано с дополнительным источником мышьяка в ростовой установке. Выявлено, что уменьшение температуры приводит к увеличению толщины покровного слоя, что связывается с наличием избыточного мышьяка. Природа эффекта пока точно не установлена. Выращивание покровного слоя при 400°C сопровождается сегрегацией Mn на поверхности образца (рисунок 1, б), где атомы металла пассивируются путем окисления. Понижение температуры до 250°C останавливает этот процесс (рисунок 1, а). Следует отметить, что на профиле распределения химических элементов в образце 1 кислород в процессе его диффузии [1], характерной для такого рода систем, не достиг глубины залегания марганца. В образце 2 ситуация противоположная, вследствие более высокой температуры осаждения покровного слоя.

При анализе фотоэлектронных линий Ga 3*d* и As 3*d* с использованием данных [6] было установлено, что избыточность As в образце 1 объясняется присутствием в системе элементного мышьяка и включений дефектных кластеров As (димеры, анти-

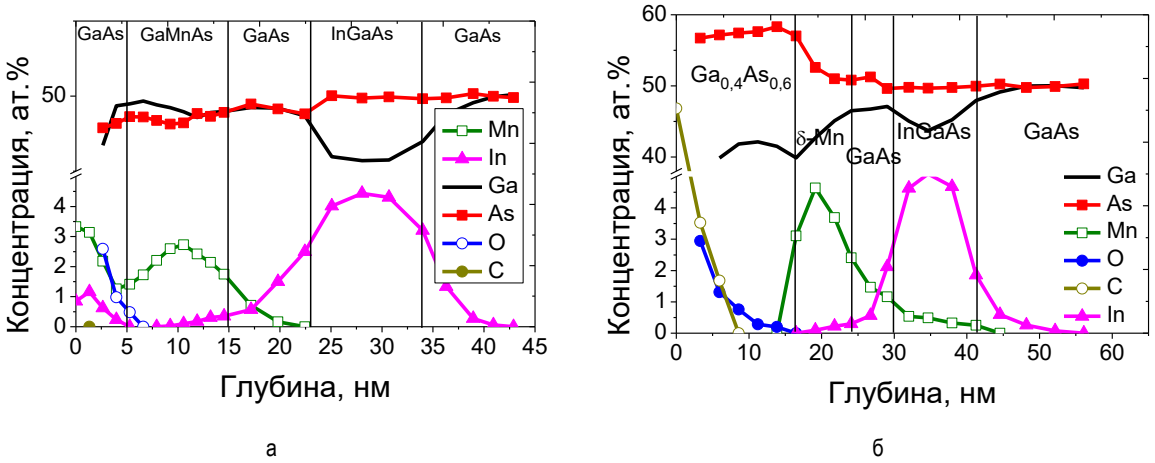


Рис. 1. Профили распределения химических элементов по глубине в структурах ССИД с температурой роста покровного слоя а) 400°С и б) 250°С

структурные дефекты). Дефектный As наблюдается на протяжении всего покровного слоя на уровне концентрации ~ 10 ат.%. Такого рода особенность может повлиять на электрические характеристики (подвижность, концентрацию носителей заряда), слоев, матрицей для которых является НТ-GaAs, например, РМП. Стоит также уточнить, что в структуре 2 на поверхности детектируется In, что предположительно связано с процессом сегрегации его атомов на поверхности при температуре роста 400°С, поскольку в образце 1 такой особенности не наблюдалось. Таким образом, температура роста НТ-GaAs оказывает влияние на химический состав, и, предположительно, на электрические свойства слоев, для которых НТ-GaAs является основой. Выявлено, что изменение температуры роста, и, как следствие, изменение состава покровного слоя влияет на распределение по глубине химических элементов в приборных структурах.

Работа выполнена при поддержке гранта президента РФ МК-265.2022.1.2.

Литература

1. J.F. Xu, P.M. Thibado, C. Awo-Affouda *et. al.*// J. of Crys. Growth, V. 301-302, 54 (2007).

2. Д.Е. Николичев, А.В. Боряков, С.Ю. Зубков *и др.*// Вестник Нижегородского университета, № 1, 48 (2013).

3. A. Wolos, M. Kaminska, M. Palczewska *et al.*// J. of Appl.Phys., V. 96, 530 (2004).

4. М.В. Дорохин, С.В. Зайцев, А.С. Бричкин *и др.* // ФТТ, Т. 52, 2147(2010).

5. A.V. Boryakov, S.I. Surodin, R.N. Kryukov and *et al.*// J. of Elect. Spectr. and Related Phen, V. 50, 1443 (2018).

6. F.P. Zhang, P.S. Xu, C.G. Zhuand *et al.*// J. of Elect. Spectr. and Related Phen, V. 101-103, 485 (1999).

Эпитаксиальные слои магнитного полупроводника InGaAs:Fe

А.В. Кудрин[1, 2], В.П. Лесников[1, 2], А.А. Яковлева[1], Р.Н. Крюков[1, 2]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, 603950 Нижний Новгород.

2 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*kudrin@nifti.unn.ru

Методом лазерного распыления твердотельных мишеней в вакууме были сформированы слои магнитного полупроводника InGaAs:Fe. Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии был исследован состав структур. Установлено что при концентрации атомов Fe равной 25 ат. % максимальная концентрация In составляет 7 ат. %.

Введение

Недавно были получены эпитаксиальные однофазные слои магнитного полупроводника GaAs:Fe с концентрацией железа до 20 ат. %. Слои GaAs:Fe демонстрируют собственный (intrinsic) ферромагнетизм и имеют температуру Кюри превышающую 300 K [1]. Было предположено, что атомы Fe формируют примесную зону внутри запрещенной зоны GaAs. Транспортные свойства материала определяются переносом носителей заряда по примесной зоне Fe. Вероятным механизмом косвенного ферромагнитного обмена между атомами Fe является механизм двойного обмена Зинера, возникающей при переходе электрона между ближайшими атомами Fe с различным заполнением d оболочки ($3d^5$ и $3d^6$). С точки зрения физики магнитных полупроводников A^3B^5 представляет интерес развитие указанного материала в направлении исследования свойств твердого раствора InGaAs, сильно легированного Fe. Известно, что в InGaAs акцепторный уровень (отщепленный кристаллическим полем уровень e) уменьшает свою глубину относительно края валентной зоны с увеличением концентрации In. Слои InGaAs, сильно легированные Fe (до 20 ат. %) до настоящего времени получены не были. В работе представляем результаты по формированию и исследованию слоев InGaAs:Fe с концентрацией Fe до 25 ат. %.

Методика эксперимента

Слои InGaAs:Fe были получены на подложках GaAs методом лазерного распыления твердотельных мишеней GaAs, InAs и Fe в вакууме при температуре ростового процесса 220 ºC. Технологическое количество In в слое InGaAs:Fe составляло 13, 17 и 25 ат. %. Технологическое количество Fe составляло 25 ат. %. Состав полученных структур были исследованы методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) дополненным возможностью профилирования по глубине. Для сформированных слоев были проведены исследования магнитного циркулярного дихроизма на отражение в диапазоне энергий света 1.2 − 2.5 эВ при температурах 20 − 300 K.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлен РФЭС профиль распределения элементов по глубине структуры InGaAs:Fe/GaAs со слоем InGaAs:Fe с максимальной технологической концентрацией In (25 ат. %).

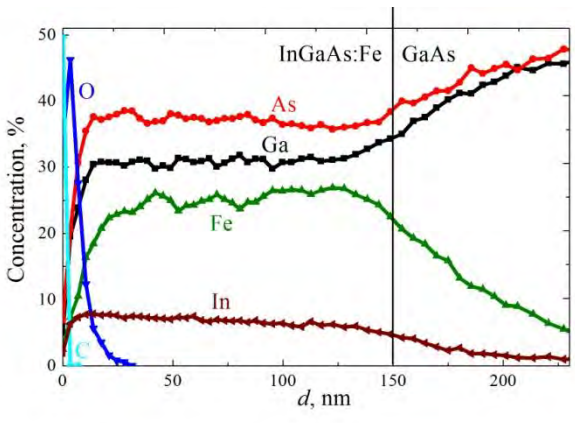


Рис. 1. РФЭС профиль распределения атомов по глубине для структуры InGaAs:Fe/GaAs

По данным РФЭС фактическая концентрация Fe в слое InGaAs:Fe совпадает с технологической (≈ 25 ат. %). При этом концентрация фактическая концентрация In (≈ 7 ат. %) значительно меньше технологической (25 ат. %). Суммарная концентрация атомов In и Ga (≈ 37 ат. %) совпадает с концен-

трацией атомов As (≈ 37 ат. %). Следовательно в InGaAs:Fe атомы Fe равновероятно замещают как атомы III группы, так и V. Подобное поведение атомов Fe наблюдалось в слоях GaAs:Fe [1]. Интересной особенностью состава полученных слоев InGaAs:Fe является то, что по данным РФЭС исследований концентрация In остается одинаковой (≈ 7 ат. %) в слоях с технологической концентрацией In равной 13, 17 и 25 ат. %. Это можно объяснить тем, что атомы Fe имеют большую вероятность встроиться в подрешетку III группы, чем атомы In. При фиксированной концентрации Fe в положении замещения элемента III группы (≈ 12 ат. %), возможная концентрация In составляет максимум ≈ 7 ат. %.

На рисунке 2 представлены магнитополевые зависимости величины магнитного циркулярного дихроизма (*MCD*(*H*)) для энергии квантов света 1.9 эВ, полученные при 20 и 300 K. Зависимости *MCD*(*H*) являются нелинейными, что свидетельствует о наличии магнитных свойств в слое InGaAs:Fe. При 20 K зависимость *MCD*(*H*) имеет ярко выраженный гистерезис.

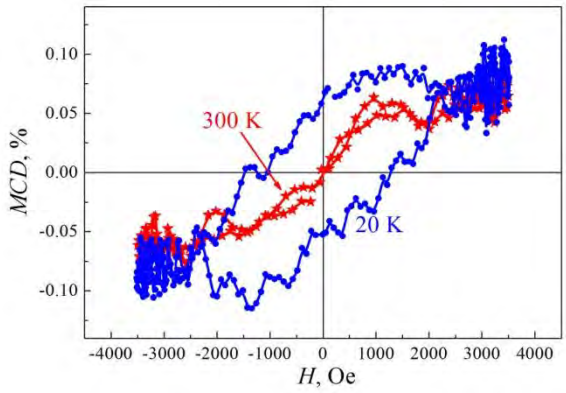


Рис. 2. Зависимости *MCD*(*H*) для слоя InGaAs:Fe при 20 и 300 K для энергии квантов света 1.9 эВ

На рисунке 3 представлены спектральные зависимости эффекта магнитного циркулярного дихроизма для слоев GaAs:Fe и InGaAs:Fe при 20 K. При энергии квантов света меньшей, чем ширина запрещенной зоны GaAs наблюдается значительный спад величины эффекта магнитного циркулярного дихроизма. Это свидетельствует о том, что ферромагнитные свойства слоев GaAs:Fe и InGaAs:Fe связанны с собственным ферромагнетизмом матрицы магнитного полупроводника, а не с какими-либо включениями второй ферромагнитной фазы. Схожая спектральная зависимость для слоев GaAs:Fe и InGaAs:Fe связана с относительно малой фактической концентрацией In в слое InGaAs:Fe.

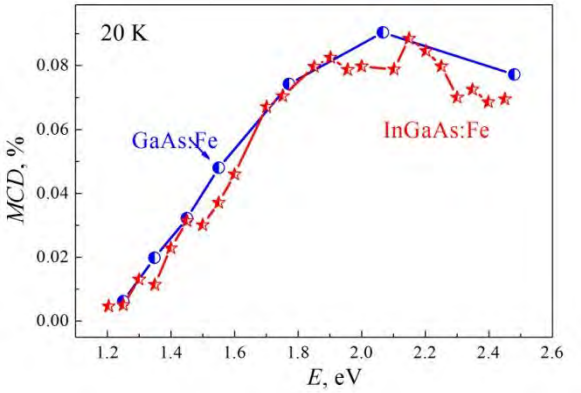


Рис. 3. Спектральная зависимость величины эффекта магнитного циркулярного дихроизма для слоев GaAs:Fe и InGaAs:Fe при 20 K

Работа выполнена в рамка госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 075-03-2020-191/5).

Литература

1. A. V. Kudrin et. al., Sem.. Sci. Tech. 35, 125032 (2020).

Лазерные гетероструктуры с КЯ HgTe/CdHgTe среднего ИК диапазона: анализ оже-процессов и температурного гашения стимулированного излучения

К.Е. Кудрявцев[1, &], В.В. Румянцев[1], В.В. Уточкин[1], В.Я. Алешкин[1], А.А. Дубинов[1], Н.Н. Михайлов[2], С.А. Дворецкий[2], В.И. Гавриленко[1], С.В. Морозов[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

[&]konstantin@ipmras.ru

В работе исследован характер температурного гашения стимулированного излучения (СИ) среднего ИК диапазона (5-8 мкм) в гетероструктурах с КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe. На основании измерений порога СИ в зависимости от температуры установлено, что доминирующим механизмом межзонной рекомбинации избыточных носителей заряда является «объемноподобная» пороговая оже-рекомбинация вида *CCH-C* (*eeh*), в то время как конкурирующие процессы вида CHH-H (ehh), в том числе специфичные для структур с КЯ «беспороговые» процессы, проявляются слабо. Показано, что максимальная температура наблюдения СИ в исследуемых КЯ определяется эффектами разогрева избыточных носителей при больших мощностях накачки (как прямого разогрева, так и косвенного в ходе оже-рекомбинации электронов и дырок).

Введение

Хорошо известная и отработанная как основа для ИК-фотодетекторов, работающих в крайне широком диапазоне длин волн, система кадмий-ртуть-теллур (HgCdTe) может рассматриваются также и как базовый материал светоизлучающих (лазерных) структур. В то время как продвижение межзонных лазеров в длинноволновую область ограничено возрастанием темпов безызлучательной оже-рекомбинации, характерным для узкозонных полупроводников, в гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe в окрестности Г-точки зоны Бриллюэна может быть реализован «симметричный» для электронов и дырок закон дисперсии носителей, что определяет высокий энергетический порог оже-процессов и приводит к частичному их подавлению. За счет этого структуры с КЯ позволяют значительно продвинуться (в сравнении с объемным HgCdTe) в сторону длинноволновой генерации [1]. В данной работе приводятся первые экспериментальные результаты, направленные на детальный «полуколичественный» анализ оже-процессов в КЯ HgTe/CdHgTe.

Исследуется температурное гашение СИ в гетероструктурах среднего ИК диапазона (λ_{SE}~5-6 мкм при T~200K) в попытке выявить индивидуальные вклады различных оже-процессов в межзонную динамику носителей, а также определить механизмы, ограничивающие максимальную температуру генерации для структур с оптической накачкой.

Образцы и методика эксперимента

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках (013)GaAs с буферными слоеми ZnTe/CdTe и содержали по 5 КЯ HgTe, разделенных барьерами $Cd_{0.6}Hg_{0.4}Te$ шириной 50 нм и встроенных в волноводный слой (также $Cd_{0.6}Hg_{0.4}Te$) общей толщиной ~5 мкм. Ширина КЯ составляла, по данным эллипсометрии, 4.1-4.3 нм, в то время как остаточное содержание кадмия в КЯ оценено, по данным низкотемпературной ФЛ, на уровне ~7-10%. При измерениях спонтанной ФЛ и регистрации стимулированного излучения накачка образца осуществлялась импульсным параметрическим генератором света (τ~10нс, λ~2.0–2.3 мкм, пиковая мощность до 350 кВт/см^2). Излучение образца детектировалось HgCdTe приемником; спектры эмиссии регистрировались в режиме пошагового сканирования фурье-спектрометром Bruker Vertex 80v. Образец размещался в гелиевом криостате замкнутого цикла (T=10-300 K).

Результаты и обсуждение

Поскольку для рассматриваемых КЯ HgTe/CdHgTe сложно реализовать прямое измерение межзонной динамики носителей заряда (например, по кинетике

фотопроводимости), темп безызлучательных процессов в данной работе оценивается косвенно, на основании измеряемого порога возникновения СИ с использованием простого соотношения

$$\tau_{eff} = \frac{n_{th}}{\alpha_{QW} G_{th}}, \qquad (1)$$

где n_{th} и G_{th} — «пороговая» концентрация носителей заряда (принимаемая равной концентрации «просветления» КЯ N_{inv}) и поток фотонов накачки, соответствующий порогу СИ, соответственно, $\alpha_{QW}\approx 0.01$ – коэффициент поглощения излучения КЯ в режиме прямой накачки. Также предполагается квазистационарный режим накачки в пределах импульса возбуждения ($\tau_{eff} \ll \tau_{pump}$), что оправдано при не слишком низких температурах. Исходные данные и результаты моделирования приведены на рис. 1.

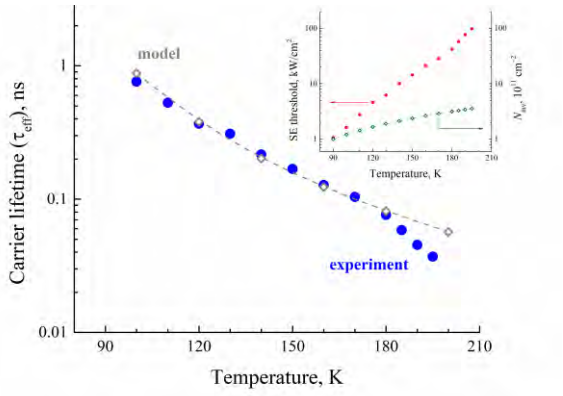


Рис. 1. Эффективное время межзонной рекомбинации в исследуемых КЯ вблизи порога СИ в зависимости от температуры: оценки (experiment) согласно (1) и модельная кривая (model) для *CCH-C* оже-процесса в соответствии с (2). На вставке: измеренный порог СИ и расчетная величина N_{inv}

Модельная кривая $\tau_{eff}(T)$ на рис. 1 описывается выражением вида

$$\tau^{-1}_{CCH-C}(T) = C_A \times N^3_{inv}(T) \times f_h(T), \qquad (2)$$

где C_A – подгоночный параметр, соответствующий «микроскопическому» значению коэффициента оже-рекомбинации, а $f_h(T)$ – доля «надпороговых» (по отношению к расчетному порогу *CCH-C* процесса). При этом подобная простейшая модель дает весьма хорошее согласие с экспериментом, что обусловлено следующими факторами: (*i*) почти вся «пороговая энергия», необходимая для *CCH-C* процесса, переносится именно дырками и (*ii*) значительная часть дырок при достаточно высоких температурах обладает хорошо определенной кинетической энергией вблизи этого порога. Оба обстоятельства следуют из особого вида закона дисперсии дырок с выраженными «плечами» и проиллюстрировано на рис. 2.

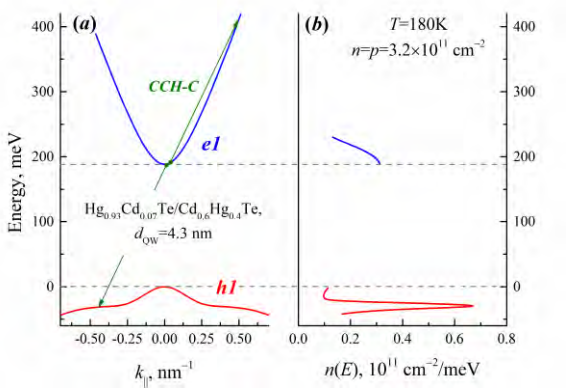


Рис. 2. (*a*) дисперсия электронов и дырок в рассматриваемых КЯ; стрелками схематично указана оже-рекомбинация вида CCH-C; (*b*) распределение носителей по энергиям при концентрации, соответствующей порогу СИ. Все данные для *T*=180K

Заметим, что отклонение модели от эксперимента при *T*>180K не связано, по-видимому, с подключением дополнительных оже-процессов либо механизмов поглощения, а отражает постепенный разогрев электронного газа излучением накачки при всѐ большем пороге возникновения СИ, что и ограничивает максимальную температуру генерации. Это напрямую подтверждается анализом вида спектров спонтанной эмиссии в «предпороговом» режиме. Соответствующие детали работы приводятся в [2].

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, грант 075-15-2020-797 (соглашение 13.1902.21.0024) на оборудовании ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

Литература

1. S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev et al. // ACS Photonics 8(12), 3526 (2021).

2. K.E. Kudryavtsev, V.V. Rumyantsev et al. // J.Appl.Phys. 130, 214302 (2021).

Взаимодействие электромагнитной H-волны с полупроводниковым нанослоем

И.А. Кузнецова[1], О.В. Савенко[2]

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, ул. Советская, 14, Ярославль, 150003.

[1]kuz@uniyar.ac.ru, [2]o.savenko@uniyar.ac.ru

В рамках квантовой теории явлений переноса построена теоретическая модель взаимодействия электромагнитной волны H-конфигурации с полупроводниковым нанослоем. Диапазон частот электромагнитной волны ограничен сверху частотами ближнего ИК-диапазона. Задача решена с учетом модели граничных условий Соффера. Получены аналитические выражения для оптических коэффициентов как функций безразмерной толщины, частоты и угла падения электромагнитной волны, химического потенциала и параметров шероховатости поверхностей. Сделан расчет для предельных случаев вырожденного и невырожденного электронного газа. Проанализированы зависимости оптических коэффициентов от вышеназванных параметров.

В настоящей работе решена задача о взаимодействии электромагнитной волны с полупроводниковым нанослоем. Предполагается, что вектор напряженности электрического поля параллелен плоскости нанослоя (H-конфигурация). Считается, что толщина нанослоя может быть сравнима или меньше длины волны де Бройля носителей заряда. Задача решена с учетом квантовой теории явлений переноса, заключающейся в нахождении матричных элементов оператора плотности решением уравнения Лиувилля. В работе [1] показано, что в случае малого отклонения системы носителей заряда от равновесного состояния объемное рассеяние можно выразить при помощи времени релаксации. Поверхностное рассеяние носителей учитывается через граничные условия Соффера [2], накладываемые на уравнение Лиувилля. Найденные матричные элементы оператора плотности позволяют рассчитать плотность тока, индуцируемого электромагнитным излучением.

В настоящей работе считается, что частота электромагнитной волны много меньше частоты плазменного резонанса, т.е. ограничена сверху частотами ближнего ИК-диапазона. Рассматривается случай слабой электромагнитной волны, и эффекты, связанные с квантовой природой электромагнитного излучения, не учитываются. При помощи системы уравнений Максвелла находится связь между плотностью тока и оптическими коэффициентами нанослоя. Получены аналитические выражения для коэффициентов отражения, пропускания и поглощения как функции безразмерной толщины x_0, частоты электрического поля y_0, длины свободного пробега носителей заряда x_λ, химического потенциала u_μ, угла падения электромагнитной волны θ и параметров шероховатости поверхностей $g_{1,2}$. Параметры x_0, x_λ, $g_{1,2}$ обезразмерены на длину волны де Бройля носителей заряда. Рассмотрены предельные случаи вырожденного и невырожденного электронного газа.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 – 3 построены зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения от безразмерной толщины. Параметры шероховатости поверхностей равны 0,15, а угол падения электромагнитной волны равен 72^0. На рис. 1 и 2 показано, что с уменьшением толщины коэффициент отражения убывает, а коэффициент пропускания растет. Это можно объяснить уменьшением концентрации отвечающих за формирование вторичной отраженной волны свободных носителей заряда из-за сокращения числа разрешенных энергетических состояний. При значении $x_0 < 0.5$ электромагнитное излучение практически полностью проходит через нанослой.

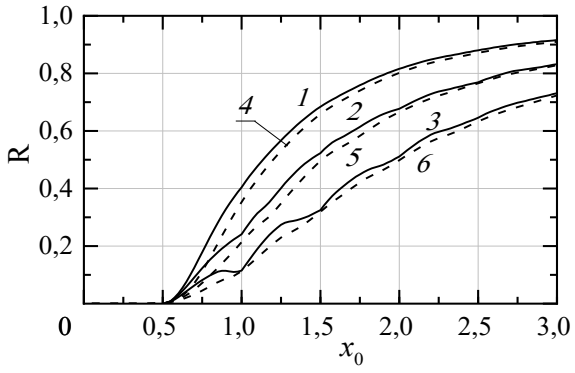


Рис. 1. Зависимости коэффициента отражения R от безразмерной толщины x_0 при значениях $g_1 = g_2 = 0{,}15$; $x_\lambda = 8$; $\theta = 72^0$: 1, 4: $y_0 = 10$; 2, 5: $y_0 = 20$; 3, 6: $y_0 = 30$. Сплошные кривые 1 – 3 построены для случая вырожденного, а пунктирные 2 – 4 – невырожденного электронного газа

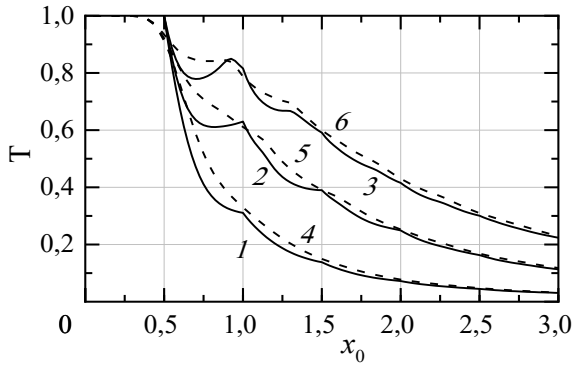


Рис. 2. Зависимости коэффициента пропускания T от безразмерной толщины x_0 при значениях $g_1 = g_2 = 0{,}15$; $x_\lambda = 8$; $\theta = 72^0$: 1, 4: $y_0 = 10$; 2, 5: $y_0 = 20$; 3, 6: $y_0 = 30$. Сплошные кривые 1 – 3 построены для случая вырожденного, а пунктирные 2 – 4 – невырожденного электронного газа

Обнаружены осцилляции зависимостей оптических коэффициентов от толщины. Заметим, что частота электрического поля влияет на период этих осцилляций. Возможная причина заключается в следующем. Перпендикулярная компонента вектора скорости и частота поверхностного рассеяния принимают дискретный ряд значений. При определенных значениях x_0 и y_0 часть носителей заряда испытывает поверхностное рассеяние в момент изменения ориентации напряженности электрического поля, и поверхность нанослоя слабо влияет на его оптические характеристики: наблюдаются минимумы коэффициента поглощения и максимумы пропускания. В случае невырожденного электронного газа осцилляции зависимостей оптических коэффициентов от толщины менее ярко выражены, чем в случае вырожденного газа. При относительно небольших частотах (кривые 1 – 4) вышеназванный осцилляционный эффект практически пропадает. Наблюдаются лишь небольшие осцилляции коэффициентов пропускания и поглощения в случае вырожденного электронного газа, вызванные скачками плотности состояний, период которых составляет половину длины волны де Бройля носителей заряда ($x_0 = 0{,}5$).

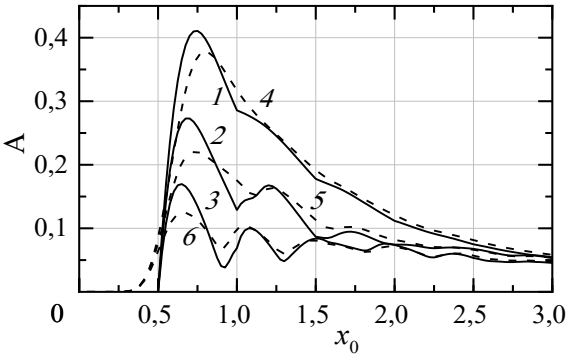


Рис. 3. Зависимости коэффициента поглощения A от безразмерной толщины x_0 при значениях $g_1 = g_2 = 0{,}15$; $x_\lambda = 8$; $\theta = 72^0$: 1, 4: $y_0 = 10$; 2, 5: $y_0 = 20$; 3, 6: $y_0 = 30$. Сплошные кривые 1 – 3 построены для случая вырожденного, а пунктирные 2 – 4 – невырожденного электронного газа

Литература

1. И.А. Кузнецова, О.В. Савенко, Д.Н. Романов // ФТП, Т. 55(9), 789 (2021).

2. S.B. Soffer // J. Appl. Phys., V. 38, 1710 (1967).

Времена ядерной спиновой релаксации в структурах GaAs:Mn

М.С. Кузнецова[1, *], А.Е. Евдокимов[1], А.В. Михайлов[1], К.В. Кавокин[1], Р.И. Джиоев[2]

1 СОЛАБ, Санкт Петербургский государственный университет, 198504, СПб, Россия.

2 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, РАН, 194021 СПб, Россия.

*mashakuznecova@bk.ru

В настоящей работе экспериментально исследована спиновая релаксация электронов и их взаимодействие с ядерными спинами в эпитаксиальных слоях p-GaAs, легированного Mn, путем изучения эффекта Ханле при фиксированном знаке поляризации оптического возбуждения.

Введение

Понимание механизмов спиновой релаксации в твердых телах является предпосылкой к развитию спинтроники. Время спиновой релаксации электронов в n-GaAs в диапазоне концентраций доноров 10^{15} 10^{16} $см^{-3}$ составляет порядка или больше 100 нс [1]. В то же время, релаксация электронного спина в p-GaAs, обусловленная механизмом Бира-Аронова-Пикуса (БАП), оказывается существенно более быстрой даже при низких температурах (τ_s=1нс) [2]. В работе [3] продемонстрировано, что легирование p-GaAs магнитными акцепторами Mn позволяет существенно подавить спиновую релаксацию БАП за счёт компенсации магнитных моментов локализованных дырок и d-электронов Mn. При этом на первый план выходят механизмы спиновой релаксации, характерные для полупроводников n-типа: спин-орбитальное взаимодействие и сверхтонкое взаимодействие со спинами ядер решётки [1].

Спиновая релаксация ядер и их взаимодействие с электронными спинами в GaAs:Mn не исследованы. В GaAs без магнитной примеси эти явления качественно различаются, что проявляется в диапазоне времен T_1 (миллисекунды в p-GaAs и секунды в n-GaAs) и магнитополевых зависимостях (замедление релаксации с ростом магнитного поля в диапазоне 0 20Гс в n-GaAs и отсутствие зависимости T_1 от поля в p-GaAs) [4].

В настоящей работе подробно исследована спиновая релаксация электронов и их взаимодействие с ядерными спинами в p-GaAs, легированного Mn, путем измерения кривой Ханле при фиксированном знаке поляризации возбуждения.

Методика эксперимента

Исследования проводились в объемных слоях GaAs легированного Mn, выращенного методом жидкофазной эпитаксии. Степень легирования образца составляет N_{Mn}=2.77x10^{17} $см^{-3}$, N_d-N_a=3.44x$10^{15}$$см^{-3}$, где N_{Mn}, N_d и N_a – концентрации акцептора Mn, мелкого донора и акцептора соответственно.

Типичный спектр фотолюминесценции (ФЛ) в структуре GaAs:Mn в зависимости от мощности накачки представлен на рисунке 1. Пик ФЛ на энергии 1.51 эВ соответствует излучению свободных или локализованных на доноре экситонов (X). Пик с энергией 1.41 эВ соответствует переходу Mn. Линия, связанная с переходом на Mn наблюдается при всех значениях мощности накачки, в то время как экситонная линия появляется после критических мощностей P=2-5эВ.

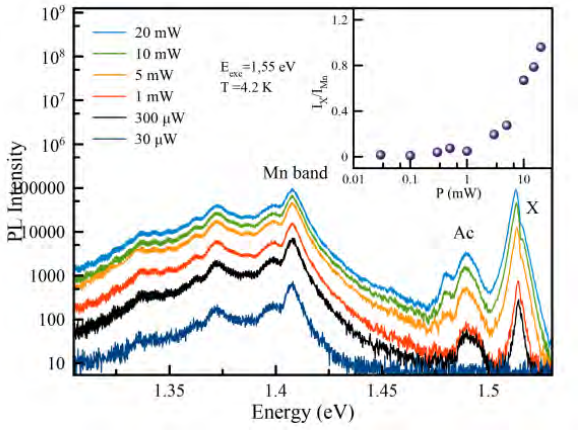


Рис. 1. Спектры ФЛ при различных мощностях оптического возбуждения. На вставке представлена зависимость отношения интенсивностей линии экситона и Mn

Для изучения электронно-ядерной спиновой динамики мы измерили серию кривых Ханле при фиксированной поляризации оптического возбуждения для разных мощностей оптической накачки. Для более эффективной накачки ядерного поля применяется продольное магнитное поле B_z.(см. рис.2а). Из рисунка видно, что кривая Ханле со-

стоит из узкой центральной части и дополнительных максимумов, наличие которых свидетельствуют о присутствии поляризации ядерных спинов и создании динамической ядерной поляризации. При увеличении значения продольного магнитного поля, дополнительные пики сдвигаются в область больших поперечных магнитных полей.

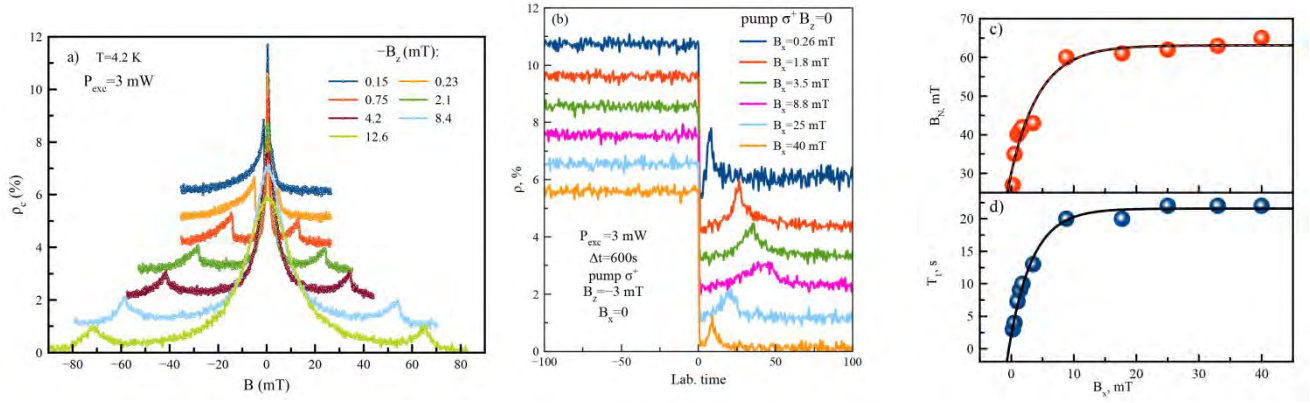


Рис. 2. (a) Кривые Ханле, измеренные при различных мощностях оптической накачки и приложении продольных магнитных полей. (b) Кривые изменения степени поляризации ФЛ после адиабатического размагничивания. (c) зависимость значения ядерного магнитного поля от приложенного внешнего поперечного поля. (d) Зависимость времени ядерной спиновой релаксации от внешнего поперечного магнитного поля

Для определения значений ядерного магнитного поля и времени ядерной спиновой релаксации, мы провели серию измерений степени поляризации фотолюминесценции после адиабатического размагничиваня от продольного поля B_z к различным поперечным магнитным полям B_x. На рис. 1b показаны такие зависимости для отрицательного значения B_z = 3 мТл и различных значениях поперечных магнитных полей. Из рисунка видно, что в момент компенсации внешнего поперечного магнитного поля ядерным полем, электронная спиновая поляризация увеличивается, так как суммарное внешнее поле, действующее на электроны, уменьшается.

Из анализа кривых, представленных на рисунке 2b, мы определили зависимости поля B_N и времени ядерной спиновой релаксации T_1 от поперечного магнитного поля (рис. 2c, 2d).

Результаты и обсуждения

В результате анализа мы получили максимальное ядерное поле 60 мТл, что хорошо соответствует положению дополнительного пика на кривой Ханле, измеренного при приложении максимального продольного поля. Неожиданным результатом являются, масштаб времени ядерной спиновой релаксации (десятки секунд) и его резкая зависимость от магнитного поля, не характерные для структур с *p*-легированием.

Благодарность

Работа была выполнена при финансовой поддержке DFG в рамках Международного Центра совместных исследований TRR 160 (проект № A6) и РФФИ (грант № 19-52-12043). МСК благодарит СПбГУ за финансовую поддержку в рамках гранта № ID 91182694.

Литература

1. R.I. Dzhioev *et al.* // Phys. Rev.B, V. 66, 245204 (2002).
2. G.E. Pikus and A.N. Titkov// *Optical Orientation*, ed. by F. Meier and B. P. Zakharchenya (Amsterdam, North-Holland, 1984, p. 73).
3. G.V. Astakhov *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 101, 076602 (2008).
4. M. Kotur *et al.* // Phys.Rev.B, V. 97, 165206 (2018).

Экспериментальное и теоретическое исследование легированных бором дельта-слоев осажденного из газовой фазы алмаза для обеспечения высокой подвижности дырок

В.А. Кукушкин[1, 2, *], М.А. Лобаев[1], А.Л. Вихарев[1], А.М. Горбачёв[1, 2], Д.Б. Радищев[1], Е.А. Архипова[1], М.Н. Дроздов[1], В.А. Исаев[1], С.А. Богданов[1]

1 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*vakuk@ipfran.ru

Установлено, что не учитывавшийся ранее эффект увеличения энергии верхней границы валентной зоны в сильно легированном бором и поэтому перешедшим в металлическое состояние дельта-слое в осаждённом из газовой фазы (CVD) алмазе приводит к существенному росту глубины потенциальной ямы, создаваемой им для дырок. В результате квантовое проникновение дырок в окружающий нелегированный алмаз, обусловливающие рост их подвижности по сравнению со случаем однородного легирования, становится существенным лишь при толщине дельта-слоя порядка и менее 0,5 нм и степени компенсации, не превышающей 42 %. Современные технологии модулированного легирования CVD алмаза близки к созданию таких слоёв.

Легированные акцепторной примесью бора нанометровые дельта-слои в осаждённых из газовой фазы (CVD) чистых плёнках искусственного алмаза создаются с целью увеличения подвижности дырок и, следовательно, быстродействия приборов алмазной электроники, например полевых транзисторов. Данный эффект достигается за счёт квантового проникновения волновых функций дырок из образуемой легированным слоем потенциальной ямы в окружающий его нелегированный алмаз. В результате их рассеяние на находящихся в легированном слое ионизованных атомах бора должно снижаться, а подвижность – возрастать. Поэтому как экспериментальное, так и теоретическое изучение таких слоёв является актуальной задачей современной алмазной электроники.

Методика эксперимента и расчёта

Легированные бором дельта-слои в нелегированных монокристаллических CVD алмазных плёнках выращивались в оригинальном микроволновом плазмохимическом реакторе с возможностью быстрого изменения состава газовой смеси, разработанном и созданном в ИПФ РАН [1]. В качестве основы использовались предварительно отшлифованные монокристаллические алмазные подложки. Диагностика профиля концентрации атомов бора выполнялась с помощью метода вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Подвижность дырок измерялась путём стандартной методики, основанной на эффекте Холла.

Численное моделирование «металлических» дельта-слоёв выполнялось с учётом не принимавшегося ранее во внимание увеличения энергии верхней границы валентной зоны (т.°е. уменьшения ширины запрещённой зоны) в них, возникающего вследствие высокой концентрации ионизованных атомов бора. Профили этой энергии, а также концентрации дырок были найдены с помощью метода самосогласованного поля в приближении Хартри путём решения системы уравнений Шредингера (для волновых функций дырок) и Пуассона (для электростатического потенциала). Для этого была использована свободно распространяемая программа «1D Poisson», разработанная Г. Снайдером [2]. Расчёты подвижности дырок, обусловленной рассеянием на ионизованных атомах бора в дельта-слое, выполнялись на основе формул, полученных в [3] в линдхардовском приближении с учётом экранировки.

Результаты и обсуждение

Нами созданы дельта-слои с малыми толщинами 0,8–2 нм и высокими (обеспечивающими при комнатной температуре фазовый переход в металлическое состояние) концентрациями атомов бора

(1–1,7)×10^{21} см$^{-3}$. Однако существенного увеличения подвижности дырок в таких слоях по сравнению с однородным легированием с той же концентрацией атомов бора зарегистрировано не было. Также оно не было обнаружено и другими исследовательскими группами [4].

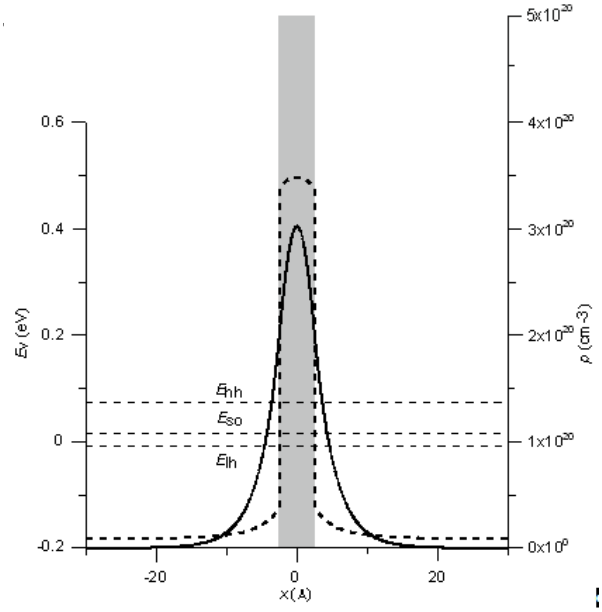


Рис. 1. Энергия верхней границы валентной зоны E_v (жирная пунктирная кривая, левая шкала), энергии верхних границ подзон размерного квантования тяжёлых (hh), лёгких (lh) и спин-отщеплённых (so) дырок (горизонтальные тонкие пунктирные линии, левая шкала) и концентрация дырок p (жирная сплошная линия, правая шкала) для дельта-слоя с толщиной 0,5 нм и концентрацией атомов бора $N_B = 5 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$ (серый прямоугольник) при комнатной температуре. Все энергии отсчитываются от уровня химического потенциала

Установлено, что это может быть объяснено не принимавшемся ранее во внимание увеличением энергии верхней границы валентной зоны, возникающим в таких слоях вследствие высокой концентрации ионизованных атомов бора и приводящим к существенному (более чем в 20 раз превышающему тепловую энергию при комнатной температуре) углублению создаваемых ими потенциальных ям для дырок. В результате проникновение волновых функций последних в нелегированный материал, окружающий дельта-слой, оказывается значительно слабее, чем считалось ранее. Так, наши расчёты показывают (рис. 1), что при концентрации атомов бора в дельта-слое порядка 10^{21} см$^{-3}$ и его толщине 2 нм только 7 % (а не 50 % как утверждалось в [5]) дырок находятся вне его, при 1 нм — 19 % (а не 70 % как в [5]) и при 0,5 нм — 47 % (а не 75 % как в [5]). Таким образом, увеличения подвижности дырок в металлических дельта-слоях по сравнению с однородным легированием с той же концентрацией атомов бора можно ожидать лишь при их толщинах порядка и менее 0,5 нм. Это подтверждается расчётами подвижности дырок: в слоях с толщинами 2 и 1 нм она оказывается практически такой же, как и в однородно легированном алмазе с той же концентрацией атомов бора, а в слое с толщиной 0,5 нм — примерно в 2 раза выше. Кроме того, расчёты показали, что в случае компенсации при той же концентрации дырок на единицу площади дельта-слоя, что и в её отсутствии, для сохранения этого увеличения подвижности дырок она не должна превышать примерно 42 %. В противном случае происходящее при компенсации увеличение концентрации ионизованных атомов бора приведёт к углублению потенциальной ямы для дырок, образуемой дельта-слоем, и, как следствие, значительному уменьшению их кантового проникновения в окружающий нелегированных алмаз, а значит, и уменьшению их подвижности.

Таким образом, добиться увеличения подвижности дырок в легированных бором «металлических» дельта-слоях в CVD алмазе можно при их толщинах порядка и менее 0,5 нм и степени компенсации, не превышающей 42 %.

Работа выполнена в рамках госзадания ИПФ РАН (проект № 0030-2021-0003).

Литература

1. A.L. Vikharev, A.M. Gorbachev, M.A. Lobaev *et al.* // Phys. Status Solidi RRL, V. 10(4), 324 (2016).
2. https://www3.nd.edu/~gsnider/
3. В.А. Кукушкин // ФТП, Т. 53(10), 1437 (2019).
4. G. Chicot, A. Fiori, P.N. Volpe *et al.* // J. Appl. Phys., V. 116(8), 083702 (2014).
5. A. Fiori, J. Pernot, E. Gheeraert, and E. Bustarret // Phys. Status Solidi A, V. 207(9), 2084 (2010).

Неравновесная динамика экситонных поляритонов в высокодобротных GaAs микрорезонаторах

В.Д. Кулаковский[1], А.А. Деменев[1], С.Н. Терешко[1], Н.А. Гиппиус[1,2]

1 Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл. 142432 Россия.

2 Сколковский институт науки и технологий, ИЦ "Сколково", Москва 143026 Россия.

* kulakovs@issp.ac.ru

Найдено, что эволюция некогерентных экситон-поляритонных систем, резонансно возбуждаемых в планарных полупроводниковых микрорезонаторах пикосекундными световыми импульсами при T=2 K в отсутствие потенциальных барьеров определяется упругим рассеянием поляритонов на потенциале беспорядка, рассеяние поляритонов на фононах на временах ~1 нс пренебрежимо мало. Быстрое уменьшение средней кинетической энергии поляритонов в возбуждаемой области вследствие разбегания горячих поляритонов резко замедляется по мере расширения поляритонного газа до размеров порядка длин свободного пробега поляритонов, при этом система остается далекой от равновесной.

Введение

Экситонные поляритоны в полупроводниковых микрорезонаторах (МР) представляют собой квазичастицы - бозоны, образующиеся при взаимодействии света и экситонов в режиме сильной экситон-фотонной связи. Благодаря очень малой эффективной массе, они демонстрируют когерентные свойства при относительно низких плотностях вплоть до комнатных температур. Большой интерес к поляритонным конденсатам обусловлен несколькими причинами: (i) высокая температура бозе-конденсации, (ii) возможность контроля величины поляритон-поляритонного взаимодействия и (iii) возможность формирования неравновесных конденсатов, переходами между которыми можно управлять на масштабе мкм и пс. [1]

При межзонном возбуждении после достижения квантового вырождения основного состояния поляритонов наблюдаются относительно короткие – несколько десятков пс – времена формирования конденсата благодаря бозонной стимуляции рассеяния возбужденных экситонов в это состояние. При этом взаимодействие поляритонов с резервуаром экситонов сильно ограничивает длину пространственной когерентности в конденсате [2].

В чисто поляритонных системах, когда экситонный резервуар отсутствует, времена конденсации сильно возрастают, поэтому исследования этих явлений стали возможны только после появления высокодобротных МР.

В данной работе исследована динамика когерентных свойств поляритонной системы в GaAs МР при резонансном некогерентном фотовозбуждении не приводящем к возбуждению экситонов.

Образцы и экспериментальная методика

Поляритоны исследовались в 2λ-AlAs/GaAs МР структуре с 4 наборами из 3-х $In_{0.05}Ga_{0.95}As$ 10-нм квантовых ям, выращенной на GaAs подложке. Большое количество пар AlAs/GaAs в зеркалах Брэгга обеспечивало добротность $Q>10^5$. Расщепление Раби - 7,5 мэВ.

Для возбуждения поляритонов использовался перестраиваемый Ti-сапфировый лазер. Сходящиеся пучки пикосекундных импульсов с апертурой $\Delta\theta= 40^o$ и спектральной шириной 1.5 мэВ резонансно возбуждали поляритоны с энергией на 4 мэВ ниже энергии экситона с волновыми векторами $|k|<2.2$ мкм$^{-1}$ в пятне 100x100 мкм^2. Сигнал детектировался из центральной области 30x30 мкм^2 с помощью стрик-камеры с разрешением 3 пс.

Результаты и обсуждение

На рис. 1а показан набор зависимостей $I(k_x)$, записанных при некогерентном резонансном возбуждении пикосекундными импульсами, сходящимися в широком диапазоне углов $|\Theta| \leq 20^o$, на энергии $\hbar\omega_p=E_{LP}(k=0)+0,2$ мэВ при $W_p=6$ нДж/имп. Возбужденная плотность поляритонов $n_{LP}=7\cdot10^{10}$ см$^{-2}$ определена из измеренной мощности интегрального излучения поляритонов. Распределение поляритонов n(k) остается сильно неравновесным во всем интервале $t\leq$ 1нс. Средняя кинетическая энергия

поляритонов $<E_{kin}>$ при t< 10 пс равна ≈0.53 мэВ, при t>100 пс она уменьшается до ≈ 0.33 мэВ и далее уменьшается очень медленно до ≈ 0.3 мэВ при t=200 пс и ≈ 0.28 мэВ при t=1 нс. Это значение в 1.7 раза превышает $<E_{kin}>$ даже в больцмановском газе с $T_{LP}=T_{bath}=2$ K.

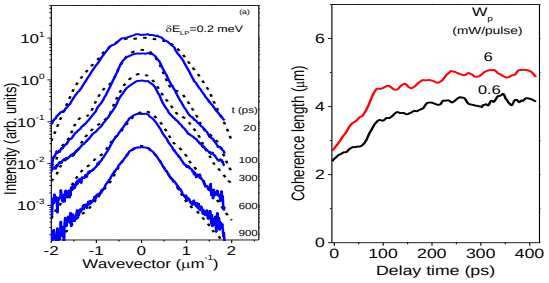


Рис. 1 (a) Зависимости $I(k_x)$, измеренные при разных задержках при некогерентном возбуждении пс импульсами с $\hbar\omega_p=E_{LP}(k=0)$ +0,2 мэВ, сходящимися в диапазоне углов $|\Theta| \le 20^o$ при W_p=6 нДж/имп (сплошные линии), и рассчитанные при δE_{LP}= 0.2 мэВ (пунктир) **(b)** Зависимости длины когерентности от времени при Wp= 6 и 0,6 мВт/имп

Быстрое охлаждение поляритонной системы после окончания импульса возбуждения обусловлено разбеганием высокоэнергетичных поляритонов. Об этом свидетельствует сильно укороченное время затухания, τ, интегральной интенсивности излучения поляритонов I(t) из центральной области пятна при малых t: τ<90 пс при t<50 пс и возрастает до 175 пс, в то время как затухания I(t) из расширенной области с диаметром 350 мкм близко к моноэкспоненциальному со временем τ≈ 170 пс.

На рис.1a видно, что полуширина I(k) на полувысоте $\Delta k/2 \ge 0.4$ мкм$^{-1}$ вплоть до 1 нс, в то время как в отсутствие рассеяния время разбегания поляритонов за пределы 100 микронного пятна t_{esc}~100 m/$\hbar$k пс для поляритонов с k~0.4 мкм$^{-1}$ меньше 150 пс.

Стабилизацию распределения n(k) при t>200 пс естественно связать с упругим рассеянием поляритонов. Измерения временных эволюций I(k) при отличающихся в 10 раз W_p= 6 и 0.6 нДж/имп, показали, что они совпадают с точностью до отношения W_p. Поэтому даже при n=7·10^{10} см$^{-2}$ влиянием межчастичного рассеяния на динамику поляритонов можно пренебречь и предположить, что упругое рассеяние поляритонов происходит на флуктуациях потенциала, обусловленных флуктуациями ширин InGaAs квантовых ям и концентрации In в них.

Для оценки величины потенциала беспорядка δE_{LP}, необходимой для описания динамики резонансно возбужденной некогерентной поляритонной системы было проведено моделирование с использованием одномерного уравнения Шрёдингера в случайном потенциале. Несмотря на упрощённое, по сравнению с двумерной картиной в эксперименте, одномерное приближение в расчётах, полученные зависимости воспроизводят основные особенности экспериментально исследованной поляритонной динамики при δE_{LP}=0.2 мэВ (рис. 1a).

Длины пространственной когерентности L_c в поляритонной системе были определены из измерений пространственной функции когерентности 1-го порядка $g^{(1)}(r_1,r_2,t_1=t_2)$ на основе анализа спектров интерференции света из разных точек на образце, измеренных с помощью интерферометра Майкельсона. На рис. 1b видно, что L_c быстро возрастает только при t<100 пс, когда происходит быстрое уменьшение Δk, т. е. оно рост пространственной когерентности определяется, в основном, сужением распределения поляритонов в k-пространстве На рис.1б видно, что как скорость нарастания L_c, v_{coh}, при W_p=6 больше, чем при 0.6 нДж/имп. Поскольку скорости сужения I(k) при этих двух W_p совпадают, разница в скоростях увеличения L_c обусловлена взаимодействием поляритонов. Величина взаимодействия $\Delta E=Vn_{LP}$, где $V=10^{-12}$ мэВ/см^2 - константа поляритон-поляритонного взаимодействия. При W_p = 6 нДж/имп ΔE~0.07 мэВ при t=10 пс. При задержках t>250 пс, распределение поляритонов в k-про-странстве стабилизируется, а ΔE уменьшается до 7 мкэВ (~ $0.02<E_{kin}>$) L_c перестает увеличиваться.

Возникновение пространственной когерентности определяется сужением распределения поляритонов в k-пространстве, а не образованием конденсатной фазы. Истинный конденсат, т.е. макроскопическое заселение основного состояния с подавленными фазовыми флуктуациями, не достигается.

Авторы выражают благодарность С.С. Гаврилову за плодотворные обсуждения и П. Саввидису за высокодобротные МР структуры. Работа поддержана грантом РНФ 21-12-00368.

Литература

1. A. V. Kavokin *et al.* // Microcavities (Oxford University Press, Oxford, 2007).

2. A. Askitopoulos, et al, Phys. Rev. B 88, 041308(R) (2013)

Оптические свойства и фазовый переход в нанокристаллах перовскитов $CsPb(Cl,Br)_3$

Е.В. Кулебякина[1, *], М.Л. Скориков[1], Е.В. Колобкова[2, 3], В.В. Белых[1]

1 Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва, 119991.

2 Университет ИТМО, Кронверкский пр-т, 49, литер. А, Санкт-Петербург, 197101.

3 СПбТУ Петра Великого, ул. Политехническая, д. 29, Санкт-Петербург, 195251.

*kulebyakinaev@lebedev.ru

В работе исследованы стационарные спектры фотолюминесценции (ФЛ) и спектрально-временная динамика ФЛ нанокристаллов перовскитов $CsPb(Cl,Br)_3$ в матрице фторфосфатного стекла. Обнаружено, что положение линии ФЛ и края пропускания немонотонно зависит от температуры, что, по-видимому, связано со структурным фазовым переходом при 150 K. Динамика ФЛ характеризуется двумя компонентами — быстрой и медленной, что может быть связано с наличием светлого и темного экситонных состояний.

Введение

В последнее время большое внимание уделяется разработке высокоэффективных солнечных элементов для удовлетворения постоянно растущего спроса на экологически чистую энергию. Перовскиты – материал, оказавшийся довольно перспективным для новых фотоэлектрических устройств, вследствие своих оптоэлектронных свойств, таких как большой коэффициент поглощения света, высокая подвижность носителей, большая длина диффузии и т.д. Среди различных модификаций перовскитов наиболее высокую термическую стабильность проявляют галогенидные перовскиты, что делает их в наибольшей степени подходящими материалами для практических приложений.

Методика эксперимента

Исследованные в работе нанокристаллы перовскитов $CsPb(Cl,Br)_3$ в матрице фторфосфатного стекла были изготовлены в Санкт-Петербургском Техническом университете [1]. Синтез проводили в закрытом стеклоуглеродном тигле при температуре 1000 ^{0}C. Около 50 г шихты расплавляли в тигле в течение 20 минут, после чего расплав стекла отливали на стеклоуглеродную пластину и прессовали с образованием пластины толщиной ~ 2 мм. Нанокристаллы формировались в результате самокристаллизации во время закалки расплава с последующим их ростом во время термообработки в муфельной печи на воздухе. Образцы помещали в печь, нагретую до требуемой температуры, обрабатывали при 400 - 450^{0}C в течение 20 – 40 минут с последующим извлечением из горячей печи на воздух. Полученные таким образом нанокристаллы перовскитов в стеклянной матрице имели размеры в пределах от 4 до 11 нм.

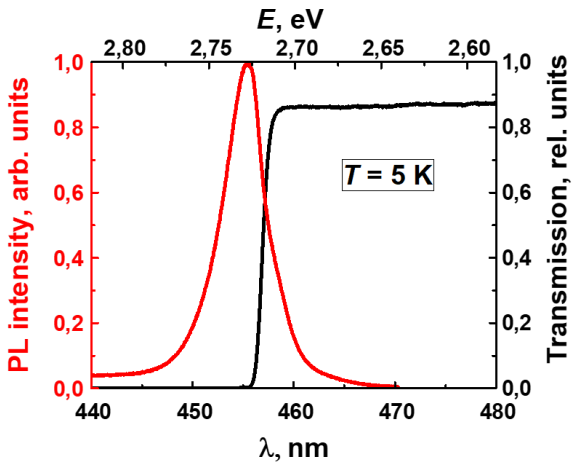


Рис. 1. Спектры ФЛ и пропускания нанокристаллов перовскитов $CsPb(Cl,Br)_3$ в матрице фторфосфатного стекла

Исследования оптических свойств данных образцов проводились методом стационарной и время-разрешенной спектроскопии. Для возбуждения сигнала при измерении динамики ФЛ использовалось излучение второй гармоники (400 нм) импульсного титан-сапфирового лазера (частота повторения 76 МГц, длительность импульса 2 пс). При измерении стационарных спектров ФЛ использовался полупроводниковый лазер (405 нм). В случае регистрации спектров стационарной ФЛ использовался решеточный спектрометр Aton SpectraPro 2500, время-разрешенной ФЛ – сверхскоростная электронно-оптическая камера (стрик-камера) Hamamatsu C5680, сопряженная с таким же спектрометром. Для регистрации более медленных кинети-

ческих зависимостей ФЛ частота повторения лазерных импульсов понижалась вплоть до десятков кГц с помощью акустооптического селектора импульсов. Измерения проводились при температурах от 6 К до 272 К, для чего образец помещался в гелиевый оптический криостат с температурным контролем.

Результаты и обсуждение

Положение максимума ФЛ и края оптического поглощения для исследуемого образца приходится на длину волны 455 нм (рис.1). Температурная зависимость стационарных спектров ФЛ в диапазоне от 5 до 270 К представлена на рисунке 2. Видно, что при повышении температуры до 150 К наблюдается синее смещение, за которым следует красное вплоть до комнатных температур. Описываемые особенности в температурной зависимости стационарных спектров ФЛ (рис. 2) по-видимому объясняются структурным фазовым переходом. Согласно литературным данным при температуре около 150 К происходит переход из моноклинной фазы в орторомбическую.

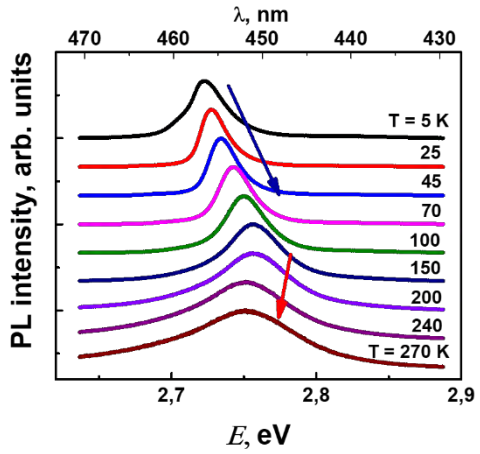


Рис. 2. Температурная зависимость стационарных спектров ФЛ нанокристаллов перовскитов $CsPb(Cl,Br)_3$ в матрице фторфосфатного стекла

Динамика ФЛ характеризуется двумя компонентами — быстрой и медленной (рис. 3), что может быть связано с наличием светлого и темного экситонных состояний. При этом медленная компонента при низких температурах характеризуется неэкспоненциальным затуханием вплоть до микросекундных времен, что свидетельствует о неоднородности массива нанокристаллов. С ростом температуры вклад медленной компоненты увеличивается, а время ее затухания уменьшается (рис. 4), что указывает на то, что темное состояние является основным.

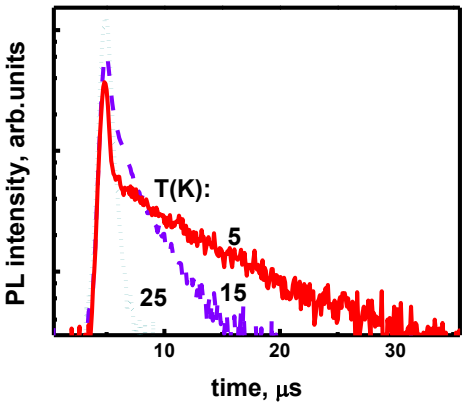


Рис. 3. Температурная зависимость динамики ФЛ нанокристаллов перовскитов $CsPb(Cl,Br)_3$ в матрице фторфосфатного стекла

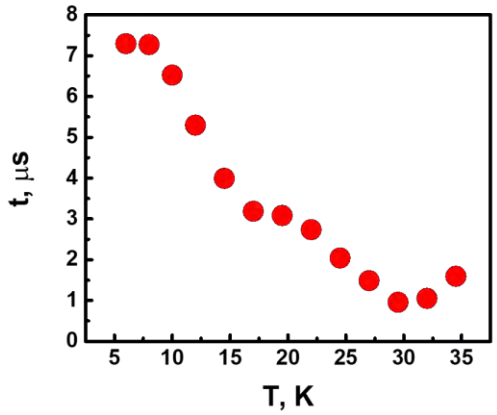


Рис. 4. Температурная зависимость времени затухания медленной компоненты в динамике ФЛ нанокристаллов перовскитов $CsPb(Cl,Br)_3$ в матрице фторфосфатного стекла

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ № 075-15-2021-598 в ФИАН.

Литература

1. E.V. Kolobkova, M.S. Kuznetsova, N.V. Nikonorov // Journal of Non-Crystalline Solids, V. 563, 120811 (2021).

Газовые и биосенсоры на основе структур Graphene/SiC

А.А. Лебедев[1, *], В.Ю.Давыдов[1, a], С.П. Лебедев[1, b], А.Н. Смирнов[1, c], И.А. Елисеев[1, 3, d], С.Н. Новиков[2, e], А.С. Усиков[4, 5, f], Ю.Н. Макаров[4, 5, g]

1 ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая 26, 194021, С.-Петербург.

2 Aalto University, Tietotie 3, 02150, Espoo, Finland.

3 Университет ИТМО, С.-Петербург, 197101, Кронвергский проспект 49.

4 ГК «Нитридные кристаллы», 194156, пр. Энгельса, д. 27, С.-Петербург.

5 Nitride Crystals Inc., 181 E Industry Court, Suite B, Deer Park, NY 11729, USA.

*shura.lebe@mail.ioffe.ru, [a]Valery.Davydov@mail.ioffe.ru, [b]lebedev.sergey@mail.ioffe.ru, [c]Alex.Smirnov@mail.ioffe.ru, [d]zoid95@yandex.ru, [e]sergeyvn59@gmail.com, [f]alexander.usikov@nitride-crystals.com, [g]yuri.makarov@nitride-crystals.com.

В настоящей работы рассмотрена технология формирования био-сенсора на основе пленки графена, полученного термодеструкцией поверхности карбида кремния. Проанализированы новые результаты, полученные при детектировании с помощью графенового сенсора различных типов биологических молекул.

Введение

Открытие графена и исследование его свойств являются одной из наиболее ярких страниц развития физики твердого тела последних 15 лет [1]. Это открытие вызвало появление целого класса двумерных структур, из которых графен по-прежнему является наиболее изучаемым материалом. Использованный К.Новоселовым и А.Геймом в их первой работе по получению и исследованию графена метод exfoliation «отшелушивание», сводится к отделению от кристалла графита чешуйки толщиной в один атом. До сих пор получаемые по этой технологии образцы графена обладают наилучшим структурным совершенством. Именно на этих образцах были получены наиболее важные результаты, подтвердившие двумерный характер данного материала. Но их малые размеры, неправильная и заранее не предсказуемая геометрическая форма не позволяют их использовать в промышленности.

Технология

Одной из самых перспективных технологий синтеза графена, которая позволяет получать высококачественный материал и в тоже время может быть интегрирована в промышленное производство, является термодеструкция поверхности подложек карбида кремния (SiC) [2,3]. В настоящей работе представлены результаты исследований структурных свойств графеновых пленок, выращенных на полярных Si-грани (ориентация поверхности - (0001) подложки SiC с использованием метода термического разложения поверхности кристалла. Формирование графена осуществлялось на высокоомных подложках карбида кремния для того, чтобы исключить влияние проводимости подложки при проведении исследований транспортных свойств. Синтез осуществлялся при температуре 1800°C в вакууме и атмосфере инертного газа (Ar). Перед ростом графена проводилось сублимационное травление SiC для удаления дефектного слоя с поверхности. С использованием спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС), атомно-силовой микроскопии, получена и проанализирована информация о кристаллической и электронной структуре выращенных графеновых слоев. Показано, что оптимизация ростовых параметров, выполненная по результатам комплексных исследований, позволила создать надежную технологию роста высококачественных графеновых слоев с толщинами в диапазоне 1–2 монослоя. Было проведено исследование транспортных свойств пленок методом эффекта Холла. Величина концентрации носителей заряда в исследуемом графене составила $7 \times 10^{11} - 1\ 10^{12}$ см$^{-2}$, а максимальное значение подвижности электронов приблизилось к 6000 см^2/(В с).

Разработка сенсоров

Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что графен, обладает уникальных набором электрофизических свойств :

- высокой подвижностью носителей заряда в сочетании с их малой концентрацией,

- максимально возможным отношением площади поверхности к объёму,

- низким уровнем шумов/

Сочетание этих характеристик приводит к тому, что присоединение к поверхности графена минимальной концентрации примеси может заметно изменить проводимость графеновой пленки. Таким образом, графен является весьма перспективным материалом для изготовления различных типов сенсоров. В работе группы А.Гейма было показано, что графен способен чувствовать адсорбцию даже одной молекулы. Присоединенные молекулы газа в зависимости от их заряда и типа проводимости графеновой пленки ведут себя как доноры или акцепторы, т. е. изменяют концентрацию подвижных носителей заряда. В результате в зависимости от типа адсорбированной молекулы наблюдалось уменьшение или увеличение проводимости графена. Следует отметить, что одним из серьезных недостатков графенового газового сенсора является отсутствие селективности. Действительно, по изменению проводимости нельзя сказать, какая именно молекула адсорбировалась на поверхность графена. Проблему селективности датчика на основе графена можно решить путем использования реакции антиген−антитело. Компоненты этой пары могут взаимодействовать только друг с другом и ни с какими другими белками. Известно, что на определенных стадиях многих заболеваний человека в крови появляются антигены-маркеры, специфичные для одного или для группы заболеваний. Эти антигены могут взаимодействовать со специфичными антителами, предварительно нанесенными на поверхность графенового сенсора. Реакция, как и в случае газового сенсора, приводит к изменению сопротивления графеновой пленки. Использование пары антиген−антитело позволяет решить проблему селективности биосенсора и открывает очень широкие возможности для использования датчиков на основе графена в медицине и биологии. Этот подход может привести к созданию портативных биосенсоров, способных в режиме экспресс-анализа выявлять в биологических жидкостях диагностически значимые маркеры заболеваний. На основе выращенных пленок графена были изготовлены и протестированы газовые и биосенсоры с рекордной для твердотельных сенсоров чувствительностью [4,5].

Литература

1. Novoselov K. S., Geim A. K., Morozov S. V., et.al. //, *Science*, **306**, 666-669, (2004)

2. Yazdi G. R, Iakimov T. and Yakimova R., Epitaxial Graphene on SiC: // *Crystals*, **6**, 53, (2016),

3. I. A. Eliseyev, V. Yu. Davydov, A. N. Smirnov, et.al // Semiconductors, Vol. 53, No. 14, pp1904-1909, (2019).

4 S. Novikov, N. Lebedeva, A. Satrapinski, et.al // Sensors and Actuators B: Chemical Т. **236** – С. 1054-1060, (2016).

5 Lebedev A. A., Davydov S. Yu., Eliseyev I. A., et.al. // 14, 590, (2021).

Электронная структура пассивированных поверхностей n-InP(100)

М.В. Лебедев[1, *], Т.В. Львова[1], А.Н. Смирнов[1], В.Ю. Давыдов[1], А.В. Королёва[2], Е.В. Жижин[2], С.В. Лебедев[2]

1 ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7–9, Санкт-Петербург, 199034.

*mleb@triat.ioffe.ru

Электронная структура пассивированных сульфидными растворами поверхностей n-InP(100) изучалась с помощью фотолюминесценции, спектроскопии комбинационного рассеяния света, и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. Показано, что после пассивации происходит существенное возрастание интенсивности фотолюминесценции. При этом приповерхностная обедненная область полупроводника заметно сужается, в то время как высота приповерхностного барьера практически не изменяется. Таким образом, в этом случае ширина приповерхностной обедненной области пассивированного n-InP(100) больше не пропорциональна квадратному корню высоты приповерхностного барьера вследствие наличия дипольного слоя, обусловленного связями In–S.

Введение

Фосфид индия (InP) активно используется в электронных и оптоэлектронных приборах. Характеристики современных наноструктурных приборов в существенной степени определяются свойствами поверхностей и интерфейсов. Поверхности полупроводников A^3B^5 химически активны и характеризуются высокой плотностью состояний в запрещенной зоне, приводящих к поверхностной безызлучательной рекомбинации. Поэтому пассивация поверхности необходима для снижения электронных и оптических потерь в наноструктурах, а также для химической стабилизации их поверхности [1].

В данной работе с помощью фотолюминесценции (ФЛ), спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС), а также рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) исследуется электронная структура поверхностей n-InP(100), пассивированных различными сульфидными растворами.

Методика эксперимента

В качестве образцов использовались кристаллы n-InP(100) с уровнем легирования около 6×10^{17} см$^{-3}$, а также эпитаксиальные слои n-InP(100) с уровнем легирования 2×10^{18} см$^{-3}$. Образцы обрабатывались одним из растворов сульфида аммония ($(NH_4)_2S$), в качестве которых использовались стандартный водный раствор с концентрацией ~44%, а также водный или спиртовой раствор с концентрацией 4%, приготовленный из стандартного путем разбавления водой или изопропиловым спиртом (2PA).

Исследования методами ФЛ и КРС проводились при комнатной температуре на установке T64000 (Horiba Jobin-Yvon). Спектры возбуждались линией 442 нм He–Cd лазера. Спектры ФЛ и КРС измерялись в одной и той же точке образца. Химический состав и электронная структура образцов анализировались методом РФЭС.

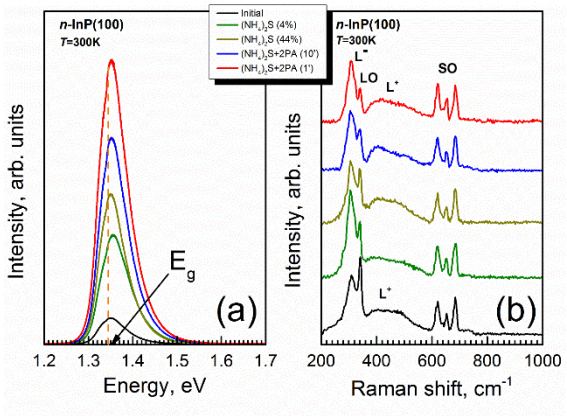


Рис. 1. Спектры ФЛ (a) и КРС (b) поверхности n-InP(100) с уровнем легирования 6×10^{17} см$^{-3}$, измеренные до и после пассивации различными сульфидными растворами

Результаты

Спектры ФЛ и КРС, измеренные до и после пассивации поверхности n-InP(100) в различных сульфидных растворах, представлены на Рис. 1. Видно, что после сульфидной обработки интенсивность ФЛ существенно возрастает (Рис. 1a). Одновременно в спектрах КРС наблюдается уменьшение отношения интенсивностей пиков LO и L^- (Рис. 1b), что свидетельствует об уменьшении ширины приповерхностной обедненной области полупроводника. При этом

возрастание интенсивности ФЛ и отношение интенсивностей пиков LO и L^- зависят от состава сульфидного раствора.

Пассивация n-InP(100) с уровнем легирования 2×10^{18} $см^{-3}$ вызывала существенно меньшее возрастание интенсивности ФЛ. Так, после обработки в спиртовом растворе в течение 2 мин интенсивность ФЛ возрастала примерно на 20%, а не в разы, как в случае слаболегированного n-InP(100), в то время как отношение интенсивностей пиков LO и L^- в спектрах КРС также уменьшалось.

Данные РФЭС свидетельствуют об удалении слоя фосфатов и оксидов индия и формировании связей In–S после сульфидной обработки n-InP(100), однако величина приповерхностного барьера практически не изменяется. То есть, ширина приповерхностной обедненной области n-InP(100) перестает быть пропорциональной квадратному корню величины приповерхностного барьера (Рис. 2).

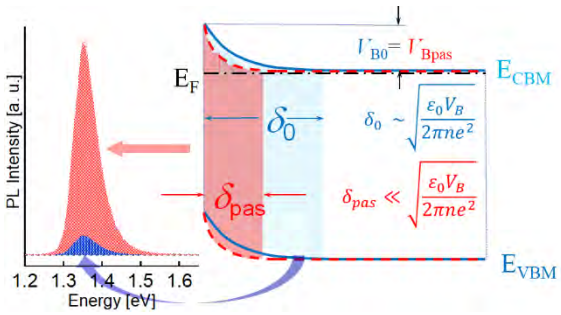


Рис. 2. Энергетическая диаграмма поверхности n-InP(100) и соответствующие спектры ФЛ до и после пассивации

Таким образом, общий приповерхностный барьер будет суперпозицией изгиба зон и потенциалов интерфейсных диполей, связанных с химическими связями In–S. При этом суммарный дипольный момент, обусловленный связями In–S, зависит от состава сульфидного раствора, что проявляется в зависимости ширины обедненной области от состава сульфидного раствора.

Для выяснения причин зависимости суммарного дипольного момента связей In–S от состава сульфидного раствора было произведено разложение спектров остовных уровней S 2p, измеренных после обработки поверхности n-InP(100) в различных сульфидных растворах. Спектры S 2p могут быть разложены на три компоненты S1, S2 и S0 (Рис. 3), обусловленные, соответственно, серой в поверхностных мостиковых связях In–S–In, серой в вакансиях фосфора, а также избыточной серой [2]. Соотношение компонент S1/S2 изменяется после обработки в различных растворах (Рис. 3), что свидетельствует о зависимости атомной структуры поверхностного сульфидного слоя от состава сульфидного раствора.

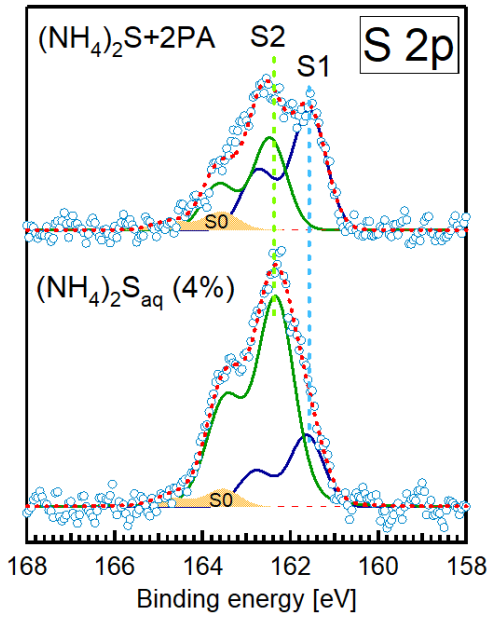


Рис. 3. Примеры разложения спектров остовных уровней S 2p, измеренных на поверхностях n-InP(100), обработанных водным и спиртовым раствором $(NH_4)_2S$ с концентрацией 4% в течение 10 мин

Состояния S1 и S2 должны характеризоваться различными дипольными моментами связей In–S–In, да еще и направленными в противоположные стороны. Соответственно, суммарный дипольный момент сульфидного покрытия будет зависеть от соотношения количества атомов серы в состояниях S1 и S2.

Таким образом, эффективность электронной пассивации n-InP(100) определяется формой приповерхностного потенциала, связанной со спектром поверхностных состояний и величиной приповерхностного диполя. Варьирование сульфидного раствора открывает возможности для контроля электронной структуры поверхности InP.

Данная работа была частично поддержана РФФИ (проект № 20-03-00523).

Литература

1. P.R. Narangan, J.D. Butson, H.H. Tan, C. Jagadish, S. Karuturi. // Nano Letters, V. 21, 6967 (2021).
2. D.H. van Dorp, L. Nyns, D. Cuypers, *et al.* // ACS Appl. Electron. Mater., V. 1, 2190 (2019).

Влияние особенностей конструкции диодных оптоэлектронных пар на стойкость к гамма-нейтронному излучению

А.Е. Лебединская[1], Ю.А. Кабальнов[1], А.Н. Труфанов[1], С.В. Оболенский[2]

1 Филиал ФГУП «РФЯЦ ВНИИЭФ НИИИС им. Ю.Е. Седакова», ул. Тропинина, д. 47, Нижний Новгород, 603137.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022.

*anastasia_le@mail.ru

Представлены результаты практической реализации оптронов, функционально объединяющих оптически связанные источник и приемник излучения, при условии электрической изоляции входа и выхода сигналов. В оптронах использованы светоизлучающие диоды на основе гетероэпитаксиальных структур арсенида галлия- алюминия и фотоприемные устройства на основе структур «кремний на сапфире, собранных в металлокерамический корпус. Представлены результаты измерения основных электрических параметров оптронов, а также результаты испытаний на стойкость к гамма - нейтронному излучению. Результаты испытаний показали уровень стойкости, соответствующий требованиям к радиационно-стойкой аппаратуре систем управления и связи.

Введение

Разработка оптоэлектронных приборов для бортовой аппаратуры является перспективным направлением развития оптоэлектроники [1]. Оптоэлектронные устройства, содержащие в цепи сигнала оптические звенья, обеспечивают электромагнитную совместимость отдельных узлов бортовой аппаратуры, возможность согласования цифровых устройств выполненных на различной элементной базе, помехозащищенность каналов связи. Серийно выпускаемым оптоэлектронным устройствам присущи недостатки, связанные с низкой стойкостью к воздействию ионизирующего излучения. Перед разработчиками стояла цель создания оптрона, устойчивого в гамма-нейтронному излучению. Устройства развязки на базе фототранзисторов более чувствительны к радиации, чем соответствующие устройства на базе фотодиодов, поэтому была выбрана диодная конструкция, состоящая из арсенид-галлиевого излучателя и фотоприемного устройства, выполненного по технологии КНС. Эксплуатация в условиях воздействия факторов ионизирующего излучения, обусловливала ряд специфических требований к конструкции и технологии изготовления оптоэлектронных устройств.

Особенности конструкции. Методы выбора источника и приемника оптического излучения

К фотоприемникам, используемым в оптоэлектронных приборах, предъявляются требования по согласованию спектральных характеристик с источником излучения, минимальным потерям при преобразовании светового сигнала в электрический, фоточувствительности, быстродействию, размерам фоточувствительной площадки, обеспечению надежности и уровню шумов. Фотодиоды должны обеспечивать высокие обратные напряжения и иметь малую величину паразитных параметров, в том числе темновой ток и паразитную емкость. Для эффективной работы оптрона необходимо иметь широкий динамический диапазон входных токов, в котором квантовая эффективность светодиода и коэффициент передачи по току оптрона постоянны. Только при таком сочетании параметров светодиод может быть согласован с фотоприемником и характеристики оптрона будут оптимальны.

К оптической среде предъявляются наиболее жесткие требования, она напрямую влияет на основные характеристики оптрона. Иммерсионная среда должна иметь изоляционные свойства, минимизировать френелевские потери, быть устойчивым в диапазоне температур от минус 80^0 С до 200^0 С. При воздействии ионизирующего излучения в диэлектрических веществах формируются центры окраски, что обусловливает появление дополнительных полос поглощения. В результате прозрачные диэлектрики темнеют и могут окрашиваться в различные цвета.

Результаты разработки

В оптороне в качестве светодиодов использовались структуры с гетероэпитаксиальными слоями арсе-

нида галлия- алюминия p+-p-n-n+ типа проводимости. Достоинство соединения арсенид галлия - алюминия заключается в возможности получения гетероэпитаксиальных структур с высоким качеством, с малым рассогласованием постоянных решетки, при достаточно широком диапазоне изменения состава. Радиационная стойкость светодиода определяется толщиной активных слоев гетероструктур и процентным содержанием компонент. Для повышения радиационной стойкости светодиодов пластины с гетероэпитаксиальными слоями утонялись до суммарной толщины ~150мкм.

Основой конструкции и технологии изготовления фотодиодов являются структуры «кремний на сапфире», что и определяет их стойкость к ионизирующему излучению. Для выбора оптимальной конструкции, с использованием физико - топологической модели в квазигидродинамическом приближении, моделировались процессы транспорта электронов в структурах фотодиодов. Решались уравнения Пуассона, непрерывности, а также учитывались выражения для плотности тока электронов и дырок [2,3]. Генерированные оптическим излучением носители заряда, под действием электрического поля и диффузии, заполняют слой кремния до границы раздела кремний - сапфир. За счет снижения объема области заполнения, снижалась скорость захвата носителей заряда радиационными дефектами и повышался уровень радиационной стойкости КНС фотодиодов.

Толщина гетероэпитаксиальных пленок кремния (~5мкм) КНС структур выбиралась из расчета величины области поглощения оптического излучения. Режимы проведения технологических операций моделировались с использованием технологической САПР TCAD. Получено оптимальное сочетание соотношения параметров ионной имплантации и высокотемпературного отжига, достигнуты требуемые величины темнового тока фотодиодов (~1мкА) и токовой чувствительности (не менее 0,3А/Вт). Для снижения напряжений в структурах кристаллов и уменьшения площади контакта пленки с сапфиром, по периметру фоточувствительных областей на всю глубину эпитаксиального слоя вытравливались канавки. Напряжения обусловлены кривизной КНС структур, вследствие различных термических коэффициентов линейного расширения кремния и сапфира, конструктивное исполнение и габаритные размеры кристаллов светодиодов позволили провести сборку в составе оптоэлектронной пары в металлокерамический корпус. Использовалась так называемая вертикальная схема расположения кристаллов

Стойкость оптоэлектронных пар к воздействию ионизирующего излучения, исследовалась на моделирующих установках, а также с использованием имитационного оборудования. Наибольшие изменения параметров при дозовых нагрузках связаны с ростом величины темнового тока (Iт) фотодиодов (рисунок 1). Однако увеличение Iт не являлось критичным для функционирования оптоэлектронных пар. Снижение коэффициента передачи тока (К) при максимальных дозовых нагрузках составляло величину не более 5%.

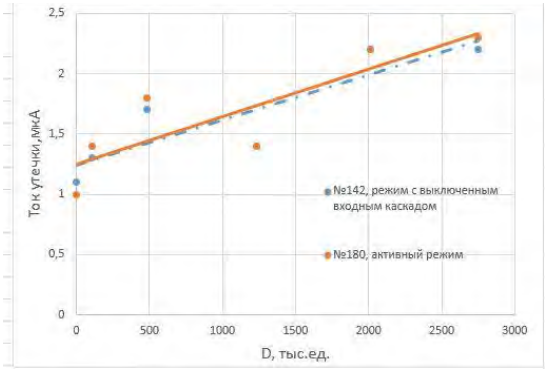


Рис. 1. Зависимость изменения тока утечки фотодиода при воздействии изотопного источника ^{60}Co

По результатам проведения радиационных испытаний был подтвержден высокий уровень стойкости оптоэлектронных пар к γ–нейтронному излучению.

Литература

1. Филачев А.М., Таубкин И.И., Тришенков М.А. Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды // М.: Физматкнига, 2011, 215 с.

2. Кайдалов С.А. Фоточувствительные приборы и их применение // М.: Радио и связь, 1995, 120 с.

3. В.С. Першенков, В.Д. Попов, А.В. Шальнов. Поверхностные радиационные эффекты в элементах интегральных микросхем (М., Энергоатомиздат, 1988).

4. С.В. Оболенский. Изв. вузов. Электроника, 6, 3138 (2002).

Проводящие свойства интерфейса между сегнетоэлектриком и диэлектриком гетероструктур $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$

А.В. Леонтьев, А.О. Чибирев, Н.Н. Гарифьянов, Р.Ф. Мамин*

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН, Сибирский тракт 10/7, Казань, 420029.

*mamin@kfti.knc.ru

Исследовано влияние света с различной длиной волны на электрическое сопротивление гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$. В диапазоне 80-200 K освещение вызывает возрастание сопротивления с характерным временем ~4 – 15 с. Отрицательный эффект фотопроводимости зарегистрирован при облучении инфракрасным, зеленым и ультрафиолетовым светом. Наибольший эффект наблюдается при облучении зеленым светом.

Введение

Интенсивные исследования проводимости интерфейсов гетероструктур на основе двух непроводящих оксидов начались после обнаружения электронного газа высокой подвижности на интерфейсе $LaAlO_3/SrTiO_3$ (LAO/STO) в 2004 году [1]. После этого подобные гетероструктуры всесторонне исследовались, и было выяснено, что металлическая фаза толщиной прядка нанометров в слоях STO на интерфейсе LAO/STO образуется тогда, когда количество слоев LAO больше трёх [2], и также происходит переход в сверхпроводящее состояние при температурах ниже 300 мК [3]. Плотность носителей тока в такой гетероструктуре достигает $3\cdot10^{13}$ см^2. В LAO/STO был обнаружен ферромагнетизм [4]. Также, двумерный электронный газ был найден на интерфейсах с изоляторами Мотта, обладающими магнитным упорядочением, в частности, с ферромагнитным $GdTiO_3$ [5], а также на интерфейсе с антиферромагнитными $SmTiO_3$ [6], $LaTiO_3$ [7], с максимально возможной плотностью $3\cdot10^{14}$ см^2. Нами были проведены исследования и обнаружена высокопроводящая область на интерфейсе гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$ [8]. В последующем нами были получены результаты по ab initio моделирования гетероструктуры $BaTiO_3/La_2CuO_4$, получены параметры плотности состояний различных слоев вблизи интерфейса. Анализ этих результатов позволил сделать вывод, что на интерфейсе такой гетероструктуры возможно возникновение сверхпроводящего состояния при достаточно высоких температурах. И удалось создать гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/La_2CuO_4$ и обнаружить сверхпроводящее состояние на интерфейсе такой гетероструктуры [9]. В данной работе мы представляем новые результаты экспериментально исследования влияния освещения на сопротивление гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$ (BSTO/LMO).

Результаты

Гетероструктуры BSTO/LMO были получены двух видов: путем нанесения эпитаксиальной пленки сегнетоэлектрика BSTO на поверхность монокристаллов LMO, и путем последовательного нанесения эпитаксиальных пленок BSTO и LMO на подложку MgO. Основные результаты но фотопрводимости получены для первого случая с использовались пленки толщиной 350 нм. Пленки BSTO находились в сегнетоэлектрическом состоянии при температуре ниже комнатной. Сопротивление интерфейса измерялось по стандартной четырехконтактной методике без освещения и при освещении инфракрасным, зеленым и ультрафиолетовым светом со стороны сегнетоэлектрической пленки.

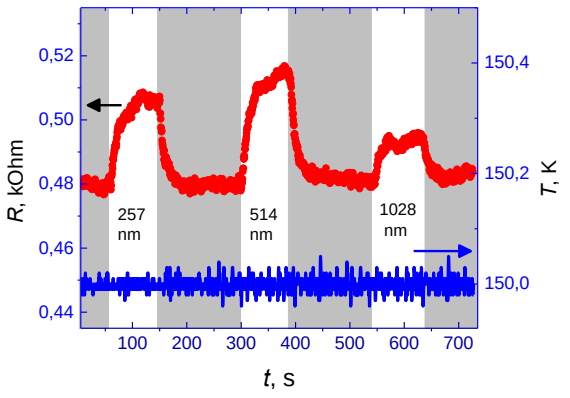


Рис. 1. Зависимость сопротивления гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$ от времени при ультрафиолетовом, зеленом и инфракрасном освещении при 150 K

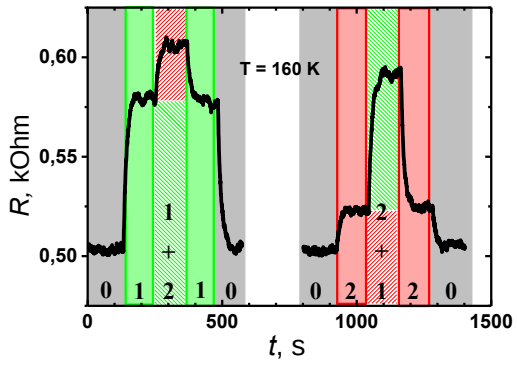


Рис. 2. Изменение сопротивления гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$ в течение нескольких циклов включения/выключения зеленого и инфракрасного излучения при температуре 160 K

Была исследована динамика фотоотклика с временным разрешением, периодически включая и выключая облучающий гетероструктуру лазер и регистрируя изменения сигнала. Измерялось сопротивление образца между внутренними контактными площадками. При освещении наблюдается увеличение электрического сопротивления гетероструктуры BSTO/LMO. Отрицательный эффект фотопроводимости обнаружен при облучении инфракрасным, зеленым и ультрафиолетовым светом (см. Рис. 1). Наибольший эффект наблюдается при облучении зеленым светом. Эффект не связан с нагревом образца, потому что используется несфокусированный лазерный луч, и поэтому плотность мощности сравнительно мала. Было обнаружено, что при освещении светом разной длины волны наблюдается кумулятивный эффект. При разной последовательности включения/выключения зеленого и инфракрасного освещения наблюдается разный кумулятивный эффект (Рис. 2). В первом случае кумулятивный эффект был больше примерно на 23%, чем во втором. То есть, при одной и той же интенсивности облучения одновременно зеленым и инфракрасным светом эффект зависит от последовательности включения света с различными длинами волн. Следовательно эффект не связан с суммарной поглощенной энергией, что подтверждает отсутствия нагрева. Максимальный вклад в накопленный эффект вносит освещение зеленым светом. Наблюдаемый эффект может быть объяснен возникновением дополнительного внутреннего экранирования поляризации носителями тока, возникающими при освещении. Основные результаты этих исследований недавно опубликованы в работе [10].

Заключение

При включении освещения электрическое сопротивление гетероструктуры начинает расти с характерным временем ~4 – 15 с, а затем достигает установившегося значения при продолжающемся освещении образца. Такое поведение кардинально отличается от обычной фотопроводимости в полупроводниках, где вклад фотовозбужденных носителей увеличивает проводимость. Таким образом, показано, что квазидвумерное высокопроводящее состояние на интерфейсе гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$ можно изменять освещением.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-12-00179).

Литература

1. A. Ohtomo and H. Y. Hwang, Nature 427, 423 (2004).
2. S. Thiel, G. Hammerl, A. Schmehl, C. W. Schneider, and J. Mannhart, Science 313, 1942 (2006).
3. N. Reyren, S. Thiel, A. D. Caviglia, L. Fitting Kourkoutis, G. Hammerl, C. Richter, C. W. Schneider, T. Kopp, A.-S. R.uetschi, D. Jaccard,M. Gabay, D. A. Muller, J.-M. Triscone, and J. Mannhart, Science 317, 1196 (2007).
4. A. Brinkman, M. Huijben, M. Van Zalk, J. Huijben, U. Zeitler, J. C. Maan, W. G. van der Wiel, G. Rijnders, D. H. A. Blank, and H. Hilgenkamp, Nature Mater. 6, 493 (2007).
5. P. Moetakef, T. A. Cain, D. G Ouellette, J. Y Zhang, D. O. Klenov, A. Janotti, Ch. G. Van de-Walle, S. Rajan, S. J. Allen, and S. Stemmer, Appl. Phys. Lett. 99, 232116 (2011).
6. C. A. Jackson and S. Stemmer, Phys. Rev. B 88, 180403 (2013).
7. J. Biscaras, N. Bergeal, A. Kushwaha, T. Wolf, A. Rastogi, R. C. Budhani, and J. Lesueur, Nature Communications 1, 89 (2010).
8. Д. П. Павлов, И. И. Пиянзина, В. М. Мухортов, А. М. Балбашов, Д. А. Таюрский, И. А. Гарифуллин, Р. Ф. Мамин, Письма в ЖЭТФ, том 106, вып. 7, с. 440 – 444 (2017).
9. D. P. Pavlov, R. R. Zagidullin, V. M. Mukhortov, V. V.Kabanov, T. Adachi, T. Kawamata, Y. Koike, and R. F. Mamin, Physical Review Letters **122**, 237001x (2019).
10. А. В. Леонтьев, А. О. Чибирев, И. А. Гарифуллин, Р. Ф. Мамин, Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 12, с. 818 – 823 (2021).

Проявление квадрупольных взаимодействий в спектрах радиочастотного поглощения объемных кристаллов n-GaAs

В.М. Литвяк[1, *], Р.В. Чербунин[1], В.К. Калевич[1, 2], А.И. Лихачев[2], А.В. Нащекин[2], М. Владимирова[3], К.В. Кавокин[1]

1 Лаборатория Оптики Спина им. И. Н. Уральцева, СПбГУ, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504.

2 ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

3 Лаборатория Шарля Кулона, Национальный Центр Научных Исследований, Университет Монпелье, пл. Эжен Батайон, Монпелье, 34095 Франция.

*valiok.ok@gmail.com

Экспериментально получены спектры поглощения оптически охлажденных ядерных спинов объемного кристалла n-GaAs. Спектры поглощения были измерены в четырех различных конфигурациях переменного и статического магнитных полей. В каждой из конфигураций эволюция пиков поглощения с ростом статического магнитного поля была своя. Для описания полученных спектров поглощения была разработана теоретическая модель, позволяющая определить частоты переходов между ядерными спиновыми уровнями. Энергии этих переходов зависят от величины квадрупольного взаимодействия. Из сравнения расчетных и экспериментально зарегистрированных спектров поглощения были определены тип и величина квадрупольного взаимодействия в изучаемом образце.

Введение

Ядра решетки большинства полупроводников обладают ненулевыми магнитными моментами, которые взаимодействуют между собой через диполь-дипольное взаимодействие и слабо взаимодействуют с колебаниями решетки. В арсениде галлия скорость диполь-дипольного и спин-решеточного взаимодействий ядер могут отличаться на шесть порядков [1], что позволяет понижать температуру ядерной спиновой системы (ЯСС) до нескольких микрокельвин. Это возможно сделать методом оптического охлаждения с дальнейшим адиабатическим размагничиванием в локальное поле B_L, которое определяется как спин-спиновыми, так и квадрупольными взаимодействиями. Квадрупольные эффекты проявляются в спектрах поглощения в нулевом и в статических магнитных полях как дополнительные пики поглощения, эволюция которых с ростом статического поля зависит от типа и величины квадрупольного взаимодействия.

Методика эксперимента

Для получения спектров поглощения был использован пятистадийный экспериментальный протокол. Такие пятистадийные эксперименты необходимо проводить для каждой частоты переменного поля при фиксированном статическом поле, чтобы получить один спектр поглощения. Первый этап протокола состоял в подготовке ЯСС в состояние равновесия с решеткой. Для этого ЯСС находилась в нулевом магнитном поле в отсутствии накачки в течение минуты. Далее на втором этапе шло оптическое охлаждение ядерных спинов: в течение двух минут образец накачивался циркулярно-поляризованным светом во внешнем продольном магнитном поле B_Z = 100 Гс. Третьим этапом шло адиабатическое размагничивание в локальное поле: продольное поле B_Z выключалось до нуля за 20 мс. После этого ядерная спиновая температура составляла около 300 мкК. На четвертом этапе к охлажденной ЯСС прикладывалось переменное магнитное поле в темноте в течение трех секунд на заданной частоте в заданном статическом магнитном поле. На последнем этапе измерялось, как изменилась спиновая температура под действием переменного магнитного поля. Для этого включалась накачка и поперечное магнитное поле $B_x \leq B_L$. В течение всех этапов детектировалась степень поляризации фотолюминесценции. В качестве примера, пятистадийная кривая, измеренная в нулевом статическом магнитном поле для частоты переменного поля f = 12 кГц, показана на рисунке 1 синей линией.

Кривая в отсутствии переменного поля (OMF off) показана на рисунке 1 зеленой линией. Разница в изменении степени поляризации в момент начала последней стадии (ρ_{dark}) для двух данных кривых показывает эффективность отогрева ЯСС на частоте 12 кГц.

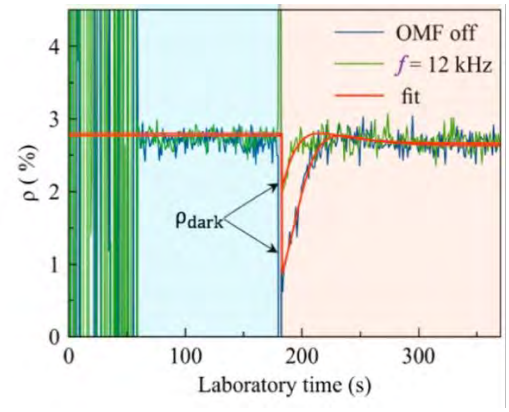


Рис. 1. Пример пятистадийных экспериментальных кривых (зеленая и синяя кривые) и их подгонка по формуле (1) (красные кривые). OMF – oscillating magnetic field

Для того, чтобы извлечь из пятистадийных кривых величину ядерного поля B_N, оставшегося после отогрева ЯСС переменным полем, последний этап каждой кривой подгонялся формулой 1 (красные кривые на рисунке 1):

$$\rho(t) = \rho_0 \frac{B_{1/2}^2}{B_{1/2}^2 + \left(B_x + b + (B_N - b)\exp\left(-\frac{t}{T_1}\right)\right)^2}, \qquad (ф1)$$

где ρ_0 – степень поляризации на этапе охлаждения, $B_{1/2}$ – полуширина кривой Ханле, T_1 – время спин-решеточной релаксации ядерных спинов, b учитывает поляризацию ЯСС на измерительном этапе.

Обработав таким образом каждую кривую, измеренную для определенной частоты f, мы извлекали ядерные поля $B_N(f)$. Сопоставление их полем B_N в отсутствие высокочастотного воздействия (кривая OMF off на Рис.1) позволяло рассчитать скорость отогрева как функцию частоты.

Результаты

С помощью описанной выше методики были измерены спектры поглощения охлажденной ЯСС объемного кристалла n-GaAs с концентрацией донорной примеси $n_d = 10^{15}$ см$^{-3}$ в четырех различных экспериментальных конфигурациях: в двух продольных (переменное и статическое поля были параллельно друг другу) и в двух поперечных (переменное и статическое поля были перпендикулярны друг другу). Всего было получено 35 спектров поглощения. Пример спектров в одной из поперечных конфигураций (когда статическое поле направлено вдоль оптической оси: B ∥ z, а переменное перпендикулярно ему: B_1 ∥ x) приведен на рисунке 2 цветными точками.

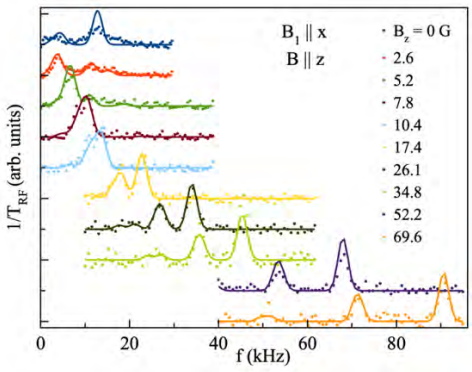


Рис. 2. Спектры поглощения охлажденной ЯСС, измеренные в поперечной конфигурации эксперимента

Для объяснения природы наблюдаемых пиков поглощения в измеренных спектрах нами была предложена теоретическая модель, которая основывается на расчете собственных значений и собственных функций Гамильтониана ядерных спинов. Гамильтониан состоит из Зеемановской и квадрупольной частей. При этом квадрупольная часть учитывает все возможные источники деформации в образце, а также наличие встроенного электрического поля. Описав весь ансамбль спектров поглощения теоретической моделью (цветные линии на рисунке 2), мы нашли, что квадрупольные эффекты вызваны только деформацией в образце. Дополнительный анализ образца на электронном микроскопе показал, что встроенного электрического поля нет. Однако, чтобы описать спектры поглощения без поля, было необходимо использовать компоненту тензора $S_{44} = (17 \pm 3)\times10^{21}$ V/m^2 [2] вместо $S_{44} = 48 \times10^{21}$ V/m^2 [3].

Литература

1. Оптическая ориентация под ред. Б.П. Захарченя, Ф. Майер, глава 5 (1989).

2. V.M. Litvyak, R. V. Cherbunin *et. al.* // Physical Review B, V. 104, 235201 (2021).

3. E. A. Chekhovich, I. M. Griffiths *et. al.* // Physical Review B, V. 97, 235311 (2018).

Благодарности

Авторы работы выражают благодарность проекту РНФ № 22-42-09020.

Влияние температуры роста на стимулированное излучение в ИК диапазоне InGaN слоев, полученных методом МПЭ ПА

Д.Н. Лобанов*, Б.А. Андреев, К.Е. Кудрявцев, Л.В. Красильникова, П.А. Юнин, Е.В. Скороходов, М.А. Калинников, А.В. Новиков, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*dima@ipmras.ru

В работе представлены исследования стимулированного излучения в ближней инфракрасной области от слоев InGaN с содержанием [In] ~ 80%, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией, и влияние температуры роста в диапазоне 430-510 °C на порог генерации. Наименьший порог генерации наблюдался для InGaN слоёв, выращенных при 470-480 С, и составил < 10 кВт/см^2 при 77 К. Экспериментальные данные свидетельствуют о двухслойной модели InGaN с дефектным интерфейсным слоем и относительно чистым объемом InGaN, ответственным за излучение света.

На настоящий момент потенциал структур на базе III-нитридов (AlN, GaN, InN и их тройных соединений) реализован в достаточной мере лишь в ультрафиолетовой и сине-зеленой областях спектра для GaN, AlGaN и InGaN с малой долей In. Попытки сформировать планарные структуры с содержанием [In] > 50%, что необходимо для продвижения в видимую красную и ИК области спектра, приводят к существенной деградации кристаллического качества и, как следствие, падением внутренней и внешней квантовых эффективностей излучения. Авторами настоящей работы недавно было продемонстрировано стимулированное излучение в ИК диапазоне длин волн 1.1-1.65 мкм из планарных слоёв InGaN с долей [In] > 75%, полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) на сапфировых подложках с буферными слоями GaN/AlN [1]. Было показано, что параметры стимулированного излучения (длина волны и пороговая мощность) существенным образом зависят от структурного качества InGaN слоев, шероховатости их поверхности и фоновой концентрации электронов, которые определяются условиями их роста.

В работе представлены результаты исследования роста InGaN слоёв с содержанием [In] ~ 80% на GaN/AlN/c-Al2O3 при разных температурах роста.

Проведён анализ спектров фотолюменесценции, структурных и транспортных свойств InGaN слоёв, полученных в разных условиях, а также влияние этих характеристик на порог стимулированного излучения в таких структурах.

Эксперимент

Рост слоёв InGaN проводился на подложках c-Al_2O_3 методом МПЭ ПА на установке STE 3N3 (ЗАО "НТО"). На Al_2O_3 подложках последовательно выращивались высокотемпературные буферные слои AlN (200 нм) и GaN (700 нм) Далее температура роста понижалась до 430ºС - 510ºС, при которой осуществлялся рост слоя InGaN с содержанием [In] ~ 80 % в азотобогащённых условиях при соотношении потоков III/V ~ 0.85. Выращенные образцы исследовались методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), рентгенодифракционного анализа (РД), фотолюминесценции (ФЛ), спектроскопии отражения и пропускания, эффекта Холла. Эксперименты по наблюдению стимулированного излучения (СИ) проводились в однопроходном режиме [1].

Результаты и обсуждение

Исследования образцов методами РД показали, что с увеличением температуры роста происходит сужение РД пика от InGaN слоёв (рис. 1a) и, соответственно, уменьшение плотности прорастающих дислокаций (рис. 1b), что говорит о возрастающем структурном совершенстве InGaN слоёв. Однако, в образце с InGaN, выращенном при самой высокой из исследованных температур (T_g = 510ºС), наряду с доминирующем пиком от InGaN наблюдаются сигналы от InGaN с меньшим содержанием [In], InN и даже металлического In. Наличие в спектре рентгеновского отражения сигналов от этих фаз говорит о начале спинодального распада. Согласно исследованиям образцов методом Холла было обнаружено

немонотонное поведение проводимости слоёв с увеличением температуры роста (рис. 1c).

Таблица 1. Основные параметры исследованных образцов: температура роста InGaN (T_{gr}), плотность прорастающих дислокаций (TDD) и проводимость слоя InGaN (σ_{InGaN})

Образец	T_{gr}, °C	*TDD*, 10^{10} cm^{-2}	σ_{InGaN}, Ω^{-1}
A	430	4.8	0.136
B	450	5.1	0.106
C	480	4.6	0.085
D	490	4.1	0.096
E	500	3.3	0.122
F	510	3.0	0.088

Качественно, такая зависимость при увеличении T_g до 480ºC может быть связана со снижением фоновой концентрации электронов (n_e) при улучшении кристаллического качества InGaN слоёв.

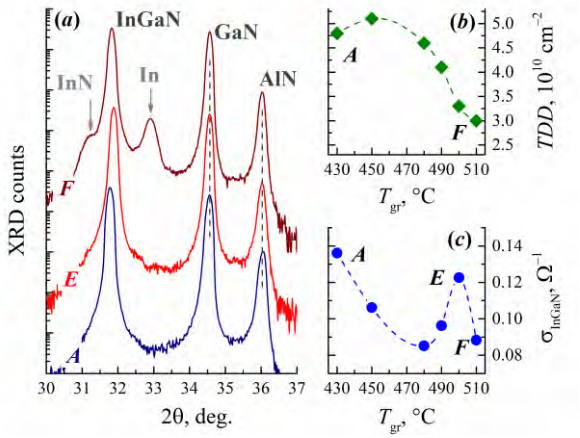


Рис. 1. (0004) ω-2θ спектры рентгеновской дифракции образцов с InGaN слоями, выращенными при разных температурах (a). Плотность прорастающих дислокаций в InGaN слоях, вычисленная на основе РД данных (b). Проводимость InGaN слоёв, полученная из экспериментов по измерению эффекта Холла (c)

Дальнейший рост σ с температурой может быть связан с увеличением n_e в результате начала разложения и спинодального распада InGaN. Эти процессы не отслеживаются РД анализом до температур свыше 500ºC, однако рост точечных дефектов, выступающих в качестве донорных центров, может приводить к увеличению n_e. Снижение σ при увеличении T_g свыше 500ºC, может быть связано со снижением подвижности, в связи с деградацией кристаллического качества InGaN слоёв и развитием процессов спинодального распада. Однако, анализ спектров ФЛ показывает, что интенсивность сигнала ФЛ растёт с T_g во всём исследуемом интервале температур при сохранении таких своих характеристик как положение максимума (1000-1020 meV) и ширины линии (110-120 meV) (рис. 2). Постоянство ширины линии ФЛ говорит о неизменности n_e в излучающем слое InGaN. Общую картину может объяснить двухслойная модель InGaN, включающая в себя наличие дефектного, «интерфейсного» с GaN, слоя и «чистого» с более низкой концентрацией n_e, высоким кристаллическим качеством слоя, отвечающего, главным образом за ФЛ. Кристаллическое качество «чистого» слоя InGaN растёт с T_g (рис. 1b), что и приводит к росту интенсивность ФЛ. Удивительно, что к деградации ФЛ не приводят процессы спинодального распада, которые явно проявляются на спектрах РД образца с InGaN слоем, выращенным при 510ºC.

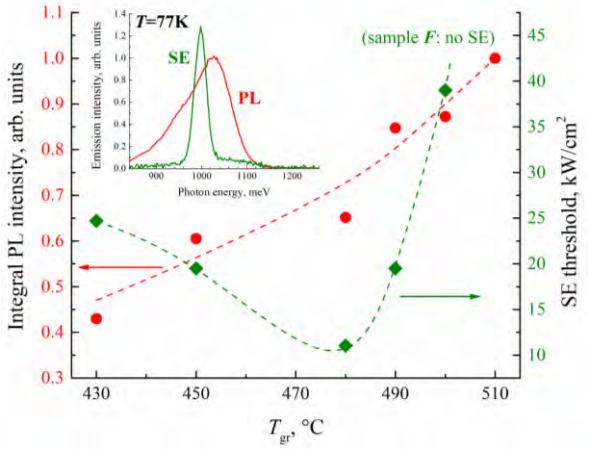


Рис. 2. Зависимость интегральной интенсивности ФЛ и порога стимулированного излучения от T_g. Для образца C спектры излучения, соответствующие режимам спонтанной ФЛ и СИ, показаны на вставке (не в масштабе)

От всех выращенных InGaN слоев, кроме полученного при T_g = 510ºC, наблюдалось стимулированное излучение при низких температурах (рис. 2). Немонотонная зависимость порога СИ от T_g связывается с тем, улучшение кристаллического качества при T_g свыше 480ºC начинает нивелироваться ростом оптических потерь в результате развития шероховатости поверхности.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

Литература

1. D.N. Lobanov, *et al.* // Appl. Phys. Lett. 118, 151902 (2021)

Сравнительный анализ свойств пленок наноструктурированных двумерных материалов, полученных различными методиками CVD синтеза

А.Б. Логинов[1], С.Н. Бокова-Сирош[2], Б.А. Логинов[3], Р.Р. Исмагилов[1], А.Н. Образцов[1]

1 МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы 1, г. Москва.

2 ЗеленоградИнститут общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991, Москва, Россия

3 МИЭТ, площадь Шокина 1, г. Зеленоград

*loginov.ab15@physics.msu.ru

Была разработана установка для проведения CVD синтеза пленок, состоящих из наноструктурированных кристаллитов дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ). Разработанная установка CVD синтеза позволяет использовать различные методы подачи в газовую фазу прекурсоров, участвующих в дальнейшем вреакции CVD синтеза. Были проведены серии экспериментов по осаждению пленок ДПМ, отличающихся друг от друга способом подачи прекурсоров, выбором материала подложки, температурой подложки и газовой фазы. Были получены пленки различных морфологий и представлена зависимость морфологии пленки от параметров роста. Исследования проводились в том числе с использованием встроенного в камеру синтеза атомно-силового микроскопа.

Введение

Дихалькогениды переходных металлов (ДПМ) представляют собой класс двумерных материалов, включающих в себя несколько десятков представителей, обладающих разными электронными свойствами. Особый интерес ДПМ материалы представляют в оптоэлектронике ввиду прямозонной структуры монослоев. Несмотря на многолетние исследования, масштабируемое производство ДПМ материалов для реального использования в электронной промышленности так и не было до сих пор налажено ввиду недостаточного качества получаемых пленок, неполного понимания процессов их формирования, и взаимосвязи параметров синтеза с морфологией и свойствами пленок. В данной работе представлен метод CVD синтеза пленок MoS_2 и WS_2 (являющихся наиболее заметными представителями ДПМ материалов), использующий различные способы подачи прекурсоров в реакционную камеру, обладающий возможностью независимо контролировать концентрации прекурсоров, и имеющий встроенное в камеру средство контроля морфологии пленок в виде модифицированного атомно-силового микроскопа.

Экспериментальная часть

В качестве источника прекурсора халькогена (S) используется два источника: тигель с расплавленной серой, пары которой увлекаются газом-носителем аргоном, и доставляются по кварцевой трубке к подложке; и газ сероводород, поток которого контролируется игольчатым клапаном. В качестве источника прекурсора халькогена используется: тигель с нагретым до температуры порядка 700ºC порошкообразным MoO_3 или WO_3; нагреваемая проволока Mo, W; и распыляемые магнетроном Mo, W. В качестве подложек использовались пластинки Si(111) и SiO2 (300 nm) на поверхности Si(111), нагреваемые до температур порядка 1000ºC. В ходе серий экспериментов с разными типами способами подачи прекурсоров и типами подложек, нагретых до различных температур были получены пленки, состоящие из треугольных кристаллитов MoS_2, WS_2 нанометровой толщины и микронных латеральных размеров, вертикально-ориентированных чешуек MoS_2 и WS_2, и др.

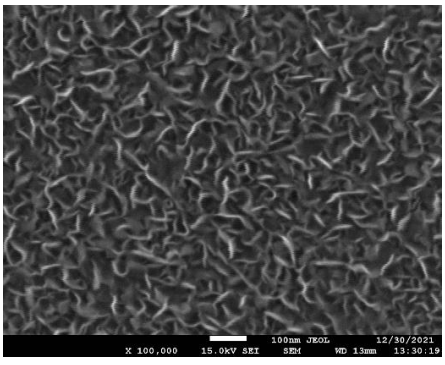


Рис. 1. Пленка вертикально ориентированных чешуек MoS_2

Литература

1. А.Б. Логинов, Р.Р. Исмагилов, С.Н. Бокова-Сирош, И.В. Божьев, Е.Д. Образцова, Б.А. Логинов, А.Н. Образцов. Формирование наноструктурированных пленок mos2, ws2, moo2 и гетероструктур на их основе. *Журнал технической физики*, 91(10):1509–1516, 2021.

Динамика сверхструктурных переходов при низкотемпературном росте наноструктур по Странскому-Крастанову

К.А. Лозовой*, В.В. Дирко, А.П. Коханенко, О.И. Кукенов, В.П. Винарский

Томский государственный университет, ул. Ленина, 36, Томск, 634050.

*lka@sibmail.com

В данной работе проводится анализ сверхструктурных переходов при эпитаксиальном росте двумерных слоев и формировании квантовых точек по механизму Странского – Крастанова в упруго-напряженных системах методом дифракции быстрых электронов.

Настоящая работа посвящена исследованию процессов, протекающих при эпитаксиальном выращивании двумерных материалов и квантовых точек в упруго-напряженных системах, рассогласованных по параметру решетки. В таких системах наблюдается так называемый рост по механизму Странского – Крастанова, в результате которого можно получить как напряженные двумерные слои, так и частично релаксированные трехмерные островки, которые могут служить основой для создания различного типа приборов.

Наноструктуры с квантовыми ямами и квантовыми точками уже около десятка лет активно используются при создании фотодетекторов, солнечных элементов и светоизлучающих устройств для таких быстро развивающихся областей как наноэлектроника и нанофотоника. Кроме того, в последнее время осознается перспективность использования подобных структур для создания приборов совершенно нового уровня, например, топологических транзисторов, твердотельных спиновых кубитов, высокочувствительных сенсоров. Помимо этого, сложный характер поведения величины и распределения упругих напряжений в системе квантовые точки/двумерный слой, делает возможным их направленную модификацию с целью создания структур для современной стрейнтроники.

В настоящей работе эпитаксиальное осаждение германия на поверхность кремния проводилось в сверхвысоковакуумной установке молекулярно-лучевой эпитаксии, оснащенной двумя электронно-лучевыми испарителями для кремния и германия. Аналитическая часть камеры состоит из масс-спектрометра, кварцевого измерителя толщины, инфракрасного пирометра и дифрактометра быстрых электронов с энергией 28 кэВ. Для обработки изображений и анализа картин дифракции быстрых электронов разработана программа с использованием собственных алгоритмов. Благодаря высокому разрешению дифрактометра удалось более точно проследить за зависимостью положения дифракционных пиков от толщины и температуры. Скорость осаждения германия составляла 0,3 МС/мин (1 МС = 0,145 нм). Относительно низкая скорость осаждения также была выбрана с целью детально проследить за изменением состояния поверхности и положением дифракционных рефлексов в зависимости от эффективной толщины осажденного материала. Диапазон температур роста, измеряемых на поверхности подложки, составлял от 200 до 600 °C.

В результате получены детальные зависимости параметра периодичности N реконструкции типа 2xN от эффективной толщины осажденного материала в широком интервале ростовых температур при эпитаксии германия на поверхность кремния с кристаллографической ориентацией (001). Впервые исследованы сверхструктурные переходы и смена величины параметра N при низких температурах эпитаксии в этой системе. Показано, что длина димерных рядов в такой реконструкции при росте чистого германия на кремнии может достигать величины не менее $N = 11$. Найдена связь между величиной параметра N, определяемого упругими напряжениями в системе, и величиной критической толщины перехода от двумерного к трехмерному росту.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 21-72-10031.

2D-3D переход, стимулированный изменением элементного состава на поверхности слоя GaN

Я.Е. Майдэбура[1*], В.Г. Мансуров[1], Т.В. Малин[1], К.С. Журавлев[1]

1 Институт физики полупроводников СО РАН, пк. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*hnxyr5@gmail.ru

Методом дифракции быстрых электронов на отражение исследовано превращение двумерного упруго напряженного слоя GaN на поверхности AlN в квантовые точки GaN (прямой 2D-3D переход) после выключения потока аммиака при различных температурах. Было обнаружено, что после прямого 2D-3D перехода происходит обратный 3D-2D переход, квантовые точки превращаются в упруго напряженный двумерный слой. Рассчитано изменение элементного состава и поверхностной энергии GaN после выключения аммиака. Показано, что прямой и обратный 2D ↔ 3D переходы объясняются немонотонным поведением поверхностной энергии из-за конкуренции двух процессов: десорбции частиц NH_2 и H и перемещения, и закрепления частиц NH_2, NH и N в энергетически более выгодных положения на поверхности GaN.

Введение

Электронные и оптические свойства полупроводниковых квантовых точек (КТ) вызывают большой интерес исследователей за счет яркого проявления квантово-размерных эффектов, что важно при создании одноэлектронных транзисторов, однофотонных излучателей и светоизлучающих диодов. Типичным способом формирования КТ при росте в молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) является рост по механизму Странского-Крастанова (С-К), который заключается в преобразовании двумерного (2D) слоя в трехмерные (3D) островки (2D-3D переход) во время роста при достижении критической толщины слоя (например, в системах InAs/GaAs и Ge/Si).

В системе GaN/AlN помимо традиционного механизма С-К, наблюдается так называемый модифицированный механизм С-К, в котором для 2D-3D перехода необходимым условием является остановка роста и модификация поверхности слоя GaN, и в случае МЛЭ с аммиаков в качестве источника азота модификация заключается в отключении потока аммиака.

Для описания модифицированного и традиционного механизма С-К используется модель равновесия Mariette [1], согласно которой 2D-3D переход становится энергетически выгоден, когда выигрыш при релаксации упругой энергии, запасенной в 2D слое, превышает затраты на создание новых поверхностей КТ. Затраты поверхностной энергии на создание граней КТ, согласно [1,2], с увеличением поверхностной энергии слоя GaN снижаются, что в итоге может являться причиной 2D-3D перехода. Однако на данный момент механизмы, приводящие к увеличению поверхностной энергии и 2D-3D переходу, остаются не ясными.

Методика эксперимента

2D-3D переход был исследован с помощью установки аммиачной МЛЭ CBE-32 Riber. Буферный слой AlN толщиной около 360 нм и слой GaN толщиной ≈ 2 нм были выращены на сапфировых подложках с ориентацией (0001). Слой AlN выращивался при температуре 990 °C и потоке аммиака 75 sccm; слой GaN выращивался при температуре 790 °C и потоке аммиака 275 sccm. Морфологические 2D-3D переходы изучались *in situ* с помощью дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Регистрация эволюции дифракционной картины и последующий анализ поведения рефлексов проводились с помощью системы kSA 400. При изучении кинетики перехода 2D-3D температура подложки изменялась в диапазоне 690-915 °C.

Результаты и обсуждение

В результате были получены кинетики интенсивности 3D рефлекса при отключении аммиака для различных температур, а также кинетика 3D рефлекса при последовательном изменении температуры подложки в низком потоке аммиака. На основе полученных кинетических кривых были исследованы особенности 2D-3D перехода, такие как немонотонное поведение интенсивности 3D рефлекса GaN, когда первоначальное увеличение сменяется уменьше-

нием; уменьшение максимального значения интенсивности 3D GaN рефлекса при выключении потока аммиака с ростом температуры; уменьшение времени задержки 2D-3D перехода с ростом температуры.

Особенности 2D-3D перехода выходят за рамки существующей теории развитой в работе Mariette. Для объяснения механизмов, которые приводят к 2D-3D переходу, а также особенностей 2D-3D перехода, мы разработали кинетическую модель в форме системы дифференциальных уравнений. В кинетической модели записываются изменения концентрации фрагментов аммиака через соответствующие константы реакцией с помощью уравнения Аррениуса $k=k_0\exp(-E_a/k_БT)$, которое включает предэкспоненциальный множитель k_0 и энергию активации E_a. Помимо концентрации частиц, учитывается их положение на поверхности слоя GaN. Например, частица NH может находиться в различных энергетических положениях, таких как T1 (непосредственно над поверхностным атомом Ga), Bridge (соединяет два поверхностных атома Ga), а также в положении H3, соединяющем три поверхностных атома Ga над пустым пространством первого подслоя.

Модель решается численно в MATLAB методом конечных разностей. Рассчитанное с помощью модели изменение элементного состава на поверхности GaN с учетом положения адсорбированных частиц мы связали с изменением поверхностной энергии слоя GaN после отключения аммиака с помощью формулы $\gamma=E_bN_{sites}/2$, где E_b - энергия связи, а N_{sites} - плотность адсорбционных мест на поверхности GaN.

В результате сравнения экспериментальных кривых интенсивности 3D рефлекса и рассчитанных кривых поверхностной энергии 2D слоя удалось объяснить механизмы 2D-3D перехода и его особенности. Так, немонотонное поведение интенсивности 3D рефлекса GaN связано с немонотонным поведением поверхностной энергии из-за конкуренции между процессами десорбции и перемещения частиц в энергетически более выгодные позиции; уменьшение максимального значения интенсивности 3D GaN рефлекса при выключении потока аммиака с ростом температуры связано с уменьшением максимального значения поверхностной энергии вследствие одновременного уменьшения поверхностной энергии граней КТ и значения γ_{crit} с ростом температуры, а также ускорения процесса перемещения частиц в энергетически более выгодные позиции; уменьшение времени задержки 2D-3D перехода с ростом температуры связано с ускорением процессов десорбции частиц с поверхности GaN и процессов перемещения частиц на более энергетически выгодные участки, а также за счет уменьшения поверхностной энергии граней КТ.

Заключение

Таким образом, для выяснения механизмов, которые приводят к преобразованию 2D слоя GaN в 3D островки при отключении аммиака, и особенностей 2D-3D перехода, мы экспериментально исследовали кинетику интенсивности 3D рефлекса методом ДБЭО, а также разработали модель, с помощью которой было рассчитано изменение элементного состава на поверхности GaN, и связанное с этим изменение поверхностной энергии слоя GaN при отключении потока аммиака для различных температур.

Литература

1. Mariette. // Comptes Rendus Phys. 6. 23-32 (2005).
2. Damilano, J. Brault, J. Massies. //J. Appl. Phys. 118 (2015).

Кинетика генерации циркулярно-поляризованного света полупроводниковым инжекционным лазером при возбуждении прямоугольными электрическими импульсами

А.А. Максимов*, Е.В. Филатов, И.И. Тартаковский

Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, 142432, г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2.

*maksimov@issp.ac.ru

Выполнены подробные экспериментальные исследования стимулированного лазерного излучения с высокой степенью циркулярной поляризации в хиральных инжекционных полупроводниковых лазерных наноструктурах, возбуждаемых длинными прямоугольными электрическими импульсами, с временным разрешением и при различных температурах.

Введение

Создание компактных устройств, с помощью которых можно управлять состоянием поляризации излучаемого света, является одной из центральных задач нанофотоники. По аналогии со спин-поляризованными инжекторами тока в спинтронике компактные источники циркулярно-поляризованного излучения открывают возможность их дальнейшего практического применения в таких интенсивно развивающихся областях, как квантовые технологии оптического управления информацией и оптоэлектроника.

Обычные способы получения циркулярно-поляризованного излучения заключается в использовании четвертьволновых пластин, которые далеки от компактности. Другой подход к реализации компактных лазеров, которые могут излучать циркулярно-поляризованный свет, предполагает использование оптической либо электрической спиновой накачки (так называемые спин-лазеры), или оптических хиральных сред в активной области таких лазеров. В последнее время в целом ряде работ [1-5] было продемонстрировано, что создание компактных устройств циркулярно-поляризованного излучения может быть осуществлено при использовании наноструктур на основе обычных ахиральных $A^{III}B^{V}$ полупроводников. Отличительной особенностью данных наноструктур является наличие в их верхнем слое сформированного с помощью современных полупроводниковых технологий фотонного кристалла с квадратной решеткой, обладающей хиральной симметрией. Благодаря общей хиральной симметрии такой системы возникает неэквивалентность право- и лево-поляризованных электромагнитных мод, что, тем самым, открывает возможности для создания компактных источников циркулярно-поляризованного излучения без приложения внешнего магнитного поля. Важным шагом в этом направлении, имеющим также прикладное значение, была реализация инжекционных полупроводниковых лазеров с высокой степенью поляризации циркулярно-поляризованного излучения [3,4], работающих вплоть до температур ~ 100 K [5].

Настоящая работа посвящена экспериментальным исследованиям кинетики стимулированного излучения инжекционных хиральных полупроводниковых лазерных структур при их возбуждении электрическими импульсами различной длительности.

Методика и результаты эксперимента

Изучались полупроводниковые инжекционные лазеры с электрической накачкой на основе λ-микрорезонатора $Al_{0.40}Ga_{0.60}As$ с GaAs квантовыми ямами в активной области. Верхний слой лазеров представлял собой квадратную решетку из хиральных структур, изготовленных травлением [3,4], что позволяло получать высокую степень циркулярной поляризации излучения ($\rho_C > 0.7$) в отсутствие магнитного поля вплоть до температур ~ 100 K [5]. Было установлено, что повышение температуры образца приводит к сдвигу полос излучения лазеров в красную

область в соответствии с изменением показателя преломления материала микрорезонатора.

В настоящей работе исследовались изменения спектров излучения лазеров в зависимости от времени после начала возбуждающего импульса в условиях развитой многомодовой генерации. Образец с лазерами помещался в гелиевый криостат при температуре ~ 2 K. Для возбуждения люминесценции использовался автоматизированный генератор с длительностью прямоугольных импульсов от 10 нс. На выходе генератора стоял аттенюатор 10 dB, согласованный с нагрузкой 50 Ом, для подавления отражения от образца. Спектры люминесценции, измеренные при различных длительностях импульса, вычитались друг из друга, что эквивалентно измерениям с временным разрешением при возбуждении длинным импульсом.

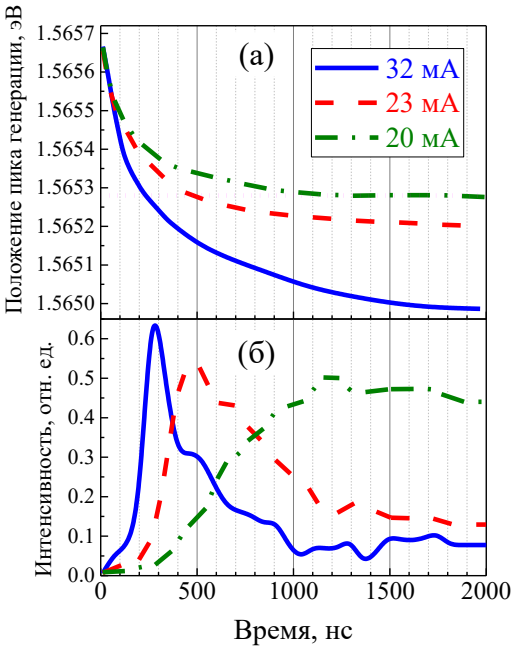


Рис. 1. Спектральное положение линии генерации хиральной полупроводниковой лазерной структуры в σ^+ циркулярной поляризации (а) и ее интенсивности (б) в различные моменты времени после начала возбуждения длинным прямоугольным электрическим импульсом при различных значениях импульсного тока. Температура T = 2 K

На рис. 1 показана позиция и амплитуда полосы излучения одной из лазерных мод в зависимости от времени после начала возбуждающего импульса при различных напряжениях импульса на выходе генератора. Наблюдается сдвиг полосы излучения в красную область, связанный с неравновесными процессами в электронной и фононной подсистемах в активной области лазерной структуры. Значение сдвига полосы увеличивается с ростом прикладываемого напряжения и достигает ~ 0.6 мэВ к ~ 1 мкс после начала импульса при максимальном импульсном токе. Максимум интенсивности лазерной генерации (рис. 1б) наблюдается в момент времени, когда ее спектральное положение совпадает с оптимальной для данного микрорезонатора модой излучения, позиция которой отмечена на рис. 1а точечной линией. Как показано на рис. 2, спектры основной моды лазерной генерации в эти моменты действительно совпадают.

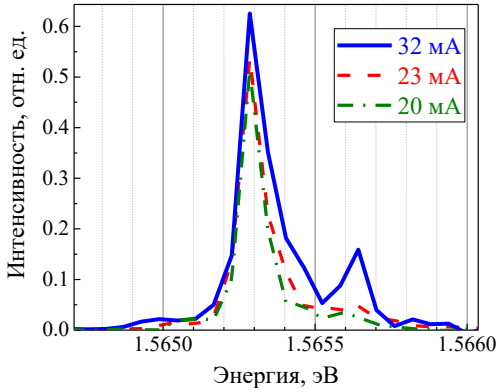


Рис. 2. Спектры излучения лазера при различных значениях импульсного тока в моменты времени: 280, 460 и 1200 нс, соответственно, отвечающие максимальной интенсивности основной моды генерации (см. рис. 1б)

Данная работа частично поддержана проектом РФФИ № 20-02-00534.

Литература

1. A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov *et al.* // Physical Review B **89**, 045316 (2014).

2. S. V. Lobanov, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, A. A. Maksimov *et al.* // Physical Review B, **92**, 205309 (2015).

3. А. А. Максимов, Е. В. Филатов, И. И. Тартаковский // Известия РАН. Серия физическая, т. 85, № 2, 241–244 (2021).

4. A. A. Maksimov, E. V. Filatov, I. I. Tartakovskii *et al.* // Letter to Physical Review Applied, *in print* (2022).

5. А. А. Максимов, Е. В. Филатов, И. И. Тартаковский // Известия РАН. Серия физическая, т. 86, № 4, 497–500 (2022).

Полупроводниковые гетероструктуры для мощных лазерных диодов повышенной эффективности

А.А. Мармалюк[1, *], Н.А. Волков[1], Н.В. Гультиков[1], Ю.Л. Рябоштан[1], М.А. Ладугин[1], С.О. Слипченко[2], А.В. Лютецкий[2], Д.А. Веселов[2], Н.А. Пихтин[2], Л.И. Шестак[3], А.А. Козырев[3], В.А. Панарин[3]

1 АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха»,ул. Введенского, 3, Москва, 117342.

2 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

3 ООО «НПП «Инжект», ул. Элмашевская, 3а, Саратов, 410033.

*almarm@mail.ru

В данной работе рассмотрено влияние параметров полупроводниковых гетероструктур на саморазогрев лазеров и насыщение их выходной мощности. Показано, что снижение последовательного сопротивления и напряжения отсечки позволяет снизить температуру активной области в рабочей точке, отодвинуть момент начала насыщения выходной оптической мощности и увеличить КПД.

Введение

Лазерные диоды с повышенной выходной мощностью востребованы для многих практических применений. Традиционно, такие приборы базируются на двойных гетероструктурах с раздельным ограничением (РО-ДГС) с одной или несколькими квантовыми ямами в активной области. Для достижения повышенной выходной мощности хорошо зарекомендовали себя конструкции лазерных диодов с расширенным волноводом, позволяющим снизить уровень внутренних оптических потерь, что позволяет повысить дифференциальную квантовую эффективность и использовать лазеры с увеличенной длиной резонатора**.** Дополнительным преимуществом такой конструкции является снижение плотности лазерного излучения на гранях резонатора, что отодвигает предел достижения катастрофической оптической деградации зеркал.

Известно, что одной из важных причин насыщения выходной оптической мощности лазерных диодов с ростом тока накачки в непрерывном режиме генерации выступает делокализация носителей заряда из активной области в волноводные слои. При этом, особенную роль играет выброс и накопление электронов в р-части волновода. В связи с чем, перспективными выглядят подходы по выбору конструкций гетероструктур, в которых квантовые ямы активной области максимально приближены к р-эмиттеру. Такое решение позволит улучшить теплоотвод от активной области, что будет способствовать сохранению наклона ватт-амперной характеристики при увеличении тока накачки. Вместе с тем, сокращение ширины волноводных слоев приведет к повышению внутренних оптических потерь, из-за увеличения проникновения оптической моды в легированные эмиттерные слои.

Другим направлением повышения эффективности лазерных диодов могут служить меры, нацеленные на улучшение их вольт-амперной характеристики. Это возможно, например, переходя к более узкозонным легированным волноводным слоям. Однако, уменьшение ширины запрещенной зоны таких слоев будет приводить к одновременному уменьшению энергетической глубины квантовых ям, что будет усиливать процессы делокализации носителей в волновод.

Следовательно, для использования представленных подходов на практике необходимо изучить влияние указанных факторов на выходные характеристики лазерных диодов, чему и посвящена данная работа

Эксперимент

Лазерные квантоворазмерные гетероструктуры AlGaInAs/InP и InGaAs/AlGaAs/GaAs были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии.

Исследовались три конфигурации гетероструктур AlGaInAs/InP: с расширенным симметричным волноводом, сверхузким волноводом и сильно асимметричным волноводом, где квантовые ямы максимально приближены к р-эмиттеру.

В системе материалов InGaAs/AlGaAs/GaAs также исследовались три конфигурации гетероструктур с широким волноводом, отличающиеся составом волноводных слоев. Изучались образцы с базовым составом x_w=0.3 волноводных слоев $Al_xGa_{1-x}As$, а также с составами, со сниженным содержанием Al в два и три раза: x_w=0.15 и x_w=0.1.

Из полученных гетероструктур изготовлены лазерные диоды с шириной полоскового контакта 100 мкм и изучены их выходные характеристики.

Результаты

Переход от расширенного симметричного волновода к сверхузкому в лазерных диодах на основе AlGaInAs/InP позволил снизить последовательное электрическое и тепловое сопротивление приборов и добиться более высокой выходной мощности [1]. Использование сильно асимметричного волновода, благодаря снижению внутренних оптических потерь по сравнению с лазерами на основе сверхузкого волновода, дало возможность увеличить дифференциальную эффективность на начальном участке [2]. Однако, лучшие условия отвода тепла от активной области в лазерах со сверхузким волноводом обеспечили таким приборам сохранение наклона ватт-амперной характеристики с ростом токах накачки [3]. Это позволило достигнуть тех же значений выходной мощности, что и у лазеров на основе асимметричного волновода (рис. 1).

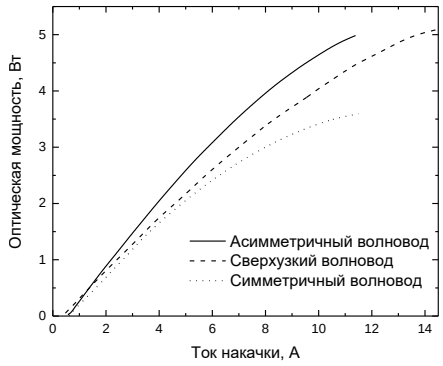


Рис. 1. Ватт-амперные характеристики лазерных диодов на основе гетероструктур AlGaInAs/InP с различными типами волноводов

Снижение содержания Al в волноводных слоях AlGaAs лазерных гетероструктур InGaAs/AlGaAs позволило улучшить их вольт-амперную характеристику и благодаря этому уменьшить саморазогрев приборов при увеличении тока накачки. Такой подход позволил лазерным диодам с узкозонными волноводами дольше сохранять наклон ватт-амперной характеристики (рис. 2). В итоге, указанные приборы имели КПД на 15-20% выше по сравнению с базовым вариантом.

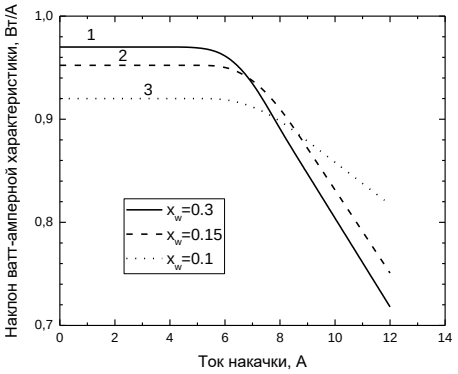


Рис. 2. Зависимость наклона ватт-амперной характеристики лазерных диодов на основе гетероструктурInGaAs/AlGaAs/GaAs с вариацией состава волноводных слоев: 1 – x_w=0.3; 2 – x_w=0.15; 3 – x_w=0.1

Положительный эффект от улучшения вольт-амперной характеристики при использовании узкозонных волноводов перекрывает негативное влияние уменьшения энергетической глубины квантовых ям.

Выводы

Подходы по улучшению вольт-амперной характеристики лазерных диодов благоприятно сказываются на повышении их эффективности и КПД.

Литература

1. А.А. Мармалюк, Ю.Л. Рябоштан, П.В. Горлачук *и др.* // Квантовая электроника, Т. 47, 272 (2017).
2. Н.А. Волков, А.Ю. Андреев, И.В. Яроцкая *и др.* // Квантовая электроника, Т. 51, 133 (2021).
3. Н.А. Волков, В.Н. Светогоров, Ю.Л. Рябоштан *и др.* // Квантовая электроника, Т. 51, 283 (2021).

Характеризация тонких пленок AlN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках сапфира

Д.С. Милахин[1, *], Т.В. Малин[1], В.Г. Мансуров[1], Ю.Г. Галицын[1], А.С. Кожухов[1], Н.Н. Новикова[2], В.А. Яковлев[2], К.С. Журавлёв[1]

1 Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова (ИФП) СО РАН, пр. академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Институт спектроскопии РАН (ИСАН), ул. Физическая, 5, Москва, Троицк, 108840.

*dmilakhin@isp.nsc.ru

Методом ДБЭО исследована степень завершенности процесса нитридизации сапфира и ее влияние на рост последующего буферного слоя AlN. Было обнаружено, что ~ 85 % завершенность образования кристаллической фазы AlN на поверхности сапфира способствует росту двумерного буферного слоя AlN с гладкой морфологией поверхности и металлической полярностью, в отличие от роста AlN со слабой или избыточной нитридизацией сапфира, в результате которого образуется поликристаллическая, либо трехмерная структура AlN с высокой плотностью инверсионных доменов, соответственно. Независимыми методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и ИК-спектроскопии поверхностных поляритонов была определена толщина зародышевого слоя AlN при ~ 85 % степени завершенности процесса нитридизации, которая составила ~ 1 монослой.

Введение

Сапфир (Al_2O_3) является наиболее распространенным подложечным материалом ввиду оптической прозрачности, высокого кристаллического совершенства и низкой стоимости для эпитаксиального роста A_3-нитридных гетероструктур, широко востребованных в опто- и наноэлектронных приложениях. При росте большинства A_3-нитридных гетероструктур на Al_2O_3 в качестве буферного слоя используется AlN. С целью согласования буферного слоя AlN с инородной подложкой сапфира осуществляется процесс нитридизации. В результате данного процесса на поверхности подложки формируется кристаллический зародышевый слой AlN, согласующийся с буферным слоем AlN по параметру решетки.

Регистрация процесса нитридизации в МЛЭ осуществляется *in situ* методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) по изменению интенсивности дифракционного рефлекса, связанного с кристаллической фазой AlN, от времени и отображается в виде кинетических кривых [1]. Несмотря на то, что условия нитридизации (температура подложки, поток аммиака) влияют на скорость образования кристаллической фазы AlN, форма кинетической кривой при этом остается неизменной [1], поэтому важно определить, на каком участке кинетической кривой нитридизации следует начинать рост буферного слоя AlN.

Результаты и обсуждение

На экспериментальной кинетической кривой процесса нитридизации сапфира было выбрано несколько точек (рисунок 1), с которых начиналось зарождение буферного слоя AlN. Показано, что, если рост AlN начинать на нитридизованной поверхности сапфира, соответствующей точке 3 на кинетической кривой, образуется 3D AlN с высокой плотностью

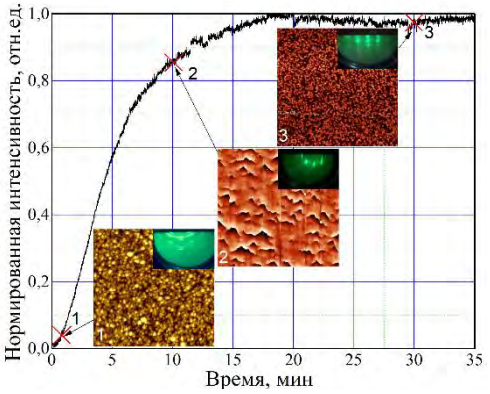


Рис. 1. Кинетическая кривая процесса нитридизации со вставками АСМ изображений 15 × 15 мкм^2 и дифракционных картин (ДК) выращенных буферных слоев AlN (1 мкм) при разной степени завершенности нитридизации. Высота по шкале Z составила 110 нм для АСМ изображения (3), 10 нм для (2), 65 нм для (1). Высота инверсионных доменов на поверхности пленки (3) составила ~ 40 нм, на АСМ изображении поверхности (2) инверсионные домены отсутствуют, шероховатость поверхности составила ~ 0,5 нм

инверсионных доменов (рисунок 1(3)). В случае выбора начальной точки 2, соответствующей ~ 85 % завершенности нитридизации, при росте буферного слоя AlN формируется двумерная пленка с гладкой морфологией поверхности (рисунок 1(2)) и металлической полярностью, о чем свидетельствует отражательная ДК и реконструкция (2×2). Эпитаксиальный рост AlN в точке 1, соответствующей слабо нитридизованной поверхности сапфира, характеризуется огрублением поверхности, что в последствии приводит к росту поликристалла (рисунок 1(1)).

Для получения информации о толщине нитридизованного слоя для случая с ~85% завершённостью процесса нитридизации, образец исследовался двумя независимыми методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и ИК-спектроскопии поверхностных поляритонов. Методом РФЭС регистрировалось изменение химического состава поверхности Al_2O_3 до и спустя 10 мин после нитридизации при 840 °C в аммиаке 25 норм. мл/мин. На рисунке 2 показаны спектры исходной и нитридизованной поверхностей (0001) Al_2O_3.

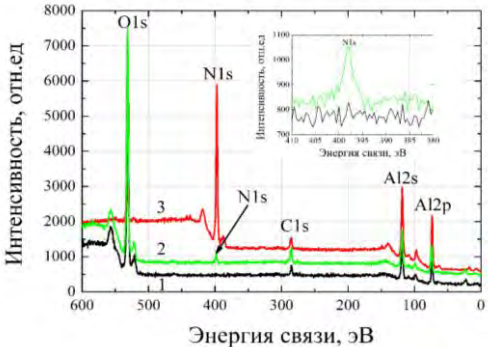


Рис. 2. РФЭС-спектры образцов: 1 – исходная поверхность (0001) Al_2O_3, 2 – нитридизованная поверхность (0001) Al_2O_3, 3 – поверхность буферного слоя (0001) AlN. На вставке изображены спектры исходной (1) и нитридизованной (2) поверхностей Al_2O_3 в области пика N1s

На вставке к рисунку 2 отчетливо видно появление пика атома азота N1s. Толщина зародышевого слоя AlN, синтезированного в результате нитридизации, рассчитывалась по формуле 1 и составила ~2 Å или ~1 монослой (МС).

$$I = I_0(I - e^{(-\frac{d}{\lambda})}), \qquad (ф1)$$

где I_0 – калибровочная интенсивность N1s пика атома азота в буферном слое AlN, I – интенсивность N1s пика атома азота в нитридизованном Al_2O_3, d – толщина сформированного на поверхности сапфира слоя AlN, λ – характерная глубина выхода электронов.

Поверхностные поляритоны (ПП) представляют собой вид безызлучательных электромагнитных колебаний, возникающих в результате сильного взаимодействия электромагнитных волн (ИК фотонов) с оптическими фононами и распространяющихся вдоль границы раздела двух сред, если одна из них является поглощающей. Совпадение поперечной оптической (ТО) частоты AlN с частотой ПП приводит к появлению щели в кривой дисперсии ПП (рисунок 3).

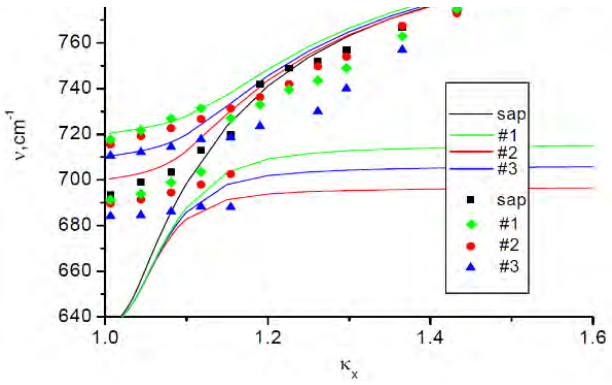


Рис. 3. Кривые дисперсии для исходного (квадраты) и трех нитридизованных в разной степени образцов сапфира: #1 – ромбы, #2 – кружки, #3 – треугольники

Положение щели определяется частотой ТО-фонона, которая зависит от кристаллической структуры, атомного состава и деформации пленки AlN и т. д. Толщина пленки AlN пропорциональна квадрату величины щели энергетического спектра согласно формуле $d = 2\Delta^2\lambda^3$, где λ – длина волны электромагнитного излучения (~ 1 мкм). Толщина зародышевого слоя AlN согласно данной формуле, составила ~ 0,25 нм или ~ 1 монослой (МС).

Таким образом в данной работе установлено, что при ~85% завершённости процесса нитридизации сапфира с формированием на его поверхности зародышевого слоя AlN толщиной ~ 1 МС, последующий рост буферного слоя AlN будет осуществляться без инверсионных доменов.

Предполагается, что увеличение толщины нитридизованного слоя приводит к формированию большего числа отклоненных зародышей AlN и увеличению количества инверсионных доменов.

Литература

1. D.S. Milakhin, T.V. Malin *et al.* // Journal of Thermal Analysis and Calorimetry, V. 133, 1099 (2018).

Энергетический спектр и магнитотранспорт квантовых ям HgTe при переходе от состояния 2D к состоянию 3D топологического изолятора

Г.М. Миньков[1,*], А.А. Шерстобитов[1], В.Я. Алёшкин[3], О.Э. Рут[2], А.В. Германенко[2], Н.Н.Михайлов[4]

[1] Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской 18, Екатеринбург, 620099.

[2] Уральский Федеральный Университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620083.

[3] Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

[4] Институт физики полупроводников им. Ф.В.Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия.

*Grigori.Minkov@urfu.ru

Экспериментально исследованы гальваномагнитные и магнито-емкостные явления в квантовых ямах (КЯ) HgTe шириной от 20 до 50 нм, соответствующих переходу от спектра двумерного топологического изолятора к спектру трехмерного топологического изолятора.

Энергетический спектр и транспортные явления квантовых ям (КЯ) HgTe с толщиной ямы 4-20 нм достаточно подробно исследовались, различными методами. Оптическими (магнитооптическими) методами, фотопроводимостью в широком диапазоне энергий кванта (начиная с ТГц); магнитотранспортными. Было показано, что в целом (в основном) энергетический спектр разумно описывается в рамках (3-4)-зонной kP модели, в которой следует учитывать СО взаимодействие. В валентной зоне основной вклад в СО взаимодействие дает асимметрия интерфейсов, а в зоне проводимости – эффект Бычкова-Рашбы.

Много работ было посвящено изучению проводимости по краевым состояниям (edge states), которые, согласно теоретическим предсказаниям должны быть топологически защищены от рассеяния. Однако в большинстве экспериментов длина свободного пробега по таким состояниям не превышала 1-3 мкм. Другое предсказание теории касается особенностей спектра и волновых функции в широких квантовых ямах HgTe. Было предсказано, что в достаточно широких квантовых ямах должны существовать «односпиновые» поверхностные состояния, локализованные у границ квантовой ямы. Исследования таких структур привлекло большое внимание экспериментаторов. В основном исследовались структуры с шириной ямы 60-90 нм. В настоящей работе исследованы КЯ HgTe шириной от 20нм до 50нм, соответствующей переходу от спектра двумерного топологического изолятора к спектру трехмерного топологического изолятора.

Совместный анализ результатов гальваномагнитных и магнито-емкостные явления показывают:

1. При увеличении концентрации электронов за счет напряжения затвора спектр зоны проводимости расщепляется. Основной вклад в это расщепление дает электрическое поле в квантовой яме (механизм Бычкова-Рашбы). С ростом ширины КЯ величина расщепления увеличивается так что в КЯ 46 нм при полной конценрации $3.2*10^{11}$ $см^{-2}$ отношение концентраций в ветвях приближается к 2 (на самом деле 1.8).

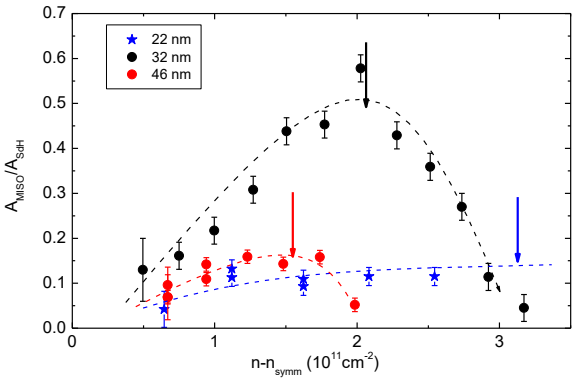


Рис. 1. Зависимости относительной амплитуды MISO от концентрации электронов в исследованных структурах. T = 4 K. Стрелки показывают концентрацию электронов, при которой начинает заполнятся 2-ая подзона размерного квантования

2. Во всех структурах изучены магнито-межподзонные осцилляции (MISO). Показано, что зависимость амплитуды MISO (A_{MISO}) от концентрации электронов немонотонна. Она возрастает до начала заполнения второй подзоны размерного квантования, а затем резко падет (Рис. 1). Рост амплитуды MISO противоречит простым расчетам спектра и волновых функции Рис. 2a), которые предсказывают увеличение локализации волновых функций спин-орбитально расщепленных ветвей спектра у противоположных стенок КЯ, а значит к уменьшению их (волновых функций) перекрытия, уменьшению вероятности переходов между ветвями спектра, а значит и к уменьшению A_{MISO};

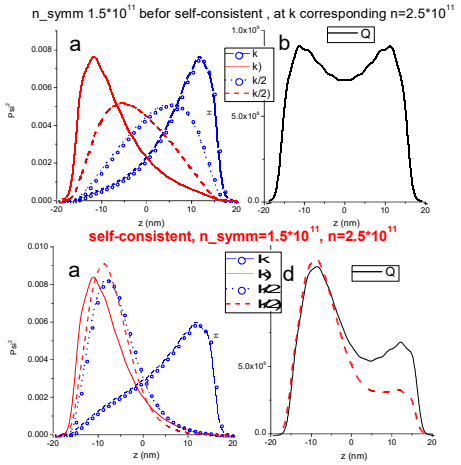


Рис. 2. Распределение волновых функций и заряда до самосогласования (a,b) и после (c,d) в КЯ 32 нм

3. Проведены самосогласованные расчеты спектра и волновых функций. Они предсказывают значительное смещение заряда спин-орбитально расщепленных ветвей спектра в направлении, перпендикулярном плоскости КЯ (Рис. 2в). При этом состояния, локализованные у ближней к полевому электроду гетерограницы отталкиваются от положительно заряженного полевого электрода. Это соответствует отрицательному знаку поляризуемости;

4. Для экспериментальной проверки столь необычного поведения были измерены зависимости емкости КЯ-полевой электрод от напряжения затвора (Рис. 3). Анализ квантовой емкости, найденной из этих измерений, при использовании эффективных масс электронов и дырок, измеренных на тех же структурах, показывает, что электроны, локализованные у ближней к полевому электроду гетерограницы действительно отталкиваются от положительно заряженного полевого электрода;

5. Показано, что самосогласованные расчеты спектра и волновых функций для d КЯ >20-25 нм при использовании общепринятых объемных параметров HgTe и HgCdTe дают лишь качественное согласие с экспериментом.

Возможной причиной такого расхождения может быть существенное отличие диэлектрическая проницаемость КЯ HgTe от проницаемости объемного HgTe.

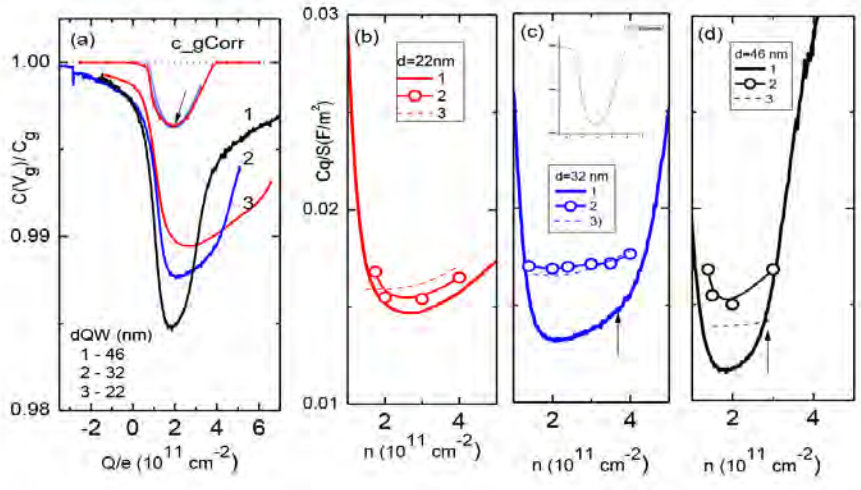


Рис. 3. (a) Зависимости относительной емкости C(Vg)/Cg (Cg геометрическая емкость) от заряда КЯ. (b,c,d) Зависимости квантовой емкости (Cq/S) от концентрации электронов в яме (сплошные кривые); вставка на Рис. 3c – коррекция Cg, необходимая для согласования Cq/S с эффективными массами электронов и дырок, измеренным на тех же образцах

Квантовые биения экситонов с легкими и тяжелыми дырками в спектрах отражения в квантовой яме GaAs/AlGaAs

А.В. Михайлов[1, *], А.В. Трифонов[1, 2], О.С. Султанов[1], И.Ю. Югова[1], И.В. Игнатьев[1]

1 Лаборатория Оптики спина Санкт-Петербургского государственного университета, Университетская наб., д. 7–9, Санкт-Петербург, 199034.

2 Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, Dortmund, D-44221, Germany.

*mikhailovav@yandex.ru

В работе экспериментально исследована динамика состояний легких и тяжелых экситонов в квантовой яме при когерентном возбуждении обоих экситонных резонансов в ко- и кросс-линейных и циркулярных поляризациях накачки и зондирования. В характеристиках экситонных резонансов наблюдались квантовые биения, по которым определена структура уровней системы легкого и тяжелого экситонов с помощью теоретического моделирования экспериментальных данных.

При возбуждении многоуровневой квантовой системы в суперпозиционное состояние возможно наблюдение квантовых биений. Для этого необходимо существование общего основного состояния. Если тяжелые и легкие экситоны в квантовой яме образуют систему с общим состоянием, их квантовые биения можно наблюдать в осцилляциях дипольного момента оптических переходов. Такие осцилляции были обнаружены экспериментально, например, в сигналах четырех-волнового смешения [1,2] и дифференциального пропускания [3,4]. Однако точная структура состояний системы, состоящей из тяжелого и легкого экситонов с разными спинами, не выяснена. Это оставляет возможность альтернативного объяснения осцилляций интерференцией поляризаций, которая наблюдается во вторичном излучении двух независимых двухуровневых систем при их когерентном возбуждении. Поэтому одни авторы объясняли наблюдаемые в эксперименте осцилляции интерференцией поляризаций [1], а другие — квантовыми биениями [2]. Еще одним фактором является взаимодействие экситонов между собой. В работах [5-7] указывается, что, при наличии экситон-экситонного взаимодействия, эффект квантовых биений и эффект интерференции поляризаций в четырех-волновом смешении неотличимы. Показательным экспериментом может быть резонансное возбуждение одного из экситонных состояний. В работе [8], при исследовании дифференциального спектра поглощения, было показано, что при накачке только тяжелого экситона сдвигается также уровень легкого экситона. Авторы интерпретируют этот эффект в терминах межподзонной когерентности в валентной зоне в квантовой яме. Таким образом, вопросы о природе наблюдаемых осцилляций интенсивности сигнала — квантовые биения или интерференция поляризаций, а также о влиянии экситон-экситонного взаимодействия на наблюдаемый эффект, решены до сих пор не полностью.

В данной работе используется экспериментальная методика накачки-зондирования со спектральным и поляризационным разрешением [9,10]. Такая методика позволяет различить наблюдаемые эффекты с помощью анализа формы экситонных резонансов в рамках теории нелокального диэлектрического отклика [11]. Теоретическое моделирование возможных конфигураций экситонных состояний позволяет определить реальную энергетическую схему экситонных уровней по экспериментальным данным.

Экспериментальные результаты

Исследовалась квантовая яма GaAs/AlGaAs шириной 14 нм с небольшой концентрацией алюминия (3%) в барьерных слоях. Образец был помещен в криостат замкнутого цикла охлаждения и исследовался при температурах от 4 до 30 К. Особенностью нашей методики накачка-зондирование является измерение полных спектров отражения в различных поляризациях по отношению к поляризации накачки. Спектры обрабатывались с помощью теории нелокального диэлектрического отклика, и из них извлекались такие характеристики состояний тяжелого и легкого экситонов как энергия резонанса, радиационное и нерадиационное уширения. Анализ этих данных позволяет наблюдать биения в динамике всех спектральных характеристик экситонных резонансов.

На рис. 1 показан результат обработки отдельных спектров отражения для каждого значения временной задержки — радиационное уширение легкого экситона. Такой набор экспериментальных данных позволяет отделить эффект квантовых биений от эффектов экситон-экситонного взаимодействия, наложение которых представляло проблему для предыдущих исследований по этой тематике.

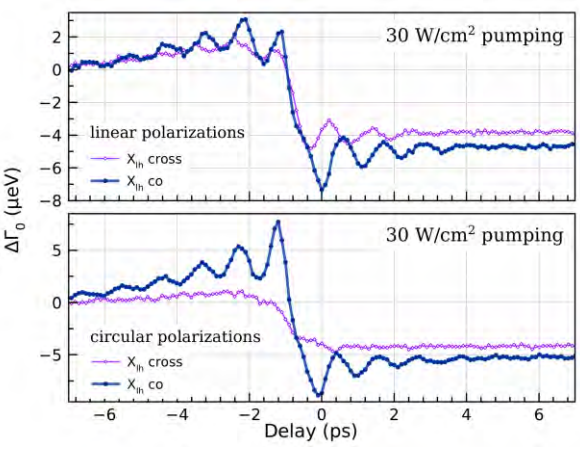


Рис. 1. Зависимости величины изменения радиационного уширения легкого экситона от временной задержки для линейных (верхняя панель) и циркулярных поляризаций (нижняя панель). Показаны кривые для ко- и кросс-поляризаций детектирования. Температура образца составляла 4 К

Моделирование

Проведено теоретическое исследование динамики когерентного возбуждения экситонных состояний с легкой и тяжелой дырками. Моделирование проводилось в полуклассической модели, когда электромагнитная волна описывается уравнениями Максвелла, а возбуждаемая экситонная система — квантово-механически. Действие импульса света на систему описывалось оптическими уравнениями Блоха. Были рассмотрены несколько модельных конфигураций исследуемой экситонной системы с различными начальными состояниями. Были проведены расчеты сигнала для экспериментов «накачка-зондирование» в режиме слабой мощности и произведено сравнение с экспериментальными данными по наблюдению квантовых биений экситонных состояний. Было обнаружено, что расчет для одной из наиболее часто используемых конфигураций с общим начальным состоянием не объясняет эксперимент. Согласие с экспериментом оказалось возможным только для двух из рассмотренных конфигураций, причем более интенсивный отклик системы должен возникать при изначальном попарном смешивании состояний легких и тяжелых дырок (+3/2 с +1/2 и −3/2 с −1/2).

Авторы благодарят РНФ за финансовую поддержку в рамках гранта № 19-72-20039 и РЦ «Нанофотоника» СПбГУ за образец для исследования.

Литература

1. K. Leo, Th. C. Damen, J. Shah et al., Appl. Phys. Lett. **57**, 19 (1990).
2. B. F. Feuerbacher, J. Kuhl, R. Eccleston and K. Ploog, Solid State Commun. 74, 1279 (1990).
3. K. Wundke, U. Neukirch, J. Gutowski, and D. Hommel, Phys. Rev. B 53, 10973 (1996).
4. G. Bartels, G. C. Cho, T. Dekorsy *et al.*, Phys. Rev. B **55**, 16404 (1997).
5. T. Aoki, G. Mohs, Yu. P. Svirko, and M. Kuwata-Gonokami, Phys. Rev. B **64**, 045212 (2001).
6. M. Phillips, H. Wang, Solid State Commun. **111**, 317 (1999).
7. A. L. Smirl, M. J. Stevens, X. Chen, and O. Buccafusca, Phys. Rev. **B** 60, 8267 (1999).
8. M. E. Donovan, A. Schülzgen, J. Lee *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 237402 (2001).
9. Trifonov A. V., Khramtsov E. S., Kavokin K. V et al., Phys. Rev. Lett. **122**, 147401 (2019).
10. Trifonov A. V., Kurdyubov A. S., Gerlovin I. Ya. et al., Phys. Rev. B **102**, 205303 (2020).
11. E. L. Ivchenko, *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures* (Springer, Berlin 2004).

Исследование энергетического положения уровней размерного квантования в множественных квантовых ямах $Cd_yHg_{1-y}Te/Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$

Н.Н. Михайлов[1, *], В.Я. Алешкин[2], В.С. Варавин[1], С.А. Дворецкий[1, 3], В.Г. Ремесник[1], И.Н. Ужаков[2], В.А. Швец[1]

1 Институт физики полупроводников им. Ржанова Сибирского отделения РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия, 630090.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 Томский государственный университет, пр. Ленина 36, Томск, Россия, 634050.

*mikhailov@isp.nsc.ru

Экспериментально определено энергетическое положение уровней размерного квантования в выращенных структурах $Cd_yHg_{1-y}Te/Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$ с множественными квантовыми ямами (КЯ) в температурном интервале 77 °–°298 К из измерений спектров поглощения и фотопроводимости. Показано, что энергетическое положение уровней размерного квантования в исследуемых структурах существенно зависит от мольного содержания кадмия в КЯ, и на порядок меньше от мольного содержания кадмия в барьерах. Экспериментально показано, что температурная зависимость границы фоточувствительности структур с множественными КЯ полностью аналогично температурному поведению длинноволновой границы фотосопротивлений из объемного материала соответствующего состава. Определена минимальная толщина барьерного слоя, не оказывающая влияние длинноволновую границу фотопроводимости структур с множественными КЯ.

Введение

Структуры с множественными $Cd_yHg_{1-y}Te/Cd_xHg_{1-x}Te$ – перспективный материал для создания как приемников, так и источников ИК излучения, работающих в средневолновой (3-5 мкм), длинноволновой (8°–°12 мкм), вплоть до ТГц области спектра [1,2]. Для множественных $Cd_yHg_{1-y}Te/Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$ КЯ энергетическое положение уровней размерного квантования будет зависеть от распределения состава в КЯ (x), толщины КЯ, состава в барьерном слое (y), рабочей температуры как фотоприемника так излучателей. Немногочисленные теоретические работы по определению положения уровней размерного квантования в квантовых ямах на основе теллуридов кадмия и ртути в основном выполнены только для гелиевых температур и КЯ из чистого HgTe. Практически не обсуждается и влияние резкости гетерограниц в структурах, состава и толщины барьеров на энергетическое положение уровней размерного квантования. Экспериментальное результаты в литературе представлены только для сверхрешеток, где существенно влияние туннелирования через барьерные слои и образование мини зон.

Однако корректных измерений особенностей фотопроводимости для таких структур не было произведено из-за достаточно низкого качества выращенных структур.

Методика экспериментов и результаты

Для проведения исследований энергетического положения уровней размерного квантования были выращены структуры $Cd_yHg_{1-y}Te/Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$ КЯ на установке МЛЭ “Обь-М” с количеством слоев от 3 до 40 с толщиной КЯ от 2,8 до12 нм и составом в КЯ x ~ (0.03; 0,11). Состав в барьерных слоях составил y ~ 0,65 °–°0,85 и толщиной 3÷30 нм. Энергетическое положения уровней размерного квантования определялось из измерений спектров поглощения и фотопроводимости в температурном интервале 77÷298 К. Профиль распределения состава в КЯ рассчитывался из in situ эллепсометрических измерений с помощью метода “эффективной” подложки [3].

На рис.1 представлен типичный профиль распределения состава для структуры с множественными КЯ. Видно, что наблюдается хорошая воспроизводимость КЯ, что позволило нам провести измерения спектральной зависимости поглощения и фотопроводимости фотосопротивлений, изготовленных из множественных КЯ при температурах 77 °–°298 К.

Особенности на спектральной зависимости определяются положением уровней размерного квантования, аналогично тому, как это делалось ранее для сверхрешеток CdTe/HgTe [3].

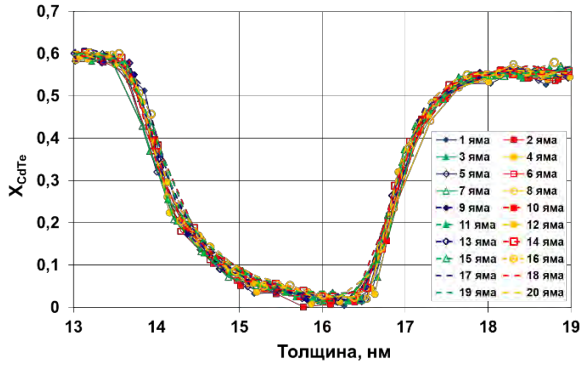


Рис. 1. Типичная зависимость профиля распределения состава в структурах: с множественными $Cd_xHg_{1-x}Te$ (x≤0.025) КЯ (Показано для 20 КЯ). Каждый тип символа соответствует одной КЯ ($d_{КЯ}$~4.1 нм)

Результаты экспериментальных измерений и теоретических расчетов представлены на рис. 2. Символы – экспериментальные измерения. Сплошные линии – расчетные кривые энергетического положения уровней размерного квантования. Расчёт производился на основе модели с использованием Гамильтониана Кейна 8*8 в качестве оператора кинетической энергии.

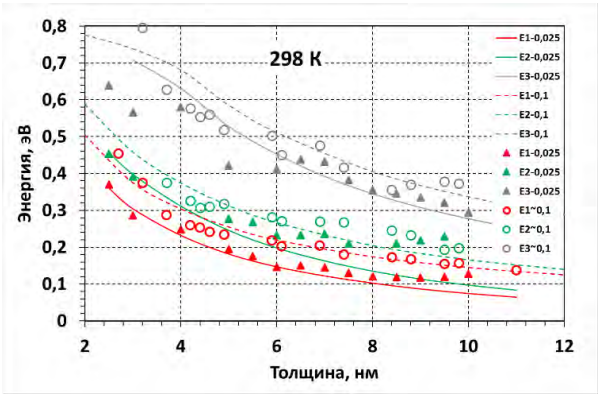


Рис. 2. Экспериментальные зависимости уровней размерного квантования E(d) от толщины КЯ для структур с $X_{ям}$ = 0,01 и 0,025 и $X_{бар.}$ = 0,69 при T=298К. Сплошные уровни – теоретическая зависимость

Видно, что энергетическое положением уровней размерного квантования уменьшается на величину ~0,1eV при уменьшении мольного содержания теллурида кадмия в КЯ до чистого HgTe (X_{CdTe} ≤,025). Также уменьшение содержания теллурида кадмия барьеров приводит к уменьшению энергии уровней размерного квантования. Зависимости энергетического положения уровней размерного квантования от толщины и состава слоев хорошо согласуются с теоретическими расчетами.

На следующем рис3 представлены результаты изменения длинноволновой границы фотопроводимости (уровень E_1) от толщины барьерного слоя. Видно, что заметное изменение длинноволновой границы наблюдается при толщинах барьера менее 6 нм.

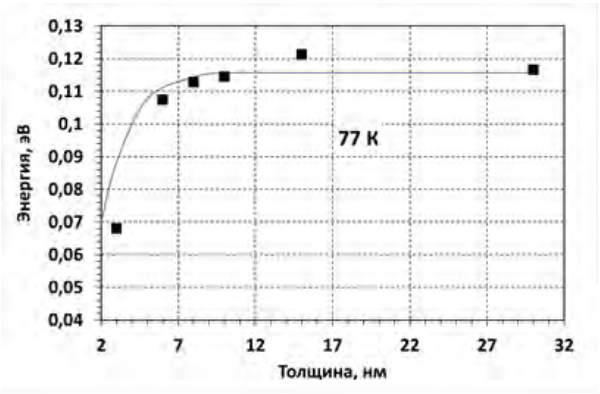


Рис. 3. Экспериментальная зависимости уровня энергии E_1 (длинноволновой границы) от толщины барьера для структур с $X_{ям}$ ≤ 0,025, $d_{КЯ}$~5 нм и $X_{бар.}$ = 0,69 при T=77К. Сплошная линия – теоретическая зависимость

Заключение

Установлена зависимость длинноволновой границы фотосопротивлений от температуры и толщины КЯ, состава слоев x и барьеров y. Определена минимальная толщина барьерного слоя, не оказывающая влияние длинноволновую границу фотопроводимости структур с множественными $Cd_yHg_{1-y}Te/Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$ КЯ. Установлено, что температурное поведение длинноволновой границы фоточувствительности структур с множественными КЯ полностью аналогично температурному поведению длинноволновой границы фотосопротивлений из объемного материала соответствующего состава.

Полученные результаты свидетельствуют, что множественные КЯ как фоточувствительный материал могут составить альтернативу твердому раствору CdHgTe для создания фотоприёмников в ИК и ТГц спектральных диапазонах.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №18-29-20053).

Литература

1. V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov *et al.* // Optical materials Express, V. 8, 320486 (2018).

2. S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev *et al.* // ACS Photonics, V.8, №12, 3526-3535 (2021)

3. В.А. Швец, Н.Н. Михайлов и др.// Оптика и спектроскопия, т.127, №2, 318-324 (2019)

4. 1. C.R. Becker, V. Latussek, A. Pfeuffer-Jeschke et al. // Physical Review B, V. 65, 10353 (2000).

Электронные состояния двухзарядных доноров в германии

А.М. Михайлова[1, 2], А.А. Ревин[1, 2], А.А. Конаков[1, 2, *], В.В. Цыпленков[2], В.Н. Шастин[2]

[1] Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022.

[2] Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр институт прикладной физики Российской академии наук», ул. Академическая, д. 7, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.
*konakov_anton@mail.ru

В работе в рамках приближения огибающей функции рассчитаны энергии и волновые функции низколежащих $1s(A_1)$, $1s(T_2)$ состояний донорных центров Te^0, Te^+, Se^0, Se^+, а также $2s(A_1)$, $2s(T_2)$, $2p_0$, $2p_\pm$, $3p_0$ состояний двухзарядных доноров Te^0, Se^0 в германии с учетом короткодействующего потенциала примеси. Последний построен индивидуально для каждого типа примеси. Полученные энергии находятся в хорошем согласии с имеющимися экспериментальными данными. Уравнение Шредингера для двухзарядной задачи в случае доноров Te^0, Se^0 решалось посредством метода Хартри-Фока, то есть задача была сведена к одночастичной, в случае же однократно ионизированных доноров задача решалась вариационным методом Ритца, как это делалось ранее нами при рассмотрении таких доноров как P, As, Sb.

Введение

Исследование электронных и оптических свойств примесей в полупроводниках привлекает внимание с середины прошлого века. И если уединенные примесные центры уже нашли свое применение, то двухзарядные доноры (в Si и Ge), будучи более сложными объектами для исследований, изучены меньше, но потенциально могут быть использованы при создании новых электронных приборов, например, источников стимулированного излучения ТГц диапазона, квантовых компьютеров, чему посвящены экспериментальные работы последних лет [1,2]. И если информация о спектре может быть получена экспериментально [3,4], то для исследования динамических процессов необходимо знание волновых функций, которые приходится рассчитывать.

Отметим, что ранее нами был предложен метод расчета электронных состояний однозарядных доноров P, As, Sb в полупроводниковом германии, который учитывает короткодействующую часть примесного потенциала, индуцированный ей химический сдвиг и междолинное взаимодействие [5,6]. На основе результатов, полученных при изучении однозарядных доноров, выполнены исследования для двухзарядных центров. Нами найдены волновые функции, а также энергии основного и нескольких возбужденных состояний двухзарядных центров Te^0 и Se^0 в Ge, где наилучшее согласие с имеющимися экспериментальными данными [3,4] достигается посредством расчетов методом Хартри. В свою очередь результаты расчетов энергии и волновых функций основного состояния однократно ионизованных донорных центров Te^+, Se^+ в германии достигаются путем применения вариационного метода Ритца, как это было представлено в наших более ранних работах для однозарядных доноров [5,6].

Метод расчета

В ходе работы была поставлена задача поиска энергий и волновых функций электронов, локализованных на двухзарядных донорных центрах Te^0 и Se^0 в полупроводниковом Ge. Переход от двухчастичной задачи к одночастичной осуществлялся с использованием известной процедуры Хартри, при этом решения в случае однозарядных доноров Te^+ и Se^+ рассматривались нами как вспомогательные. Одноэлектронные уравнения решались в приближении огибающей функции, но учитывались короткодействующий потенциал примесного центра и междолинное взаимодействие. Одночастичная задача и для двухзарядных, и для однозарядных центров решается нами вариационным методом, как это делалось для таких доноров как P, As, Sb [6]. Истинная волновая функция была представлена в виде суперпозиции блоховских функций четырех эквивалентных минимумов энергии (электронных долин), где коэффициенты разложения – компоненты огибающей. Затем посредством усреднения по быстро осциллирующим блоховским функциям производился переход к уравнению шредингеровского типа для многокомпонентной огибающей с матричным эффективным гамильтонианом. Матричный гамильто-

ниан разбивался на 2 составляющих: диагональное, описывающее поведение электрона внутри одной долины, и недиагональное, которое моделирует долинно-орбитальное взаимодействие, обусловленное короткодействующей частью потенциала.

Одночастичный гамильтониан в однодолинном приближении имел следующий вид (диагональные элементы четырехкомпонентного гамильтониана):

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_\perp}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \gamma\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) + V(r) + U(r), \quad (1)$$

где ось z ориентирована вдоль оси долины, $m_\parallel$ и $m_\perp$ — продольная и поперечная эффективные массы соответственно, $\gamma = m_\perp/m_\parallel$, $V(r)$ представляет собой экранированный в длинноволновом пределе водородоподобный потенциал примесного центра (дальнодействующий вклад), $U(r)$ — короткодействующая часть примесного потенциала (также считается нами для простоты сферически симметричной), связанная с различием в ионных остовах атомов германия и примеси, экранированием в коротковолновом пределе, а также — его модификацией электронными блоховскими функциями в уравнении для огибающей.

Недиагональная часть гамильтониана оказывалась существенной в 1s и 2s состояниях, где огибающие симметризовались по неприводимым представлениям синглета A_1 и триплета T_2, а долинно-орбитальное взаимодействие учитывалось по теории возмущений. В ходе расчетов основного состояния нами был введен параметр междолинного взаимодействия Q, который находится аналогично тому, как это делалось для доноров V группы в Ge [6]. Этот же параметр использовался и при расчете расщепления 2s состояния. Сама же одночастичная волновая функция основного состояния имеет вид:

$$\psi(\mathbf{r}) = A\left(\exp\left(-\sqrt{x^2 + y^2 + \beta z^2/\gamma}\,/R_1\right) + C\exp\left(-\sqrt{x^2 + y^2 + \beta z^2/\gamma}\,/R_2\right)\right), \quad (2)$$

где R_1 и R_2 имеют смысл эффективных радиусов волновой функции, C – весовой множитель, определяющий «смесь» этих вкладов, и β – вариационный параметр, связанный с анизотропией эффективной массы. Явный вид одночастичных волновых функций возбужденных состояний 2s, 2p_0, 2$p_\pm$, 3p_0 можно увидеть в работе [6]. Волновые функции возбужденных состояний строились с учетом ортогональности.

Результаты и обсуждение

Выполнены расчеты волновых функций низкоэнергетических 1$s(A_1)$, 1$s(T_2)$, 2$s(A_1)$, 2$s(T_2)$, 2p_0, 2$p_\pm$, 3p_0 состояний электронов, локализованных на двухзарядных донорных центрах Te^0 и Se^0, а также волновых функций основного состояния 1$s(A_1)$, 1$s(T_2)$ для однократно ионизированных Te^+, Se^+ в германии.

Параметры, полученные для функций основного состояния доноров Se^0 и Te^0, представлены в Таблице 1. Первые два параметра описывают характерный масштаб локализации волновой функции. Сопоставляя параметры волновой функции основного состояния двухзарядных и однозарядных центров [5,6] (Te с Sb, Se с As соответственно), заметим, что характерные радиусы волновой функции уменьшаются, что и следовало ожидать, так как каждый электрон чувствует экранированный заряд, который увеличился в пределах от 1 до 2.

Таблица 1. Параметры волновой функции основного состояния двухзарядных центров в Ge.

Донор	R_1, нм	R_2, нм	C	β
Ge:Te^0	3,760	0,367	-1,081	0,343
Ge:Se^0	1,351	0,124	3,663	0,545

Энергии, рассчитанные с полученными волновыми функциями, согласуются с имеющимися экспериментальными данными как для функции основного состояния, так и для возбужденных состояний [3, 4].

Работа поддержана грантом РНФ 19-72-20163.

Литература

1. K.L. Litvinenko *et al.* // Phys. Rev. B, V. 90, P. 115204 (2014).
2. A. DeAbreu *et al.* // Phys. Rev. Applied, V. 11, P. 044036 (2019).
3. C.S. Olsen *et al.* // Solid State Communications, V. 108, P. 895 (1998).
4. H.G. Grimmeiss *et al.* // Phys. Rev. B, V. 37, P. 6916 (1988).
5. А.А. Ревин, А.М. Михайлова, А.А. Конаков, В.Н. Шастин // ФТП, Т. 54, С. 938 (2020).
6. А.А. Ревин, А.М. Михайлова, А.А. Конаков, В.В. Цыпленков, В.Н. Шастин // ФТП, Т. 55, С. 901 (2021).

Модификация электронных свойств поверхности Si(111)√3x√3-Au вызванная адсорбцией адатомов Cr

А.Н. Михалюк[1,2*], Л.В. Бондаренко[2], А.Ю. Тупчая[2], Т.В. Утас[2], Д.В. Грузнев[2], С.В. Еремеев[3], А.В. Зотов[2], А.А. Саранин[2]

1 Институт наукоёмких технологий и передовых материалов, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950.

2 Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041.

*mih-alexey@yandex.ru

Исследована электронная структура поверхности α-Au/Si(111)-√3×√3 модифицированная адсорбцией адатомов Cr. Атомы Cr проникают в металлический слой рассматриваемой поверхности, вызывая появление плоских зон магнитного резонанса в спектре ниже уровня Ферми, что установлено при помощи фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением и расчетов согласно теории функционала плотности. Мы раскрываем взаимосвязь между концентрацией магнитных примесей и результирующим воздействием на структуру электронного спектра, а так же раскрываем характер гибридизации между состояниями магнитного резонанса атомов Cr и поверхностными состояниями атомов Au со спиновым расщеплением Рашба. Полученный материал может найти практическое применение в устройствах наноэлектроники, а электронные явления исследованные на его примере могут выступить базой для дизайна и синтеза новых перспективных двумерных магнитных материалов и фаз с высокой корреляцией электронов.

Введение

Тонкие атомные слои золота, упорядоченные на поверхностях полупроводников за последние десятилетия стали предметом высокого интереса как в прикладной, так и в фундаментальной физике ввиду перспективных электронных свойств, а так же квантовых эффектов дающих перспективу для их использования в микроэлектронике и спинтронике.

Один из таких примеров поверхность Si(111)5x2-Au, представляющая собой массив самоорганизованных квази-одномерных атомных цепочек, где реализуются такие эффекты как управляемый спиновый транспорт, барьеры Шотки атомного масштаба, одномерные перестраивания доменных стенок.

Другой яркий пример это система Si(111)√3×√3-Au, представляющая собой двумерный слой золота упорядоченный в виде системы тримеров связанных в виде сотовой решётки и имеющей C3 симметрию. Установлено, что данная система демонстрирует гигантский эффект Рашбы, а в присутствии других тяжёлых металлов (Bi, Tl, In, Pb, Sb) система проявляет свойства двумерного топологического изолятора.

Результаты и обсуждение

В данной работе исследуется влияние магнитной примеси на электронные свойства системы α-Au/Si(111)-√3×√3, где роль магнитных примесей играют адатомы Cr. Опираясь на недавние экспериментальные наблюдения успешного роста такой магнитно-допированной системы [1], мы предприняли комбинированное экспериментальное и теоретическое исследование, и изучили новые электронные эффекты, уделив особое внимание анализу характера гибридизации между индуцированными хромом локализованными резонансными состояниями. Адсорбция небольшого количества атомов хрома (порядка 0.05 монослоя) приводит к значительной модификации электронных свойств поверхности Si(111)√3×√3-Au. В отличие от множества других допатнов, таких как In, Tl, Cs, Na создающих тонкий атомный слой поверх золотой поверхности, и приводящих к линейному сдвигу уровня Ферми, атомы Хрома встраиваются в саму кристаллическую решётку (а не оседают на поверхности), и создают значительную модификацию структурных и электронных свойств - в зонном спектре возникает плоская зона (порождённая d-орбиталями Хрома), которая гибридизируется с металлической спин-расщеплённой Рашбовской зоной золота, и вдобавок индуцирует раскрытие диэлектрической щели с небольшим магнитным расщеплением.

Особенности гибридизации магнитной примеси с золотыми поверхностными состояниями, зонная и спиновая текстура, а так же другие электронные

эффекты модифицированной системы и их практическая значимость – предмет исследования данной работы.

Вычисления проводились с использованием оборудования ЦКП «Дальневосточный вычислительный ресурс» ИАПУ ДВО РАН (https://cc.dvo.ru).

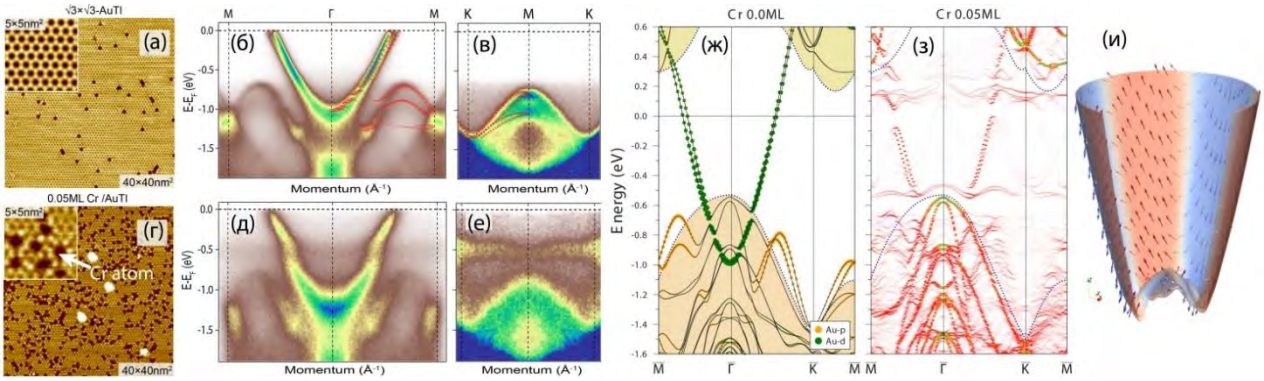


Рис. 1. Структурные и электронный свойства поверхности Si(111)√3×√3-Au/Cr. (а,г) СТМ изображения высокого разрешения золотой поверхности до и после адсорбции атомов хрома; (б,в) и (д,е) – сравнение спектров ФЭС с угловым разрешением. На панелях (д,е) чётко видна резонансная d-зона хрома (на уровне -0.5eV от уровня Ферми), пересекающая параболическую зону золота, а из спектров посчитанных согласно теории функционала плотности (ж,з,и) можно извлечь детали электронной структуры (орбитальный состав, спиновое и магнитное расщепление)

Литература

1. A.V. Matetskiy, N.V. Denisov, D.V. Gruznev *et al.* // Physical Review B, V. 102, 195113 (2020).

Генерация пикосекундных импульсов деформации при сверхбыстром структурном фазовом переходе в тонких плёнках VO_2

Я.А. Могунов[1, *], S. Lysenko[2], А.Е. Федянин[1], F. Fernández[2], A. Rúa[2], A.J. Kent[3], А.В. Акимов[3], А.М. Калашникова[1]

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 Department of Physics, University of Puerto Rico, Mayagüez, 00681, Puerto Rico, USA.

3 School of Physics and Astronomy, The University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, United Kingdom.

*mogunov@mail.ioffe.ru

Деформация с амплитудой до $1.6 \cdot 10^{-2}$ была сгенерирована на пикосекундной временной шкале за счёт сверхбыстрого лазерно-индуцированного структурного фазового перехода первого рода в опто-акустическом преобразователе на основе VO_2. Фазовый переход привёл к нетермической генерации деформации амплитудой $+4.5 \cdot 10^{-3}$, что для оптимизированных условий превосходит все термические механизмы генерации вместе взятые. При этом вклад фазового перехода привёл к троекратному уменьшению нагрева опто-акустического преобразователя, составившему всего 28 К.

Введение

Пикосекундные импульсы деформации, или волновые пакеты акустических фононов с ГГц-ТГц частотами, сегодня успешно применяются для характеризации механических свойств нанообъектов, таких как двумерные полупроводниковые слои [1] или плёнки сильно-коррелированных оксидов [2]. Эти импульсы также могут выступать фононным возбуждением для таких объектов, как полупроводниковые квантовые ямы [3] и таких явлений, как сверхбыстрые фазовые переходы в наноструктурах [4]. Пикосекундные импульсы деформации получают конверсией из фемтосекундных лазерных импульсов в опто-акустических преобразователях [5]. Генерация высокоамплитудных пикосекундных импульсов деформации сопряжена с нагревом, что ограничивает достижимые амплитуды единицами 10^{-3} и не позволяет использовать их для возбуждения чувствительных к нагреву объектов, таких как квазидвумерные слои и биологические клетки.

В данной работе [6] мы реализовали подход, позволяющий обойти эти ограничения за счёт применения сверхбыстрого лазерно-индуцированного структурного фазового перехода первого рода, при котором не выделяется тепло.

Образец и эксперимент

Мы использовали сильно коррелированный оксид VO_2, который при нагреве выше 340 К или при воздействии лазерного импульса с плотностью энергии выше определённого порога совершает фазовый переход полупроводник-металл, сопряжённый с изменением кристаллической решётки из моноклинной в тетрагональную [7, 8]. Сопутствующие изменения постоянной решётки составляют ~1 % и происходят на субпикосекундном временном масштабе [8]. При плотности потока энергии выше насыщения, трансформируется весь засвеченный объём материала.

Образец представлял собой эпитаксиальную плёнку VO_2 толщиной 100 нм, выращенную методом импульсного лазерного осаждения на подложке $(012)Al_2O_3$ толщиной 290 мкм, см. Рис. 1(а). Эпитаксиальное соотношение для моноклинной фазы VO_2: $(100)_{VO2}||(012)_{Al2O3}$. С противоположной стороны подложки была напылена поликристаллическая плёнка хрома толщиной 30 нм.

Эксперименты проводились по методике накачка-зондирование, см. Рис. 1(а). Использовался фемтосекундный лазерный усилитель с рабочим телом Yb:KGW (длина волны 1030 нм, длительность импульса 170 фс, энергия в импульсе до 1 мДж). Импульсы накачки были направлены на плёнку VO_2, вызывая генерацию импульса деформации и сверхбыстрый фазовый переход. Прошедший через подложку импульс деформации детектировался в плёнке Cr по изменению отражения импульса зондирования за счёт фотоупругого эффекта. Разрешение по времени обеспечивалось стробоскопическим эффектом при изменении временной задержки t между импульсами накачки (и, следовательно, импульсами деформации) и зондирования.

Результаты и обсуждение

Измеренные отклики на импульсы деформации показаны на Рис. 1(б). Видно, что с ростом лазерного возбуждения увеличивается длительность отклика τ. Это обусловлено влиянием акустической нелинейности на распространение импульса деформации в сапфировой подложке [9] (трансформация импульса показана на Рис. 1(а)). Смоделировав этот эффект, мы связали значение τ с амплитудой фотогенерируемой в VO_2 деформации, ε_0. Сравнение с результатом эксперимента позволило нам получить зависимость ε_0 от значения лазерной энергии, поглощённой в VO_2 (Рис. 1(в)).

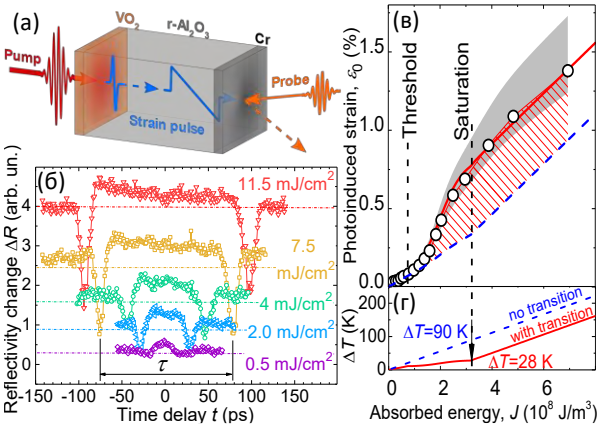


Рис. 1. (а) Схема эксперимента; (б) Детектируемые временные эволюции изменения отражения Cr; (в) Амплитуда фотогенерируемой деформации в плёнке VO_2 в зависимости от поглощённой лазерной энергии, заштрихованная область – вклад сверхбыстрого фазового перехода; (г) Сопутствующий нагрев плёнки VO_2 с вкладом сверхбыстрого фазового перехода (сплошная линия) и без него (пунктирная)

В фотогенерацию деформации вносят вклад термоупругий эффект и деформационный потенциал [10], их сумма показана пунктирной линией на Рис. 1(в). Оставшийся вклад (заштрихованная область) происходит от сверхбыстрого фазового перехода. Этот вклад проявляется только при возбуждении VO_2 выше порога и достигает $+4.5 \cdot 10^{-3}$ при уровне возбуждения, превышающем насыщение фазового перехода. Данное значение сравнимо с суммарным действием двух других вкладов в генерацию импульса деформации, и в 3 раза превышает вклад чисто термоупругого эффекта, традиционно используемого в пикосекундной акустике [5, 10]. Максимальная амплитуда деформации в VO_2, сгенерированной в наших экспериментах за счёт всех вкладов, достигала $1.6 \cdot 10^{-2}$, и была сопоставима с рекордными значениями в литературе $\sim 4 \cdot 10^{-2}$ [11].

Поскольку на фазовый переход первого рода расходуется энергия, равная скрытой теплоте, то связанный с переходом вклад в генерацию деформации не сопровождается рассеянием тепла, в отличие от других вкладов [10]. Это позволяет осуществить генерацию деформации высокой амплитуды $8 \cdot 10^{-3}$ с сопутствующим нагревом всего на 28 K. Та же деформация в VO_2 без вклада от фазового перехода приведёт к втрое большему нагреву (см. Рис. 1(г)).

Выводы

Таким образом, нами был продемонстрирован новый метод генерации пикосекундных импульсов деформации с высокой амплитудой и уменьшенным нагревом, который позволит применять пикосекундную акустику в качестве сверхбыстрого фононного возбуждения чувствительных к нагреву образцов на нанометровом и пикосекундном масштабах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-02-00938 А.

Литература

1. J.D.G. Greener *et al.* // Physical Review B, V. 98, 075408 (2018).
2. Ia.A. Mogunov *et al.* // Physical Review Materials, V. 4, 125201 (2020).
3. A.V. Scherbakov *et al.* // Physical Review Letters, V. 99, 057402 (2007).
4. Ia.A. Mogunov *et al.* // Physical Review Applied, V. 11, 014054 (2019).
5. C. Thomsen *et al.* // Physical Review B, V. 34, 4129 (1986).
6. Ia.A. Mogunov *et al.* // Nature Communications, V. 11, 1690 (2020).
7. D. Wegkamp, J. Stähler // Progress in Surface Science, V. 90, 464 (2015).
8. A. Cavalleri *et al.* // Physical Review Letters, V. 87, 237401 (2001).
9. P.J.S. van Capel, J.I. Dijkhuis // Physical Review B, V. 81, 144106 (2010).
10. P. Ruello, V.E. Gusev // Ultrasonics, V. 56, 21 (2015).
11. P.J.S. van Capel *et al.* // Physical Review B, V. 84, 085317 (2011).

Терагерцевые плазмоны в графене с постоянным током, направленным перпендикулярно распространению плазмонов

И.М. Моиссенко[1*], Д.В. Фатеев[1, 2], В.В. Попов[1]

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

* MoiseenkoIM@yandex.ru

Теоретически исследовано падение терагерцевой электромагнитной волны с ТЕ поляризацией на структуру, состоящую из двух слоёв гидродинамического графена с постоянным электрическим током, направленным перпендикулярно волновому вектору падающей волны. Показано, что в такой структуре возможно возбуждение и усиление плазмонов в ТГц диапазоне частот. Выяснено, что за счет наличия дрейфа носителей заряда в слоях графена действительная часть проводимости графена становится отрицательной. Это приводит к усилению плазмонов и лазерному излучению в терагерцевом диапазоне частот.

Введение

Графен за счет своих уникальных свойств является перспективным материалом для создания усилителей, генераторов и детекторов терагерцевого (ТГц) излучения, работающих на эффекте плазмонного резонанса [1, 2]. При решении задач электродинамики графен описывается динамической проводимостью. Проводимость графена может быть получена путем решения гидродинамических уравнений в случае, когда частота межэлектронных столкновений в графене превышает частоту рассеяния импульса носителей заряда на фононах и примесях [3]. Важной особенностью графена является возможность усиление ТГц излучения за счет создания в графене отрицательной проводимости различными методами. В графене с постоянным током плазмонное усиление может быть достигнуто за счет эффекта Черенкова, когда фазовая скорость плазмонов меньше скорости дрейфа электронов в графене [4].

В случае, когда фазовая скорость ТГц волны превышает скорость дрейфа электронов в графене также возможно усиление в случае постоянного тока, сонаправленного с направлением распространения плазмонов в графене. Такое усиление вызвано передачей энергии постоянного тока ТГц волне через рассеяние на неоднородностях кристаллической решетки графена [5].

Результаты и обсуждение

Рассматриваемая структура состоит из двух слоев допированного графена с постоянным электрическим током, вызванным постоянным полем. Слои графена отделены слоем диэлектрика конечной толщины и покрыты диэлектрическими обкладками (Рис.1). Чтобы исключить влияние диэлектрических сред на исследуемый эффект усиления, диэлектрические проницаемости всех сред полагаются равными $\varepsilon_j = 4.5$, где j=1,2,3 – номер среды. На графеновую структуру падает ТГц электромагнитная волна с ТЕ-поляризацией под произвольным углом в плоскости XY (Рис. 1).

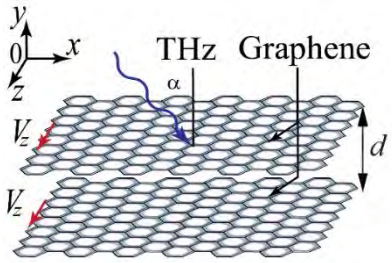


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры

Тангенциальная компонента волнового вектора падающей ТГц-волны записывается как $k_x = \omega\sqrt{\varepsilon_1}\sin\alpha / c$, где ω и α – круговая частота ТГц волны и угол падения, соответственно, с – скорость света.

В направлении Oz все величины полагаются однородными. Направление постоянного тока перпендикулярно тангенциальной компоненте волнового вектора падающей волны (вдоль оси Oz на Рис. 1).

В настоящей работе оба слоя графена описываются проводимостью σ, полученной в рамках гидродинамического приближения. Для этого были решены уравнения баланса импульса и энергии носителей заряда, а также уравнение непрерывности [4]. Электронный дрейф в графене приводит к появлению пространственной дисперсии проводимости гидродинамического графена благодаря силам давления в гидродинамической электронной жидкости, а также влиянию эффекта Доплера в графене.

При величине постоянного тока в графене $V_z=0.7V_F$, где $V_F=10^6$ м/с – скорость Ферми в графене, и времени релаксации импульса носителей заряда 0.3 пс, коэффициент отражения падающей на структуру волны может превышать единицу в ТГц диапазоне (Рис. 2), что означает возможность усиления в этом частотном диапазоне. Максимальная частота усиления (R>1) определяется областью частот, где выполняется условие $\mathrm{Re}\,\sigma<0$ (сплошная кривая на рис. 3). Для указанных выше скорости дрейфа и времени релаксации импульса электронов в графене верхняя частота, при которой $\mathrm{Re}\,\sigma<0$ составляет 0.3 ТГц при угле падения, близком к 90°. При угле падения ~30° коэффициент отражения превышает величину 100, что говорит о лазерном излучении из графена. Лазерное излучение получено вблизи диапазона возбуждения ТЕ плазмонного резонанса. Для возбуждения ТЕ плазмонов необходим емкостной характер проводимости графена, что соответствует условию $\mathrm{Im}\,\sigma<0$ [6]. Как видно из рис. 3, проводимость графена с постоянным током может быть емкостной на частотах ниже 1 ТГц. При этом на частотах выше 1 ТГц проводимость графена индуктивна, что говорит в возможности возбуждения ТМ плазмонов на этих частотах.

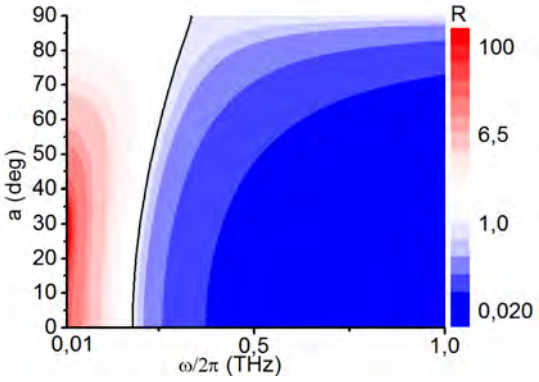


Рис. 2. Спектр отражения ТГц волны в зависимости от угла падения волны на двухслойную графеновую структуру. Величина энергии Ферми в слоях графена 100 мэВ

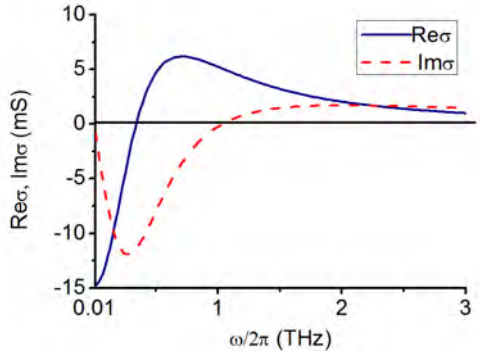


Рис. 3. Действительная (сплошная кривая) и мнимая (пунктирная кривая) части проводимости графена в зависимости от частоты при скорости дрейфа электронов в графене $V_z=0.7V_F$. Время релаксации импульса носителей заряда в графене составляет 0,3 пс

Таким образом, найдет диапазон усиления и возбуждения ТЕ плазмонов электромагнитной волной, падающей на структуру, состоящую из двух слоёв гидродинамического графена с постоянным электрическим током, направленным перпендикулярно волновому вектору падающей волны. Показана возможность лазерного излучения ТЕ электромагнитной волны вблизи диапазона возбуждения ТЕ плазмонов в ТГц диапазоне.

Работа финансирована стипендией Президента Российской Федерации молодым ученым и спирантам, осуществляющим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики.

Литература

1. F. H. L. Koppens, T. Mueller, P. Avouris, A. C. Ferrari, M. S. Vitiello and M. Polini, Nature Nanotech **9**, 780 (2014).
2. T. Watanabe, T. Fukushima, Y. Yabe, S. A. Boubanga Tombet, A. Satou, A. A. Dubinov, V. Ya. Aleshkin, V. Mitin, V. Ryzhii, and T. Otsuji, New J. Phys. **15**, 075003 (2013).
3. D. Svintsov, Phys. Rev. B **97**, 121405(R) (2018).
4. D. Svintsov, Phys. Rev. B **100**, 195428 (2019).
5. I. M. Moiseenko, V. V. Popov, and D. V. Fateev, Phys. Rev. B **103**, 195430 (2021).
6. S.A. Mikhailov and K. Ziegler, Phys. Rev. Lett. **99**, 016803 (2007).

Сильная экситон-плазмонная связь в структурах с таммовским плазмоном и экситоном в органическом материале

К.М. Морозов[1, *], А.В. Белоновский[2], Е.И. Гиршова[1, 2], М.А. Калитеевский[1, 2]

1 СПбАУ РАН им. Ж.И. Алфёрова, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021.

2 Университет ИТМО, Кронверкский проспект, 49, Санкт-Петербург, 197101.

*morzconst@gmail.com

Были теоретически и экспериментально исследованы образцы микрорезонаторов на основе распределенных брэгговских отражателей, органических материалов CBP и DPAVBi а также металлического слоя. В исследованных образцах наблюдался режим сильной и ультрасильной связи между плазмонной модой и экситоном в органическом материале.

Введение

Гибридные плазмонно-органические структуры, например структуры с таммовским плазмоном и органическим светоизлучающим материалом таким как CBP [1] или DPAVBi [2] открывают новые возможности источников света и детекторов, в том числе в ближнем УФ-спектральном диапазоне. Вследствие большой силы осциллятора в органических материалах, реализация сильной (ультрасильной [3,4]) связи между плазмоном и экситоном возможна в плазмонно-органических структурах при комнатной температуре. Интересной особенностью органических материалов является большая величина стоксова сдвига, сравнимая с расщеплением Раби между экситоном и плазмоном. Это может приводить к ряду интереснейших явлений, в том числе к особому поведению поляризационного расщепления поляритонных мод [5].

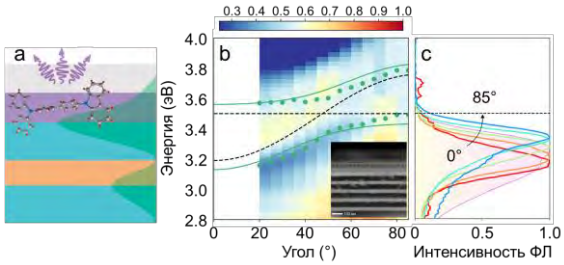


Рис. 1. (a) Схема структуры с ТП и органическим материалом. (b) Распределение коэффициента отражения от структуры с CBP. Зеленые кружки и кривые – дисперсии поляритонных мод. На вставке – РЭМ изображение структуры с CBP. (c) Спектры ФЛ в зависимости от угла

Были изготовлены структуры на основе брэгговского отражателя (SiO2/Ta2O5), органического материала (CBP, который излучает в ультрафиолетовой спектральной области или DPAVBi, который излучает в видимом диапазоне), и слоя серебра (рис. 1a).

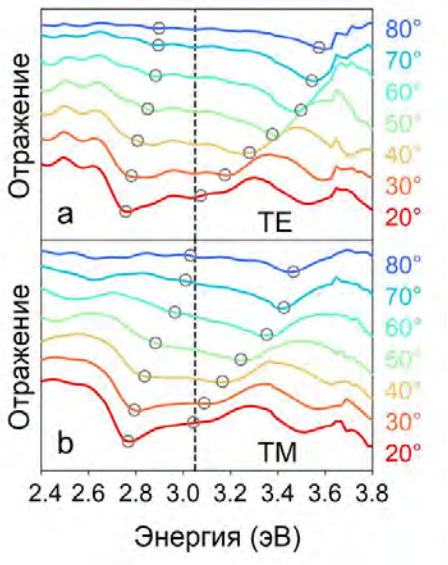


Рис. 2. Кривые - спектры отражения с угловым разрешением для TE (a) и TM (b) поляризаций структуры с DPAVBi. Кружки – результат аппроксимации спектров

В случае структуры с CBP сильная связь между таммовским плазмоном (ТП) и экситоном наблюдается в ультрафиолетовой области, несмотря на существенное поглощение света в света в слое серебра (рис. 1 b, c). Интересной особенностью CBP является стоксов сдвиг, сравнимый с расщеплением Раби. Картина люминесценции в таком режиме может быть интерпретирована следующим образом: «поглощающий экситон» в CBP взаимодействует с таммовским плазмоном в режиме сильной связи и формирует поляритонные моды, после чего происходит эмиссия света «излучающим эксито-

ном», взаимодействующим с поляритонной модой в режиме слабой связи.

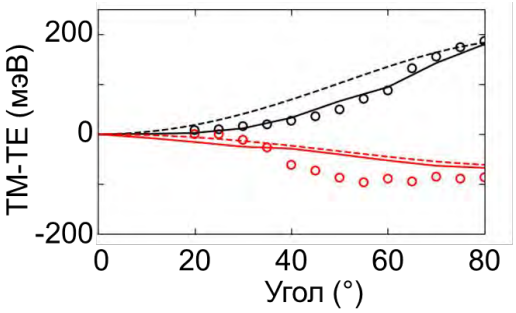


Рис. 3. Угловая зависимость TM-TE расщепления для нижней (черный цвет) и верхней (красный цвет) поляритонных мод для структуры с 40 нм-слоем DPAVBi. Кружки – эксперимент, штриховая и сплошная кривые – аналитическая и численная модели, соответственно

В структурах с DPAVBi наблюдается режим ультрасильной связи, с антипересечением поляритонных под в TE и TM поляризаций (рис. 2). При этом расщепление TE и TM- поляризованных мод для верхней и нижней поляритонных ветвей имеет разный знак (рис. 3). В резонаторах других типов такой эффект ранее не наблюдался.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 22-22-00731).

Литература

1. K.M. Morozov, K.A. Ivanov, A.V. Belonovski *et al.* // J. Phys. Chem. C, V. 124, 21656–21663 (2020).
2. K.M. Morozov, P Pander, L.G. Franca *et al.* // J. Phys. Chem. C, V. 125, 8376–8381 (2021).
3. M. Mazzeo, A. Genco, S. Gambino *et al.* // Appl. Phys. Lett. V. 104, 233303 (2014).
4. S. Gambino, M. Mazzeo, A. Genco *et al.* // ACS Photonics V. 1, 1042–1048 (2014).
5. G. Panzarini, L. C. Andreani, A. Armitage *et al.* // Phys. Rev. B V. 59, 5082−5089 (1999).

Терагерцовые плазмоны в желобковом волноводе с графеном: характеристики и возможность возбуждения

М.Ю. Морозов, В.В. Попов

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия.

*mikkym@mail.ru

Численно исследована дисперсия терагерцовых плазмонов в желобковом волноводе с графеном. Показана, возможность реализации условия равенства продольных и поперечных относительно волновода тангенциальных к графену волновых чисел плазмонной и электромагнитной волн, что является одним из необходимых условий для возможности возбуждения плазмонной моды в графене с помощью электромагнитной волны.

Введение

Для возбуждения плазменных волн (плазмонов) в графене предложен ряд способов, которые можно разделить на два основных метода. Первой метод предполагает возбуждение плазмонов с помощью дифракции падающей электромагнитной волны на решетке, расположенной вблизи графена [1]. Второй метод – это возбуждение плазмонов с помощью нарушенного полного внутреннего отражения в призме с большой диэлектрической проницаемостью [2, 3]. Оба метода характеризуются как рядом преимуществ, так и некоторыми недостатками. В первом методе дифракция на решетке приводит к возникновению плазменных волн с волновыми векторами, направленными в двух противоположных направлениях в плоскости, перпендикулярной полоскам решетки. В результате с помощью первого метода можно эффективно возбудить стоячую плазменную волну в графене, а возбудить бегущую волну в структуре с симметричной элементарной ячейкой нельзя, а возможно только в структуре с асимметричной элементарной ячейкой [4] с геометрически сложным затвором из двух подрешеток. При возбуждении плазмонов с помощью призмы (второй метод) можно возбудить бегущий плазмон, но для возбуждения плазмонов с большими волновыми векторами необходимы призмы с достаточно большой величиной диэлектрической проницаемости.

В настоящей работе теоретически изучаются основные характеристики и возможность возбуждения быстрых бегущих продольно электрических (longitudinal electric – LE) терагерцовых (ТГц) плазмонов в желобковом металлическом волноводе с графеном. Графен, нанесенный на диэлектрическую подложку, помещен в прямоугольную канавку конечной ширины и бесконечной глубины в металле (рис. 1). Фактически, выше графена находится пустой плоскопараллельный металлический волновод.

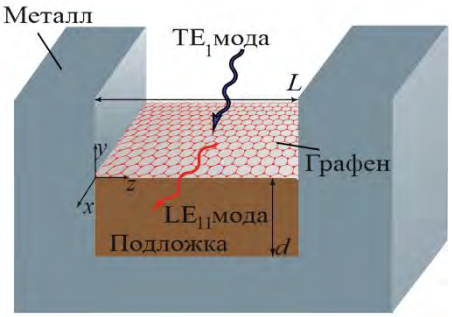


Рис. 1. Схематическое представление структуры

Теоретическая модель

Для численного исследования дисперсии и характеристик LE плазмонов в рассматриваемой структуре в строгом электродинамическом подходе было получено следующее дисперсионное соотношение

$$k_{yc} + k_{ys}\mathrm{cth}\left(ik_{yb}d\right) = \omega\mu_0\sigma;\ k_{ys,c} = \sqrt{k_x^2 + k_z^2 - \varepsilon_{b,c}k_0^2} \quad (1)$$

где ω – круговая частота волны, μ_0 – магнитная постоянная, σ – динамическая проводимость графена [5], d – толщина подложки, отделяющей графен от дна желоба, $k_0=\omega/c$ (c – скорость света) – волновое число света в вакууме, $k_{y\,s,c}$, k_x, $k_z=\pi m/L$ (L – ширина желобкового волновода, m – натуральное число) – соответственно нормальные к графену компоненты волнового вектора плазмона в подложке (индекс s) и в среде над графеном (индекс c) и тангенциальные к графену компоненты волнового вектора, ε_s и $\varepsilon_c=1$ – соответственно относительные диэлектрические проницаемости подложки и среды над графеном. Потери энергии носителей заряда в графене не учи-

тываются. Расчеты выполнены при $\varepsilon_s = 5$ (что соответствует нитриду бора – hBN), $L = 20$ мкм, $d = 3$ мкм.

Дисперсия и характеристики LE плазмонов в желобковом волноводе с графеном

На рис. 2 представлена дисперсия LE_{11} моды ТГц плазмонов в желобковом волноводе с графеном (кривая *1*), TE_1 моды (кривая *2*) и ТЕМ электромагнитной волны (кривая *3*) в плоскопараллельном металлическом волноводе над графеном. Первый индекс 1 для LE_{11} моды и индекс TE_1 моды характеризует структуру поля волн поперек желоба и означает, что по ширине желоба укладывается половина длины волны. Второй индекс LE_{11} моды, описывающий структуру поля плазмона по вертикальной оси в подложке также равен 1, поскольку все расчеты выполнялись при условии $|k_{yb}|d < \pi/2$.

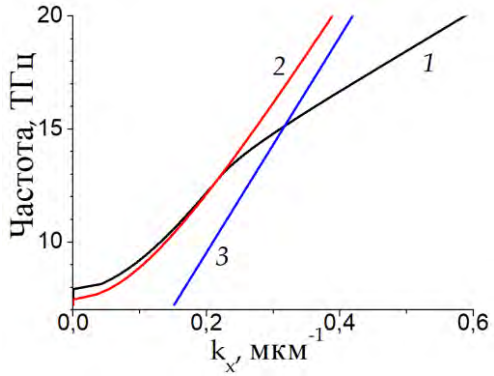


Рис. 2. Дисперсия LE_{11} моды ТГц плазмонов в желобковом волноводе с графеном (кривая *1*), TE_1 моды (кривая *2*) и ТЕМ электромагнитной волны (кривая *3*) в плоскопараллельном металлическом волноводе над графеном

Из рис. 2 видно, что на высоких частотах дисперсия LE_{11} моды ТГц плазмонов близка к линейной и длина компоненты волнового вектора k_x превосходит соответствующие компоненты волновых векторов TE_1 и ТЕМ мод плоскопараллельного металлического волновода. На малых частотах LE_{11} мода становится быстрой, и ее дисперсия пересекает дисперсии TE_1 и ТЕМ мод. Таким образом, при определенном выборе значений параметров, реализуется условия равенства продольных (вдоль желобка, k_x) и поперечных (k_z) волновых чисел LE_{11} и TE_1 мод, что является одним из необходимых условий для связи LE_{11} и TE_1 мод и возможности возбуждения LE_{11} моды плазмонов в графене с помощью TE_1 моды электромагнитной волны.

Отметим, что при пересечении дисперсий LE_{11} и TE_1 мод, меняется характер LE_{11} моды. На рис. 3 показаны действительная (кривая *1*) и мнимая (кривая *2*) части нормальной к плоскости графена компоненты волнового вектора k_{yc}. Видно, что на больших частотах LE_{11} мода является поверхностной неизлучающей волной, а при уменьшении частоты после пересечения с TE_1 модой становится излучающей модой.

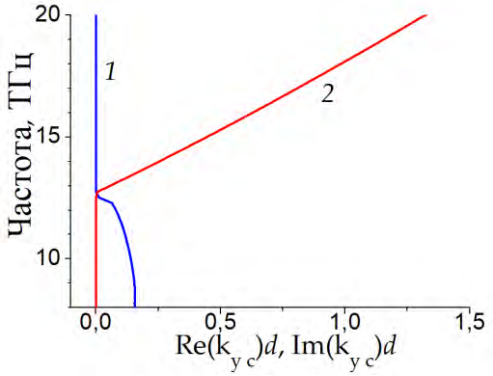


Рис. 3. Действительная (кривая *1*) и мнимая (кривая *2*) части нормальной к плоскости графена компоненты волнового вектора k_{yc}. LE_{11} моды ТГц плазмонов в желобковом волноводе с графеном, нормированная на толщину подложки

Таким образом, в настоящей работе теоретически изучена дисперсия LE_{11} моды ТГц плазмонов в желобковом волноводе с графеном. Показано, что можно реализовать условие равенства продольных k_x и поперечных k_z волновых чисел LE_{11} и TE_1 мод, что является одним из необходимых условий для возможности возбуждения LE_{11} моды плазмонов в графене с помощью TE_1 моды плоскопараллельного металлического волновода над графеном. Связь LE_{11} и TE_1 мод подтверждается возникновением излучения LE_{11} моды из желобкового волновода при пересечении ее дисперсии с дисперсией TE_1 моды плоскопараллельного металлического волновода.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

Литература

1. W. Gao, *et al.* // Nano Lett., 13 3698-702 (2013).
2. A. Otto // Z. Phys., 216, 398-410 (1968).
3. E. Kretschmann and H. Raether // Z. Naturforsch. A, 23, 2135 (1968).
4. D.V. Fateev, *et al.* // Phys. Rev. Applied 11, 064002 (2019).
5. A.A. Dubinov, *et al.* // J. Phys.: Condens. Matter, V. 23, 145302 (2011).

Влияние оже-рекомбинации, модовых потерь и разогрева носителей на критическую температуру генерации стимулированного излучения в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в диапазоне 3–31 мкм

С.В. Морозов[1, 2, *], В.В. Уточкин[1, *], М.А. Фадеев[1], В.В. Румянцев[1, 2], К.Е. Кудрявцев[1], В.И. Гавриленко[1, 2], Н.Н. Михайлов[3], С.А. Дворецкий[3]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет имени Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*more@ipmras.ru

В работе обсуждаются факторы, ограничивающие параметры стимулированного излучения (пороговую интенсивность оптического возбуждения и критическую температуру генерации) для гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe среднего ИК и ТГц диапазонов. В работе отдельно рассматриваются коротковолновые (2.5–7 мкм), средневолновые (6–22 мкм) и длинноволновые (20–31+ мкм) структуры из-за разных ключевых факторов, ограничивающих параметры СИ, а также обсуждаются методы преодоления влияния этих факторов в каждом диапазоне.

Введение

Одной из быстро развивающихся областей физики полупроводников является разработка компактных источников когерентного излучения среднего ИК и ТГц диапазона (3 – 300 мкм). Лучшие параметры лазерной генерации в данном диапазоне имеют квантово-каскадные лазеры (ККЛ). Однако, существует спектральный диапазон $\lambda = 20 – 60$ мкм, не покрываемый ККЛ за счет полосы остаточных лучей $A^{III}B^{V}$ полупроводников, на основе которых изготовлено большинство ККЛ. Более того, высокие требования к ростовой технологии и высокая стоимость изготовления препятствуют широкому распространению ККЛ. Межзонные полупроводниковые лазеры представляют собой простую альтернативу ККЛ, и разработка таких лазеров в среднем ИК и ТГц диапазонах остаётся актуальной задачей. Структуры с узкими квантовыми ямами (КЯ) Hg(Cd)Te/CdHgTe являются перспективным кандидатом для излучателей среднего ИК и ТГц диапазонов.

Исследованные образцы

Все исследованные структуры были выращены методом МПЭ на полуизолирующей GaAs (013) подложке с буферами из ZnTe и CdTe с *in situ* эллипсометрическим контролем состава и толщины слоев. *Ex situ* характеризация структур проводилась при помощи экспресс-методики, описанной в работе [1]. Структуры содержали в активной области массив из узких КЯ с небольшим остаточным содержанием Cd (~6-7% и ниже для структур на диапазон >10 мкм и ~10% для более коротковолновых), толщины КЯ варьировались от 2.7 нм (структуры на диапазон 3 – 5 мкм) до 7.9 нм (20 – 31 мкм). В структурах был реализован градиент показателя преломления обкладочных слоёв для эффективной локализации волноведущей моды на длине волны, соответствующей энергии межзонного перехода в КЯ.

Образцы устанавливались на холодный палец оптического гелиевого криостата замкнутого цикла ($T = 8 – 300$ K). Оптическое возбуждение структур обеспечивалось импульсными CO_2-лазером и ПГС ближнего ИК диапазона (1.9 – 2.3 мкм). Излучение от образцов заводилось при помощи эллиптического зеркала в ИК фурье-спектрометр Bruker Vertex 80v, работавший в режиме пошагового сканирования. В качестве детекторов использовались HgCdTe приёмники и кремниевый болометр.

Результаты и обсуждение

Параметры стимулированного излучения (СИ) исследованных структур приведены на рис. 1. Хорошо видно, что критическая температура генерации СИ (T_{max}) падает по мере продвижения в длинноволновый диапазон, и на графике можно выделить три области: коротковолновую (зелёный, 2.5 – 7 мкм), средневолновую (жёлтый, 6 – 22 мкм) и длинноволновую (красный, 20 – 31+ мкм). В то время как T_{max} коротковолновых структур лежат в области, доступной для термоэлектрического охлаждения (выше красной линии), T_{max} средневолновых структур позволяют использовать жидкий азот для их охлаждения (синяя линия), а T_{max} длинноволновых структур лежат ниже температуры жидкого азота.

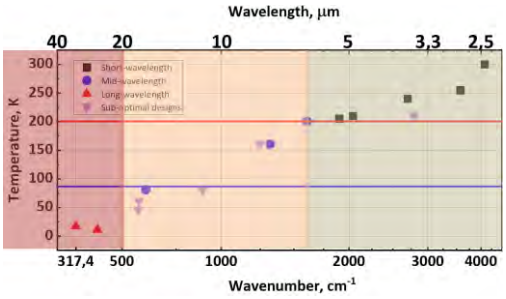


Рис. 1. Параметры стимулированного излучения серии структур с КЯ HgCdTe/CdHgTe. Каждая метка обозначает отдельную структуру, при этом значение абсциссы отвечает волновому числу линии СИ при T = 8 K, а значение ординаты – критической температуре T_{max} для данной структуры

Классическая пороговая оже-рекомбинация, а именно CCHC-процесс, является определяющим фактором возможности достижения генерации стимулированного излучения и его параметров, таких как пороговая интенсивность накачки и T_{max}, для средневолновых структур. В данной области с хорошей точностью выполняется эмпирическое соотношение $kT_{max} = 1/2 \cdot E_{th}$, где E_{th} – пороговая энергия CCHC оже-процесса [2, 3]. Улучшение параметров СИ в средневолновых структурах связывается с подбором оптимальных параметров КЯ для максимизации значения E_{th}.

При переходе в коротковолновую область, за счёт роста E_g, становятся возможными различные пороговые и беспороговые оже-процессы, специфичные для квантовых ям, а также процессы межподзонного поглощения света, точный учёт которых представляет собой сложную теоретическую задачу [4]. Тем не менее, наиболее вероятным фактором, определяющим критическую температуру T_{max} и пороговую интенсивность накачки, представляется разогрев носителей с ростом мощности возбуждения, сопровождающийся значительным превышением температуры носителей над температурой решётки и невозможностью достижения инверсии населённостей [5]. Улучшение параметров СИ в коротковолновых структурах связывается с подавлением разогрева носителей за счёт перехода к более "холодной" накачке и дизайнам КЯ с низкими обкладками.

В длинноволновой области возможность получения СИ определяется модовыми потерями в пассивных слоях [6]. При продвижении в область длинных волн (>20 мкм), в исследуемых структурах быстро растёт параметр α_p/Γ, где α_p – коэффициент поглощения в пассивных слоях, а Г – фактор оптического ограничения. По мере увеличения длины волны, растут показатель преломления и коэффициент поглощения GaAs подложки. Когда показатель преломления GaAs начинает превышать показатель преломления ограничивающего моду CdTe слоя, мода "вытекает" в подложку, что ведёт к резкому росту параметра α_p/Γ. Улучшение параметров СИ в длинноволновых структурах связывается с оптимизацией дизайна диэлектрического волновода – увеличением толщины CdTe буфера или переходом на легированные GaAs подложки, а также увеличением числа КЯ в активной области для улучшения параметра Г [7].

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования (грант № 075-15-2020-906, НЦМУ "Фотоника").

Литература

1. С. В. Морозов, В. В. Уточкин, В. В. Румянцев *et al.* // Письма в ЖТФ, 47(3), стр. 51-54 (2021).
2. V. V. Utochkin, K. E. Kudryavtsev, M. A. Fadeev et al. // Laser Physics, 31, 015801 (2021).
3. V. Rumyantsev, M. Fadeev, V. Aleshkin et al. // Phys. Status Solidi B, 256, 1800546 (2019).
4. K. E. Kudryavtsev, V. V. Rumyantsev et al. // Applied Physics Letters, 117, 083103 (2020).
5. K. E. Kudryavtsev, V. V. Rumyantsev, V. V. Utochkin et al. // J. Appl. Phys, 130, 214302 (2020).
6. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, M. S. Zholudev et al. // ACS Photonics, 8, 12, 3526–3535 (2021).
7. В. В. Уточкин, А. А. Дубинов, М. А. Фадеев et al. // ФТП, 55(10), стр. 922–926 (2021).

Планарные емкостные элементы на основе углеродных наностенок

А.М. Мумляков[1, *], М.В. Шибалов[1], Н.В. Порохов[1], Е.В. Зенова[1], М.А. Тархов[1]

1 Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Ленинский проспект, 32А, Москва, 119991.

*mumlyakov.a@inme-ras.ru

В данной работе на пластине диаметром 100 мм были изготовлены и исследованы твердотельные квази 3D конденсаторы на основе многослойной структуры: металл-углеродные наностенки (УНС) — диэлектрик — металл. Углеродные наностенки выступали в качестве трехмерного нано-структурированного нижнего электрода. Впервые для таких структур был проведен сравнительный анализ конденсаторов с интегрированными УНС в нижний электрод и без УНС, экспериментально получены основные характеристики: удельная емкость, токи утечки, пробивные напряжения. Максимальная удельная емкость составила 3.6 мкФ/см^2 при толщине AlO_x 10 нм, что в 4.7 раза превышает значения конденсаторов без УНС.

Введение

В настоящее время, увеличение количества различных интегральных микроэлектронных устройств способствует развитию качественных пассивных элементов с высокими электрофизическими характеристиками. Одними из таких ключевых элементов являются тонкопленочные планарные конденсаторы. Они применяются для радиочастотной развязки [1], ВЧ-фильтрации [2], во времязадающих цепях [3] и т.д. Конструктивно чаще всего применяется трехслойная структура металл-изолятор-металл (МИМ), состоящая из нижней и верхней обкладок, разделенных слоем диэлектрического материала. Особенностью данных структур является небольшая плотность емкости и большие латеральные размеры. Высокие значения емкости могут быть достигнуты различными методами: использованием диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью [4], уменьшением толщины диэлектрика или увеличением эффективной площади поверхности электрода. Уменьшение толщины диэлектрика и использование диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью, приводит к низким пробивным напряжениям и высоким токам утечки структур [5]. Поэтому увеличение эффективной площади поверхности электрода является перспективным направлением развития компактных конденсаторов. Микроконденсаторы с высокими показателями удельной емкости открывают огромные возможности для нового класса устройств с малыми размерами. Общее направление для создания таких устройств с высокой площадью поверхности является трехмерное нано-структурирование одного из электродов.

Эксперимент

В качестве исходных подложек использовались окисленные кремниевые пластины р-типа диаметром 100 мм на которых были сформированы методами лазерной литографии нижние обкладки конденсаторов, состоящие из молибдена и нитрида титана с шестью различными площадями – от 0.015 мм^2 до 4 мм^2 (Рисунок 1а). Синтез углеродных наностенок проводился в реакторе с высокочастотной емкостной-связанной плазмой (Рисунок 1б). В качестве газовых прекурсоров использовалась газовая смесь Ar, C_2H_2, H_2, соотношение расходов 400 sccm:1 sccm:25 sccm, соответственно.

Осаждение диэлектрического слоя AlO_x производилось методом атомно-слоевого осаждения (ALD) из металлоорганического прекурсора Trimethylaluminum (TMA) и воды (Рисунок 1в). Количество циклов осаждения составило 50, 100, 150 и 200, что равно толщине 5, 10, 15 и 20 нм, соответственно. Верхний электрод состоял из нитрида титана, осажденного на поверхность УНС и молибдена, полученного магнетронным распылением молибденовой мишени (Рисунок 1г). Нитрид титана осаждался методом атомно-слоевого осаждения, усиленного плазмой (PEALD) из металлорганического прекурсора Tetrakis(dimethylamido)titanium (IV) (TDMAT) и NH_3 в качестве реактанта.

Количество циклов осаждения было постоянным и равным 100, что соответствует толщине 12 нм.

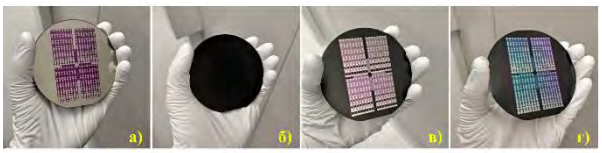


Рис. 1. Изображение нескольких технологических этапов изготовления MCNWIM структур. а) Сформированный нижний контакт. б) Синтез УНС. в) Плазмохимическое травление УНС и осаждение AlO_x. г) Сформированный верхний контакт

СЭМ изображение скола квази 3-D структуры металл-углеродные наностенки-диэлектрик-металл (MCNWIM) с толщиной AlO_x 20 нм и схематическое изображение всех функциональных слоев квази 3-D конденсатора MCNWIM показано на рисунке 2.

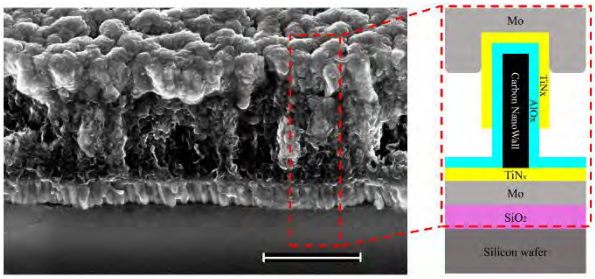


Рис. 2. СЭМ изображение квази 3-D структуры MCNWIM (масштабная линейка – 500 нм) и схематическое изображение структуры квази 3-D конденсатора MCNWIM

На рисунке 3 представлена эквивалентная схема емкостного элемента на основе квази 3-D MCNWIM, которое учитывает собственное сопротивление УНС и электродов. Емкостная нагрузка представляет собой эквивалентную схему, где C^*– исследуемый объект (емкостная нагрузка), C – емкость, R_s – последовательное сопротивление, R_p – параллельное сопротивление.

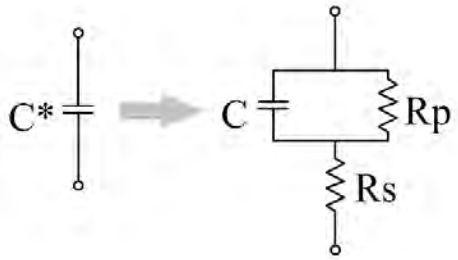


Рис. 3. Эквивалентная схема реального квази 3-D MCNWIM конденсатора

Результаты и обсуждение

На рисунке 4 представлено СЭМ изображение (вид сверху и скол) УНС с осажденным оксидом алюминия методом ALD и осажденными нитридом титана методом PEALD. Толщина слоя AlO_x составляла 5 нм (рисунок 3 а-в), 10 нм (рисунок 4 г-е), 15 нм (рисунок 3 ж-и) и 20 нм (рисунок 3 к-м). На рисунке 3а можно наблюдать неконформное покрытие и центры зародышеобразования AlO_x на поверхности УНС. Изготовленные конденсаторы с такой толщиной оксида алюминия были полностью закорочены. При толщине диэлектрика 10 нм и выше можно наблюдать покрытие без физических разрывов.

В отличии от термического ALD, у PEALD способность к конформному покрытию высокоаспектных структур ниже [6]. На рисунках 3 (б)-(л) видно, что глубина покрытия нитридом титана толщиной 12 нм меньше, чем у AlO_x полученный методом термического ALD.

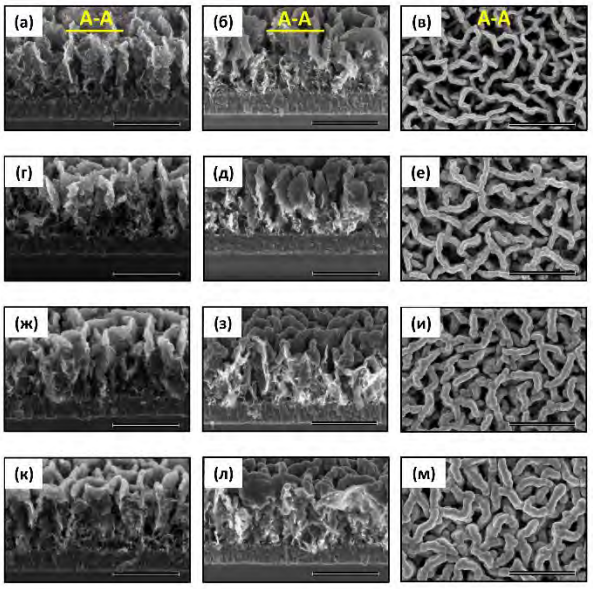


Рис. 4. СЭМ изображение и скол УНС с осажденным оксидом алюминия и нитридом титана толщиной 10 нм методом ALD и PEALD. (а), (б), (в)-толщина AlO_x 5 нм. (г), (д), (е) - толщина слоя AlO_x 10 нм. (ж), (з), (и) толщина AlO_x 15 нм. (к), (л), (м) толщина AlO_x 20 нм. Размер риски 500 нм

На рисунке 5а показаны зависимости емкости от площади квази 3-D MCNWIM конденсаторов без УНС и толщиной AlO_x 20 нм и с УНС толщиной AlO_x 20, 15, 10 нм. Данные зависимости являются линейными, что хорошо согласуется с моделью плоского конденсатора.

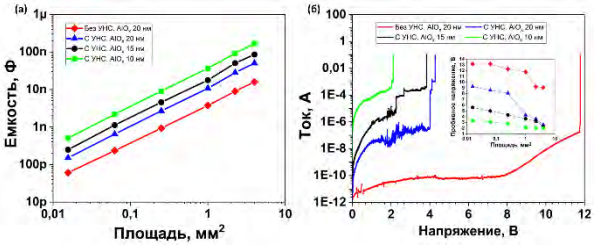


Рис. 5. (а) Зависимость емкости конденсаторов от площади без УНС с толщиной AlO_x 20 нм и с УНС толщиной AlO_x 20, 15, 10 нм. (б) ВАХ конденсаторов без УНС и толщиной AlO_x 20 нм и с УНС толщиной AlO_x 20, 15, 10 нм. площадью 1 мм^2 и зависимость пробивных напряжений от площади конденсаторов

На рисунке 5б показаны вольт-амперные характеристики и зависимость пробивного напряжения от площади квази 3-D MCNWIM конденсаторов без УНС и толщиной AlO_x 20 нм и с УНС толщиной AlO_x 20, 15, 10 нм с площадью 1 мм^2. Самый низкий

ток утечки у конденсатора без УНС с диэлектрическим слоем AlO_x толщиной 20 нм. Он же обладает самой высокой электрической прочностью равной 5.8 МВ/см. Нано-структурирование нижнего электрода приводит к увеличению тока утечки и чем меньше толщина AlO_x, тем выше его значения. Так же уменьшается электрическая прочность для конденсаторов с УНС. Для толщины AlO_x 20 нм она составляет 2.1 МВ/см, AlO_x 15 нм – 1.8 МВ/см и AlO_x 10 нм – 1.0 МВ/см, соответственно.

Таким образом удалось добиться существенного прироста в плотности емкости квази 3-D MCNWIM конденсаторов в сравнении с обычными планарными конденсаторами. Наши исследования показывают, что увеличение удельной емкости существенно зависит от толщины диэлектрического слоя. На рисунке 6 показана экспериментальная и теоретическая зависимость плотности емкости от толщины AlO_x на площади 1 мм^2. На данном графике можно видеть, что экспериментальная кривая при толщине AlO_x более 20 нм асимптотически приближается к теоретической, напротив, при малых толщинах AlO_x расхождение становится более заметным. Для толщины AlO_x 20 нм увеличение плотности емкости составило 277 %, AlO_x 15 нм – 345 % и AlO_x 10 нм – 476 %, соответственно.

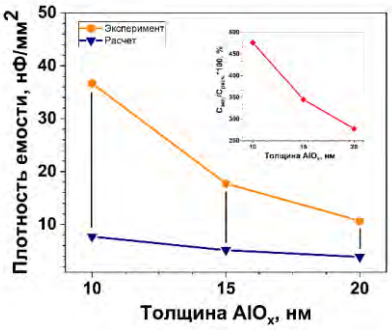


Рис. 6. Теоретическая и экспериментальная зависимости удельной емкости от толщины AlO_x для конденсаторов площадью 1 мм^2 и зависимость отношения экспериментальной к теоретической плотности емкости от толщины AlO_x

Выводы

Интеграция углеродных наностенок в базовый электрод электростатического конденсатора позволяет получать структуры с более высокой удельной емкостью, чем у планарных конденсаторов. Полученная структура металл/углеродные наностенки/изолятор/металл обладает уникальными свойствами и значительными возможностями для улучшения. Достигнутый максимум плотности емкости 3.6 мкФ/см^2 для квази 3-D MCNWIM структуры не является пределом и может быть дополнительно увеличена за счет функционализации внешних графеновых слоев и оптимизации процесса осаждения. При этом, диэлектрическая прочность равная 1.0 МВ/см, так же может быть увеличена, использованием других типов диэлектриков или компаундов с высокими пробивными напряжениями [7].

Литература

1. Roozeboom, F., et al. "High-density, low-loss MOS decoupling capacitors integrated in a GSM power amplifier." *MRS Online Proceedings Library* 783.1 (2003): 631-636.
2. Yu-Jian, Huang, et al. "Electrical characterization of metal–insulator–metal capacitors with atomic-layer-deposited HfO2 dielectrics for radio frequency integrated circuit application." *Chinese Physics Letters* 24.10 (2007): 2942.
3. Liu, Ruichen, Chien-Shing Pai, and Emilio Martinez. "Interconnect technology trend for microelectronics." *Solid-State Electronics* 43.6 (1999): 1003-1009.
4. Clark, Robert D. "Emerging applications for high k materials in VLSI technology." *Materials* 7.4 (2014): 2913-2944.
5. Jain, Pushkar, and Eugene J. Rymaszewski. "Embedded thin film capacitors-theoretical limits." *IEEE Transactions on advanced packaging* 25.3 (2002): 454-458.
6. Assaud, Loïc, et al. "Highly-conformal TiN thin films grown by thermal and plasma-enhanced atomic layer deposition." *ECS Journal of Solid State Science and Technology* 3.7 (2014): P253.
7. Mumlyakov, A. M., et al. "Dielectric properties investigation of a compound based on atomic layer deposited multi-layer structure." *Journal of Alloys and Compounds* 858 (2021): 157713.

Электролюминесценция InGaAs/AlGaAs/GaAs-структур с p-областью, полученной путем диффузии цинка из металлического слоя

И.С. Набиуллин[1,*], А.Н. Клочков[1], А.А. Горелов[1], А.Н. Виниченко[1], И.С. Васильевский[1]

1 Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409.

*ildar.s.n@yandex.ru

Существуют различные способы легирования полупроводниковых слоев вне процесса роста. Известен способ легирования примесью p-типа из различных соединений: $ZnAs_2$, Ga/As/Zn [1], газовой фазы [2], Zn_3As_2 [3], полимерных диффузантов [4], SiO_2 [5]. Данная работа призвана продемонстрировать возможность легирования полупроводниковых слоев путем вжигания металлического цинка из поверхностного слоя для получения электролюминесцентных приборов и исследования электролюминесценции структур с квантовыми ямами.

В качестве излучающей структуры была взята лазерная структура, выращенная методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Riber Compact 21-T на подложке n-GaAs (100) со степенью легирования $1\cdot10^{18}$ см$^{-3}$. Гетероструктура со стороны подложки n-GaAs имеет буферный слой GaAs 300 нм, эпитаксиально легированный кремнием до концентрации $4{,}5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$. Далее следовала переходная сверхрешетка 40 нм со слоями GaAs (8 нм/)$Al_{0.4}Ga_{0.6}As$(3 нм)/GaAs(6 нм)/$Al_{0.4}Ga_{0.6}As$(4 нм)/GaAs(4 нм)/$Al_{0.4}Ga_{0.6}As$(5 нм)/GaAs(2 нм)/$Al_{0.4}Ga_{0.6}As$(8 нм). Затем $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$-эмиттер 850 нм ($2{,}7\cdot10^{18}$ см$^{-3}$) и GaAs-слой прерывания для сглаживания состава. После выращивались слои двойной гетероструктуры с раздельным ограничением и квантовой ямой $In_{0,21}Ga_{0,79}As$ 6,74 нм, GaAs-барьерами 5 нм и окружающими барьерами $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$.

Толщина волноводного слоя с обкладками $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ составила 1600 нм. Квантовая яма с барьерами располагались ближе к p-эмиттеру $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ на расстоянии 250 нм, чтобы увеличить инжекцию дырок. Часть волновода (1050 нм) со стороны n-эмиттера была дополнительно легирована для улучшения инжекции. Толщина p-эмиттера $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ составила 65 нм. После p-эмиттера шел слой сверхрешетки $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$/GaAs 40 нм и контактный слой GaAs 10 нм.

Для p-легирования верхних слоев гетероструктуры использовался цинк в качестве акцепторной примеси. Слой металлического цинка 100 нм был нанесен методом вакуумного термического испарения. Затем методом плазмохимического осаждения был нанесен защитный слой SiO_2 для предотвращения испарения цинка с поверхности при последующем отжиге структуры. После инкапсуляции пленкой SiO_2 диффузия цинка проводилась методом быстрого термического отжига в трех режимах: 1) 700°C, 5 мин; 2) 650°C, 5 мин; 3) 650°C, 15 мин. Режимы диффузии цинка были выбраны, исходя из предельной температуры, при которой в наших предыдущих опытах возникало размытие квантовой ямы InGaAs. После отжига слой SiO_2 был удален методом плазмохимического травления. Шероховатость поверхности, определенная на профилометре, во всех режимах составила порядка 50 нм. После вжигания цинка на обе стороны пластины были нанесены контакты: на обратную сторону – n-типа Ni (5 нм) / Ge (20 нм) / Au (40 нм) / Ni (18 нм) / Au (120 нм), на верх структуры – p-типа – Ti (5 нм) / Au (25 нм) / Ti (20 нм) / Au (120 нм).

Спектры фото- и электролюминесценции были измерены с помощью спектрометра Horiba и кремниевого детектора CCD iHR R550. Фотовозбуждение структур производилось с помощью зеленого лазера на 532 нм. Токовая накачка производилась с помощью источника тока и микрозонда, подводимому к образцу, размещаемому на зондовой станции. Люминесценция структур собиралась через оптическое волокно с широким коллектором. Эксперимент по фотолюминесценции проводился до нанесения и вжигания металлического слоя цинка. Структуры as-grown показали максимум излучения

на длине волны 1000 нм в центре пластины и 1004 нм – на краю (Рисунок 1).

На спектрах электролюминесценции наблюдается смещение максимума интенсивности излучения в коротковолновую область относительно фотолюминесценции (Рисунок 2). Чем больше время отжига, либо температура, тем больше наблюдается сдвиг в коротковолновую область. Дополнительно был проведен отжиг as-grown-структур без цинка, чтобы отделить фактор влияния отжига на вид спектра фотолюминесценции. Как видно из рисунка 3, отжиг не влияет на положение максимума в пределах ошибки его определения. Проведены исследования токовой зависимости спектров ЭЛ и обнаружено, что с увеличением тока и напряжения увеличивается длина волны излучения (Рисунок 4). Эффект может быть обусловлен разогревом области эмиссии.

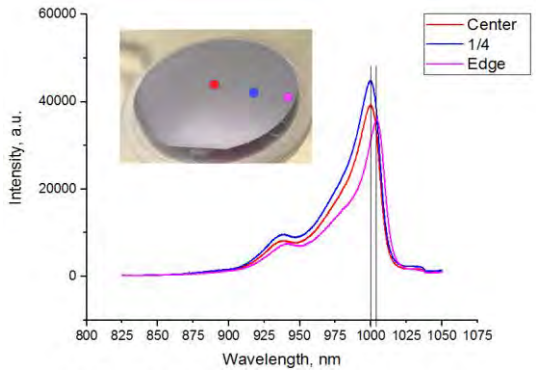


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции гетероструктуры, полученные в разных точках пластины. На краю пластины наблюдается неоднородность

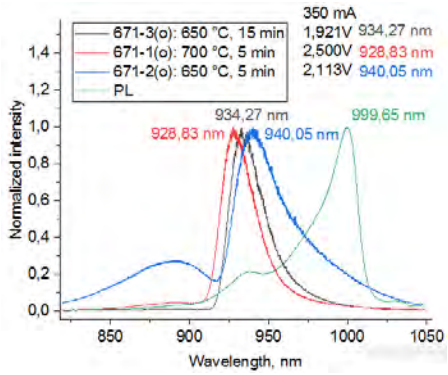


Рис. 2. Нормированные спектры электролюминесценции при токе 350 мА через структуру

Таким образом, продемонстрирована возможность достижения электролюминесценции гетероструктуры ближнего ИК-диапазона с p-областью, созданной путем вжигания цинка из металлического слоя при разных температурах и времени вжигания.

Смещение электролюминесценции легированных структур относительно фотолюминесценции нелегированных не могло быть вызвано нагревом структуры, поскольку оно является коротковолновым. Также нельзя связать его с размытием квантовой ямы при вжигании цинка, поскольку образцы без цинка, отожженные при тех же режимах, не показали сдвига фотолюминесценции. Изменение длины волны излучения структуры относительно фотолюминесценции предположительно связано с возбуждением второго уровня в квантовой яме или с изгибом зон при возникновении встроенного поля после легирования, его изменением при подаче смещения на структуру, а разница в смещении для разных режимов отжига – в различном влиянии глубины, степени легирования, качества прилегания контакта на характер изгиба зон.

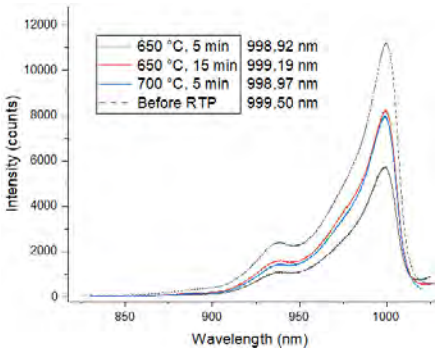


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции гетероструктуры, полученные в разных точках пластины. На краю пластины наблюдается неоднородность

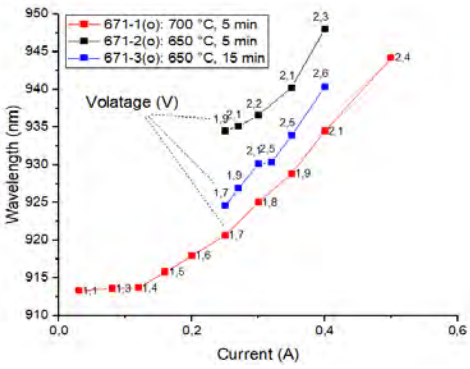


Рис. 4. Зависимость длины волны в максимуме мощности от тока и напряжения для образцов с разными временами отжига

Литература

1. Matsumoto Y. // Japanese Journal of Applied Physics, V. 22, № 5, pp. 829-835 (1983).
2. Андреев В.М., Сулима О.В. // Журнал технической физики, Т. 54, № 7, С. 1320–1324 (1984).

3. Kahen K.B. // MRS Online Proc. Libr, V. 163, № 1, pp. 681–684 (2011).
4. Гук Е.Г. и др. // Физика и техника полупроводников, Т. 33, № 3, С. 257–269 (1999).
5. Kalkur T.S., Lu Y.C., Paz de Araujo C.A. // MRS Online Proc. Libr. Springer, V. 92, № 1, pp. 461–468 (1987).

Электрон-электронное рассеяние и проводимость систем с галилеевски инвариантным спектром

К.Э. Нагаев[1, *]

1 Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, Москва, 125009.

*nag@cplire.ru

Показано, что электрон-электронные столкновения дают вклад в электросопротивление систем с параболическим спектром при условии, что поверхность Ферми многосвязна и существует дополнительный механизм рассеяния. С этой целью вычислено сопротивление двумерного электронного газа с двумя заполненными подзонами поперечного квантования при наличии электрон-электронного и примесного рассеяния. Хотя столкновения между электронами прямо не влияют на ток в таких системах, они приводят к перераспределению электронов между подзонами, и это приводит к существенному изменению сопротивления для реалистических механизмов примесного рассеяния.

Введение

Влияние электрон-электронных столкновений на проводимость систем с галилеевски неинвариантным спектром рассматривалось во многих работах {1-4]. В системах с простым параболическим спектром электрон-электронное рассеяние не даёт вклада в электросопротивление из-за их галилеевской инвариантности. Другими словами, столкновения между электронами не изменяют ток, потому что он пропорционален суммарному импульсу электронов, который при столкновениях сохраняется. Мы показываем, что электрон-электронные столкновения дают вклад в сопротивление даже для электронов с галилеевски инвариантным спектром при наличии дополнительного механизма рассеяния. Для этого рассматривается двумерный электронный газ в полупроводниковой гетероструктуре с двумя заселёнными подзонами поперечного квантования. Поверхность Ферми в такой системе состоит из двух отдельных контуров, но эффективные массы в обеих подзонах одинаковы, так что отдельные электрон-электронные столкновения не могут изменить ток. Тем не менее, эти столкновения в конечном итоге влияют на сопротивление, если либо примесное рассеяние на этих контурах имеет разную величину, либо имеется достаточно сильное примесное рассеяние между подзонами. Причина состоит в том, что межчастичные столкновения перераспределяют электроны между двумя контурами. В результате сопротивление растёт с температурой, достигая нового конечного значения. Проанализированы различные механизмы примесного рассеяния и определены оптимальные условия для наблюдения этих эффектов.

Метод расчета

Для вычисления электропроводности использовалось кинетическое уравнение Больцмана с электрон-электронным и электрон-примесным интегралом столкновения. Эти интегралы выводились микроскопически с учётом переходов между подзонами. Также предполагалось, что вблизи электронного газа находится электростатический затвор, который экранирует кулоновское взаимодействие. Поскольку интеграл электрон-электронных столкновений нелокален по энергии, уравнение Больцмана свелось к системе двух интегральных уравнений для функций распределения электронов на двух фермиевских контурах. Эти уравнения были приведены к дифференциальному виду с помощью преобразования Фурье и затем сведены к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений путём разложения по собственным функциям дифференциального оператора.

В пределе сильного электрон-электронного взаимодействия $\Gamma_{ee} \gg \Gamma_{imp}$ эту систему можно свести к всего двум уравнениям и найти наиболее сингулярную часть проводимости, которая определяется примесным рассеянием. При произвольном соотношении между интенсивностями этих типов рассеяния система решалась численно.

Результаты и обсуждение

Электрон-электронное рассеяние приводит к подавлению проводимости с ростом температуры. Она

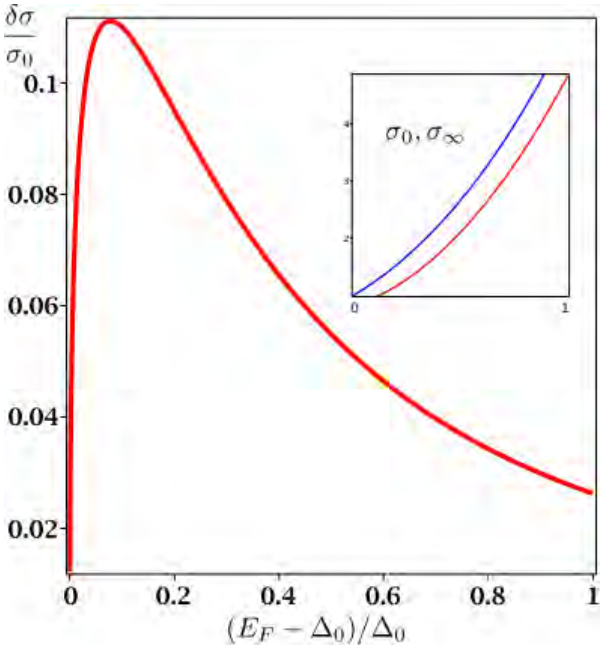


Рис. 1. Зависимость относительного изменения проводимости $\delta\sigma/\sigma(0)$ от положения уровня Ферми E_F для равномерно распределённых в объёме кулоновских примесей. На вставке показаны $\sigma(0)$ (синяя кривая) и $\sigma(\infty)$ (красная кривая) в зависимости от E_F

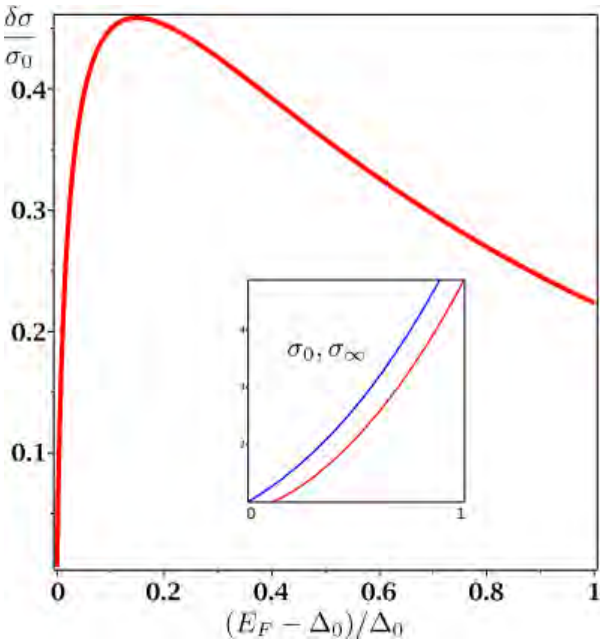


Рис. 3. Зависимость относительного изменения проводимости $\delta\sigma/\sigma(0)$ от положения уровня Ферми E_F для дельта-легированных кулоновских примесей. Расстояние между электронным газом и слоем примесей равно $h_0 = 3\,\hbar/p_F^{(1)}(\Delta_0)$. На вставке показаны $\sigma(0)$ (синяя кривая) и $\sigma(\infty)$ (красная кривая) в зависимости от E_F

уменьшается до конечного значения, которое определяется отношением интенсивности примесного рассеяния в двух разных подзонах $\Gamma_{imp}^{(1)}/\Gamma_{imp}^{(2)}$. Величина изменения проводимости с ростом температуры $\delta\sigma = \sigma(0) - \sigma(\infty)$ пропорциональна $(\Gamma_{imp}^{(1)} - \Gamma_{imp}^{(2)})^2$ и всегда положительна. Чтобы оценить $\delta\sigma$, рассматривалось рассеяние на разных типах примесей. Для нейтральных точечных примесей и треугольной потенциальной ямы получается отношение $\Gamma_{imp}^{(1)}/\Gamma_{imp}^{(2)} \approx 1.3$, что приводит к подавлению проводимости порядка 1%.

В случае равномерно распределённых в объёме кулоновских примесей отношение $\Gamma_{imp}^{(1)}/\Gamma_{imp}^{(2)}$ равно обратному отношению фермиевских импульсов $p_F^{(2)}/p_F^{(1)}$ на соответствующих контурах. Расчёты показывают, что в этом случае максимальное относительное изменение проводимости $\delta\sigma/\sigma(0)$ порядка 10% достигается при $E_F \approx 1.1\,\Delta_0$, где Δ_0 - расщепление между подзонами, т. е. когда верхняя подзона ещё только начинает заполняться (рисунок 1).

Подавление проводимости с температурой оказывается наибольшим, если кулоновские примеси случайно распределены в δ-слое на расстоянии h_0 от плоскости электронного газа. Если $p_F^{(n)}h_0 >> \hbar$, то $\Gamma_{imp}^{(n)}$ пропорционально $(p_F h_0/\hbar)^{-3}$. Таким образом, при $p_F^{(1)}h_0 > \hbar$ и $p_F^{(2)}h_0 < \hbar$ возможно добиться соотношения $\Gamma_{imp}^{(1)} << \Gamma_{imp}^{(2)}$, и тогда подавление проводимости может быть порядка 100% (рисунок 2).

Поскольку выражения для $\sigma(0)$ и $\sigma(\infty)$ не содержат параметров электрон-электронного рассеяния, они позволяют отдельно определить скорости рассеяния электронов $\Gamma_{imp}^{(1)}$ и $\Gamma_{imp}^{(2)}$ в каждой из подзон.

Хотя численные результаты были получены для частного случая случая кулоновского взаимодействия, экранированного металлическим затвором, сделанные здесь общие выводы справедливы для произвольного вида взаимодействия, поскольку они основываются только на статистике Ферми и законах сохранения.

Литература

1. W. G. Baber // Proceedings of Royal Society London, V. 158, 383 (1937).
2. C. A. Kukkonen and P. F. Maldague // Physical Review Letters, V. 37, 782 (1976).
3. D. L. Maslov, V. I. Yudson, and A. V. Chubukov // Physical Review Letters, V. 106, 106403 (2011).
4. K. E. Nagaev and A. A. Manoshin // Physical Review B, V. 102, 155411 (2020).

Моделирование отжига нанопроволок GaAs

А.Г. Настовьяк[1, 2, *], Д.В. Штеренталь[2], И.Г. Неизвестный[1, 2], Н.Л. Шварц[1, 2]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, ул. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский Государственный Технический Университет, пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

*alla@isp.nsc.ru

С помощью моделирования методом Монте-Карло рассмотрен процесс отжига вертикальных нанопроволок GaAs в условиях неконгруэнтного испарения. Исследована кинетика возникновения капель Ga на боковых стенках и распределение капель вдоль длины нанопроволок.

Введение

Для наблюдения квантово-размерных эффектов в полупроводниковых нанопроволоках (НП) их диаметр должен быть мал. Недавно для уменьшения диаметра вертикальных НП GaAs, полученных методом пар-жидкость-кристалл (ПЖК), был предложен их послеростовой отжиг [1]. Это позволило получить НП со средним диаметром порядка 10 нм. Недостатком этой методики оказалась неоднородность диаметра нанопроволоки вдоль ее оси. Авторы работы [1] объясняют это разной скоростью испарения верхней грани НП и ее боковых стенок. В настоящей работе мы предлагаем альтернативное объяснение наблюдаемого эффекта.

Монте-Карло модель

Исследование отжига НП GaAs осуществлялось с помощью моделирования методом Монте-Карло [2]. Исходная модельная система представляла собой вертикально ориентированный кристалл GaAs цилиндрической формы, расположенный в центре подложки GaAs размером 35 × 41 нм, покрытой пленкой SiO_2. Циклические граничные условия в латеральных направлениях делают рассматриваемую систему эквивалентной бесконечному массиву плотно расположенных вертикальных НП. Моделировались отжиги НП различной длины – в диапазоне от 31 до 471 нм.

Результаты и обсуждение

Отжиг проводился при температурах 840 и 890 К. В процессе отжига на боковой поверхности появлялись капли галлия. Были получены зависимости количества капель N_{drop} от длины НП L. Видно, что число капель сначала линейно возрастает с длиной НП, но, начиная с некоторой длины, выходит на насыщение (Рис. 1(1)). На боковых стенках длинных НП капли Ga располагались вдоль оси проволоки неравномерно. Известно, что при ПЖК росте плотного массива вертикальных НП существенную роль начинает играть реадсорбция материала [3]. Мы предположили, что редсорбция может существенно влиять и на отжиг НП, препятствуя разрушению боковой стенки НП и соответственно образованию капель галлия. Был промоделирован отжиг в отсутствии реадсорбции, когда материал, испаряемый с боковых стенок НП, удалялся из системы без возможности переотражения. В этих условиях количество капель, линейно возрастало с длиной кристалла (Рис. 1(2)) и капли были равномерно распределены по боковой поверхности НП.

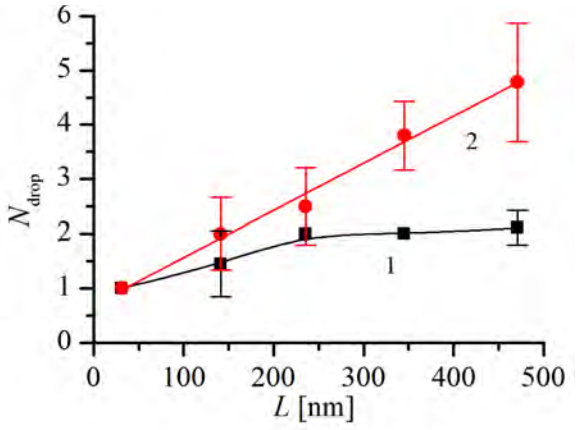


Рис. 1. Зависимости числа капель, образующихся при отжиге НП, от их длины в условиях: наличия реадсорбции (1); без реадсорбции (2). Температура отжига T = 840 К

На Рис. 2 представлены гистограммы, характеризующие вероятность расположения капель P вдоль оси НП z. Видно, что, начиная с некоторой длины, на боковой поверхности появляется область, свободная от капель. Анализ кинетики появления капель показал, что первыми возникают капли у вершины НП, следом за ними формируются капли у основания и лишь затем на боковой поверхности. Эта последовательность нарушается только в случае очень коротких НП.

Для объяснения этих результатов мы предложили схему процесса испарения с учетом реадсобции. Для длинных плотно расположенных НП испарение вещества с удалением его из системы происходит только в верхней части НП на расстоянии, которое могут преодолеть молекулы мышьяка за счет переотражения между соседними НП до выхода в вакуум. Поэтому в верхней части НП образуется избыток галлия, из которого формируются капли. В нижней части НП протекают два противоположно направленных процесса — разрушение и восстановление боковой стенки НП за счет встраивания переотражаемого материала. Таким образом, испарение нижней части кристалла близко к квазиравновесному процессу, а верхней части к свободному испарению в вакуум. Из этих соображений также легко объяснить кинетику появления капель. Избыток галлия в первую очередь возникает на вершине кристалла, так как она находится в условиях свободного испарения в вакуум. На следующем этапе избыток галлия накапливается у основания НП. Это связано с реадсорбцией галлия с боковых стенок кристалла на подложку, который затем за счет диффузии достигает основания НП. В последнюю очередь капли формируются на боковых стенках кристалла. Их появление связано с постепенным накоплением избыточного галлия из-за выхода в вакуум мышьяка с боковых стенок за счет переотражения между соседними НП. Капли у вершины нанопроволок отсутствуют только в том случае, если они настолько коротки, что со всей их боковой поверхности возможно свободное испарение материала (Рис. 2(1)). В этом случае избыточный галлий собирается в капли в энергетически выгодном месте — у основания НП.

Предлагаемая схема процесса отжига с учетом реадсорбции позволяет качественно объяснить результат, полученный ранее в работе [1] — за счет реадсорбции скорость испарения кристалла в нижней его части оказывается меньше, чем в верхней.

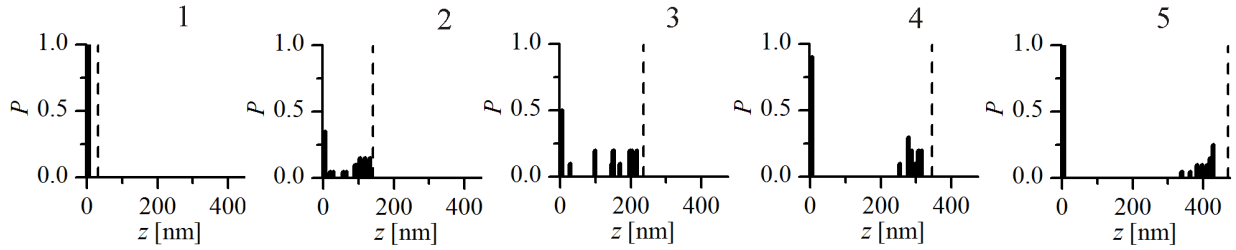


Рис. 2. Распределение капель вдоль длины НП. Длина НП: (1) 31 нм; (2) 141 нм; (3) 235 нм; (4) 345 нм; (5) 471 нм. Длина НП показана пунктирной линией. T = 840 K

Благодарности

Работа подготовлена при поддержке программы Минобрнауки РФ (№ 0242-2021-0008).

Литература

1. I. Ilkiv *et al.* // Nanotechnology, V. 31, 055701 (2019).
2. А.Н. Карпов и др. // Выч. методы и программирование: новые вычислительные технологии, № 15, 388 (2014).
3. M.R. Ramdani *et al.* // J. Cryst. Growth Des., V. 13, 91 (2013).

Оптические и фотоэлектрические свойства пленок $ZnSnN_2$ полученных методом магнетронного распыления

А.В. Нежданов[1, *], А.А. Скрылев[1], А.С. Маркелов[1], А.И. Машин[1], Д.В. Шестаков[1], А.О. Жуков[1], Д.А. Усанов[2], G.De Filpo [3]

1 Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Paul Scherrer Institut, Forschungsstrasse 111, Villigen CH-5232, Switzerland.

3 University of Calabria, 87036 Rende (CS), Italy.

*nezhdanov@phys.unn.ru

Работа посвящена исследованию плёнок $ZnSnN_2$ с различным составом, полученные методом импульсного магнетронного распыления. Методами рентгеновской дифракции и спектроскопии комбинационного рассеяния исследована структура полученных плёнок. Исследованы оптические и фотоэлектрические свойства, определена оптическая ширина запрещенной зоны и подвижность носителей заряда. Обнаружено наличие фотолюминесценции в области 550–750 нм с максимумом на длине волны 630 нм.

Введение

В последнее время нитриды произвели революцию в оптической и силовой электронике, что прогнозировалось ещё в 90-х годах прошлого века [1-3]. Включение тройных нитридов Zn-IV-N_2 в семейство нитридных полупроводников предлагает новые перспективы для проектирования интеллектуальных материалов и устройств. Преимущества $ZnSnN_2$(ZTN) по сравнению с другими полупроводниками, в частности используемыми в солнечных элементах: (а) состоит из элементов, распространенных на Земле, то есть $ZnSnN_2$ экономичны по сравнению с III-N; (б) более низкими температурами осаждения по сравнению с III-N, и (в) регулируемый диапазон поглощения хорошо согласующийся со спектром солнечного света. Важно отметить, что $ZnSnN_2$ потенциально может демонстрировать достаточно высокую подвижность носителей (~ 22 $см^2$/ В*с)[4], а также имеет регулируемую, за счёт изменения состава, ширину запрещенной зоны (1.0–2.4 эВ)[4]. Благодаря этим благоприятным свойствам $ZnSnN_2$ имеет огромный потенциал для применения в солнечной энергетике, оптоэлектронике, фотокатализе и т. д.

Кроме того, система $ZnSnN_2$ является относительно неизученным представителем семейства полупроводников Zn-IV-N_2 (первый экспериментальный отчет по получению эпитаксиальных слоёв $ZnSnN_2$ появился в 2013 г.[5]) и количество данных о ней мало и иногда противоречиво, например, оптическая ширина запрещенной зоны еще не определена однозначно.

Методика эксперимента

Для получения плёнок применялась методика импульсного магнетронного распыления. Распыление мишеней, металлические Zn (99,995%) и Sn (99,995%), происходило в смеси газов Ar и N_2. Базовое давление перед выращиванием было ниже $2x10^{-8}$ мбар, а давление при осаждении поддерживалось на уровне $2x10^{-3}$ мбар. Изменение состава достигалось путём изменения мощности, подаваемой на источники веществ. В качестве подложек использовались кристаллический кремний и сапфир различной ориентации, а также плавленый кварц. Температура подложек поддерживалась постоянной ~ 400 °C.

Исследование состава образцов проводилось с помощью рентгеновского микроанализа на сканирующем электронном микроскопе JSM IT-300LV (JEOL) с энергодисперсионным детектором -MaxN 20 (Oxford Instruments). Исследования структуры осуществлялось методом дифракции рентгеновских лучей (XRD) на рентгеновском дифрактометре Shimadzu XRD-7000 в режиме фиксированного времени в диапазоне 10 – 80 2θ с шагом 0.02 2θ, используя излучение CuKα с длиной волны 1.5406 нм. Спектры комбинационного рассеяния (КРС) и фотолюминесценции (ФЛ) были получены с помощью системы NTEGRA Spectra (NT-MDT, Зеленоград) при комнатной температуре. Спектры КРС были получены в схеме на отражение в диапазоне 50-900 $см^{-1}$ с использованием лазера, работающего на длине волны 473 нм. Спектры ФЛ в диапазоне 480-800нм, возбуждение

473 нм. Оптическое пропускание и отражение было получено на двухлучевом спектрофотометре Carry 5000 (Varian) в диапазоне длин волн 200-3000 нм. Морфология поверхности образцов исследована с использованием атомно силовой сканирующей головки Smena, на базе системы NTEGRA Spectra компании NT-MDT (г. Зеленоград, Россия).

Результаты

Изменение состава плёнок в сторону увеличения содержания Sn от 50/50, приводит к увеличению шероховатости поверхности от 0.6 до 1.4 нм (Рисунок 1).

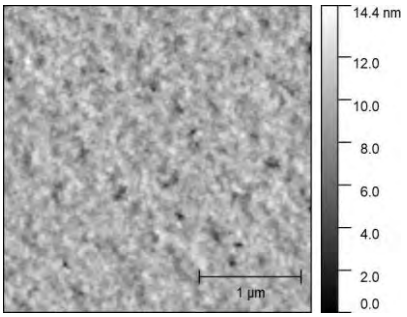


Рис. 1. Атомно-силовая микроскопия поверхности плёнки ZTN (Zn/Sn=46/54)

Спектроскопия КРС демонстрирует широкие пики (Рисунок 2).

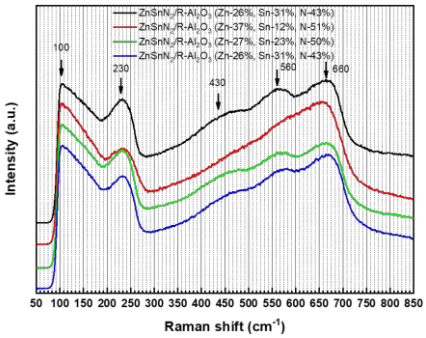


Рис. 2. КРС плёнок $ZnSnN_2$ в зависимости от состава

Спектры имеют схожий характер, однако отличаются друг от друга. Они имеют пик на частоте 100 $см^{-1}$, линию на частотах 200~250$см^{-1}$ с особенностью на 235 $см^{-1}$, а также широкую полосу 300~700 $см^{-1}$ с пиками на 560 $см^{-1}$, 660 $см^{-1}$, 430 $см^{-1}$. Особенности на спектре $ZnSnN_2$ с наибольшим соотношением Zn:Sn имеют неявный характер, что может быть связано с наибольшей неупорядоченностью атомов в кристаллической решетке.

Результаты XRD представлены на рисунке 3.

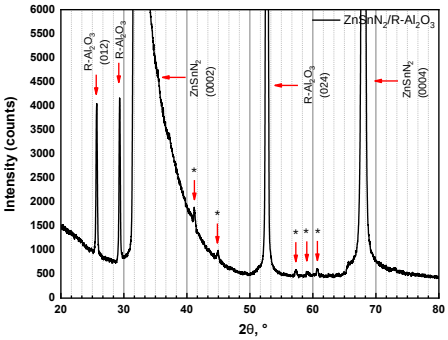


Рис. 3. XRD плёнки ZTN (Zn/Sn=46/54)

На рентгенограмме можно наблюдать серию пиков относящихся к подложке Al_2O_3 (R - срез), так и пики, согласно литературным данным [5], соответствующие $ZnSnN_2$ (0002) и $ZnSnN_2$ (0004).

Спектроскопия ФЛ показала наличие широкого пика в области 550-750 нм с максимумом на 630 нм, положение которого согласуется с краем оптического поглощения полученных плёнок.

В докладе обсуждаются фотоэлектрические свойства полученных плёнок.

Литература

1. B. Gil, Group III nitride semiconductors compounds: physics and applications, Clarendon Press, (1998).
2. D. Gogova, A. Kasic, H. Larsson *et al.* // Jpn. J. Appl. Phys. 43 (4A) 1264-1268 (2004).
3. D. Gogova, H. Larsson, R. Yakimova *et al.* // Phys. Status Solidi (a) 200 (1) 13-17 (2003).
4. Imran S. Khan, Karen N. *et al.* // J. Phys. Energy 2 032007 1-14 (2020).
5. L. Lahourcade, N.C. Coronel, K.T. Delaney // Adv. Mater. 25 2562-2566 (2013).

Особенности генерации волноводных мод в многоямных гетеролазерах

С.М. Некоркин[1, *], Н.В. Байдусь[1, §], А.В. Самарцев[1], К.С. Жидяев[1], А.Б. Чигинева[1], А.Н. Орлова[1], Д.А. Павлов[1], А.А. Афоненко[2], Д.В. Ушаков[2]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3. Нижний Новгород, 603950, Россия.

2 Белорусский государственный университет, просп. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь.

*nekorkin@nifti.unn.ru §bnv@nifti.unn.ru

В работе приводятся результаты сравнительного анализа двух конструкций гетеролазеров, содержащих в волноводном слое десять InGaAs/GaAs квантовых ям сдвинутых к p-эмиттеру. В зависимости от конструктивных особенностей лазеров генерация излучения может осуществляться как на поперечных модах 2-4 порядка, так и на модах с признаками их локализации в окрестности квантовых ям, что в свою очередь приводит к существенному изменению электрофизических характеристик гетеролазеров.

В последнее время возрастает интерес к гетеролазерам с увеличенной активной областью на основе квантовых ям (КЯ) [1, 2]. Настоящая работа посвящена исследованию спектральных, пространственных и энергетических характеристик двух конструкций гетеролазеров, содержащих в волноводном слое десять InGaAs/GaAs квантовых ям, сдвинутых к p-эмиттеру.

Исследуемые образцы и методы исследования

Методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на подложке n^+-GaAs были выращены две лазерные гетероструктуры с активными областями, состоящими из десяти InGaAs/GaAs квантовых ям с компенсирующими слоями GaAsP (структура 1 и структура 2). Квантовые ямы были сдвинуты к p-эмиттеру. Общая толщина GaAs-волновода с КЯ и толщины n^+-AlGaAs (p^+-AlGaAs) ограничительных слоев составляли 4,3 и по 0,55 мкм соответственно. Волноводные слои не легировались и имели величину фоновой концентрации носителей n-типа порядка $1{,}0\times10^{16}$ $см^{-3}$. Для снижения заселенности волноводных слоев и уменьшения поглощения носителями в волноводе структуры 2 перед квантовыми ямами на расстоянии 100 нм со стороны n-эмиттера был встроен тонкий слой (15 нм) n-InGaP с концентрацией носителей $1{,}0\times10^{18}$ $см^{-3}$, решёточно-согласованный с GaAs. Содержание фосфора в компенсирующем слое GaAsP в структуре 2 составляло 5–6%, что в 2 раза меньше, чем в подобном слое структуры 1, а доля индия в КЯ структуры 2 на 2–3 % больше, чем в КЯ структуры 1. На выращенных структурах формировалась меза-полосковая геометрия активной области путем химического травления эпитаксиальных слоёв до волновода с последующей ионной имплантацией вытравленной области. Ширина активных полосок составляла 170 мкм, расстояние между полосками - 30 мкм. На основе полученных гетероструктур были изготовлены лазерные диоды с длиной резонатора 2 мм и двумя мезаполосковыми контактами с общей шириной активной области на излучающей грани 340 мкм (170 + 170 мкм). На излучающие грани диэлектрические зеркала не наносились.

Лазерные структуры исследовались методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Проведены исследования спектральных зависимостей, диаграмм направленности и ватт-амперных характеристик (ВтАХ) изготовленных лазеров. Для наблюдения и фотографирования излучающей грани лазерных диодов использовалась ССД камера, встроенная в оптический микроскоп МИИ-4. Для устранения засветки камеры использовались спектральные фильтры. Токовая накачка лазеров осуществлялась в импульсно-периодическом режиме (200 нс; 1,43 кГц).

Результаты и обсуждение

Метод ПЭМ подтвердил заданную геометрию эпитаксиальных слоев на обеих структурах. Дефекты и дислокации при этом не наблюдались.

Из-за различия содержания индия в КЯ в выращенных структурах максимумы генерации лазерных диодов имели разные значения: для структуры 1 типичный максимум генерации соответствовал 1,01 мкм, а для структуры 2 – 1,05 мкм.

Угловые зависимости интенсивности излучения в плоскости, перпендикулярной p-n-переходу лазерных диодов структуры 1 после начала стимулированной генерации лазеров, имели двухлепестковый вид (с провалом в нулевой компоненте), соответствующий моде второго порядка. Подобная диаграмма направленности наблюдалась в многоямном лазере схожей конструкции с InGaP слоем, предназначенным для снижения заселенности волноводных слоёв [1]. При увеличении тока накачки ширина диаграммы на полувысоте имеет тенденцию к уширению за счет генерации мод более высокого порядка. Диаграммы направленности лазерных диодов структуры 2 кардинально отличаются от лазерных диодов структуры 1 (рис. 1). Характерные интенсивности излучения имеют ярко выраженную нулевую компоненту, а при увеличении токовой накачки формируется симметричный «пьедестал», образованный двумя максимами с углами ± 30°.

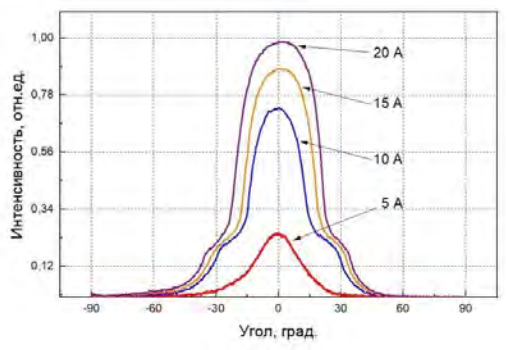


Рис. 1. Характерные интенсивности излучения лазерного диода структуры 2 от угла при разных токах накачки

Место локализации волноводных мод изготовленных лазеров было исследовано с помощью оптического микроскопа со встроенной ССД камерой (рис. 2). В качестве индикатора места локализации волноводных мод использовалась вытравленная вдоль резонатора со стороны p-эмиттера тридцатимикронная канавка, проникающая в волноводные слои, но не доходящая до излучающих слоев. Уверенная засветка частично вытравленных волноводных слоев наблюдалась на грани лазерных диодов в структуре 1 вследствие распространения излучающих мод в волноводных слоях как в допороговом, так и в послепороговом режимах токовой накачки. В структуре 2 в допороговом режиме накачки засветка вытравленной области не наблюдалась, а в послепорогом режиме засветка наблюдалась с интенсивностью, позволяющей наблюдать вытравленную область во всем диапазоне токовой накачки. Эксперимент позволил предположить, что волноводные моды в структуре 2 локализованы в районе квантовых ям.

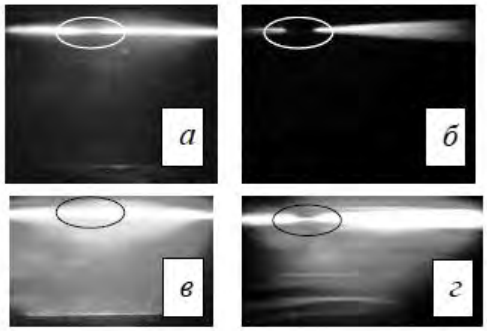


Рис. 2. Микрофотографии излучающей грани лазерных диодов, сделанные в допороговом и послепороговом режимах накачки *а, б* и *в, г* соответственно: *а* и *в* – структура 1, *б* и *г* – структура 2. Овалом отмечены вытравленные области между активными полосками

Анализ ВтАХ показал значительное различие рабочих характеристик исследуемых лазеров, как в отношении достижения мощности излучения, так и в отношении порогового тока. Пороговый ток структуры 1 соответствовал 15 А, а лазерных диодов структуры 2–5 А. При этом максимально достижимая мощность излучения для структуры 1 составляла 9,5 Вт, а для структуры 2 - не более 6,5 Вт. Такое поведение ВтАХ наряду с результатом эксперимента по определению места излучения волноводных мод могут свидетельствовать в пользу их локализации в окрестностях квантовых ям в структуре 2. В этом случае возникает большой параметр оптического ограничения и, как следствие, меньший пороговый ток. Локализация моды вблизи p-эмиттера ведёт к большим внутренним потерям на поглощение свободными носителями, что в свою очередь не позволяет получить значительную выходную мощность. Симметричная диаграмма направленности может свидетельствовать о проявлении волноводного эффекта квантовых ям. Этому способствует уменьшенное количество фосфора в компенсирующем слое, увеличение концентрации индия в квантовых ямах в структуре 2, а также пониженная концентрация носителей заряда в волноводе.

Литература

1. Некоркин С.М. и др. // XXIV Междунар. симп. «Нанофизика и наноэлектроника», Т.2, 679 (2020).
2. Некоркин С.М. и др. // XXV Междунар. симп. «Нанофизика и наноэлектроника», Т.2, 780 (2021).

Разработка и исследование эпитаксиальных структур InP на GaAs подложках

С.М. Некоркин[1], Б.Н. Звонков[1], К.С. Жидяев[1], И.В. Самарцев[1], А.Б. Чигинева[1], Ю.И. Чеченин[2], А.М. Щитов[3], А.А. Чиликов[3], С.В. Панков[3]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

2 АО «НПП «Салют», ул. Ларина, д. 7, г. Н. Новгород, 603107.

3 АО «НПФ «Техноякс», ул. Кащенко, д. 6, г. Н. Новгород, 603152.

*woterbox@mail.ru

Методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках GaAs получены пленки InP приборного кристаллического качества. На основе полученных образцов изготовлены низкобарьерные смесительные диодные микросборки и тройной балансный смеситель (ТБС), имеющий диапазон частот входного сигнала и гетеродина 2-40 ГГц и диапазон промежуточных частот 0,5-20 ГГц. Показано, что низкобарьерные диодные микросборки на InP/GaAs структурах позволили в 20 раз снизить мощность сигнала гетеродина без ухудшения потерь преобразования во всем диапазоне частот смесителя.

Материалы на основе фосфида индия активно изучались в течение последнего десятилетия в связи с их преимуществами в длинноволновых приборах фотоники (1,3-1,6 мкм) [1]. Однако подложки InP являются дорогостоящими и хуже поддаются пострстовой технологии по сравнению с GaAs. Перспективным направлением является создание искусственных подложек InP/GaAs. Основной проблемой таких подложек является дефектность верхнего эпитаксиального слоя InP [2]. Одним из наиболее перспективных вариантов уменьшения количества дефектов является использование метаморфных буферов [1,3]. В данной работе с помощью метаморфных буферов были изготовлены смесительные СВЧ диоды на основе гетероэпитаксиальных структур InP/GaAs. Исследованы электрофизические характеристики, возможность применения структур в разработках широкополосных диодных МИС смесителей, выполненных на новой элементной базе – монолитных интегральных диодных микросборках на восьми смесительных диодах.

Экспериментальные образцы

Эпитаксиальные структуры InP/GaAs были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках i-GaAs. Сначала выращивался гомоэпитаксиальный слой n^+-GaAs толщиной 200 нм, далее $In_{0,51}Ga_{0,49}P$ – 200 нм.

В данной работе исследовались два варианта переходных буферов. Первый вариант - структура "A" - представлял из себя буфер $In_{1-x}Ga_xP$ со ступенчатым изменением состава *x* от 0,45 (первый слой) до 0,05 (8-й слой). Общая толщина ступенчатого буфера составила 600 нм.

Второй вариант – структура "B" – представлял из себя дискретный буфер, в котором чередовались слои, согласованные по параметру решетки с подложкой и с конечным приборным слоем. В нашем случае была использована пара слоев $In_{0,51}Ga_{0,49}P$ - InP. Сущность дискретного буфера заключается в изменении толщины слоев в паре в противоположном направлении. Первая пара представляла из себя 3 нм InP и 57 нм InGaP, а в последующих толщина InP увеличивалась, а толщина InGaP уменьшалась на 3 нм. Таким образом последней парой были слои 57 нм InP и 3 нм InGaP. Всего было выращено 19 пар слоев общей толщиной 1140 нм. После буферного слоя выращивался контактный слой n^+-InP толщиной 1,2 мкм. Легирование всех буферов, а также контактного слоя, поддерживалось на уровне $4 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. Последним выращивался рабочий слой n-InP толщиной 150 нм, легированный до $1 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$. Контрольной структурой "C" в исследовании является гомоэпитаксиальная структура на проводящей подложке InP с теми же параметрами рабочего слоя.

При изготовлении низкобарьерных одиночных смесительных диодов и диодных микросборок на структурах "A" и "B" использована обычная технология изготовления GaAs монолитных схем. Одиночные диоды изготавливались с балочными выводами, выполненными из гальванического золота толщиной ~ 6 мкм. Диодные сборки имеют четыре независимых вывода через сквозные отверстия в GaAs с лицевой на обратную сторону кристалла.

При изготовлении диодов на проводящей структуре "С" изоляция анодного вывода осуществлялась с помощью диэлектрического слоя двуокиси кремния.

Результаты

На структурах "А", "В", "С" были изготовлены одиночные смесительные диоды с балочными выводами. Основные параметры диодов приведены в таблице 1.

Таблица 1. Электрофизические характеристики диодов

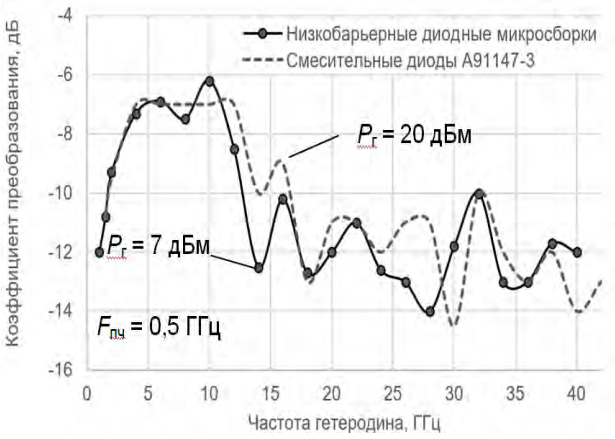
№	R_S, Ом	n	φ_b, эВ	С, пФ	$U_{обр}$, В
А	7,0-10,0	1,14-1,19	0,28-0,30	0,025-0,030	4,0-5,0
В	17,0-22,0	1,18-1,22	0,29-0,31	0,022-0,026	4,0-5,0
С	5,5-6,5	1,16-1,20	0,26-0,28	0,025-0,030	4,0-5,0

Здесь R_S - последовательное сопротивление диода, n - коэффициент неидеальности ВАХ диода, φ_b - высота потенциального барьера, С - общая емкость диода, $U_{обр}$ – обратное напряжение пробоя.

Использование обоих ("А" и "В") типов структур при изготовлении монолитных интегральных диодных микросборок на восьми смесительных диодах позволило получить рабочий уровень мощности на гетеродинном входе широкополосного смесителя не более 10 дБм и 15 дБм для диапазонов длин волн 12 мм и 7,5 мм соответственно.

На диодных микросборках типа "А" изготовлен тройной балансный смеситель (ТБС), имеющий диапазон частот входного сигнала и гетеродина 2-40 ГГц и диапазон промежуточных частот 0,5-20 ГГц.

Схема смесителя включает в себя два диодных моста, которые требуют восьми смесительных диодов. В связи с большим количеством диодов в схеме ТБС по сравнению с другими схемами смесителей требуется более высокая мощность сигнала гетеродина для преодоления потенциального барьера диодов и нормального функционирования смесителя. Данная проблема решена установкой микросборок с пониженным потенциальным барьером, что позволило снизить требования к мощности сигнала гетеродина.



Результаты экспериментального исследования тройных балансных смесителей (ТБС) на смесительных диодах А91147-3 с высотой барьера около 0,75 В, и на микросборках с пониженным потенциальным барьером приведены на рис. 1.

Рис. 1. Результаты измерения характеристик ТБС диапазона 2-40 ГГц

Использование низкобарьерных диодных микросборок позволило в 20 раз (со 100 мВт до 5 мВт) снизить мощность сигнала гетеродина, при этом, как видно из рисунка 1, ухудшения потерь преобразования во всем диапазоне частот смесителя не наблюдается. Это имеет высокую практическую ценность при проектировании тройных и двойных балансных смесителей с большим количеством диодов.

Литература

1. Y. Sun, et. al, Sci. Mater. Electron. 28, 745 (2017).
2. Y. Okuno and T. Kawano, J. Cryst. Growth 145, 338 (1994).
3. Y. He, et. al, J. of Mat. Sci.: Materials in Electronics. 30, 7203–7208 (2019).

Синхронизация скольжения волн зарядовой плотности механическими колебаниями

М.В. Никитин[1, *], В.Я. Покровский[1], С.Г. Зыбцев[1], В.В. Колесов[1], В.В. Кашин[1], Б.А. Логинов[2]

1 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11-7, г. Москва, 125009.

2 Национальный исследовательский университет МИЭТ, площадь Шокина 1, г. Москва, г. Зеленоград, 124498.

*nikitin@cplire.ru

Изучена проводимость нитевидных образцов квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности (ВЗП) в зависимости от электрического поля и частоты механической деформации образца. Обнаружено, что при совпадении частоты актюаторов, создающих деформацию, с одним из механических резонансов образца на ВАХ наблюдается подавление порогового поля и особенности в виде ступенек Шапиро. Результат открывает новую область электромеханических эффектов в квазиодномерных проводниках с ВЗП и может быть применён для детектирования и преобразования механических колебаний СВЧ диапазона.

Введение

Интерес к системам с пониженной размерностью вызван, прежде всего, поиском физических явлений, которые могут послужить основой для создания новых устройств наноэлектроники, в том числе, наноэлектромеханики. Так, в квазиодномерных проводниках (КОП) с волной зарядовой плотности (ВЗП) наблюдаются необычные электромеханические эффекты, связанные с взаимодействием ВЗП и кристаллической решётки [1].

Недавно нами был обнаружен новый эффект: синхронизация скольжения ВЗП механическими вибрациями [2]. Показано, что воздействие периодической деформации на вискер квазиодномерного проводника TaS_3 аналогично воздействию электрического поля на той же частоте: на ВАХ наблюдаются особенности, аналогичные ступенькам Шапиро (СШ), и происходит подавление порогового поля срыва ВЗП.

Эксперимент и результаты

Были изучены нелинейные ВАХ образцов КОП TaS_3. Получены «дифференциальные ВАХ», dV/dI от V, при различных частотах f ВЧ напряжения, приложенного к пьезоактюаторам. На рисунке 1 (красная кривая) показана зависимость, полученная при подаче ВЧ напряжения на актюаторы на резонансной частоте f = 1190 кГц. В На ВАХ видны особенности, аналогичные СШ.

Такие же СШ наблюдаются при приложении переменного напряжения на той же частоте непосредственно к образцу (рис. 2). ВЧ напряжение подбиралась так, чтобы подавление порогового поля было таким же, как при синхронизации механическими колебаниями. При отклонении f от 1190 кГц особенности на ВАХ исчезают, если напряжение приложено к актюаторам (рис. 1, синяя кривая), в то время как вид и положение «обычных» СШ практически не изменяются (рис. 2). Это свидетельствует о механической природе СШ, представленных на рис. 1.

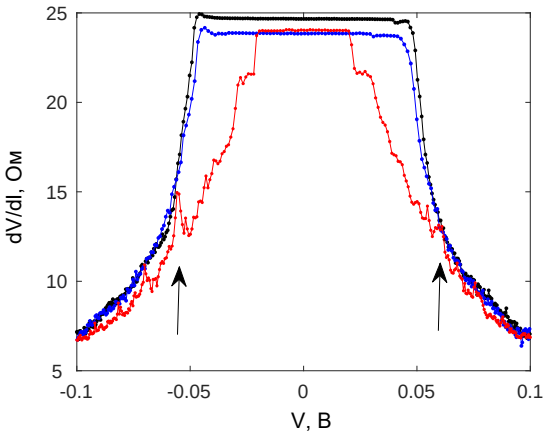


Рис. 1. Зависимости dV/dI от V при подаче ВЧ напряжения амплитудой 10 В на актюаторы. Чёрный цвет – ВАХ без вибрации, красный, – f = 1190 кГц, синий – f=1120 кГц. T =130 K, растяжение образца - 0.01%

Оказалось, что ток «механических» СШ не всегда совпадает с током обычных СШ. Например, на частоте 1.19 МГц, ток ВЗП, соответствующий «механическим» СШ, меньше, чем «электрическим». Уменьшение тока СШ по сравнению с ожидаемым логичнее всего связать с неполной синхронизацией тока ВЗП. В случае «механических» СШ это может

быть зависеть от вида колебательной моды. Неоднородность амплитуды и вида деформации по сечению и длине может приводить к снижению степени синхронизации ВЗП. Во всех случаях отношение плотности тока ВЗП к *f* было в несколько раз ниже аналогичной величины («фундаментального отношения»), известной для наиболее совершенных образцах TaS_3, 60-70 А/МГц/см^2 [3].

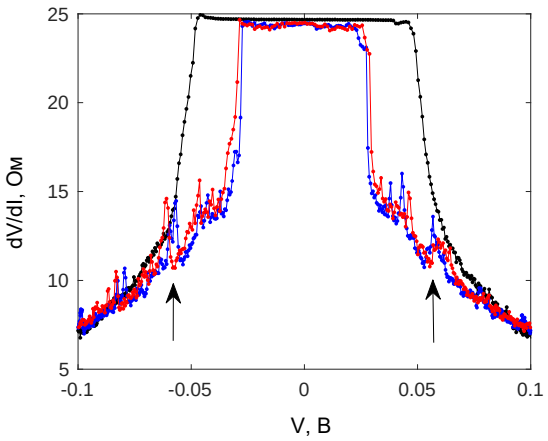


Рис. 2. Зависимости d*V*/d*I* от *V* при подаче ВЧ напряжения амплитудой 75 мВ на образец. Чёрный цвет – ВАХ без ВЧ напряжения, красный – *f* = 1190 кГц, синий – *f* = 1120 кГц. T =130 К, растяжение образца - 0.01%

Также получены первые результаты по синхронизации скольжения ВЗП механическими колебаниями в нановискерах NbS_3-II, причём – при комнатной температуре. Образцы были расположены на подложке из ниобата лития с нанесёнными встречно-штыревыми преобразователями, создающими на её поверхности акустическую волну. Результат открывает новую область электромеханических эффектов в квазиодномерных проводниках с ВЗП и представляет эти соединения в качестве преобразователей механических колебаний нового типа.

Обсуждение

Как известно [4,5], ступеньки Шапиро становятся заметными при модуляции тока ВЗП ~ 100%. По нашим оценкам на основе тензорезистивного эффекта [1,2] модуляция тока в условиях нашего эксперимента не должна превышать 1%. Предположительно, столь сильная модуляция тока ВЗП происходит при совпадении частоты вибраций с фундаментальной частотой скольжения ВЗП, и её можно объяснить на языке колебаний частицы в периодическом потенциале в модели слабого пиннинга [2].

Остаётся и ряд других нерешённых вопросов: не выяснено, какие именно моды колебаний вызывают синхронизацию ВЗП. Кроме того, остаётся актуальной задача различать СШ на ВАХ, вызванные синхронизацией механическими колебаниями, и СШ, полученные в условиях синхронизации электрическим полем той же частоты, при расположении образцов на подложках из ниобата лития.

Литература

1. В.Я. Покровский, С.Г. Зыбцев, М.В. Никитин, И.Г. Горлова, В.Ф. Насретдинова, С.В. Зайцев-Зотов // УФН, Т. 183, 33 (2013).

2. M.V. Nikitin, S.G. Zybtsev, V.Ya. Pokrovskii and B.A. Loginov // Appl. Phys. Lett., V. 118, 223105 (2021).

3. S.E. Brown and G. Gruner // Phys. Rev. B, V. 31, 8302 (1985).

4. S.E. Brown, G. Grüner, and L. Mihály // Solid State Commun., V. 57, 165 (1986).

5. S.G. Zybtsev, S.A. Nikonov, V.Ya. Pokrovskii, V.V. Pavlovskiy, and D. Starešinić // Phys.Rev. B, V. 101, 115425 (2020).

Фотолюминесценция протяженных дефектов в монослое WSe_2

С.Н. Николаев[1, *], М.А. Чернопицский[1], В.С. Багаев[1], И.И. Усманов[2], Е.Е. Онищенко[1], А.А. Деева[2], В.С. Кривобок[1]

1 Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский просп. 53, Москва, 119991.

2 Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский переулок, 9, Долгопрудный, Московская область,141701.

*nikolaev-s@yandex.ru

Исследованы оптические свойства монослоя WSe_2, полученного механическим слоением с использованием золота. Показано, что при гелиевых температурах спектры излучения полученной плёнки определяются стандартными механизмами излучательной рекомбинации с участием свободных экситонов, связанных экситонов и трионов. Методами оптической спектроскопии с микронным разрешением показано образование протяженных дефектов в такой пленке после отжига в вакууме при температуре 200 °C.

Введение

Слоистые полупроводники являются ключевым компонентом, необходимым для создания атомарно-тонких электронных и оптоэлектронных приборов. Для создания гетероструктур на основе слоистых полупроводников необходимо получать большие по площади пленки толщиной от одного до нескольких монослоев. При помощи липкой ленты обычно удается получить чешуйки размером до 5 – 10 мкм, в то время, как латеральные размеры монослое, полученных при помощи золота, могут достегать сотен микрометров. В данной работе исследовались дефекты в монослоеWSe$_2$, полученном при помощи такой технологии.

Методы и подходы

На объемный кристалл WSe_2 лежащий на подложке, термическим испарением напылялся 100-150 нм слой золота. Атомы золота связываются с атомами Se верхнего слоя, причем это взаимодействие сильнее, чем силы Ван-дер-Ваальса между слоями WSe_2. Золото (с чешуйками WSe_2) снималось с подложки при помощи термоотпускающей липкой ленты (thermal release tape) и переносилось на целевую подложку. После снятия липкой ленты и травления золота на Si/SiO_2 подложке оставались монослои WSe_2 большого латерального размера (см. рис. 1 а). Для оптической спектроскопии использовалась установка на основе рещеточного спектрометра, оснащенного ПЗС-матрицей. Образец размещался в гелиевом криостате, позволяющем работать в диапазоне температур 5 – 300 К. Фокусировка лазерного излучения (532 нм) и сбор люминесценции осуществлялись микрообъективом, расположенным внутри криостата. Для смещения лазерного пятна по образцу использовалась схема 4f-сканнера. Такая схема позволяла проводить измерения спектров низкотемпературной фотолюминесценции с пространственным разрешением 1 – 2 мкм и проводить картирование сигнала люминесценции без относительного сдвига объектива и образца.

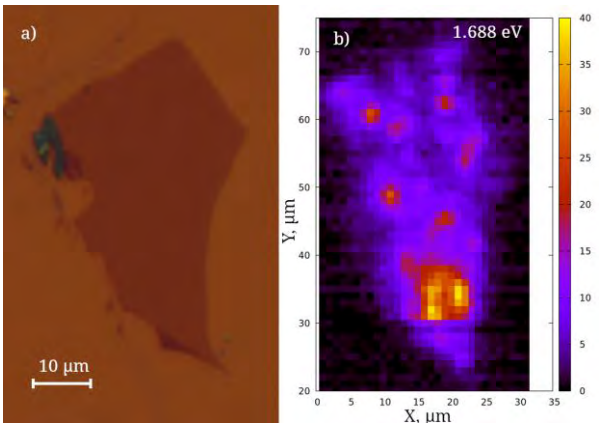


Рис. 1. Изображение монослоя WSe_2, полученного при помощи золота а) и пространственная карта ее люминесценции с энергией фотонов 1,688 эВ

Обсуждение результатов

Спектры низкотемпературной (5К) фотолюминесценции (ФЛ) пленки, полученной при помощи золота, сопоставлялись с излучением чешуйки, полученной расщеплением липкой лентой (см. рис. 2). В спектрах излучения основного образца также наблюдаются линии излучения экситонов и трионов, но их спектральная ширина была заметно выше (см. рис. 2, синяя кривая). Кроме того, в этих спектрах наблюдалась бóльшая относительная ин-

тенсивность трионов. Неоднородное уширение энергетического спектра в сочетании с увеличением концентрации свободных дырок может указывать на увеличение плотности вакансий Se, приводящих к n-легированию WSe_2.

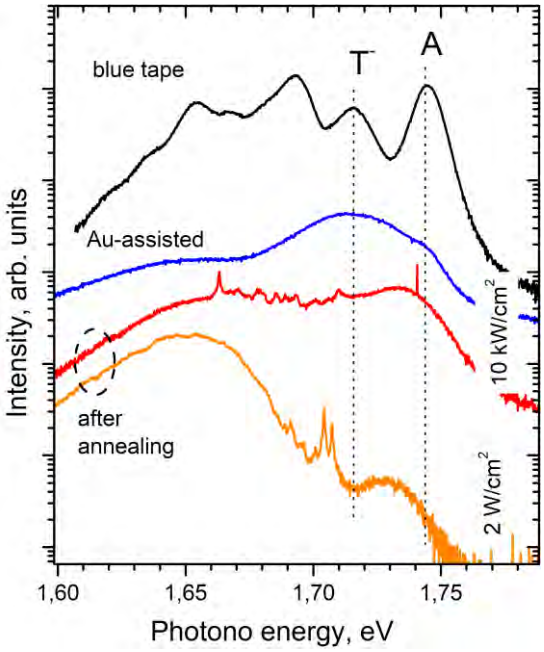


Рис. 2. Спектры низкотемпературной (5 K) фотолюминесценции монослоя WSe_2, полученного при помощи липкой ленты (blue tape) и золота (Au-assisted). Красный и оранжевый графики соответствуют пленке после отжига

После низкотемпературного (200 °C) отжига пленки WSe_2 в вакууме было проведено повторное исследование ее оптических свойств. Было обнаружено, что в спектре ФЛ кроме излучения экситонных состояний вблизи энергии 1,735 эВ, наблюдается выраженный пик при энергиях около 1,65 эВ, а иногда и узкие линии (красная кривая на рис. 2). При уменьшении плотности мощности с 10 кВт/см^2 до 2 Вт/см^2 это излучение начинает превалировать в спектре ФЛ (оранжевая кривая на рис. 2). Из спектров видно, что широкая полоса также содержит ряд узких линий, имеющих различное спектральное положение в разных точках образца. Карта люминесценции с энергией фотонов 1,688 эВ, представленная на рис. 1 b), демонстрирует наличие одиночных излучающих центров в монослое WSe_2. Приведённые выше данные указывают на дефектный характер регистрируемого излучения.

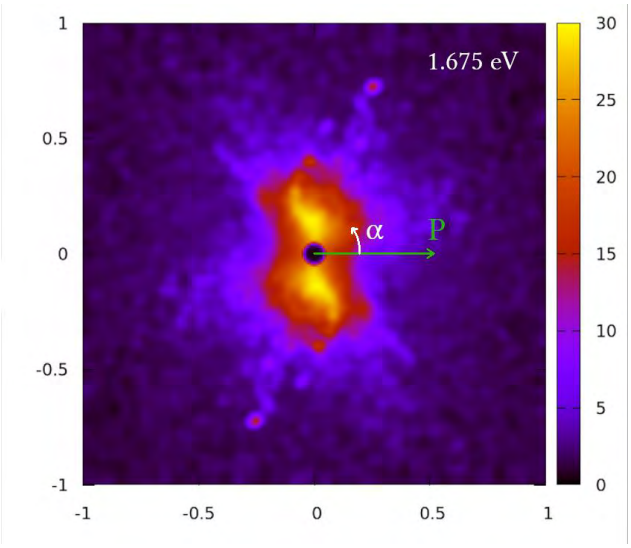


Рис. 3. Гистограмма распределения степени (P) и угла (α) поляризации ФЛ на энергии кванта света 1,675 эВ монослоя WSe_2 при плотности лазерного возбуждения 2 Вт/см^2

Из рис. 3 видно, что большая часть излучение дефектов слабо поляризована (степень поляризации <0.5), а угол поляризации меняется во всем диапазоне измерения (оранжевая область в центре). В то же время, излучатели с высокой степенью поляризации имеют предпочтительные углы поляризации с шагом около 60°. Мы связываем это излучение с протяженными дефектами в монослое WSe_2, привязанными к кристаллографии пленки. Одним из кандидатов на эту роль может быть линия вакансий, распространяющаяся вдоль зиг-заг направления решетки [1].

Заключение

Таким образом, в данной работе исследовано излучение дефектов в монослое WSe_2, полученном про помощи золота. Показана высокая степень поляризации одиночных излучателей, люминесцирующих в области 1,65 эВ, которые возникают после низкотемпературного (200 °C) отжига. Продемонстрирована связь угла поляризации таких дефектов с кристаллографией пленки.

Литература

1. H.-P. Komsa, S. Kurasch, O. Lehtinen, et al. // Physical Review B, V. 88, 035301 (2013).

Остаточная фотопроводимость в двойных квантовых ямах HgTe

И.Д. Николаев[1], Р.В. Менщиков[2], Н.Н. Михайлов[2], Д.Р. Хохлов[1], А.В. Иконников[1, *]

[1] Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991.

[2] ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*antikon@physics.msu.ru

В работе представлены результаты исследований спектров остаточной фотопроводимости (ОФП) в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с двойными квантовыми ямами (ДКЯ). Показано, что наблюдаемы в спектрах особенности связаны с наличием покровного слоя CdTe и составом барьерных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$.

Введение

Текущий интерес к КЯ HgTe вызван, прежде всего, первым обнаружением в них состояния двумерного топологического изолятора [1], что, по сути, открыло новый раздел физики конденсированного состояния. Помимо топологических свойств такие объекты также обладают и другими интересными свойствами, в частности биполярной ОФП [2, 3]. Данный свойство может использоваться для эффективного управления концентрацией носителей заряда без изготовления структур с затворами [4, 5].

В настоящей работе исследованы спектры ОФП в ДКЯ HgTe в диапазоне энергий 1,1–3,1 эВ и выполнено сопоставление наблюдаемых в спектрах особенностей с энергетической диаграммой ДКЯ.

Методика эксперимента

Исследуемые образцы была выращены в ИФП СО РАН методом молекулярно-пучковой эпитаксии. На подложке из GaAs (013) выращивался буфер, состоящий из 30 нм слоя ZnTe и толстого (5–6 мкм) релаксированного слоя CdTe. Затем выращивалась активная часть структур: толщина барьеров $Cd_xHg_{1-x}Te$ составляла 30 нм, толщина ям — 3–7,5 нм, а толщина туннельного барьера — 3 нм. Поверх всей структуры выращивался покровный слой CdTe толщиной 40 нм. ДКЯ были выбраны из-за ярко выраженного эффекта ОФП [4], а также из-за возможности обратимой смены типа проводимости в ряде случаев, чего пока не наблюдалось в одиночных КЯ [5].

Исследования спектров ОФП проводились с помощью монохроматора МДР-206 в диапазоне 400–1100 нм при T = 4,2 К и 77 К. Образец находился во вставке в транспортном сосуде Дьюара. Излучение заводилось по полированной металлической трубе.

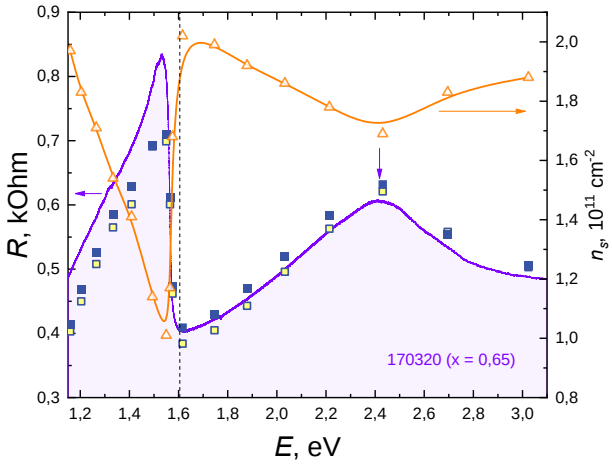


Рис. 1. Зависимость сопротивления при непрерывном и поточечном сканировании и концентрации носителей электронов при поточечном сканировании от энергии падающего излучения в образце 170320 при T = 4.2 К. Открытые символы соответствуют включенной подсветке, сплошные — выключенной

Спектры записывались как при непрерывной подсветке и непрерывном сканировании со скоростью 10 нм/мин, так и поточечно как после включения, так и после выключения подсветки. «Направление» сканирования не оказывало никакого влияния на спектры. Концентрация в образцах определялась при помощи измерения квантового эффекта Холла (КЭХ), для этого образец размером 2×4 мм с нанесенными в холловской геометрии контактами помещался в центре сверхпроводящего соленоида (B_{max} = = 6,2 Тл).

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены спектры ОФП в образце 170320. В спектре выделяются две особенности: 1 — резкое изменение сопротивления в районе 1,55 эВ и 2 — локальный максимум при 2,42 эВ.

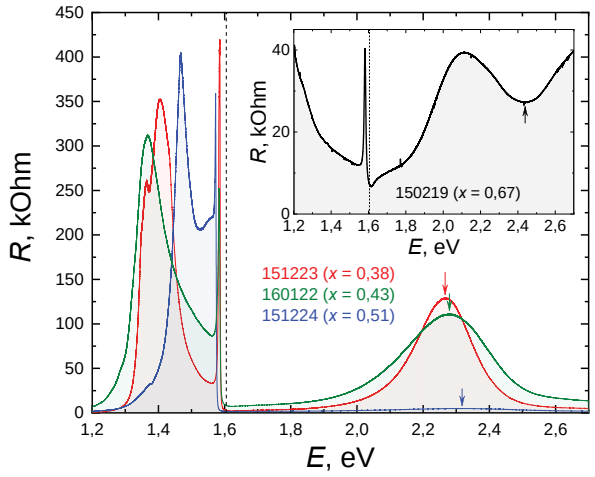


Рис. 2. Зависимость сопротивления различных образцов при непрерывном сканировании от энергии падающего излучения при T = 4.2 К. Стрелками отмечены особенности в области 2,2–2,4 эВ

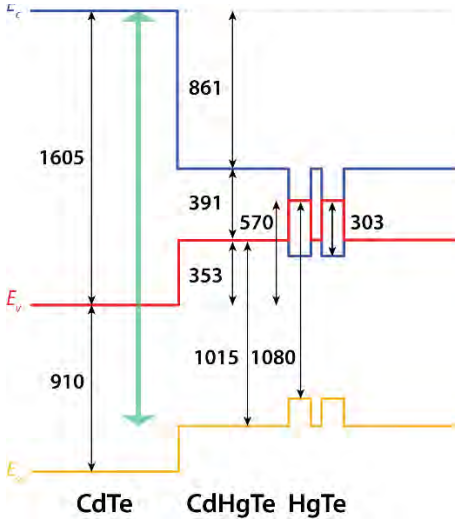


Рис. 3. Энергетическая диаграмма для образца 151223 при T = 4.2 К. Энергии указаны в мэВ. Подложка справа (на рис. не показана). Зонные параметры взяты из работы [6]

Данные особенности воспроизводятся при поточечном сканировании как при включённой, так и выключенной подсветке, что говорит именно об эффекте ОФП. Рассматриваемая структура имеет n-тип проводимости и достаточно высокую концентрацию электронов в КЯ (в том числе и в темновых условиях), это позволило наблюдать КЭХ во всем диапазоне энергий. «Зеркальная» зависимость концентрации от энергии падающего излучения (рис. 1) указывает на то, что изменение сопротивления вызвано изменением концентрации носителей заряда в КЯ.

Аналогичные особенности наблюдаются и в образцах с темновой проводимостью p-типа (рис. 2). При этом в образце 150219 (см. вставку) подсветка не приводит к смене типа проводимости, в остальных же образцах подсветка с энергиями ~1,2; 1,7; 2,6 эВ приводит к появлению электронов в КЯ с концентрациями до $5 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$. Как видно из рис. 2 указанные выше особенности спектров ОФП сохраняются, однако особенность 1 сопровождается резким пиком, а особенность 2 в «дырочном» образце 150219 представляет собой минимум.

Сопоставление энергий указанных особенностей с «энергиями слоев» структур (рис. 3) позволяет однозначно связать особенность 1 с покровным слоем CdTe. Чуть меньшая энергия особенности по сравнению с шириной запрещенной зоны E_g CdTe (штриховая линия на рис. 1, 2) возможно связана с проникновением ртути (~ 2%) из барьеров. Повышение температуры до 77 К приводит к сдвигу особенности на 11–13 мэВ в сторону меньших энергий в соответствии с уменьшением E_g CdTe.

Особенность 2, положение которой однозначно зависит от состава барьеров, связана с забросом электронов из спин-отщепленной зоны барьерного слоя CdHgTe в зону проводимости покровного слоя CdTe. Энергия такого перехода в точности соответствует положению особенности 2, с ростом x эта энергия возрастает. «Освободившиеся» места в спин-отщепленной зоне CdHgTe приводят к эффективному уменьшению концентрации электронов в КЯ (или увеличению концентрации дырок в случае образца 150219), что и приводит к изменению сопротивления.

Работа выполнена при поддержке РНФ (№ 22-22-00382). И.Д. Николаев благодарит за поддержку фонд «Базис» (№ 21-2-1-34-1).

Литература

1. M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune *et al.* // Science 318, 766 (2007).

2. К.Е. Спирин, Д.М. Гапонова, К.В. Маремьянин и др. // ФТП 52, 1482 (2018).

3. К.Е. Спирин, Д.М. Гапонова, В.И. Гавриленко и др. // ФТП 53, 1401 (2019).

4. A.V. Ikonnikov, M.S. Zholudev, K.E. Spirin *et al.* // Semicond. Sci. Tech. 26, 125011 (2011).

5. И.Д. Николаев, Т.А. Уаман Светикова и др. // Письма в ЖЭТФ 111, 682 (2020).

6. S.S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D.B. But *et al.* // Phys. Rev. B 94, 245402 (2016).

Влияние химической природы имплантированных в систему SiO_2/Si атомов на фотолюминесценцию ионно-синтезированного гексагонального кремния фазы 9R-Si

А.А. Никольская[1], Д.С. Королев[1], А.Н. Михайлов[1], А.И. Белов[1], А.А. Конаков[1], Д.А. Павлов[1], A. Galeckas[2], А.Ю. Азаров[2], А.Ю. Кузнецов[2], Д.И. Тетельбаум[1,*]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 University of Oslo, PO Box 1048 Blindern, N-0316 Oslo, Norway.

*tetelbaum@phys.unn.ru

Для использования кремния в приборах современной фотоники и оптоэлектроники необходимо улучшение его люминесцентных свойств. В связи с этим большое внимание привлекают гексагональные модификации кремния, для которых продемонстрировано повышение излучательной способности по сравнению с кубическим кремнием. Ранее было установлено возникновение пика фотолюминесценции ($\lambda \approx 1240$ нм) при облучении системы SiO_2/Si ионами Kr^+, связанное с формированием гексагональной фазы 9R-Si. В настоящей работе проведено сравнение параметров ФЛ при облучении ионами As^+ и Kr^+, близкими по массе и атомному радиусу, но отличающимися по химической природе.

Введение

Развитие электронной техники привело к необходимости использования световых сигналов для передачи данных с целью увеличения производительности интегральных схем. В связи с этим, кремниевая фотоника стала одним из быстро развивающихся направлений. Однако, до сих пор остается не решенной проблема создания эффективного излучателя света на основе кремния, обусловленная непрямозонностью его энергетической структуры. Перспективным способом решения этой проблемы может стать использование аллотропных модификаций кремния гексагональной сингонии, для которых продемонстрировано улучшение люминесцентных свойств за счет изменения зонной структуры [1]. Поэтому необходимы поиски эффективных и совместимых с планарной технологией методов синтеза таких модификаций.

Ранее нами было показано, что при имплантации в систему SiO_2/Si ионов Kr^+ с последующим отжигом, в подложке кремния на границе с пленкой SiO_2 формируются включения гексагональной фазы 9R-Si [2].

Для образцов с такими включениями была обнаружена фотолюминесценция (ФЛ) при 1240 нм, связанная с межзонным излучением 9R-Si [2].

В настоящей работе проведено сравнительное исследование ФЛ при 1240 нм для случая имплантации As^+ и Kr^+. Выбор As связан с тем, что массы атомов As и Kr (а также их атомные радиусы) весьма близки, а диффузионное поведение существенно разное. Таким образом, данное исследование позволяет судить о влиянии химической природы ионов на формирование фазы 9R-Si и ее люминесцентные свойства.

Методика эксперимента

В качестве исходных образцов использовались структуры SiO_2 (160 нм)/Si, сформированные термическим окислением подложки КЭФ-4.5. Имплантация ионов Kr^+ и As^+ с энергией 80 кэВ и дозой $5 \cdot 10^{16}$ см$^{-2}$ проводилась на ионном имплантере ИЛУ-200. Согласно расчетам в программе SRIM, средний проецированный пробег ионов составляет ~50 нм. Постимплантационный отжиг проводился в атмосфере осушенного N_2 при 800 °C (30 мин). После отжига пленка SiO_2 удалялась в HF.

Исследование свойств образцов проводилось методами ФЛ (при температуре 77 К с лазерным возбуждением при 408 нм), вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) и спектроскопии резерфордовского обратного рассеяния (РОР).

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 приведены спектры ФЛ образцов SiO_2/Si после облучения As^+ и Kr^+ и отжига. В обоих случаях наблюдается интенсивный пик при ~ 1240 нм, который наблюдался нами и ранее для образцов с 9R-Si фазой [2]. Как видно из рисунка, для образца, облученного ионами As^+, интенсивность ФЛ в максимуме примерно в 3 раза выше, чем для образцов, облученных ионами Kr^+. Положение максимума для образца, облученного As^+, несколько сдвинуто в сторону меньших длин волн (приблизительно на 5 нм).

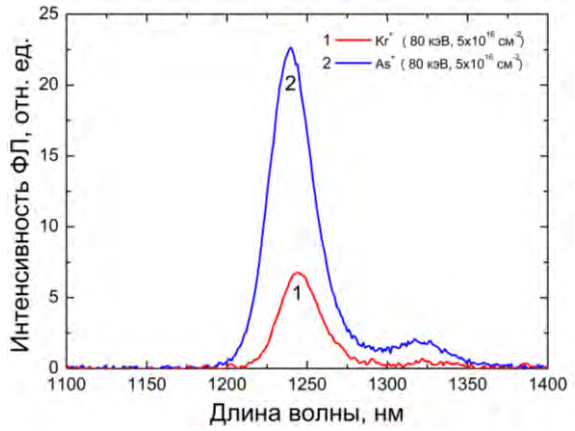


Рис. 1. Спектры ФЛ образцов SiO_2/Si, облученных As^+ и Kr^+ с последующим отжигом. Пленка SiO_2 стравлена

Мы предполагаем [2], что формирование включений 9R-Si фазы, происходит за счет механических напряжений, возникающих в пленке и подложке при облучении, релаксация которых приводит к образованию новой фазы. При этом на интенсивность ФЛ также оказывают влияние радиационные дефекты (центры безызлучательной рекомбинации), возникающие в подложке при облучении. Так как в случае облучения системы SiO_2/Si ионами Kr^+ и As^+ концентрации дефектов, возникающих в подложке, практически равны, для интерпретации полученных результатов важно учитывать различия в процессах, происходящих в пленке SiO_2 во время постимплантационного отжига.

Согласно данным ВИМС и РОР, имплантированные атомы Kr испытывают при отжиге существенную десорбцию (аут-диффузию) из пленки SiO_2. Мышьяк же практически полностью остается в пленке. Из спектров РОР следует, что существенного перераспределения мышьяка (из-за распыления при высокодозном облучении и/или из-за диффузии) не произошло. Таким образом, связанные с присутствием ионов мышьяка напряжения остаются практически неизменными в течение всего времени отжига. Это означает, что процессы в приграничном слое Si, связанные с действием напряженной пленки на подложку, обусловленным присутствием атомов As, также протекают в течение всего времени отжига, тогда как в случае Kr^+ эти процессы ослабевают со временем вследствие десорбции Kr. Поэтому резонно полагать, что процесс фазообразования в случае облучения As приводит к накоплению большего результирующего количества фазы 9R-Si, что и служит причиной более интенсивной ФЛ.

Причина «синего» сдвига положения пика ФЛ для As^+ требует отдельного рассмотрения. Можно предположить, что этот сдвиг связан с квантово-размерным эффектом [3]. Действительно, если в случае Kr^+ нановключения образуются в основном в начальной стадии отжига, а за остальное время отжига они имеют возможность лишь укрупняться за счет процесса «созревания», это может приводить к уменьшению квантово-размерного сдвига. В случае же As^+ те включения, которые образовались на более поздних стадиях отжига, не имеют достаточного времени для укрупнения, поэтому средний размер нановключений должен быть меньше, следовательно кванто-размерный сдвиг для таких включений выражен в большей степени.

Работа частично выполнена при поддержке РФФИ (грант № 20-32-90204) и гранта Президента РФ (МК-4092.2021.1.2). Никольская А.А. признательна за поддержку в рамках Стипендии Президента РФ (СП-1894.2021.5).

Литература

1. L. Fan, D. Yang, D. Li // Mater., V. 14, 3964 (2021).
2. A.A. Nikolskaya, D.S. Korolev, A.N. Mikhaylov *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 113, 182103 (2018).
3. T.Y. Kim, C. Huh, N.M. Park *et al.* // Nanoscale Res. Lett., V. 7(634), 1–5 (2012).

Моделирование процессов самоотжига филаментных структур в мемристорах на основе пленок a-SiO_2, подвергнутых облучению ионами Si^+

Е.В. Окулич[1, *], В.И. Окулич[2], А.Н. Михайлов[1], Д.И. Тетельбаум[1]

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603022.

2 НИУ РАНХиГС, пр. Гагарина, 46, Нижний Новгород, 603950.

*eokulich@nifti.unn.ru

Эволюция дефектной структуры пленки $SiO_{1.7}$, вызванная имплантацией ионов Si^+ и последующим отжигом при 1500 К в течение 100 нс, смоделирована с использованием двух методов: кинетического Монте-Карло и молекулярной динамики. При выбранной дозе имплантации ионов $1 \cdot 10^{17}$ $см^{-2}$ обнаружена кластеризация атомов кремния и изменение ближнего порядка. Результаты обсуждаются в рамках задачи ионной модификации оксида кремния с целью использования последнего в качестве перспективного функционального диэлектрика в мемристорах, а также могут быть применены при исследовании микроскопических механизмов, ответственных за процессы электроформовки и резистивного переключения.

Введение

Выяснение природы стохастичности характеристик мемристивных структур на основе тонких пленок оксидов является актуальной задачей. Сформировалось устойчивое мнение об определяющем влиянии на характеристики мемристоров дефектов рабочего слоя [1, 2]. Однако природа этих дефектов остается малоизученной.

Поскольку установлено, что в зоне проводящего канала – филамента (5 – 20 нм) – температура в проводящем состоянии может достигать более 1000 К [3, 4], то можно предполагать наличие процесса самоотжига дефектных структур в этой области.

В настоящей работе представлены результаты моделирования этого процесса для мемристоров на основе пленок аморфного SiO_2.

В ряде работ [5, 6] было обнаружено положительное влияние ионного облучения на параметры резистивного переключения в структурах на основе пленок оксида кремния, поэтому моделирование проводилось именно для легированных ионами Si^+ пленок.

Метод расчета

Начальной задачей моделирования было создание структуры (размером 60×60×60 $А^3$), насыщенной атомами кремния за счет облучения ионами Si^+ с заданной дозой на определённой глубине, а также содержащей дефекты, созданные ими. Подразумевается, что такая структура представляет из себя область филамента. Расчет числа дефектов производился в программе SRIM. При этом глубина аморфного $SiO_{1.7}$ задавалась равной 20 нм, дозы составили $1 \cdot 10^{15}$ и $1 \cdot 10^{17}$$см^{-2}$, энергия внедряемых ионов Si^+ – 20 кэВ. Соответствующее число вакансий атомов Si и O создавалось их случайным удалением, а междоузельные атомы – их случайным внедрением при выполнении того условия, что расстояние между двумя атомами не должно было быть меньше суммы атомных радиусов соответствующих соседей. Процессы атомной перестройки при самоотжиге моделировались методом молекулярной динамики с использованием пакета LAMMPS при температуре 1500 К.

Координаты атомов кластеров периодически фиксировались, общее время расчета составляло ~ 100 нс. Проводилась оценка структурных характеристик моделируемого объёма с использованием специально написанного комплекса программ. Это позволило наблюдать эволюцию числа, взаимного расположения скоплений атомов кремния, размеров кластерных образований и основных структурных единиц аморфного диоксида кремния типа $Si\text{-}O_4$.

В рамках исследований рассчитывались радиальные функции распределения (РФР) атомов как отмеченных образований, так и моделируемого объема в целом, а также углы между связями.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 показана нормированная РФР связей Si-Si для моделируемого фрагмента до имплантации (исходное состояние), после имплантации и после отжига при 1500 К в течение 100 нс. Для исходного состояния положение пика (R = 3.19 Å) примерно соответствует литературному значению для термических пленок SiO_2. После имплантации этот пик сохраняется, уменьшаясь по высоте и площади и становясь резко асимметричным. Появляется второй пик при R = 2.38 Å, что связано с введением дополнительных атомов кремния.

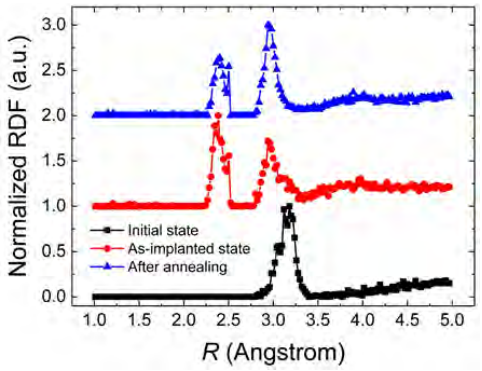


Рис. 1. Нормированные РФР расстояний Si-Si в исходном $SiO_{1.7}$ (черная кривая), после имплантации (красная кривая) и после отжига при 1500 К в течение 100 нс (синяя кривая)

В результате отжига кластеры Si приближаются по структуре к кристаллическому кремнию, для которого $R_{Si\text{-}Si}$ = 2.34 Å и валентный угол равен ~109° (рис. 2).

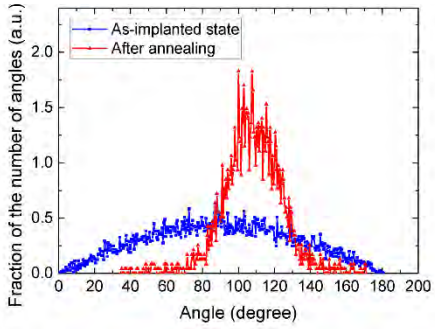


Рис. 2. Распределения валентных углов, сформированных в моделируемом объеме филамента в состоянии после имплантации (синяя кривая) и после отжига в течение 100 нс (красная кривая)

Изменение положения пика для SiO_2 (2.9 Å) после отжига (рис. 1) может быть связано с остаточными дефектами. Предполагается, что по причине наличия последних более плотная структура оксида становится энергетически выгоднее. Однако это предположение требует дополнительного исследования из первых принципов.

Заключение

Проведенный в данной работе расчет показал возможность существенной перестройки структуры слоя аморфного SiO_2 в филаменте, зависящей от концентрации внедренного ионной имплантацией кремния. Такие процессы сопровождаются случайным и постоянным образованием электронных ловушек в локальной области. Мы предполагаем, что именно они могут быть ответственны за стохастичность процесса резистивного переключения, шумовые характеристики и, в конечном счёте, деградацию мемристора.

Работа поддержана Правительством Российской Федерации (контракт № 075-15-2019-871 (2)) и выполнена в рамках реализации программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» (Н-466-99_2021-2023).

Литература

1. A.N. Mikhaylov, D.V. Guseinov, A.I. Belov *et al.* // Chaos, Solitons & Fractals, V. 144, 110723 (2021).
2. D.V. Guseinov, D.I. Tetelbaum, A.N. Mikhaylov *et al.* // International Journal of Nanotechnology, V. 14(7/8), 604 (2017).
3. D.G. Pahinkar, P. Basnet, M.P. West *et al.* // AIP Advances, V. 10, 035127 (2020).
4. Y. Ma, D. Li, A.A. Herzing *et al.* // ACS Applied Materials and Interfaces, V. 10(27), 23187 (2018).
5. E.V. Okulich, V.I. Okulich, D.I. Tetel'baum // Technical Physics Letters, V. 46, 19 (2020).
6. T.-J. Yen, A. Chin, V. Gritsenko // Nanomaterials, V. 11(6), 1401, (2021).

Реализация концепции полярного металла в Ван дер Ваальсовых структурах

Н.Н. Орлова[1§], А.В. Тимонина[1], Н.Н. Колесников[1], Э.В. Девятов[1]

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

§honna@issp.ac.ru

В последнее время материалы с нарушением инверсии, демонстрирующие сосуществование проводимости и ферроэлектрического упорядочение, привлекают большой интерес. Мы исследовали взаимное влияние ферроэлектричества и проводимости в таких системах. Для топологического Вейлевского полуметалла WTe_2 мы продемонстрировали возможность управлять ферроэлектрической поляризацией полем тока носителей заряда. Существенность эффектов нарушения симметрии была нами продемонстрирована в транспортных экспериментах на проводящем ферроэлектрике SnSe, где с помощью локального нагрева электрическим током удалось инициировать фазовый переход SnSe в симметричную фазу, известную для SnSe, где ферроэлектрическая поляризация не наблюдается. Благодаря сосуществованию проводимости и ферроэлектрического упорядочения, нам впервые удалось реализовать электрокалорический эффект в проводящей ферроэлектрической системе.

Введение

В последнее время эффекты нарушения симметрии в твёрдом теле привлекают особенное внимание благодаря исследованиям в области топологических полуметаллов. В Вейлевских полуметаллах, в силу нарушения пространственной симметрии или симмет-рии по обращению времени, каждая Дираковская точка (представляющая собой специальную точку зоны Брюллиэна с трёхмерным линейным спектром) расщепляется на два Вейлевских узла с противоположными киральностями [1].

Оба варианта широко исследуются в системах с нарушением пространственной инверсии и в системах с ферромагнитным упорядочением, соответственно.

С другой стороны, материалы с нарушением инверсии известны тем, что демонстрируют ферроэлектрическое упорядочение. Недавно ферроэлектрическая поляризация была экспериментально обнаружена в Вейлевском полуметалле WTe2, обладающем значительной объёмной проводимостью в силу бесщелевого спектра [2] [3]. Обычно ферроэлектрические свойства рассматривались для диэлектриков, однако демонстрация ферроэлектричества в WTe2 доказала реализуемость теоретической концепции полярного металла [4].

Сосуществование проводимости и спонтанной поляризации в полярном металле дает возможность как управления поляризацией полем электрического тока, так и проводимостью материала за счет изменения ферроэлектрической поляризации.

Полученные результаты

В данной работе мы исследуем взаимное влияние ферроэлектричества и проводимости в таких системах. Благодаря слоистой структуре рассматриваемых материалов наши образцы были изготовлены с помощью техники механической эксфолиации, аналогичной используемой для большинства Ван-дер-Ваальсовых структур.

Для топологического Вейлевского полуметалла WTe2 мы продемонстрировали возможность управлять ферроэлектрической поляризацией полем тока носителей заряда. Изменение поляризации проявляется как гистерезис на кривых дифференциального сопротивления в зависимости от направления развертки тока, при этом влияние непосредственно ферроэлектрического упорядочения доказано зависимостью от затворного напряжения при тех напряжённостях поля затвора, что существенно не меняют концентрацию носителей в образце.

Существенность именно эффектов нарушения симметрии была нами продемонстрирована в транспортных экспериментах на проводящем ферроэлектрике SnSe. Для этого с помощью локального нагрева электрическим током удалось инициировать фазовый переход SnSe в симметричную фазу, известную для SnSe при умеренно высоких температурах.

В результате мы наблюдали что, гистерезис в транспортном токе в исходной фазе SnSe, полностью аналогичный наблюденному в WTe_2, исчезает при фазовом переходе в симметричную фазу.

Благодаря сосуществованию проводимости и ферроэлектрического упорядочения, нам впервые удалось реализовать электрокалорический эффект в проводящей ферроэлектрической системе. Термо- эдс измерялось как отклик на второй гармонике на нагрев переменным током, при этом в системе было приложено так же и постоянное электрическое поле. На кривых термоэлектрического отклика в зависимости от постоянного поля наблюдалась характерная для электрокалорического эффекта гиперболическая зависимость термо-эдс с резким переходом из максимума в минимум в нуле при смене полярности.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00229, https://rscf.ru/project/22-22-00229/

Литература

1. N. P. Armitage, E. J. Mele, and A. Vishwanath, Rev. Mod. Phys., 90, 15001 (2018).

2. P. Sharma, F.-X. Xiang, D.-F. Shao, D. Zhang, E. Y. Tsymbal, A. R. Hamilton, Sci. Adv., 5, eaax5080 (2019).

3. Z. Fei, W. Zhao, T. A. Palomaki, B. Sun, M. K. Miller, Z. Zhao, J. Yan, X. Xu and D.H. Cobden, Nature, 560, 336 (2018).

4. W. X. Zhou and A. Ariando, Japanese Journal of Applied Physics, 59, SI0802 (2020).

Определение типов оптических переходов по зависимости интенсивности фотолюминесценции от мощности возбуждения в компенсированных полупроводниках

И.В. Осинных[1, 2, *], И.А. Александров[1], Т.В. Малин[1], Д.С. Милахин[1], К.С. Журавлёв[1]

1 ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13.

2Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2.

*igor-osinnykh@isp.nsc.ru

Проведен расчет зависимости интенсивности зона-акцепторного и донорно-акцепторного каналов фотолюминесценции от мощности возбуждения на основе решения системы уравнений непрерывности совместно с уравнением электронейтральности для стационарного случая. По сопоставлению экспериментальных зависимостей полос ФЛ сильно легированного AlN:Si от мощности возбуждения с расчетными определены типы оптических переходов и степень компенсации. Согласно расчету концентраций дефектов вероятный кандидат на роль акцептора комплекс V_{Al}-2Si.

Введение

$Al_xGa_{1-x}N$/GaN гетероструктуры являются перспективными для создания оптоэлектронных и мощных высокотемпературных силовых и СВЧ приборов. светоизлучающих приборов видимой и ультрафиолетовой области спектра. Формирование эпитаксиальных слоев GaN и $Al_xGa_{1-x}N$ с низким содержанием Al n-типа проводимости с использованием кремния (Si) в качестве донора не вызывает существенных трудностей, концентрация электронов может быть управляемо повышена до 10^{20} см$^{-3}$. Однако при легировании $Al_xGa_{1-x}N$ с высоким содержанием Al (>0.6) происходит самокомпенсация кремния. Компенсирующими центрами являются отрицательно заряженные катионные вакансии (V_{III}) и их комплексы с мелкими донорами. Явление компенсации сопровождается появлением интенсивной широкополосной люминесценции в видимом спектральном диапазоне [1]. Предполагается, что рекомбинация идет через компенсирующие центры, однако остается неизвестными элементный состав и концентрация этих центров. Также не установлено соотношение между типами оптических переходов через центры. В настоящей работе представлены результаты расчетной и экспериментальной зависимости фотолюминесценции от мощности возбуждения для сильнолегированных слоев AlN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на сапфировых подложках.

Методики расчета и эксперимента

Расчет зависимости интенсивности различных каналов фотолюминесценции от мощности возбуждения был проведен на основе решения системы уравнений непрерывности совместно с уравнением электронейтральности для стационарного случая в математическом пакете Wolfram Mathematica. Был рассмотрен случай, когда энергия фотонов меньше ширины запрещенной зоны, при этом происходит поглощение света на уровнях акцепторов и выброс электронов в зону проводимости. В модели имеется два канала излучательной рекомбинации – зона-акцепторная (eA) и донорно-акцепторная (DA) рекомбинация с участием одного типа глубоких акцепторов. Рассмотрены три случая компенсации: 1) доноров больше, чем акцепторов ($N_D > N_A$) 2) концентрации доноров и акцепторов равны ($N_D = N_A$), 3) доноров меньше, чем акцепторов ($N_D < N_A$). Модель универсальная и может быть использована для любых компенсированных полупроводников. В данной работе модель применялась для видимой фотолюминесценции (ФЛ) в AlN:Si с уровнем легирования 1.5×10^{20} см$^{-3}$ При измерении ФЛ в широком диапазоне генерации носителей заряда использовалась возбуждение 4-ой гармоникой стационарного YAG лазера (λ=266 нм), максимальная плотность мощности составляла 6 Вт/см^2. Спектры измерялись при комнатной температуре. Концентрации дефектов рассчитывались в модели термоди-

намического равновесия. Энергии образования дефектов были рассчитаны с использованием теории функционала плотности (DFT) с гибридным функционалом HSE в программном пакете Quantum ESPRESSO [2].

Результаты и обсуждение

Согласно расчетам темп DA канала рекомбинации при всех случаях компенсации возрастает линейно с ростом плотности мощности возбуждающего излучения (J) и выходит на постоянный уровень при достижении критического значения плотности мощности, соответствующего насыщению выброса электронов с уровней акцепторов. Зависимость темпа рекомбинации eA канала от плотности мощности возбуждающего излучения до достижения критического уровня зависит от компенсации: квадратичная при $N_D > N_A$, показательная с показателем степени 1.5 при $N_D = N_A$, линейная при $N_D < N_A$. При плотности мощности возбуждающего излучения выше достижения критического уровня темп рекомбинации eA канала также выходит на постоянный уровень во всех случаях компенсации.

Спектры ФЛ AlN:Si состоят из трех полос в видимой области спектра: ультрафиолетовой полосы (UV), фиолетовой полосы (V) и оранжевой полосы (O) с положением максимума около 3.7, 3,1 и 2.0 эВ, соответственно. Энергия фотонов возбуждающего излучения hν = 4.7 эВ значительно ниже E_g = 6.015 эВ, межзонное поглощение света невозможно, происходит только поглощение света на уровнях акцепторов и выброс электронов в зону проводимости. O полоса наблюдалась ранее в нелегированном AlN [2], V и UV полосы в AlN наблюдаются только при сильном легировании Si [3]. На рис. 1 приведены зависимости интенсивности V и UV полос ФЛ от плотности мощности возбуждения. Для обеих полос характерен монотонный рост интенсивности с перегибом в районе J = 1 Вт/см^2. Интенсивность V полосы до и после перегиба возрастает линейно, интенсивность UV полосы возрастает по сверхлинейному закону, аппроксимация показательной функцией вида $y=Ax^b$ дает показатель степени b=1.33, наиболее близкий к расчетному значению 1.5 соответствующий eA рекомбинации в случае полной компенсации. Таким образом можно сделать вывод о том, что UV и V полосы обусловлены eA и DA рекомбинацией, соответственно. Перегиб в зависимости обеих полос скорее всего связан с наличием другого акцептора, ответственного за O полосу, который также дает вклад в генерацию неравновесных электронов, но концентрация которого низка по сравнению с основными, вследствие чего насыщение генерации на нем происходит быстрее.

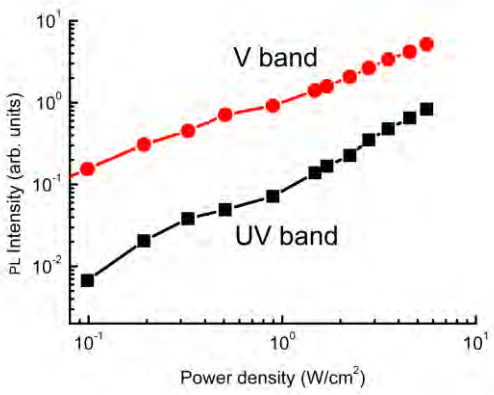


Рис. 1. Зависимость интенсивности V и UV полос ФЛ от плотности мощности возбуждения при комнатной температуре

Согласно расчетам большинство атомов Si образует комплексы V_{Al}-3Si_{Al}, концентрация этих дефектов около 5×10^{19} см$^{-3}$ на порядок выше концентрации доноров Si_{Al}, которая около 2×10^{18} см$^{-3}$, а также положение максимума люминесценции для переходов через уровни V_{Al}-3Si_{Al} должно быть примерно 3,56 эВ, что выше наблюдаемого положения максимума ФЛ Комплексы V_{Al}-2Si_{Al} имеет концентрацию порядка 10^{18} см$^{-3}$ наиболее близкую к концентрации доноров Si_{Al}, а также положение максимума люминесценции, близкие к 3,0 эВ, поэтому является наиболее вероятным кандидатом на роль акцептора.

Литература

1. P. A. Bokhan, P. P. Gugin, Dm. E. Zakrevsky, K. S. Zhuravlev, T. V. Malin, I. V. Osinnykh, V. I. Solomonov, and A. V. Spirina // J. Appl. Phys., 116, 113103 (2014).

2. I.A. Aleksandrov, and K. S. Zhuravlev // J. Phys.: Condens. Matter, 32**,** 435501 (2020).

3. I .V. Osinnykh, T. V. Malin, V. F. Plyusnin, K. S. Zhuravlev, B. Ya. Ber and D. Yu. Kazantsev // J. Phys.: Conf. Ser., 816, 012002 (2017).

Трансформация N-полярных инверсионных доменов из буферных слоев AlN в процессе роста слоев AlGaN

И.В. Осинных[1, 3, *], Т.В. Малин[1], А.С. Кожухов[1], К.С. Журавлёв[1], Б.Я. Бер[2], Д.Ю. Казанцев[2]

1 ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13.

2ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

3Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2.

*igor-osinnykh@isp.nsc.ru

В настоящей работе проведено исследование влияния N-полярных инверсионных доменов в буферных слоях AlN на дефектообразование в Me-полярных слоях $Al_xGa_{1-x}N$:Si с высокой концентрацией кремния. Показано, что инверсионные домены, содержащиеся в слоях AlN, при последующем росте слоев $Al_xGa_{1-x}N$ не прорастают до поверхности, а меняют азотную полярность на металлическую.

Введение

Нитриды металлов III группы и их твердые растворы являются прямозонными полупроводниками с шириной запрещенной зоны от 3.4 до 6.2 эВ, обладающие высокой теплопроводностью, благодаря чему они является перспективными материалами оптоэлектроники и сильноточной высокотемпературной электроники. Приборные III-нитридные гетероструктуры получают эпитаксиальными методами, рост III-нитридов на подложке сапфира связан с рядом технологических трудностей ввиду большого рассогласования параметров кристаллической решётки подложки сапфира и выращиваемой плёнки AlN/GaN, равного, а также коэффициентов температурного расширения сапфира, что приводит к высокому содержанию протяженных дефектов (до $10^9 – 10^{10}$ см$^{-2}$), основными дефектами являются дислокации, дефекты упаковки в базовой плоскости, инверсионные домены (ИД). В частности важной задачей является получение полярно однородных слоев: азотной (N) или металлической (Me) полярности. Решением проблем роста является использование буферных слоев AlN или GaN, при этом важно учитывать, что дефекты в буферных слоях могут прорастать до поверхности всей структуры [1]. В работе [2] установлено, что нитридизация сапфира с формированием на его поверхности ~1 монослоя AlN обеспечивает последующий рост слоев AlN с более гладкой поверхностью и лучшим кристаллическим совершенством по сравнению нитридизацией сапфира, формирующей более толстый (~2 монослоя) слой AlN. В рамках данной работы было исследовано влияние инверсионных доменов в буферных слоях AlN на дефектообразование в слоях $Al_xGa_{1-x}N$:Si с высокой концентрацией кремния.

Методики расчета и эксперимента

Была выращена серия слоев $Al_xGa_{1-x}N$ Si с высокой концентрацией кремния, методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке фирмы Riber CBE-32. В качестве источника галлия и алюминия использовались стандартные эффузионные ячейки, в качестве источника активного азота использовался аммиак. Легирование слоев осуществлялось кремнием (Si) из газового источника моносилана (SiH_4), разбавленного азотом (N_2) в соотношении 7/1000. В качестве подложек использовались (0001) ориентированные односторонне и двусторонне полированных 2“ пластины сапфира толщиной 400 мкм. Сапфир нитридизовался в потоке аммиака аммиака 25 см^3/мин при температуре 960°C в течение 10 минут, после чего на нитридизованную подложку сапфира наносился субмонослой (~2 монослоя) металлического алюминия, далее выращивался буферный слой AlN толщиной ~ 200 нм при температуре 985°C и на заключительном этапе исследуемые слои $Al_xGa_{1-x}N$ толщиной ~ 500 нм. Содержание алюминия (x_{Al}) в слоях задавалось соотношением потоков Al/Ga в процессе роста и контролировалось методом спектроскопии пропускания света, по серии оно менялось от 0 до 0.7. Температура роста составила 835 °C для GaN, 930°C для $0<x<0.42$ и 965°C для составов с большим содержанием Al. В процессе роста структурное совершенство, тип кристаллической решетки, полярность

слоев, скорость и мода роста слоев контролировались дифракцией быстрых электронов на отражении (ДБЭ). Морфология поверхности была исследована методами атомно-силовой микроскопии (АСМ). АСМ изображения были получены на атомно-силовом микроскопе Solver P-47H (NT MDT) в полуконтактном режиме, обеспечивающем вертикальное разрешение микроскопа, равное 0.05 нм. Концентрации Si и фоновых примесей (O, C) измерялись методом динамической вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) с использованием вторично-ионного микрозонда CAMECA IMS 7f.

Результаты и обсуждение

По данным ДБЭ поверхность буферных слоев AlN имеет металлическую полярность, о чем свидетельствуют рефлексы (2×2) поверхностной реконструкции на дифракционной картине, однако на АСМ изображениях видны N-полярные ИД высотой 30 – 50 нм и диаметром порядка 0.3 мкм, занимающие около 15% площади поверхности слоев. Травление в 5% растворе KOH при температуре 50° C в течение 1 минуты приводит к исчезновению ИД и замене их глубокими провалами такого же диаметра и глубиной порядка 100 нм.

Поверхность GaN имеет блочную структуру, диаметр блоков составляет около 0.5 мкм. Блоки отделены друг от друга провалами шириной порядка 0.2 мкм. Диаметр блоков возрастает с повышением доли алюминия до 2.4 мкм при x_{Al} = 0.36 и блоки начинают смыкаться. Дальнейший рост содержания алюминия (выше 0.42) приводит к повышению шероховатости поверхности, на ней появляются плато высотой 10 – 15 нм и плотностью около 4×10^7 см$^{-2}$. При x_{Al} = 0.62 их диаметр около 1.5 мкм, при x_{Al} = 0.7 диаметр этих дефектов уменьшается до 1.1 мкм. Поскольку исходная поверхность буферного слоя AlN характеризовалась высокой плотностью инверсионных доменов, было предположено, что данные дефекты представляют собой наследие инверсионных доменов. Однако в отличие от инверсионных доменов они не стравливаются в KOH и, следовательно, имеют Me-полярность. Таким образом, N-полярные ИД меняют полярность в ходе роста AlGaN:Si.

Концентрация атомов кремния в серии слоев AlGaN была около $(4.0 – 8.0)\times10^{19}$ см$^{-3}$, концентрация фоновых примесей на порядок ниже. Концентрация C и O в буферном слое AlN выше, чем в слое AlGaN:Si. В GaN:Si концентрация O и C на порядок меньше, чем в буферном слое AlN, по мере увеличения содержания Al отношение концентраций кислорода в AlGaN:Si и буферном AlN сокращается до 4 раз при x=0.7, а отношение средних концентраций углерода сравнивается при x~0.36. Известно, что концентрация атомов O существенно отличается для AlGaN различной полярности, в N-полярных слоях GaN концентрация кислорода более чем на порядок выше, чем в Me-полярном материале, что отображается на экспериментальном профиле распределения для фоновой примеси кислорода, полученном методом ВИМС. Для определения глубины прорастания ИД в слое $Al_xGa_{1-x}N$ были сравнены профили распределения основных химических элементов Ga, Al и фоновой примеси O. Совпадение гетерограницы и положение скачка концентрации кислорода означает, что на гетерогранице ИД меняют полярность с азотной на металлическую и далее растут, имея ту же полярность что и изначально Me-полярная матрица.

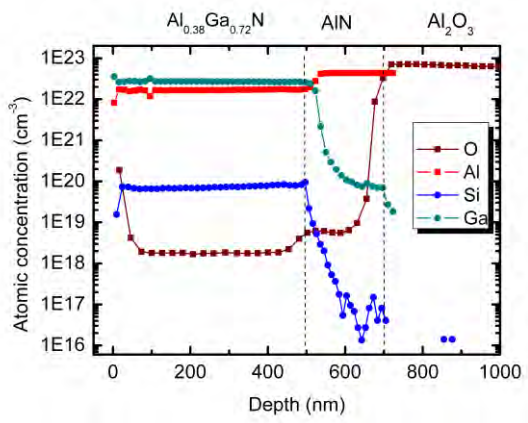


Рис. 1. Типичные профили распределения основных химических элементов (Ga, Al), легирующей примеси (Si) и фоновой примеси (O) в структуре $Al_{0.38}Ga_{0.72}N/AlN/Al_2O_3$

Литература

1. A. V. Tikhonov, T. V. Malin, K. S. Zhuravlev, L. Dobos, and B. Pecz. J. Crystal Growth // 338, 30 (2012).

2. Т. В. Малин, Д .С. Милахин, В. Г. Мансуров, Ю. Г. Галицын, А. С. Кожухов, В. В. Ратников, А. Н. Смирнов, В. Ю. Давыдов, К. С. Журавлёв // ФТП, 52, 643 (2018).

Влияние параметров индуктивно-связанной плазмы хлорпентафторэтана на скорость и характеристики травления арсенида галлия

А.И. Охапкин*, С.А. Краев, Е.А. Архипова, П.А. Юнин, В.М. Данильцев, О.И. Хрыкин, М.Н. Дроздов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, дер. Афонино Кстовского района Нижегородской области, 603087.

*andy-ohapkin@yandex.ru

Изучено влияние потока реагента, давления, ёмкостной, индуктивной мощности и времени цикла на скорость и характеристики травления арсенида галлия в плазме хлорпентафторэтана. Оказалось, что увеличение потока фреона не приводит к изменению скорости травления арсенида галлия. Увеличение ёмкостной мощности способствует увеличению скорости процесса в несколько раз, однако на стенках профиля травления появляется слой продуктов пассивации с неравномерными контурами. При снижении индуктивной мощности уменьшается анизотропия травления; а полное выключение генератора ICP способствует развитию шероховатости поверхности и появлению на маске неоднородностей в виде «чешуек». С ростом давления в реакторе, скорость травления уменьшается в виду уменьшения свободного пробега реакционных частиц плазмы. При пониженном давлении на поверхность подложки выпадают единичные крупные неоднородности, которые встречаются как на маске, так и на протравленных элементах. Проведение травления GaAs в непрерывном режиме существенно ухудшает степень анизотропии по сравнению с импульсным травлением.

Введение

Арсенид галлия - прямозонный полупроводник с высокой подвижностью носителей заряда, на базе которого изготавливаются приборы, стойкие к радиационным дефектам и работающие в условиях высоких нагрузок. Одним из таких устройств является вертикальный полевой транзистор на основе GaAs с управляемым p-n переходом. Имеется ряд требований к методам изготовления такого транзистора, в частности необходимо сформировать вертикальный канал в GaAs. Обычное жидкостное травление в данном случае не подходит, ввиду наличия большого бокового подтрава под маску. Провести анизотропное травление можно плазмохимическим методом; однако если при этом использовать в качестве реагента химически активные газы, такие как хлор; это может привести к нарушению стехиометрии приповерхностного слоя. В результате дальнейшие процессы формирования структуры (в частности, металлоорганическая газофазная эпитаксия) станут невозможными. В этой связи необходимо подобрать плазмообразующие газы с минимальным воздействием на поверхность при травлении. Одним из таких веществ является хлорпентафорэтан (C_2F_5Cl).

В данной работе изучалось влияние параметров индуктивно-связанной плазмы C_2F_5Cl на скорость и характеристики профиля травления арсенида галлия.

Методика эксперимента

Были проведены процессы плазмохимического травления GaAs в плазме C_2F_5Cl с различными рабочими параметрами. Варьировались поток фреона (f), давление в реакторе (p), ёмкостная мощность (RF_p), индуктивная мощность (ICP_p) и время цикла. Травление проводилось в импульсном режиме (время бездействия системы 40 с) на установке Oxford Plasmalab80 (Oxford Instruments, Великобритания) с источником индуктивно-связанной плазмы частотой 13.56 МГц. Для предотвращения перегрева образца, он размещался с помощью вакуумной смазки на сапфировой подложке, к которой снизу потоком 30 см^3/мин подавался газообразный гелий.

Рисунок на поверхности GaAs был сформирован методом взрывной фотолитографии в сочетании с нанесением двухслойной металлической маски V/Ni (по 75 нм каждый слой) электронно-лучевым напылением на установке Amod 206 (Angstrom Engineering, Канада).

Скорость травления (r) и параметры поверхности арсенида галлия (шероховатость S_q, наличие дефектов), а также полученный профиль исследовались методами интерферометрии белого света (оптическая измерительная система Talysurf CCI 2000, Taylor & Hobson, Великобритания) и сканирующей электронной микроскопии (микроскоп EVO 10, Carl Zeiss, Германия).

Результаты и обсуждение

При величине f = 10 см^3/мин и малого значения мощности ёмкостного разряда (10 Вт) скорость травления составляет порядка 6 нм/мин. При этом образец GaAs на участке площадью 100 мкм^2 характеризуется однородной гладкой поверхностью (S_q = 0.7 нм). Увеличение потока фреона в 8 раз (до 80 см^3/мин) не приводит к росту скорости процесса. Очевидно, это связано с особенностью строения молекулы хлорпентафторэтана, в результате диссоциации которой образуются частицы, как принимающие участие в травлении, так и способствующие пассивации поверхности [1].

Увеличение ёмкостной мощности с 10 до 75 Вт приводит к росту r в 10 раз (до 60 нм/мин) в связи с увеличением концентрации хлорсодержащих частиц и преобладанием процесса травления над пассивацией. При RF_p = 150 Вт скорость травления возрастает еще больше - до 125 нм/мин. Однако при этом на стенке протравленного профиля GaAs появляется слой продуктов пассивации с неравномерными контурами.

Выключение генератора ICP приводит к уменьшению скорости травления более чем в 2.5 раза. Вместе с этим шероховатость поверхности увеличивается до 1.4 нм, а вокруг протравленных элементов появляются «бортики». Поверхность маски после травления покрыта неоднородностями в виде чешуек неправильной формы. По всей вероятности это следы оставшегося полимера, который не полностью стравился из-за низкой концентрации бомбардирующих ионов в плазме при полном отсутствии индуктивной мощности.

При снижении ICP_p от 250 до 150 Вт r уменьшается незначительно (в пределах 10%). На поверхности металлической маски и на дне протравленных элементов практически отсутствуют дефекты, однако этот режим нельзя считать оптимальным в виду наличия полимерного слоя на стенках узких канавок.

Зависимость скорости травления арсенида галлия в плазме C_2F_5Cl от давления - нелинейная. Так, при повышении p с 5 до 11 мТорр r уменьшается в 1.2 раза; а при 6-кратном увеличении p (до 30 мТорр), скорость процесса снижается всего в 2.5 раза. Снижение скорости травления с ростом давления можно объяснить уменьшением энергии частиц в виду сокращения их длины свободного пробега. При низком давлении в процессе травления арсенида галлия на поверхность подложки выпадают единичные крупные неоднородности, которые попадают как на маску, так и на протравленные элементы. При высоких значениях p поверхность травления GaAs остается гладкой, однако, по контуру элементов образуются «бортики», похожие на те, что наблюдались ранее при выключении генератора ICP.

При сокращении времени цикла в 2 раза (с 30 до 15 с), скорость травления незначительно уменьшается (примерно на 11%), при этом общее время процесса увеличивается существенно. Гораздо большее влияние на характер процесса оказывает проведение травления в непрерывном режиме. В первую очередь это касается ухудшения степени анизотропии. Так, для канавки шириной 9 мкм, степень анизотропии составляет 3:1, что меньше в 2 раза по сравнению с величиной анизотропии травления для канавки идентичного размера, полученной в импульсном режиме. Следует отметить, что в непрерывном режиме наблюдается осаждение полимера на боковых стенках профиля травления (Рисунок).

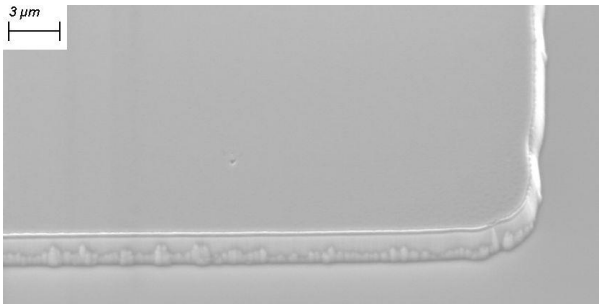


Рис. Изображение с электронного микроскопа боковой стенки профиля травления GaAs в индуктивно-связанной плазме C_2F_5Cl. RF_p = 150 Вт, ICP_p = 250 Вт, p = 11 мТорр, f = 10 см^3/мин

Работа поддержана стипендией Президента РФ для молодых ученых и аспирантов СП-2056.2021.3. Плазмохимическое травление и анализ полученного профиля арсенида галлия выполнены на оборудовании ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. А.И. Охапкин, П.А. Юнин, М.Н. Дроздов, С.А. Краев, Е.В. Скороходов, В.И. Шашкин. // ФТП, Т. 52, В. 11, С. 1362-1365 (2018).

Двухэлектронные переходы на оборванной связи кремния

Т.В. Павлова *, В.М. Шевлюга

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

*pavlova@kapella.gpi.ru

Оборванная связь кремния имеет локализованные состояния, на которых могут находиться ноль, один или два электрона (DB^+, DB^0 и DB^-, соответственно), и уровни таких состояний расположены в запрещенной зоне. В настоящей работе для контролируемого заполнения данных уровней на поверхности Si(100)-2×1-Br использован сверхвысоковакуумный сканирующий туннельный микроскоп (СТМ). Задавая напряжение на зонде СТМ, мы изменяли изгиб зон и таким образом управляли положением уровней оборванной связи относительно уровня Ферми. Если уровень Ферми оказывался выше незаполненного уровня DB^+ и ниже заполненного уровня DB^-, возникала неравновесная ситуация и мы наблюдали непрерывное переключение состояний оборванной связи между DB^+ и DB^-. Из экспериментальных данных следует, что состояние DB^0 не участвует в таких переходах, следовательно происходят только двухэлектронные переходы, характерные для U^- центров. Мы объяснили двухэлектронные переходы искривлением зон зарядом DB.

Введение

Оборванная связь кремния (DB) образуется на поверхности Si(100)-2×1, покрытой галогеном (Hal=Cl, Br), при отсутствии одного атома Hal. Оборванная связь содержит один неспаренный электрон, при этом атом Si нейтрален (DB^0). Если дополнительный электрон присоединяется к DB, атом Si становится отрицательно заряженным (DB^-), а если электрон уходит с DB, атом Si становится положительно заряженным (DB^+). Энергетические уровни DB^0, DB^- и DB^+ находятся в запрещенной зоне кремния, и их заполнение можно изменять в сканирующем туннельном микроскопе (СТМ). Управление уровнями DB в СТМ осуществляется за счет эффекта искривления зон иглой (tip induced band bending, TIBB). Так, отрицательное напряжение на игле СТМ (положительное на образце) приводит к искривлению зон вверх, и заполненные уровни DB^0 и DB^- при определенном напряжении могут оказаться выше уровня Ферми, что будет способствовать опустошению DB. Уровни трех зарядовых состояний DB расположены в запрещенной зоне кремния в следующей последовательности (отсчитывая от дна запрещенной зоны вверх): заполненный уровень DB^0, дважды незаполненный уровень DB^+, дважды заполненный уровень DB^- и незаполненный уровень DB^0. Таким образом, нейтральное состояние DB стабильно когда уровень Ферми находится между заполненным и незаполненным уровнями DB^0, в то время как отрицательное (положительное) состояние DB стабильно когда уровень Ферми находится выше (ниже) уровня DB^- (DB^+). Следовательно, если уровень Ферми находится между уровнями DB^- и DB^+ (выше уровня DB^- и ниже уровня DB^+) стабильно только нейтральное состояние. Однако, при постепенном изменении напряжения в СТМ, переход от DB^+ к DB^- происходит не через нейтральное, а через какое-то другое состояние [1,2]. В работах [1,2] было показано, что в переходной области происходит быстрое переключение между состояниями DB^+ и DB^- (возможно с участием DB^0 [1]). Причиной быстрого переключения считается равенство скорости заполнения и скорости опустошения DB, при этом состояние DB^+ реализуется когда скорость опустошения превышает скорость заполнения, а DB^+ – наоборот.

В настоящей работе мы предлагаем альтернативное объяснение данного эффекта: переключения DB^+ в DB^- без перехода в DB^0, и представляем дополнительные экспериментальные данные.

Методика эксперимента и расчета

В экспериментах использовались акцепторные (B, 1 Ом*см) и донорные (P, 0.1 Ом*см) образцы Si(100). Очистка образцов и создание монослоя из галогенов выполнялись согласно работе [3]. Манипуляции на поверхности Si(100)-2×1-Cl (-Br) проводились в LT-STM GPI CRYO (SigmaScan Ltd.) при температуре 77 K и давлении 10^{-11} Торр.

Спин-поляризованные вычисления выполнены на основе теории функционала плотности (DFT), реализованной в программном пакете VASP [4]. Поверхность Si(100)-2×1-Cl (-Br) моделировалась периодически повторяющимися ячейками 6×6, состо-

ящими из шестнадцати атомных слоев кремния, нижние три из которых были зафиксированы.

Результаты и обсуждение

Переключение зарядовых состояний DB в СТМ проводилось путем изменения напряжения на образце при сканировании поверхности, что приводило к изменению положения уровней DB относительно уровня Ферми и, как следствие, к изменению заряда DB. В процессе сканирования туннельный ток поддерживался постоянным (1 нА). Идентификация трех зарядовых состояний DB проводилась с использованием DFT-расчетов. Сканирование при достаточно высоком положительном напряжении (4 В) приводило к удалению электрона с DB, т.е. к DB^+. При уменьшении напряжения (примерно до 2 В) DB оказывалась отрицательно заряженной. В промежуточной области напряжений (2 – 3 В) СТМ-изображение DB не соответствовало изображению от DB^0, а имело особенности одновременно двух зарядовых состояний, DB^+ и DB^-.

В промежуточной области напряжений, когда на СТМ-изображении DB наблюдались особенности одновременно двух зарядовых состояний, очень редко DB переходила в нейтральное состояние, DB^0. После этого DB переставала изменять зарядовое состояние при изменении напряжения. Данный факт однозначно указывает на то, что в промежуточной области напряжений переходы между состояниями DB^+ и DB^- происходят без участия DB^0.

В предыдущих работах [1,2] при наблюдении данного эффекта переключения состояний DB на поверхности Si(100)-2×1-H, переход от DB^+ к DB^- объяснялся конкуренцией между скоростью заполнения и очищения DB. Однако, наше новое наблюдение о прекращении переходов после спонтанной разрядки DB (перехода в нейтральное состояние DB^0) невозможно объяснить конкуренцией скоростей.

Мы считаем, что учет искривления зон зарядом на DB (эффект CIBB, charge induced band bending) может приводить к переключению зарядового состояния между от DB^+ к DB^- без перехода в DB^0. Если DB находится в состоянии DB^+, то положительный заряд вызывает локальное искривление зон вниз. В промежуточной области напряжений уровень DB^- находится выше уровня Ферми, а DB^+ – ниже, поэтому они оба термодинамически нестабильны. За счет искривления зон вниз зарядом на DB^+, уровень DB^- может оказаться ниже уровня Ферми и стать выгодным, что вызовет переход из в DB^+ в DB^-. Однако, отрицательный заряд DB^- вызывает локальное искривление зон верх, так что уровень DB^+ может оказаться выше уровня Ферми и стать выгодным, что вызовет обратный переход из DB^- в DB^+. При спонтанном переходе в DB^0 эффект CIBB пропадает, и переключение прекращается. Согласно оценке из DFT-расчетов, расстояние между уровнями DB^+ и DB^- составляет около 0.2 эВ, поэтому если эффект CIBB оказывается более 0.1 эВ, он может приводить к таким переходам.

В заключение, мы контролируемо изменяли заряд DB с положительного на отрицательный в СТМ, и объяснили быстрые переходы между состояниями в промежуточной области эффектом CIBB. Возникающие двухэлектронные переходы характерны для дефектов с отрицательной корреляционной энергией (U), хотя оборванная связь кремния является дефектом с положительной корреляционной энергией. Поведение оборванной связи как U^- дефекта мы объясняем искривлением зон зарядом на оборванной связи, которое приводит к тому, что каждый раз после переключения заряда состояние с противоположным знаком оказывается более выгодным. Оборванная связь может использоваться как квантовая точка, поэтому понимание процесса переключения между зарядовыми состояниями крайне важно.

Благодарности

Работа поддержана грантом РФФИ (грант 20-02-00783). Работа выполнена с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук (МСЦ РАН).

Литература

1. M. Taucer, L. Livadaru, P.G. Piva *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 112, 256801 (2014).
2. H. Labidi, M. Taucer, M. Rashidi *et al.* // New J. Phys., V.17, 073023 (2015).
3. T.V. Pavlova, V.M. Shevlyuga, B.V. Andryushechkin, K.N. Eltsov // Phys. Rev. B, V. 101, 235410 (2020).
4. G. Kresse, J. Hafner // Phys. Rev. B, V. 47, 558 (1993).

Проводимость монокристаллических пленок алмаза, легированного бором

С.К. Папроцкий[1, §], И.В. Алтухов[1], М.С. Каган[1], Н.А. Хвальковский[1], С.Е. Дижур[1], Н.Б. Родионов[2], А.П. Большаков[3], В.Г. Ральченко[3], Р.А. Хмельницкий[4]

1 Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Моховая 11- 7, Москва, 125009.

2 Троицкий Институт инновационных и термоядерных исследований, ул. Пушковых, вл. 12, Москва, г. Троицк, 10884.

3 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова38, Москва, 119991.

4 Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991.

§ s.paprotskiy@gmail.com

Изучена проводимость пленок монокристаллического алмаза, легированного бором, в электрических полях до 5×10^5 В/см в интервале температур 74 - 580 К. Определены концентрации свободных дырок и примесей, степень компенсации. Обнаружено, что примеси сильно компенсированы, степень компенсации составляла 10^{-4}°–°10^{-5} при концентрации примесей ~ 10^{16} см$^{-3}$. Предложено объяснение такой автокомпенсации. Выяснены механизмы ионизации акцепторных примесей бора сильным электрическим полем при различных температурах.

Бор – основная акцепторная примесь в алмазе, которая сравнительно легко вводится в большой концентрации. В отличие от Ge и Si, где бор - мелкий акцептор, в алмазе его энергия ионизации ~370 мэВ, что сильно затрудняет практическое использование алмаза, так как даже при комнатной температуре его проводимость мала. Проводимость можно увеличить за счет ионизации примеси бора сильным электрическим полем. Процессы ионизации в алмазе интересны не только для приложений, но и для изучения их отличия от аналогичных процессов в Ge и Si. В настоящей работе исследовалась проводимость пленок монокристаллического алмаза, легированного бором, в электрических полях до 5×10^5 В/см в интервале температур 74°–°580 К.

Образцы и методика измерений

Исследовались эпитаксиальные алмазные плёнки толщиной 10-12 мкм, выращенные методом газофазного химического осаждения (CVD) на подложках из кристаллов алмаза с ориентацией (100), сильно легированных бором (~2×10^{19} см$^{-3}$). Подложки получены методом высокого давления/высокой температуры (HPHT). CVD синтез алмазных пленок проводили в плазме смеси метана и водорода, созданной излучением магнетрона с частотой 2,45 ГГц. Омические контакты из сплава Ni-W толщиной ~35 нм наносили методом магнетронного напыления. Вольтамперные характеристики (ВАХ) измерялись либо на постоянном напряжении (в линейной области ВАХ), либо на треугольных импульсах с временем нарастания 0.5-100 мкс и частотой повторения 1 - 100 Гц (во избежание джоулева нагрева при больших токах). В последнем случае ВАХ восстанавливали из зависимостей напряжения и тока от времени.

Результаты и обсуждение

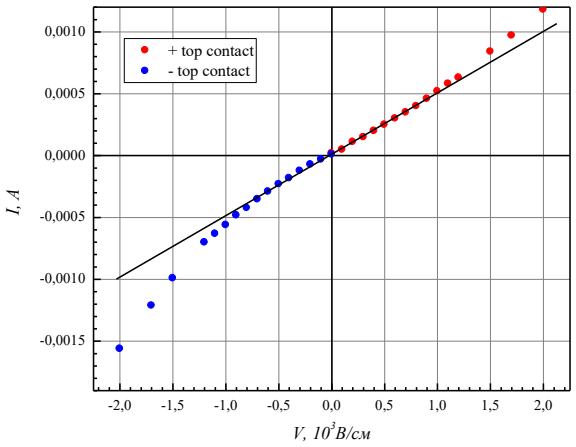


Рис. 1. ВАХ алмаза с бором. T=300 K

На рис. 1 приведена ВАХ алмазной пленки, линейность и симметричность которой демонстрирует омичность контактов при малых напряжениях. Начиная с полей ~ 1 кВ/см наблюдается квадратичная зависимость тока от напряжения, которую мы связываем с линейной полевой зависимостью сечения захвата дырок на притягивающие ионы бора. Экспериментально такая зависимость наблюдалась, например, при захвате дырок на ионы бора в кремнии [1]. При полях выше ~30 кВ/см наблюдается экспоненциальный рост тока, вызванный ионизацией бора. Мы связываем ионизацию примеси с уве-

личением термоэлектронной эмиссии за счет эффекта Френкеля-Пула – понижения потенциала примеси в электрическом поле (вставка на рис. 2). Зависимость концентрации носителей p от электрического поля E даётся формулой Френкеля [2] $p \sim exp[(e^3E/\varepsilon)^{1/2}/kT]$, где e - элементарный заряд, ε - диэлектрическая проницаемость, k - постоянная Больцмана, T - температура.

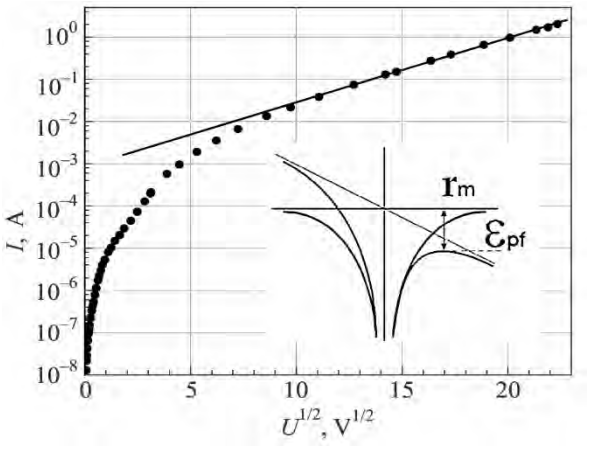


Рис. 2. ВАХ алмаза, легированного бором, демонстрирующая ионизацию по эффекту Френкеля-Пула. На вставке - схема эффекта. ε_{PF} - понижение примесного барьера по Френкелю, r_m - положение максимума потенциала

На рис. 2 приведена ВАХ образца алмаза в координатах $\log j$ - $E^{1/2}$ при комнатной температуре. Линейная аппроксимация зависимости $\log j$ ($E^{1/2}$) при $E >$ 30 кВ/см подтверждает сделанный вывод. При этих полях дрейфовая скорость дырок v_s должна насыщаться и плотность тока $j = epv_s$ пропорциональна концентрации свободных дырок.

На рис. 3 приведены температурные зависимости проводимости алмаза с бором в разных полях. При температурах выше комнатной проводимость σ пропорциональна $\exp(\Delta\varepsilon/kT)$. При малых напряжениях, в области линейности ВАХ, энергия активации составляет Δε~0,37 эВ, что соответствует энергии ионизации бора. С ростом напряжения энергия активации уменьшается из-за понижения примесного барьера и $\Delta\varepsilon = \varepsilon_i - \varepsilon_{FP}$, где ε_i -энергия ионизации бора. При высоких температурах зависимость σ(T) насыщается из-за истощения примеси за счет термической ионизации. В области истощения концентрация свободных дырок равна разности концентраций акцепторов N_A и компенсирующих доноров N_D. Используя значения подвижности дырок из литературы (см., напр., [3]), получаем $p \sim 10^9$ см$^{-3}$. Та же величина получается из проводимости в линейной части ВАХ. Это позволяет определить степень компенсации $(N_A - N_D)/N_D$, которая оказалась порядка 10^{-5}, т.е. акцепторы практически полностью компенсированы донорами.

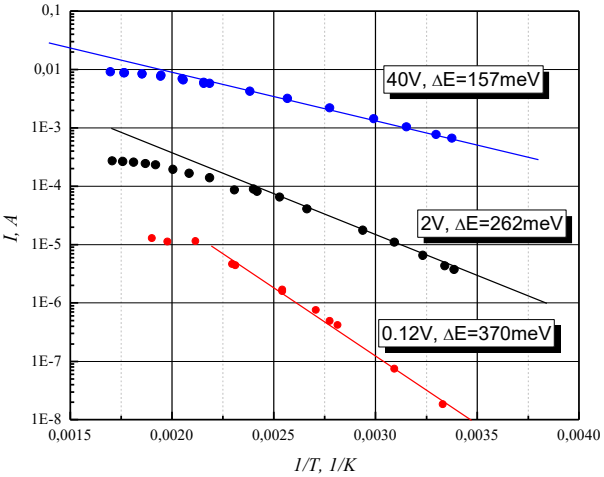


Рис. 3. Температурные зависимости тока для разных напряжений

Такая автокомпенсация может возникать при CVD росте алмазных пленок. Примеси входят в растущий кристалл из газовой смеси СВЧ разряда, в которую атомы бора попадают за счет испарения из сильно легированной подложки, а донорная примесь - это азот из остаточного воздуха. Известно, что диффузия радикалов по поверхности является существенной стадией роста алмаза. При этом вероятность встраивания азота в решётку крайне мала. Азот может стабилизироваться на поверхности только в виде пар B-N в результате рекомбинации радикалов бора и азота. Фактически это нейтральная "квазимолекула" нитрида бора. Такой комплекс уже неподвижен. Он зарастёт в процессе эпитаксии, что и приведет к автокомпенсации.

Работа выполнена в рамках госзадания при частичной поддержке РФФИ (грант 18-02-01079).

Литература

1. Э.Э. Годик, Ю.А. Курицын, В.П. Синис. ФТП, Т. 12, 351, 1978.
2. J. Frenkel, On Pre-Breakdown Phenomena in Insulators and Electronic Semi-Conductors, Phys. Rev. 1938, V. 54, 647.
3. J. Pernot, P.N. Volpe, F. Omnès, and P. Muret, Phys. Rev. B 81, 205203 (2010).

Экспериментальное исследование люминесцентных свойств двумерныхфотонных кристаллов с упорядоченными нанооствровками Ge(Si) при различных подходах к упорядочению

А.В. Перетокин[1, 2, *], М.В. Степихова[1, §], А.В. Новиков[1, 2], Ж.В. Смагина[3], С.А. Дьяков[4]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-он, Нижегородская обл., Россия 603087.

2 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д.27, Нижний Новгород.

3 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

4 Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, 3, Москва, 143005.

*aperetokin@ipmras.ru, §mst@ipmras.ru

В работе приводятся результаты экспериментальных исследований двумерных фотонных кристаллов (ФК) с квадратной и гексагональной решёткой отверстий, сформированных на кремниевых структурах с упорядоченными нанооствровками Ge(Si). В данных ФК используются два подхода к упорядочению нанооствровков. Обсуждаются явления усиления сигнала ФЛ нанооствровков в таких структурах за счёт их взаимодействия с модами фотонного кристалла. Экспериментально получена зонная структура ФК с квадратной решёткой отверстий и выявлены моды, вносящие основной вклад в усиление сигнала ФЛ.

Введение

Для решения проблемы создания источников излучения ближнего ИК-диапазона на кремнии интерес представляют структуры с самоформирующимися нанооствровками Ge(Si). Для увеличения сигнала микро-ФЛ используются двумерные фотонные кристаллы (ФК), сформированные на таких структурах. Как будет показано в данной работе, рост интенсивности сигнала ФЛ происходит за счёт взаимодействия нанооствровков с модами ФК. Большего усиления сигнала ФЛ можно ожидать при прецизионном встраивании нанооствровков в максимумы поля мод ФК [1]. Рассмотрены особенности взаимодействия излучения упорядоченных нанооствровков Ge(Si) с модами ФК при двух различных подходах к упорядочению нанооствровков.

Образцы и методы исследований

Исследовались двумерные фотонные кристаллы с упорядоченными нанооствровками Ge(Si) с квадратной и гексагональной решёткой отверстий. Рассмотрены два образца с различным подходом к упорядочению нанооствровков: одностадийным и двухстадийным. Образец «А» получен при двухстадийном подходе, где изначально происходит упорядочение нанооствровков Ge(Si) в квадратную решётку с периодом 1-4 мкм. При этом для упорядочения используются затравочные ямки малого размера, для которых зарождение нанооствровков происходит внутри ямки [2]. Впоследствии, в структуре с упорядоченными нанооствровками Ge(Si) формируется ФК с гексагональной решёткой отверстий с периодом 525-600 нм и радиусом отверстий 73-89 нм. При одностадийном подходе используются большие отверстия для упорядочения нанооствровков Ge(Si), которые одновременно формируют ФК [3]. При этом зарождение нанооствровков происходит вокруг отверстий (образец «В»). Для данного образца были сформированы ФК с квадратной и гексагональной решёткой отверстий. Период решётки варьировался от 0.5 до 2 мкм. Исследованные структуры выращивались на подложках «кремний на изоляторе» (подложки SOI) и содержали 5 (образец «В») или 10 (образец «А») слоев нанооствровков Ge(Si). Общая толщина структур над слоем окисла составляла 290 нм (образец «А») и 255 нм (образец «В»).

Излучающие свойства полученных структур анализировались методами спектроскопии микро-ФЛ с использованием двух методик: стандартной методики измерений микро-ФЛ и методики измерений микро-ФЛ в геометрии диаграммы направленности. Последняя методика позволяет проводить анализ углового распределения излучения исследуемых фотонно-кристаллических структур [4].

Теоретический анализ выполнялся Фурье-модальным методом в формализме матрицы рассеяния [5].

Результаты и обсуждение

Наибольший рост сигнала можно наблюдать при спектральном совпадении максимума излучения нанооствровков и наиболее интенсивной моды ФК.

При двухстадийном подходе формирование и упорядочение нанооствровков не связано с параметрами ФК, что позволяет более точно подобрать параметры ФК для наблюдения максимального усиления сигнала ФЛ. Так, для образца «А» наблюдалось усиление сигнала в 23 раза, в сравнении с областью образца, где формирования ФК и упорядочения нанооствровков не проводилось.

При одностадийном подходе зарождение нанооствровков и формирование ФК происходит одновременно, т.е. параметры ФК в конечном итоге влияют на упорядочение и формирование нанооствровков Ge(Si), поэтому успешное формирование ФК с упорядоченными вокруг отверстий нанооствровками Ge(Si) происходит лишь для определённого и достаточно узкого диапазона периодов. Так, для квадратной решётки это 0.7-0.9 мкм при радиусе отверстий ~70 нм, для гексагональной – около 1 мкм, при таком же радиусе отверстий. Для квадратной решётки усиление сигнала в максимуме в 10 раз наблюдалось для ФК с периодом решетки 0.7 мкм и радиусом отверстий 70нм, для гексагональной – в 13 раз для ФК с периодом 1 мкм. Результаты исследований показывают, что при малых периодах формирования нанооствровков в структуре не происходит в силу недостаточного количества Ge, локализуемого между отверстиями, тогда как при больших периодах наблюдается разрастание островков и заращивание отверстий, формирующих ФК. Малый радиус отверстий приводит к тому, что область излучения нанооствровков попадает в энергетический диапазон мод ФК высокого порядка, которые слабо интенсивны, и, перекрываясь друг с другом, формируют широкий пик в спектре ФЛ. Для выявления мод, вносящих основной вклад в усиление сигнала ФЛ, были проведены исследования зонной структуры ФК. Для проведения таких измерений был выбран ФК с квадратной решёткой с периодом 0.8 мкм и радиусом отверстий 70 нм (образец «В»). Полученные результаты и данные теоретических расчетов показали, что в усиление сигнала ФЛ вносят вклад радиационные моды и моды связанных состояний в континууме (BIC). Наблюдаемые моды имеют разные дисперсионные характеристики и особенности в Г–М и Г–Х направлениях зоны Бриллюэна. Так, моды BIC выделяются высокой добротностью и наличием разрыва в Г-точке зоны Бриллюэна [4], что подтверждается экспериментально и теоретически (рисунок 1). Данные теоретических расчетов показывают взаимосвязь между интенсивностью наблюдаемых мод в спектре ФЛ и пространственной корреляцией распределения максимумов электромагнитного поля этих мод с нанооствровками в ФК.

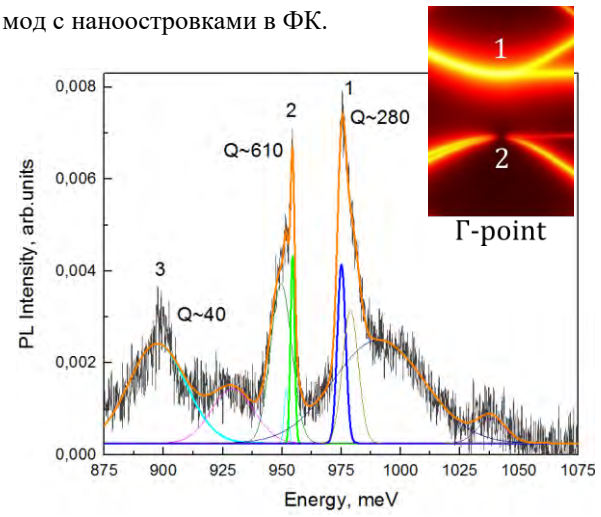


Рис. 1. Спектр фотолюминесценции ФК с квадратной решёткой с периодом 800 нм и радиусом отверстий 70 нм. На вставке приведены результаты численного моделирования зонной структуры данного ФК в окрестностях Г-точки. Цифрами отмечены: 1, 3 – радиационные моды, 2 – мода BIC

Работа поддержана РНФ (проект #21-72-20184).

Литература

1. R. Jannesari, M. Schatzl, F. Hackl *et al.* // Opt. Express, V. 22, 25426 (2014).

2. Ж.В. Смагина, В.А. Зиновьев, Г.К. Кривякин *и др.* // ФТП, Т. 52, 1028 (2018).

3. A.V. Novikov, Zh.V. Smagina, M.V. Stepikhova *et al.* // Nanomaterials, V. 11, 909 (2021).

4. S.A. Dyakov, M.V. Stepikhova, A.A. Bogdanov *et al.* // Laser Photonics Rev.,V. 15, 2000242 (2021).

5. S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov *et al.* //Phys. Rev. B, V. 66, 045102 (2002).

Изменение механизма резистивного переключения в структуре на основе оксида гафния

О.О. Пермякова[1, 2, *], А.Е. Рогожин[1], А.В. Мяконьких[1], К.В. Руденко[1]

1 Физико-технологический институт имени К.А. Валиева РАН, Нахимовский проспект, 34 корп. 1, Москва, 117218.

2 Московский физико-технический институт (ГУ), Институтский переулок, 9, Долгопрудный,141701.

*o.permyakova@phystech.edu

Экспериментально изучен переход биполярного типа резистивного переключения к комплементарному типу резистивного переключения в структуре Pt/HfO_2/HfO_XN_Y/TiN. Переход от биполярного резистивного переключения к комплементарному типу резистивного переключения наблюдался при приложении напряжения выше напряжения переключения в низкоомное состояние. Этот переход сопровождается образованием барьера Шоттки на границе с электродом.

Введение

Очень высокая плотность мемристоров была достигнута за счет кроссбар массива. Такие массивы мемристоров могут быть использованы в качестве резистивной памяти с произвольным доступом (RRAM). RRAM может быть использована для одновременной обработки и хранения информации, а также для нейроморфных вычислений [1].

Основным недостатком кроссбар архитектуры является проблема утечек тока через соседние элементы кроссбар массива. Эта проблема возникает, когда высокоомное состояние элемента массива ошибочно считывается как низкоомное. Эта проблема может быть решена за счет формирования встроенного селектора (транзистор, диод) [2]. Но формирование встроенного селектора усложняет процесс формирования массива. Вместо селектора возможно использовать мемристор с нелинейными вольтамперными характеристиками (ВАХ). Например, прибор обладающим комплементарным резистивным переключением (КРП), в котором низкоомное и высокоомное состояния не различимы до напряжения выше порогового. При использовании схемы половинного смещения для считывания состояния возможно использование мемристора с КРП без использования селектора.

В этой работе будет показана возможность работы прибора Pt/HfO_2/HfO_XN_Y/TiN в комплементарном режиме переключения.

Методика эксперимента

Для исследования приборов с общим нижним электродом была сформирована структура HfO_2/HfO_XN_Y/TiN методом плазма-стимулированного атомно-слоевого осаждения [3]. Верхние электроды (Pt) были сформированы через теневую маску методом магнетронного распыления. Площадь верхнего электрода составляла 0,0360±0.0015 мм^2 (рис.1а).

Измерение ВАХ проводилось с помощью параметрического анализатора Keithley-4200 и модулей SMU. Для того чтобы избежать избыточного отклика тока во время электроформовки в измерительную цепь был последовательно подключен резистор [4]. Напряжение прикладывалось к верхнему электроду, а общий нижний электрод был заземлен.

Метод расчета

Высота барьеров Шоттки (φ_B) определялось с помощью уравнения эмиссии Шоттки [5]:

$$J = AT^2 \exp\left(\frac{-q\left(\varphi_B - \sqrt{qV/4\pi\varepsilon_i d_{ox}}\right)}{kT}\right) \quad (ф1)$$

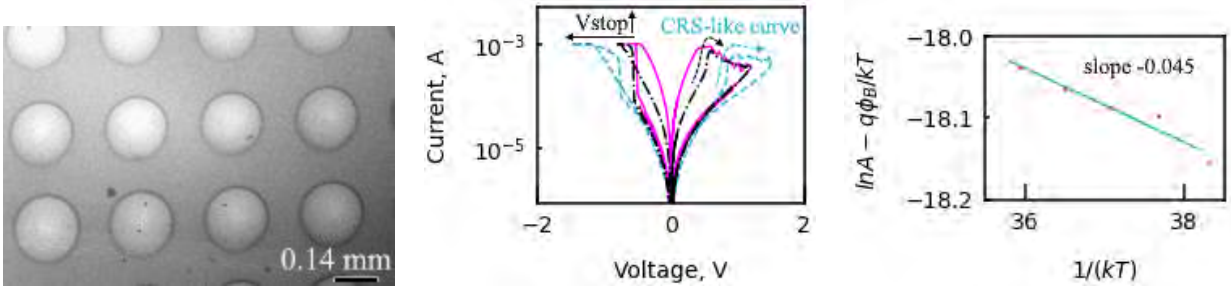
где A — постоянная Ричардсона, d_{ox} — толщина активного слоя прибора. При построении ВАХ в осях $\ln(J/T^2)$ и $\sqrt{V}$ область с проводимостью Шоттки является линейной. При этом из наклона этой прямой прямой $q/kT\cdot\sqrt{q/4\pi\varepsilon_i d_{ox}}$ можно определить значение диэлектрической проницаемости активной области, а из значения пересечения прямой с осью ординат $\ln(A)-q\varphi_B/kT$ можно определить значение высоты барьера Шоттки. Значение φ_B можно определить из наклона значений $\ln(A)-q\varphi_B/kT$ в зависимости от $1/kT$ при различных значениях температуры окружающей среды.

Результаты и обсуждение

Типичные ВАХ исследуемого прибора представлены на рисунке 1б. Для прибора характерно наличие нескольких типов резистивного переключения (биполярное и комплементарное) при одинаковом значении ограничении тока 1 мА. При изменении значения тока ограничения прибор может иметь только один тип резистивного переключения [6]. Биполярное резистивное переключение (сплошная линия) возможно при напряжении переключения в низкоомное состояние -0,8 В и при напряжении переключения в высокоомное состояние 1,3 В. При подаче на прибор напряжения больше, чем напряжение переключение в низкоомное состояние происходит переход к комплементарному резистивному переключению (пунктирная линия). Комплементарное резистивное переключение возможно в диапазоне напряжений от -1,5 В до 1,5 В. Увеличивая значение отрицательного напряжения остановки возможно уменьшать отношение сопротивлений до кривой комплементарного резистивного переключения.

Переход от одного типа переключения к другому может происходить за счет изменения формы филамента внутри активной области мемристора [7].

Для комплементарного резистивного переключения в стеке $HfO_2/HfO_XN_Y/TiN$ в низкоомном состоянии, проводимость до кривой комплементарного резистивного переключения ограничена барьером Шоттки, высота которого составляет 0.045 эВ (рис.1в). Для определения высоты барьера Шоттки ВАХ характерные низкоомному состоянию были измерены в диапазоне температур от 30°C до 50°C. Низкоомное состояние рассматривалось для ВАХ резистивного переключение подобных ВАХ указных пунктирной (голубой) линией на рисунке 1б.



а б в

Рис. 1. (а) — снимок верхнего электрода с интерференционного микроскопа; (б) — ВАХ резистивного переключения приборов $HfO_2/HfO_XN_Y/TiN$ для разных отрицательных напряжений остановки, биполярное резистивное переключение обозначено сплошной линией, комплементарное резистивное переключение обозначено пунктирной и штрих-пунктирной линией; (б) — определение высоты барьера Шоттки

Литература

1. Yesheng Li, Kah-Wee Ang // Adv. Intell. Syst, V. 3, 2000137 (2020).
2. Lingyun Shi, Guohao Zheng, Bobo Tian *et al.* // Nanoscale Adv., V. 2, 1811-1827 (2020).
3. Chang Liu,Chun-Chen Zhang, Yan-Qiang Cao *et al.* // J. Mater. Chem. C, V. 8, 12478-12484 (2020).
4. Yi Meng Lu, Mohammad Noman, Wenhao Chen *et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys, V. 45, 395101 (2012).
5. С. Зи, Физика полупроводниковых приборов: Пер. с англ — М.: Энергия, 1973.
6. Junhyeok Choi, Sungjun Kim // Coatings, V. 10, 765 (2020).
7. Writam Banerjee, Wu Fa Cai, Xiaolong Zhao *et al.* // Nanoscale, V. 9, 18908-18917 (2017).

Поперечный термомагнитный эффект в планарных полупроводниковых сверхрешетках без центра инверсии

А.А. Перов*, П.В. Пикунов

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*wkb@inbox.ru

В одноэлектронном приближении во внешнем магнитном поле при наличии градиента температуры аналитически и численно рассчитана поверхностная плотность тока носителей заряда в двумерных двоякопериодических полупроводниковых сверхрешетках *n*-типа без центра инверсии. Магнитное поле полагалось постоянным однородным, приложенным перпендикулярно плоскости электронного газа. В результате совместного решения уравнения Шредингера и кинетического уравнения Больцмана показано, что зависимости поверхностной плотности поперечного тока от температуры и модуля градиента температуры имеют существенно нелинейный характер. В отсутствие центра инверсии электростатического поля сверхрешетки законы дисперсии электрона в магнитых блоховских подзонах не являются четными функциями проекций квазиимпульса в магнитной зоне Бриллюэна. Как следствие, многократно возрастает величина поверхностной плотности поперечного термомагнитного тока по сравнению со случаем центросимметричного потенциала поля сверхрешетки.

Введение

Известно, что магнитное поле квантует поперечное движение заряженной частицы, а поле кристаллической решетки приводит к образованию энергетических зон. В результате в зонах проводимости и в валентной зоне полупроводников в магнитном поле формируются «лестницы» уровней Ландау. В действительности, как показывают результаты первых теоретических работ, выполненных в середине прошлого столетия [1,2], уровни Ландау в кристаллах уширяются в зоны экспоненциально малой ширины. Причиной тому является снятие вырождения состояний в магнитном поле по центру орбиты вследствие взаимодействия заряженной частицы с электростатическим периодическим полем кристалла.

Предметом нашего исследования является двумерный электронный газ в области полупроводникового гетероперехода с поверхностной двоякопериодической сверхрешеткой с периодом a, помещенный в постоянное однородное перпендикулярное магнитное поле. На рис.1 представлена типичная схема такой структуры. В присутствие градиента температуры в плоскости гетероперехода в направлении, перпендикулярном магнитному полю и $\vec{\nabla}T$ возникает поверхностный термомагнитный ток.

Теоретическая модель и метод расчета

Гамильтониан, описывающий квантовомеханическое движение электрона в рассматриваемой системе, имеет вид $\hat{H} = \hat{H}_0 + V(x,y)\hat{E}$,

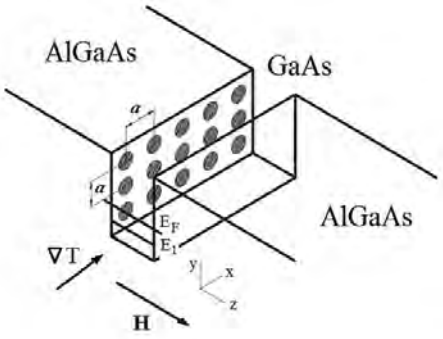


Рис. 1. Модель гетероперехода с поверхностной сверхрешеткой

где $\hat{H}_0$ – гамильтониан электрона в постоянном однородном магнитном поле, $\hat{E}$ – единичный оператор. Рассмотрены модели как центросимметричного $V(x,y) = V_0(\cos 2\pi x/a + \cos 2\pi y/a)$, так и нецентросимметричного потенциала электростатического поля сверхрешетки $V(x,y) = V_1(\cos 2\pi x/a + \cos 2\pi y/a) + V_2(\sin 2\pi x/a + \sin 2\pi y/a)$. Предполагается заполненным низший уровень размерного квантования E_1 в области гетероперехода. Магнитное поле таково, что реализуется случай рационального значения числа квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки $\Phi/\Phi_0 = eHa^2/2\pi\hbar c = p/q = 3/1$. Эффективная масса m^* электрона в GaAs взята равной $0.067\, m_e$, период решетки $a = 50$ нм.

Уровень Ферми таков, что заполнена низшая магнитная подзона Ландау. Это соответствует концентрациям носителей порядка $n = 10^{11}\text{см}^{-2}$.

Расчетам поверхностной плотности термомагнитного поперечного тока (в y −направлении)

$$j_y = (2e/h^3) \int v_y f(\vec{p})\, dp_x dp_y \qquad (2)$$

в низшей магнитной подзоне Ландау предшествовало численное решение однородного кинетического уравнения Больцмана в релаксационном приближении ($\tau > 2\pi\hbar/kT$). Зависимость времени релаксации от квазиимпульса электрона учтена нами феноменологически через закон дисперсии двумерных носителей $\varepsilon(\mathbf{p})$ в рамках наиболее подходящей модели, развитой в работе [3]: $\tau(\mathbf{p}) \sim (kT)^{\beta} \varepsilon(\mathbf{p})^{\alpha+0.5}$. Расчеты поперечного тока были проведены для случаев рассеяния электрона на нейтральных примесях ($\alpha = 0, \beta = 0$) и акустических фононах ($\alpha = -0.5, \beta = -1$). Градиент температуры выбран в модели не зависящим от каких-либо параметров системы: $(\nabla T)_x = \zeta$.

На рис.2,3 представлены результаты расчетов y-проекции поверхностной плотности тока в изучаемой модельной структуре в зависимости от величины градиента температуры при различных отношениях $\gamma = V_2/V_1$, $V_1 = 1$ мэВ. Начальный линейный рост функции $j_y(\zeta)$ (рассчитано аналитически) сменяется участком ее убывания, плотность термомагнитного тока имеет максимум. По мере возрастания величины градиента температуры функция распределения меняется таким образом, что вклад в (2) от состояний носителей с положительной проекцией скорости в подзоне Ландау возрастает. Это приводит к увеличению значения $j_y(\zeta)$. При дальнейшем возрастании модуля градиента функция распределения носителей по импульсам "стремится" равновелико учесть вклад в ток от состояний как с положительной, так и отрицательной y-проекцией скорости. Имеет место участок с отрицательной дифференциальной проводимостью. Кроме того, возрастает вклад в ток от состояний носителей с отрицательной эффективной массой в магнитной подзоне. С увеличением отношения γ величина термомагнитного тока возрастает при фиксированном значении модуля градиента температуры. Это связано с нарушением четности закона дисперсии носителей в магнитном поле и, как следствие, дополнительным нетривиальным вкладом в поперечную скорость. При указанных значениях отношения γ имеет место трехкратное усиление эффекта Нернста-Эттингсаузена на максимуме термомагнитного тока.

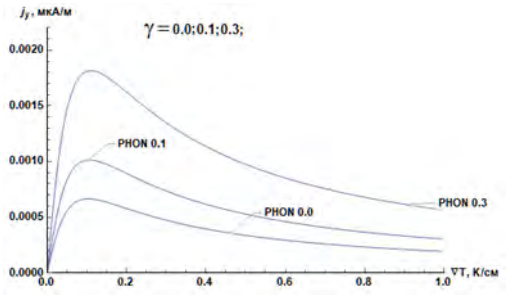


Рис 2. Зависимость y-проекции поверхностной плотности тока от величины градиента температуры при T=2 K при рассеянии на фононах

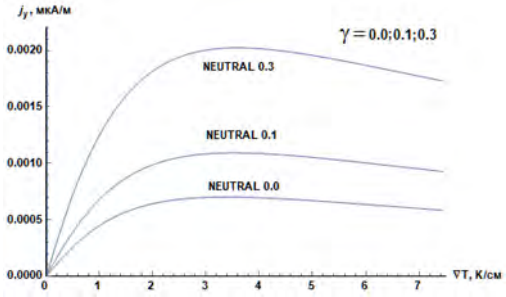


Рис. 3. Зависимость y-проекции поверхностной плотности тока от величины градиента температуры при T=2 K при рассеянии на нейтральных атомах примеси

Поскольку при рассеянии на нейтральных примесях время релаксации не зависит от температуры в рассматриваемой модели, максимум термомагнитного тока реализуется в области больших значений модуля градиента температуры.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках госзадания № 0729-2020-0058.

Литература

1. P.G. Harper // Proc. Phys. Soc., M. 68, 874 (1955).
2. F.A. Butler, E. Brown // Phys. Rev. B 166, 630 (1968).
3. С.И. Борисенко // ФТП 33(10), 1240 (1999).

Анализ и расчет металлодиэлектрических зеркал для квантовых каскадных лазеров среднего инфракрасного диапазона

К.А. Подгаецкий*, Ю.Ю. Козлов, А.В. Лобинцов, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк

АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, д.3, корп.1, г. Москва, 117342.
*podgaetskykonstantin@yandex.ru

Проведен анализ и расчет металлодиэлектрических зеркал для квантовых каскадных лазеров среднего ИК диапазона. Подобраны оптимальные материалы диэлектриков для минимизации поглощения излучения и металлических покрытий для достижения высокого коэффициента отражения. Определены физические толщины слоев, входящих в состав многослойного покрытия.

Введение

Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) являются перспективными источниками света в спектральных диапазонах первого и второго окна прозрачности атмосферы. Для многих практических применений актуально стоит задача повышения выходной оптической мощности таких излучателей. Проверенным методом повышения оптической мощности полупроводниковых лазеров является использование зеркальных покрытий, нанесённых на одну из граней лазерного резонатора. Однако, для ККЛ, излучающих в среднем ИК-диапазоне, создание указанных покрытий осложняется выбором материалов, имеющих низкое поглощение в рассматриваемом спектральном диапазоне. Очевидный вариант использования диэлектрических зеркал для ККЛ осложняется значительной толщиной последних, что усложняет технологию их получения. Данного недостатка лишены металлодиэлектрические зеркала, анализ которых выполнен в данной работе, применительно к использованию в ККЛ.

Обоснование выбора материалов

Расчет многослойной зеркальной системы проводился методом рекуррентных матриц. Пример матрицы j-го слоя представлен ниже:

$$M_j = \begin{bmatrix} \cos\varphi_j & \frac{i}{n_j'}\sin\varphi_j \\ i\cdot n_j'\cdot\sin\varphi_j & \cos\varphi_j \end{bmatrix} \qquad (ф1)$$

Общая матрица многослойного покрытия имеет вид:

$$\sum_{i=1}^{j} M_i = M_j \cdot M_{j-1},\ldots,M_1 \qquad (ф2)$$

Далее определялись параметры пропускания, отражения и поглощения системы [1].

Для минимизации значения энергетического коэффициента поглощения многослойной зеркальной системы необходимо подобрать такие материалы, которые имеют минимальное значение коэффициента поглощения на расчетной длине волны. Для первого окна прозрачности расчет проведен для $\lambda = 4.5$ мкм, а для второго окна прозрачности – для $\lambda = 8.0$ мкм.

Подбор проводился из следующих вариантов материалов: Si, SiO_2, SiN_x, Al_2O_3, Y_2O_3 и ZnSe.

Значения оптических констант для SiO_2, SiN_x, Al_2O_3 брались из [2], для Si из [3], для Y_2O_3 из [4] и для ZnSe из [5].

Зависимости энергетического значения поглощения от толщины слоя материалов для разных длин волн представлены на рис. 1 и 2.

Первичный анализ констант показал, что использование материалов Y_2O_3 и ZnSe в первом окне прозрачности атмосферы не целесообразно в виду наличия большого поглощения. Из расчета для второго окна прозрачности атмосферы по той же причине были исключены Si, SiO_2, SiN_x.

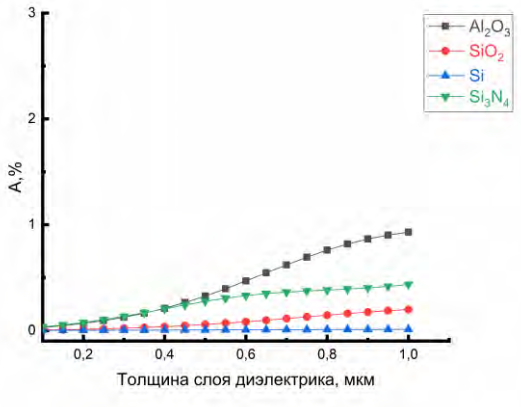


Рис. 1. Зависимость энергетического значения поглощения от толщины слоя материала на длине волны 4.5 мкм

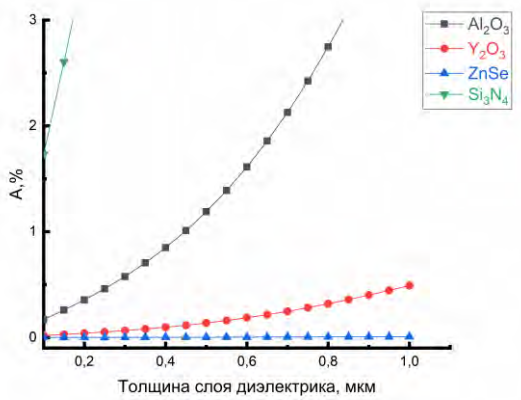


Рис. 2. Зависимость энергетического значения поглощения от толщины слоя материала на длине волны 8.0 мкм

Результаты расчета

Таблица 1. Результаты численных расчетов предложенных конфигураций многослойных зеркальных покрытий

Материал диэлектрика	Оптические константы диэлектрика		Энергетические коэффициенты		
	n	k	R, %	A, %	T, %×10^{-4}
Длина волны излучения 4.5 мкм					
Al2O3	1.5464	0.0027	98.5	1.5	5.784
SiO2	1.3726	0.0005	98.5	1.5	5.58
Si3N4	2.3662	0.0021	98.5	1.5	7.291
Длина волны излучения 8 мкм					
Al2O3	1.2861	0.0346	99	0.9935	9.155
Y2O3	1.6686	0.003	99	0.9935	9.45
ZnSe	2.4060	0.0005	99	0.9936	10.27

После определения параметров диэлектрических слоев были рассчитаны металлодиэлектрические зеркала. Структурно, дизайн многослойного металлодиэлектрического покрытия состоял из примыкающего к грани диэлектрического слоя, который служил непроводящим буфером, слоем Ti для улучшения адгезии последующего слоя Au к диэлектрическому слою. Для длины волны 4.5 мкм зеркальные покрытия рассчитывались так, чтобы энергетический коэффициент отражения составлял не менее 98.5%, а для длины волны 8.0 мкм – не меньше 99%. Результаты численных расчетов многослойных зеркальных покрытий выбранных конфигураций для длин волн 4.5 и 8.0 мкм представлены в табл. 1.

Выводы

Таким образом, проведен анализ диэлектрических материалов и представлены результаты расчета металлодиэлектрических зеркал для ККЛ среднего ИК-диапазона. Показано, что выбранные конфигурации многослойного покрытий позволяют добиться высокого значения энергетического коэффициента отражения зеркал для спектрального диапазона 4°–°5 мкм 98.5 % и для 8°–°10 мкм 99 % при минимальных значениях (для металлодиэлектрических зеркал) энергетического коэффициента поглощения (для 4°–°5 мкм 1.5 % и для 8°–°10 мкм 1 %).

Литература

1. M. Bai, S. R. Darvish, N. Bandyopadhyay *et al.* // J. Appl. Phys, V. 109, 053103 (2011).
2. J. Kischkat, S. Peters, M. Semtsiv *et al.* // Applied Optics, V. 51, 6789°–°6798 (2012).
3. E. Shkondin, O. Takayama, M. E. Aryaee Panah *et al.* // Optical materials express, V. 7, 1606–1627 (2017).
4. D. F. Bezuidenhout, R. Pretorius. // Thin solid films, V. 139, 121°–°132 (1985).
5. H. Qi, X. Zhang, Q. Wang *et al.* // Optical constants of zinc selenide in visible and infrared spectral ranges. J. Appl. Spectros, V. 84, 679–682 (2017).

Динамика скольжения волны зарядовой плотности в условиях синхронизации ВЧ-СВЧ полями

В.Я. Покровский, С.А. Никонов, С.Г. Зыбцев

ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Моховая 11-7, Москва, 125009.

*vadim.pokrovskiy@mail.ru

Динамика движения волны зарядовой плотности (ВЗП) в условиях синхронизации ВЧ полем экспериментально изучена на микроскопических масштабах времён. Показано, что осцилляции порогового поля, E_t, и величин ступенек Шапиро (СШ) периодичны по перемещению ВЗП за полупериод ВЧ поля и имеют одну и ту же природу. Продемонстрировано, что, используя ВЧ-СВЧ поля, можно моделировать образцы с заданными свойствами ВЗП и величиной E_t. Данный подход позволил описать систему СШ при смешении ВЧ полей на двух частотах.

Введение

Синхронизация волны зарядовой плотности (ВЗП), скользящей в электрическом поле выше порогового ($E > E_t$), электрическим полем ВЧ или СВЧ диапазона – одно из замечательных явлений, наблюдаемых в квазиодномерных проводниках [1]. В режиме синхронизации частота преодоления барьеров потенциала пиннинга, $f_f=\langle v\rangle/\lambda$, где λ – период потенциала, задаётся внешним переменным полем, V_{ac}, то есть, совпадает с частотой поля f или одной из его гармоник или субгармоник. При этом средняя скорость ВЗП $\langle v\rangle$ не изменяется в некотором диапазоне постоянных напряжений V_{dc}. Дифференциальное сопротивление ВЗП возрастает, при полной синхронизации – до бесконечности, и на ВАХ появляются т.н. ступеньки Шапиро (СШ). На зависимостях дифференциальной проводимости σ_d от V_{dc} СШ проявляются как узкие провалы.

Интуитивно может показаться, что для возникновения СШ достаточно малых значений V_{ac}: и без ВЧ поля ВЗП движется с периодически меняющейся скоростью, и нужно лишь незначительное дополнительное воздействие, чтобы ВЗП не «сбивалась с ритма». Однако эксперимент показал, что для возникновения СШ величина V_{ac} должна быть $\gtrsim V_{dc}$. В [2] показано, что для возникновения заметных СШ необходимо, чтобы ВЗП на какое-то время останавливалась, то есть мгновенное значение поля в какие-то моменты должно быть ниже E_t. С дальнейшим ростом V_{ac} величины СШ достигают максимума, а затем спадают.

При достаточной когерентности ВЗП можно наблюдать многократные осцилляции величин СШ, квазипериодические по V_{ac} [1].

Другая особенность образцов с ВЗП, наблюдаемая при воздействии ВЧ поля, – удивительное сходство ВАХ в области $E \lesssim E_t$ с участками ВАХ в областях СШ. В частности, наблюдаются осцилляции E_t, подобные осцилляциям СШ. Участок ВАХ при $E \lesssim E_t$ иногда называют 0-й СШ, однако анализа этого сходства до последнего времени не проводилось.

Важным шагом в понимании природы СШ и осцилляций их величин стал анализ перемещения ВЗП при одновременном воздействии V_{dc} и V_{ac} на микроскопическом масштабе времён, $t < 1/f$ [3]. Идея анализа весьма проста: практически во всех случаях $1/f$ превосходит характерные времена отклика ВЗП, и, значит, её скорость в каждый момент времени определяется мгновенным значением напряжения V. Скорость при данном V можно определить, измерив ВАХ без ВЧ поля и пересчитав нелинейный ток в f_f. Таким образом, для расчёта $v(t)$ необходимо только точно знать значения V_{dc} и V_{ac}, а дальше – дело техники: численно интегрируя $v(t)$ можно найти перемещение ВЗП, скажем, за каждый полупериод ВЧ поля.

Наиболее детальный анализ осцилляций СШ [3] был проведён на вискерах NbS_3, в которых ВЗП существует при комнатной температуре, и может обладать исключительно высокой когерентностью скольжения. Универсальный характер полученных результатов был подтверждён аналогичным анализом СШ в образцах $NbSe_3$ и TaS_3.

Показано, что осцилляции величин СШ *строго* периодичны по перемещению ВЗП за каждый полупериод ВЧ поля. При этом обнаружено, что 0-я СШ достигает 1-го минимума, когда за каждый полупериод ВЧ поля (V_{dc}=0) ВЗП смещается на $\pm\lambda$.

Этот результат имеет очевидное объяснение: минимум E_t наблюдается, когда ВЗП раскачивается до краёв долины, в которой она исходно находится. Сколь угодно малое постоянное поле перебросит её в соседнюю долину, и начнётся движение ВЗП. Второй минимум 0-й СШ наблюдается при смещении ВЗП на ±2λ, третий – на ±3λ, и т.д., что объясняется аналогично.

Анализ первой СШ показал, что её 1-й минимум наблюдается при смещении ВЗП на $\delta x_1=2\lambda$ за 1-й полупериод (когда V_{dc} и V_{ac} одного знака) и на -λ – за 2-й. Тут очевидна аналогия с 0-й СШ: минимум наблюдается также, когда точки возврата попадают на максимумы потенциала пиннинга. Этот результат, как и анализ других минимумов 1-й СШ, доказывает, что 1-ю СШ, как и 0-ю, можно рассматривать как колебания ВЗП в периодическом потенциале. Аналогичный вывод сделан для других СШ (рис. 1).

Предложенное рассмотрение динамики ВЗП оказалось применимым и для решения обратной задачи. Имея в распоряжении ВАХ какого-либо образца и зная коэффициент пересчёта тока ВЗП в f_f, можно предсказать вид ВАХ при заданном значении V_{ac}: удалось рассчитать, при каких значениях V_{dc} наблюдаются СШ, и при каких значения V_{ac} величины СШ достигают минимумов и максимумов [4].

Итак, «настоящие» СШ отличаются от нулевой только тем, что колебания ВЗП в потенциале пиннинга асимметричны. Это отличие устраняется переходом в подвижную систему отсчёта, связанную с ВЗП. При этом возникает вопрос: а нельзя ли использовать ВАХ в окрестности СШ для имитации образцов, в которых выход из режима синхронизации рассматривается как депиннинг ВЗП? Если это так, можно искусственно регулировать величину E_t (уменьшая вплоть до нуля) и получать исключительно высокую когерентность скольжения ВЗП.

Предлагаемый подход оказался полезным при рассмотрении СШ, возникающих на ВАХ при воздействии ВЧ облучения на двух частотах, F и f, одновременно, в условиях $F>>f$ [5]. Установлено, что СШ, определяемые частотой F, можно рассматривать как «основные», вокруг которых возникают «сателлиты», определяемые частотой f. Положение «сателлитов» можно найти, перейдя в подвижную систему отсчёта, движущуюся со скоростью λF. Более того, в этой системе отсчёта осцилляции величин сателлитов также оказываются периодическими по перемещению ВЗП за каждый полупериод ВЧ поля частотой f. Удалось также наблюдать осцилляции сателлитов, являющихся гармониками и субгармониками f. Интересно, что субгармоники возникают вокруг «основной» субгармоники, т.е. СШ, соответствующей частоте $F/2$.

Отметим ещё важное с практической точки зрения следствие предложенного рассмотрения СШ. Часто непосредственное измерение V_{ac} затруднено из-за сложности согласования ВЧ (СВЧ) напряжения с высокоомным образцом. Однако если при каком-то значении V_{ac} наблюдается, скажем, минимум E_t, мы можем вычислить точное значение V_{ac} на образце. Так, этот подход был нами использован в [5] для калибровки напряжения на образце.

Авторы благодарят проекты РФФИ 20-02-00827 и 20-32-90231 за поддержку.

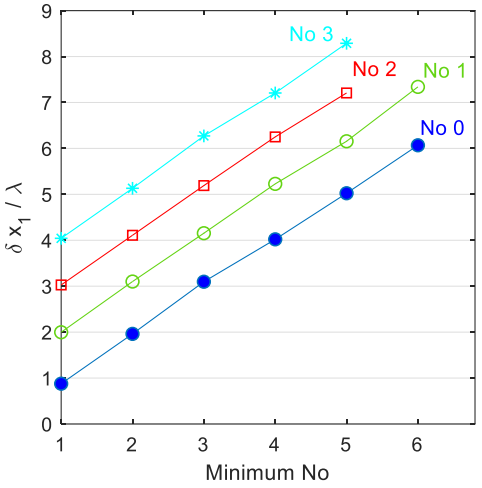


Рис. 1. Зависимости перемещения ВЗП за первый полупериод ВЧ поля, $\delta x_1/\lambda$, от № минимума СШ для 0-й, 1-й, 2-й и 3-й СШ [3]

Литература

1. S. Brown and A. Zettl // in *Charge Density Waves in Solids*, edited by L. P. Gor'kov and G. Grüner (Elsevier), V. 25, 223 (1989).

2. S. E. Brown, G. Grüner, and L. Mihály // Solid State Commun. V. 57, 165 (1986).

3. S.G. Zybtsev *et al.* // Phys. Rev. B V. 101, 115425 (2020).

4. S.A. Nikonov *et al.* // Appl. Phys. Lett. V. 118, 213106 (2021).

5. S.A. Nikonov *et al.* // Appl. Phys. Lett. V. 118, 253108 (2021).

Усиление терагерцового излучения в экранированном графене на резонансах Фано с учетом пространственной дисперсии

О.В. Полищук[1 *], Д.В. Фатеев[1,2], В.В. Попов[1]

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 Саратовский государственный университет, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

*polischuk.sfire@mail.ru

В данной работе рассматривается спектр поглощения / усиления терагерцового излучения в графене с дрейфом носителей заряда, экранированном сверху периодической металлической решеткой (внешняя терагерцовая волна падает на металлическую решетку), отделенной от графена тонким диэлектрическим слоем. Снизу слой графена экранирован сплошным металлическим экраном, расположенном на некотором расстоянии от графена. Спектры поглощения / усиления терагерцового излучения в графене со смещенным уровнем Ферми рассчитаны с использованием самосогласованного электродинамического подхода и гидродинамического описания электронной жидкости в зависимости от величины расстояния от графена до металлического экрана.

Введение

Графен является природным материалом с нулевой запрещенной зоной и чрезвычайно высокой подвижностью носителей заряда, а возможность электрически управлять свойствами носителей заряда в графене делает его перспективным для терагерцовых (ТГц) и оптоэлектронных применений, например, как среды усиления для ТГц лазеров [1], которые могут работать при комнатной температуре. В нижней части ТГц спектра вместо кинетической модели транспорта электронов в графене может быть использовано гидродинамическое описание электронной жидкости [2]. Это объясняется тем, что частота быстрых межчастичных столкновений составляет величину порядка 5 ТГц и является доминирующей частотой в системе, согласно как экспериментальным данным [3], так и теоретическим оценкам с использованием микроскопической теории [4].

Теоретическая модель

В данной работе рассматривается спектр поглощения / усиления терагерцового излучения в графене с дрейфом носителей заряда, экранированном сверху (по ходу внешней падающей волны) периодической металлической решеткой, отделенной от графена тонким диэлектрическим слоем толщиной d. Снизу слой графена экранирован сплошным металлическим экраном, расположенном на расстоянии h от графена (см рис. 1). Спектры поглощения / усиления ТГц излучения в графене со смещенным уровнем Ферми E_F рассчитаны с использованием самосогласованного электродинамического подхода и гидродинамического описания дираковской жидкости. Отклик структуры учитывается в виде нелокальной комплексной динамической графеновой проводимости $\sigma_{Gr}(\omega,q)$ [5–7], полученной с учетом давления электронной жидкости,

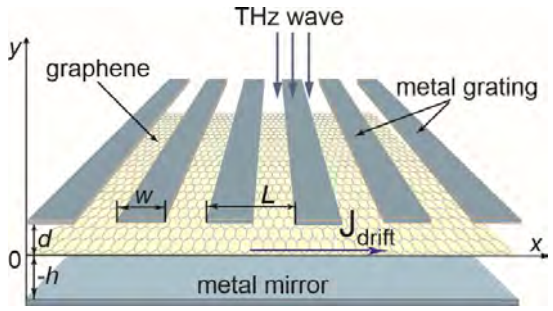


Рис. 1. Схематическое изображение нескольких периодов исследуемой структуры и система координат. Постоянный электрический ток течет в графене поперек металлических полосок, вдоль оси *x*. Диэлектрическая постоянная окружающей среды $\varepsilon_a = 1$, диэлектрического барьерного слоя толщиной *d* и диэлектрического слоя толщиной *h* $\varepsilon_{b,s} = 11.7$

постоянного электрического поля в графене и адиабатического процесса распространения волн:

$$\sigma_{Gr}(\omega,q) = \\ = ie^2 n\omega(1-\beta^2)v_F / E_F \times [(1-\beta^2)(\omega-qu) - 3\beta^2 i\gamma/2] / \\ / \{q^2 v_F^2 / 2 \times qu(1-2\beta^2) + \omega^2(\omega+i\gamma)(1-\beta^2/2) + \\ + q^2 v_F^2 / 2 \times [\beta^2(3i\gamma+4\omega) - \omega] - \\ - qu\omega[\beta^2(i\gamma-\omega/2) + (i\gamma 5/2 + 2\omega)]\},$$

где $n = E_F{}^2 v_F / 4\pi\hbar / (1-\beta^2)^{3/2}$, ω – круговая частота, q – волновой вектор, $\hbar$ – приведенная постоянная

Планка, $\beta = u / v_F$, u и v_F – скорость дрейфа и скорость Ферми носителей заряда в графене.

Результаты и обсуждение

Численно рассчитаны режимы поглощения / усиления ТГц излучения в зависимости от величины расстояния h от графена до металлического экрана (рис. 2). Поглощение ТГц излучения вызвано преимущественно внутризонными процессами в графене, описываемыми феноменологической скоростью рассеяния носителей заряда. Усиление ТГц излучения (область значений коэффициента отражения больше единицы) достигается на частотах плазмонных резонансов Фано в исследуемой структуре при скоростях дрейфа носителей заряда меньших скорости плазмонов в графене, что согласуется с недавней экспериментальной работой [8].

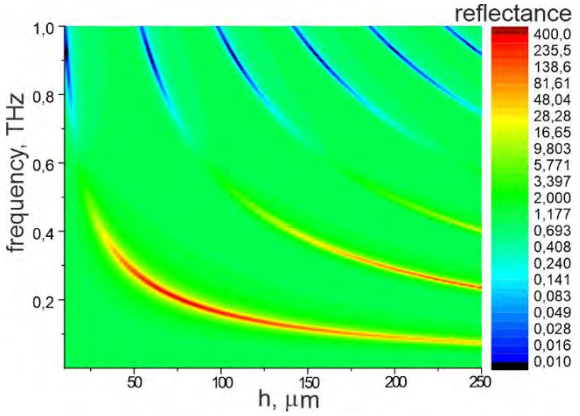


Рис. 2. Коэффициент отражения от исследуемой структуры в зависимости от частоты падающего ТГц излучения и величины расстояния h от графена до металлического экрана

Расчеты проводились для графена с феноменологической скоростью рассеяния заряда 10^{13} с$^{-1}$, для величины энергии Ферми равной E_F =75 мэВ, величины скорости дрейфа электронов u=0.5 v_F. Период металлической решетки полагался равным L= 4.04 мкм, ширина металлической полоски w=4 мкм, толщина диэлектрического слоя между графеном и решеткой d=10 нм.

При противоположном направлении скорости дрейфа электронов получим полностью симметричное решение.

Заключение

Показано, что усиление ТГц излучения в графене за счет пропускания постоянного электрического тока может быть увеличено на нескольких порядков величины в присутствии в структуре нижнего металлического экрана вследствие увеличения электромагнитной связи между дрейфующими зарядами в графене и ТГц излучением из-за конструктивной интерференции ТГц волны. Величина затухания/усиления ТГц излучения может варьироваться как за счет изменения скорости рассеяния носителей заряда, так и за счет изменения величины скорости дрейфа носителей заряда в графене. Эффект усиления при скоростях дрейфа меньших скорости плазмонов связан с изменением плотности массы носителей заряда в графене при осцилляциях ТГц электрического поля.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

Литература

1. V. Ryzhii, M. Ryzhii, T. Otsuji // J. Appl. Phys.,V. 101, 083114 (2007).
2. D. Svintsov // Phys. Rev. B, V. 97, 121405(R) (2018).
3. R. Krishna Kumar, D. A. Bandurin, F. M. D. Pellegrino, et al. // Nat. Phys., V. 13, 1182 (2017).
4. L. Fritz, J. Schmalian, M. Müller, and S. Sachdev // Phys. Rev. B, V. 78, 085416 (2008).
5. L. A. Falkovsky and A. A. Varlamov // Eur. Phys. J. B, V. 56, 281 (2007).
6. D. Svintsov, V. Vyurkov, V. Ryzhii and T. Otsuji // Phys. Rev. B, V. 88, 245444 (2013).
7. I. M. Moiseenko, V. V. Popov and D. V. Fateev // AIP Conference Proceedings, 2300, 020089 (2020).
8. Stephane Boubanga-Tombet, Wojciech Knap, Deepika Yadav, Akira Satou, Dmytro B. But, Vyacheslav V. Popov, Ilya V. Gorbenko, Valentin Kachorovskii, and Taiichi Otsuji // Phys. Rev. X, V. 10, 031004 (2020).

Структурные и морфологические трансформации слоистых халькогенидов металлов при сублимации и эпитаксиальном росте

С.А. Пономарев[1, 2, *], Д.И. Рогило[1], Д.В. Щеглов[1], А.В. Латышев[1, 2]

1 Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, просп. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

*s.ponomarev1@g.nsu.ru

Методом *in situ* отражательной электронной микроскопии были визуализированы процессы сублимации и ван-дер-ваальсовой эпитаксии на поверхности Bi_2Se_3(0001). При воздействии на поверхность Bi_2Se_3(0001) молекулярного пучка Se (до 0.1 нм/с) и нагреве до ~400°C наблюдалось восходящее движение атомных ступеней, соответствующее конгруэнтной сублимации Bi_2Se_3. Была развита методика получения атомарных ступеней высотой 1 нм на гладкой поверхности монокристалла Bi_2Se_3(0001), заключающаяся в нанесении литографических канавок и последующем их разрастании при сублимации: Осаждение Bi (до ~0,01 нм/с) на поверхность Bi_2Se_3(0001) при постоянном потоке Se (до ~0,1 нм/с) меняло направление движения ступеней в сторону нижележащих террас, что соответствовало эпитаксиальному росту Bi_2Se_3. Осаждение In и Se на поверхность Bi_2Se_3(0001) при ~400°C приводило к эпитаксиальному росту слоистого In_2Se_3. Данный процесс начинался с зарождения 2D островков и после роста на 3-5 нм продолжался с образованием и ростом 3D островков вблизи выходов на поверхность винтовых дислокаций. Добавление аморфного слоя In_2Se_3 способствовало подавлению зарождения 3D островков и продолжению роста по ступенчато-слоевому механизму. *Ex situ* измерения спектра комбинационного рассеяния света выявило набор колебательных мод, соответствующий β-In_2Se_3.

Введение

С начала XXI века изучение слоистых двумерных материалов является перспективным направлением физики конденсированного состояния. Разнообразие свойств данных материалов, в частности In_2Se_3 и $SnSe_2$, позволяет использовать их в различных технологических приложениях [1]. Однако, малоизученность механизмов сублимации и роста слоистых халькогенидов металлов, их структурных и морфологических трансформаций в течение данных процессов является одной из актуальных проблем, препятствующих применению данного класса материалов для приложений полупроводниковой электроники и фотоники [2].

Эксперимент

Метод *in situ* отражательной электронной микроскопии (ОЭМ) позволяет наблюдать картины дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО), исследовать и контролировать структуру поверхности в процессах эпитаксиального роста и сублимации. В данном методе применялись разделенные испарители Bi/In и Se. Во время эксперимента образцы нагревались путем пропускания электрического тока. *Ex situ* анализ морфологии поверхности проводился методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). (AFM, Multimode 8, Bruker).

На этом же оборудовании с помощью алмазного зонда были созданы литографические канавки глубиной 15–30 нм для последующего наблюдения в ОЭМ. Кристаллическая фаза полученных пленок In_2Se_3 была определена с помощью *ex situ* измерений комбинационного рассеяния света (КРС) (XploRa Plus, Horiba, лазер 532 нм).

Результаты и обсуждение

Под воздействием молекулярного пучка Se (скорость осаждения ~0,1 нм/с) нагрев подложки Bi_2Se_3 до температуры около 400°C происходит без ухудшения морфологии поверхности. При данной температуре на *in situ* ОЭМ-изображениях видны отдельные ярко-контрастные (0001) террасы, разделенные темноконтрастными атомными ступенями, двигающимися в сторону вышележащих террас, что соответствует сублимации Bi_2Se_3 (Рис. 1 (a–c)) и что впервые наблюдалось на поверхности Bi_2Se_3 с помощью *in situ* ОЭМ.

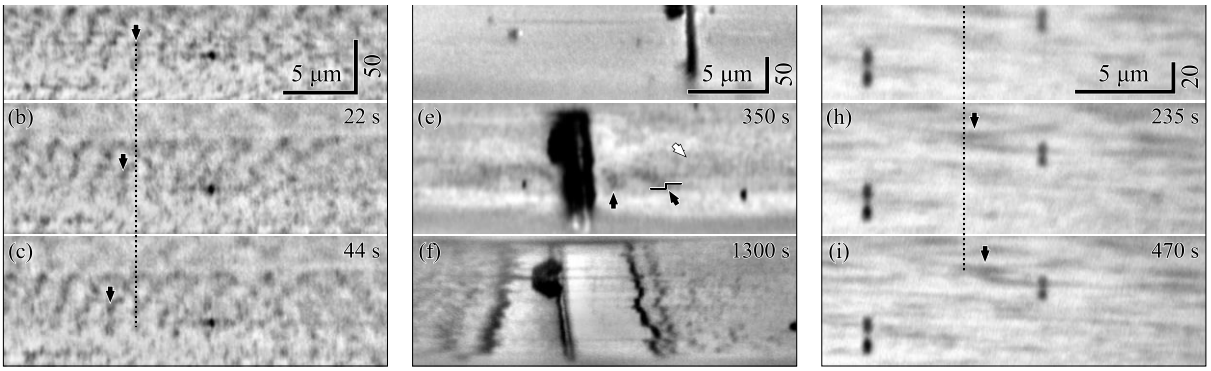


Рис. 1. ОЭМ-изображения трансформации поверхности Bi_2Se_3(0001): (a–c) восходящее движение атомных ступеней при сублимации со скоростью 0,022 нм/с, (d–f) разрастание канавки в процессе отжига, (g–i) нисходящее движение ступеней при росте Bi_2Se_3 со скоростью 3×10^{-4} нм/с. Черными стрелками отмечены атомные ступени высотой 1 нм

В данных условиях (скорость осаждения ~0,1 нм/с и T=400°C) литографические канавки, нанесенные методом зондовой литографии являются генераторами атомных ступеней, наблюдающихся методом ОЭМ. После сублимации 10 слоев Bi_2Se_3 отжиг сформировал атомные ступени и их эшелоны вблизи литографических канавок (Рис 1 (d–f)).

Для исследования ван-дер-Ваальсовой эпитаксии методом *in situ* ОЭМ поверхность Bi_2Se_3(0001) подвергали воздействию молекулярного пучка Se (0,1 нм/с) и нагревали до ~400°C, что приводило к движению атомных ступеней в сторону вышележащих террас. После начала осаждения Bi (10^{-2}–10^{-4} нм/с в разных экспериментах) ступени меняли направление движения и начинали перемещаться в сторону нижележащих террас (Рис. 1 (g–h)). Картины ДБЭО соответствовали послойному росту Bi_2Se_3.

Для изучения гетероэпитаксиального ван-дер-Ваальсового роста In_2Se_3 использовался испаритель In вместо Bi. Когда In, в присутствии молекулярного пучка Se (0,1 нм/с), осаждался на поверхность Bi_2Se_3(0001), сублимирующую со скоростью ~0,0015 нм/с, рост пленки начинался с зарождения 2D-островков. Картины ДБЭО соответствовали послойному росту In_2Se_3 со скоростью ~0,025 нм/с. Однако после роста 3–5 нм на ОЭМ изображениях и картинах ДБЭО наблюдалось зарождение трехмерных островков в областях выхода на поверхность винтовых дислокаций. Добавление аморфного слоя In_2Se_3 и его кристаллизации при повышении температуры до ростовой (около 400°C) обеспечило поверхность, пригодную для последующего роста без зарождения 3D островков.

Таким образом были впервые визуализированы морфологические преобразования поверхности Bi_2Se_3(0001) методом *in situ* ОЭМ в процессе сублимации и ван-дер-Ваальсовой эпитаксии. Показано восходящее движение атомных ступеней в процессе конгруэнтной сублимации на поверхности Bi_2Se_3(0001) при T~400°C. Показано увеличение латеральных размеров и глубины канавок, являющихся источниками атомных ступеней высотой 1 нм. Визуализирован ван-дер-Ваальсовый рост In_2Se_3 (по данным КРС подтвержден рост β-In_2Se_3) и Bi_2Se_3 на поверхности Bi_2Se_3(0001).

Литература

1. S. Vishwanath, X. Liu, S. Rouvimov *et al.* // J. Mater. Res., V. 31, 900–910 (2016).
2. M.S. Claro, J.Grzonka, N. Nicoara *et al.* // Adv. Opt. Mater., V. 9, 2001034 (2021).

Лазерное охлаждение однофотонных источников комбинационным рассеянием света в анти-стоксовском режиме

В.Г. Попов[1, 2]

1 Центр научных исследований и перспективных разработок, АО «ИнфоТеКС», ул. Отрадная, дом 2Б, стр.1, г. Москва, 127273.

2 Факультет информационных технологий и анализа больших данных, Финансового университета, 4-й Вешняковский пр-д, 4, Москва, 125167.

Vladimir.Popov@infotecs.ru

В докладе предлагается оптической схема, позволяющая реализовать лазерное анти-стоксовское охлаждение с использованием конфокальной схемы. В частности, предлагается использовать двух лазерную конфокальную схему накачки. При этом частота первого лазера накачки необходима для возбуждения квантовой точки, в то время как частота второго лазера накачки превышает частоту первого, на частоту оптического фонона в квантовой точке. Роль второго лазера заключается в вынуждении анти-стоксовского перехода в комбинационном рассеянии.

Введение

Взаимодействие молекул со светом обычно сопровождается комбинационным рассеянием, которое очень часто применяется для исследования этих молекул в рамановских спектрометрах [1]. Стимулированное комбинационное рассеяние света активно используется в волоконно-оптических системах [2], на основе которых созданы рамановские лазеры и усилители [3]. Вынужденное комбинационное рассеяние - это нелинейный эффект, обусловленный стимуляцией стоксова перехода фотонами в волокнах. Примечательно, что такое вынужденное излучение увеличивает вероятность комбинационного рассеяния от величины спонтанного рассеяния от 10^{-6} до 10^{-1}, т. е. на 5 порядков [4]. С одной стороны, такое резкое увеличение вероятности обусловлено большим количеством фотонов в волокне, с другой стороны, следует ожидать когерентного стимулированного излучения и в фононной подсистеме. Оптические фононы (точнее, поляритоны), в отличие от фотонов, практически неподвижны и сохраняют свои состояния довольно длительное время (~ 2,1 пс, что можно определить по полуширине стоксовых пиков в спектрах комбинационного рассеяния [5]). Однако рассеяние света может использоваться не только в режиме Стокса, но и в антистоксовом режиме. Недавно лазерное антистоксовое охлаждение было реализовано в твердых монокристаллах [6], колоидальных квантовых точках [7], кварцевых стеклах, легированных иттербием [8]. В этом докладе мы предлагаем использовать его для источников одиночных фотонов. Однофотонные источники на основе квантовых точек и центров окраски в алмазе используются с привлечением конфокальных оптических схем микро-фотолюминисценции [9].

Обсуждение предложений

В докладе предлагается оптической схема, позволяющая реализовать лазерное анти-стоксовское охлаждение с использованием конфокальной схемы. В частности, предлагается использовать двух лазерную конфокальную схему накачки (см. рис. 1). При

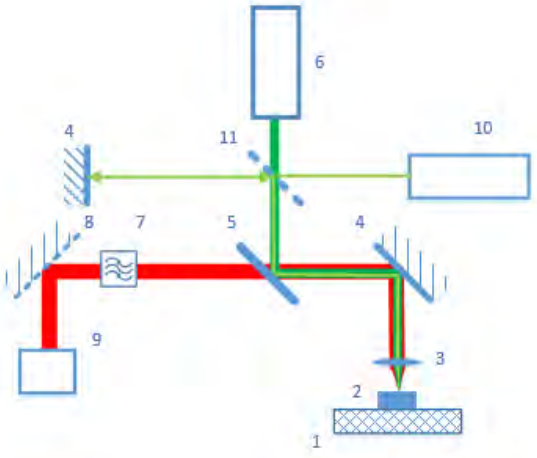


Рис. 1. Оптическая схема устройства однофотонного источника состоит из следующих элементов: 1 – подвижный стол (может быть охлаждаемым, например, в криостате); 2 – подложка с квантовыми точками или центрами окраски; 3 – линза; 4 – зеркало; 5 – дихроническое зеркало; 6 – лазер накачки; 7 – фильтр; 8 – зеркало с дифракционной решеткой; 9 – спектрометр; 10 – дополнительный лазер для охлаждения; 11 – полупрозрачная дифракционная решетка

этом частота ω_p первого лазера накачки (см. поз. 6 на рис. 1) необходима для возбуждения квантовой точки, в то время как частота второго лазера накачки ω_r (см. поз. 10 на рис. 1) превышает частоту первого, на частоту оптического фонона в квантовой точке ω_0, т. е.: $\omega_r = \omega_p + \omega_0$. Роль второго лазера заключается в вынуждении анти-стоксовского перехода в комбинационном рассеянии, т. е. стимулирование захвата фонона фотоном. В докладе также обсуждается роль влияния такого охлаждения на такие параметры как квантовая эффективность и время жизни в возбужденном состоянии экситонов в полупроводниковых квантовых точках и в центрах окраски алмаза. В кратце влияние связано не только с температурой, которая в среднем может меняться слабо. А в первую очередь с заселенностью локализованных фононов в квантовых точках и центах окраски, которые ответственны за эффект «узкого фононного горла» [10]. Эффект «узкого фононного горла» способен резко снизить квантовую эффективность и быстродействие однофотонных источников.

Литература

1. E. Smith, G. Dent. “Modern Raman spectroscopy – A practical approach”. – John Wiley & Sons, LTD (2005).
2. E.J. Woodbury, W.K. Ng, *Proc. I.R.E*. **50**, 2367 (1962).
3. A.J. Stentz, “*Applications of Raman lasers and amplifiers in fiber communication systems*”, *Proc. SPIE* **91**, 3263 (1998).
4. R.W. Boyd, “*Nonlinear Optics*”, 3rd ed. (Academic Press, Boston, 2008), Chap. 10.
5. F.L. Galeener, J.C. Mikkelsen, R.H. Geils, W.J. Mosby, *Appl. Phys. Lett*. **32**, 34 (1978).
6. S. Rostami, A.R. Albrecht, A. Volpi, M. Shaek-Bahae, *Photonics Research* **7**, 445 (2019).
7. Y.P. Rakovich, J.F. Donegan, M.I. Vasilevskiy, A.L. Rogach, Phys.Status.Solid. A, **206**, 2497 (2009).
8. M. Peysokhan, S. Rostami, E. Mobini, A.R. Albrecht, S. Kuhn, S. Hein, C. Hupel, J. Nold, N. Haarlammert, T. Schreiber, R. Eberhardt, A. Flores, A. Tünnermann, M. Sheik-Bahae, A. Mafi, *ACS Omega* **6**, 8376 (2021).
9. S.D. Trofimov, S.A. Tarelkin, S.V. Bolshedvorskii, V.S. Bormashov, S.Yu. Troshchiev, A.V. Golovanov, N.V. Luparev, D.D. Prikhodko, K.N. Boldyrev, S.A. Terentiev, A.V. Akimov, N.I. Kargin, N.S. Kukin, A.S. Gusev, A.A. Shemukhin, Y.V. Balakshin, S.G. Buga, V.D. Blank, Opt. Mater. Express. **10**, 198 (2020).
10. X. Zhang, A.L. Gutierrez-Aitken, D. Klotzkin, P. Bhattacharya, C. Caneau, R. Bhat. *Electronics Letters,* **32**, 1715 (1996).

Моделирование поведения субмикронных полупроводниковых структур после стабилизации кластера радиационных дефектов

А.А. Потехин[1], А.С. Пузанов[1, 2], Е.А. Тарасова[2], С.В. Оболенский[1, 2]

1 Филиал ФГУП «РФЯЦ ВНИИЭФ НИИИС им. Ю.Е. Седакова», ул. Тропинина, д. 47, Нижний Новгород, 603137.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022.

*potehinrf@gmail.ru

Предложена модель переноса носителей заряда, учет дефектообразования в которой проведен через добавление связанного заряда на глубокие уровни, созданные частицами высоких энергий. Теоретически показано, что предложенный подход позволяет корректно учесть неоднородное повреждение полупроводника в субмикронных структурах. Предложен метод формирования распределения связанного заряда после стабилизации дефектов на основе данных моделирования TRIM.

Введение

Взаимодействие корпускулярного и фотонного ионизирующих излучений с веществом носит стохастический характер, что обусловливает усиление неоднородности дефектообразования при уменьшении размеров полупроводниковых структур для заданного уровня воздействия. В результате, погрешность результатов расчетов физико-топологических моделей, основанных на однородном изменении электрофизических параметров полупроводника (подвижности, коэффициенте диффузии, времени жизни носителей заряда) при радиационном воздействии, растет. В предельном случае, когда размеры структуры становятся меньше характерных размеров области разупорядочения (10…50 нм для кремния и арсенида галлия) по крайней мере по одному из направлений, даже один кластер радиационных дефектов способен перекрыть канал полевого или базу биполярного транзисторов [1].

Математическая модель

В качестве основной модели для реализации задачи учета связанного заряда была выбрана диффузионно-дрейфовая модель, где уравнение Пуассона, представлено в виде:

$$\varepsilon_0 \nabla(\varepsilon \nabla \varphi) + q(N_d - N_a + p - n) = -\rho, \qquad (1)$$

где ε –диэлектрическая проницаемость материала, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, φ – потенциал электрического поля, q – элементарный заряд, N_d и N_a – концентрации доноров и акцепторов, n и p – концентрации электронов и дырок, ρ – плотность связанного заряда глубоких уровней [2]. При этом, модель является принципиально трехмерной, ввиду необходимости учета локализации заряда в структуре. Связанный заряд рассматривался как совокупность стабилизированных точечных дефектов, образующихся при взаимодействии нейтронов с кристаллической решеткой полупроводниковой структуры. Первичное образование дефектов моделировалось в среде TRIM. Далее, к данным, полученным в среде TRIM, применялся алгоритм пространственной кластеризации с учетом плотности радиационных дефектов [3]. В качестве критериев для алгоритма были выбраны параметры в соответствии с данными работы [4]. Подобный выбор характеристик позволяет выделить дефекты, которые останутся после стабилизации. При решении задачи переноса носителей заряда использовались периодические граничные условия и аппроксимация Шарфеттера-Гуммеля [5]. В качестве численной схемы решения системы уравнений использовалась схема Гуммеля.

Результаты и обсуждение

Результаты расчетов для формирования связанного заряда из исходных данных, полученных в TRIM, представлены на рисунке 1. Для 100 реализаций областей разупорядочивания, для каждой энергии первичного атома отдачи была построена зависимость числа дефектов, учитываемых в расчете от общего числа дефектов.

Как следует из рисунка, уровень атомов, исключаемых из рассмотрения практически не зависит от энергии первичного атома отдачи. Это обусловлено

особенностями передачи энергии первичного атома отдачи электронной и ионной подсистемам полупроводника в диапазоне энергий 50…150 кэВ [6].

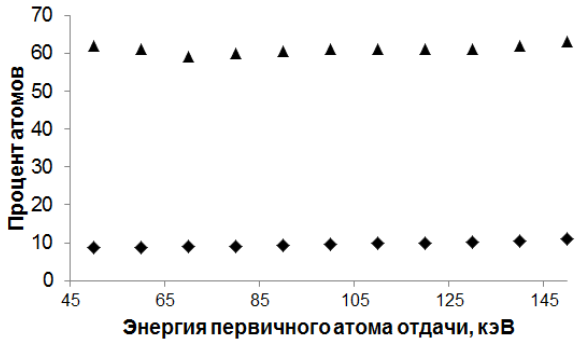


Рис. 1. Зависимость отношения числа дефектов, исключаемых из рассмотрения, к общему числу дефектов для различных энергий атомов отдачи для Si (▲) и GaAs (♦), выраженная в процентах

При моделировании полупроводниковых диодных структур основной особенностью являлись значительные расхождения в результатах моделирования вольтамперной характеристики в зависимости от конфигурации дефектов, образовавшихся в структуре. В таблице 1 приведен разброс результатов моделирования в зависимости от характерного размера структуры. Моделирование проводилось для наиболее распространенных топологических норм, используемых в современных радиационно-стойких интегральных микросхемах. В качестве исходных данных для моделирования областей разупорядочивания использовались реализации TRIM с энергией первичного атома отдачи, равной 100 кэВ. Вбрасывание первичного атома отдачи происходило по нормали к поверхности контакта. Дефекты, образовывавшиеся за пределами области моделирования транспорта носителей заряда в рассмотрение не включались.

Таблица 1. Разброс значений вольтамперных характеристик моделируемой структуры от ее размеров

Размер структуры, нм	90	120	240	350	500
Разброс ВАХ, %	92	63	20	11	0,5

Подобный разброс значений вольтамперных характеристик связан, в первую очередь, с тем, что рабочая область структуры становится сравнима в размерах с областью разупорядочивания, вызванной радиационным воздействием. При увеличении характерных размеров рабочей области конкретная конфигурация распределения заряженных центров перестает влиять на перенос носителей заряда, то есть пространственное распределение радиационных дефектов на макроуровне становится однородным.

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект 0729-2020-0057.

Литература

1. А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов // Физика и техника полупроводников. Т. 53, №12, С.1706 (2016).
2. И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов // Физика и техника полупроводников. Т. 53. № 9. С. 1279 (2019).
3. L.G. Khachiyan // Mathematics of Operations Research. V. 21, № 2. P. 307 (1996).
4. Е.В. Волкова, С.В. Оболенский // Микроэлектроника. Т. 35, № 5. С. 374 (2006).
5. D.L. Scharfetter, H.K. Gummel // IEEE Trans. Electron Devices. V. 16, № 1, P. 64 (1969).
6. А.С. Пузанов, М.М. Венедиктов, С.В. Оболенский и др. // Физика и техника полупроводников. Т. 53, № 9. С. 1250 (2019).

Исследования спектров фотопроводимости, магнитопропускания и длинноволнового стимулированного излучения в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe

А.А. Разова[1, 2, *], В.В. Румянцев[1, 2], В.Я. Алешкин[1, 2], Н.Н. Михайлов[3], С.А. Дворецкий[3], С.В. Морозов[1, 2], M. Orlita[4]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

4 LNCMI-EMFL, CNRS UPR3228, Univ. Grenoble Alpes, Univ. Toulouse, Univ. Toulouse 3, INSA-T, Grenoble and Toulouse, France.

*annara@ipmras.ru

Совместные исследования и анализ спектров фотопроводимости и магнитопропускания позволяют установить параметры квантовых ям Hg(Cd)Te/CdHgTe и показать, что данные *in situ* эллипсометрического контроля дают заниженное значение концентрации Cd в них. В свою очередь, точное определение состава и толщины квантовых ям Hg(Cd)Te/CdHgTe необходимо для вычисления в активной области величины пороговой энергии безызлучательной оже-рекомбинации, которая определяет максимальную температуру стимулированного излучения в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe.

Введение

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) Hg(Cd)Te/CdHgTe вызывают большой интерес не только из-за возможности реализации топологических изоляторов, но и как материал для межзонных лазеров, работающих в диапазоне 20 – 60 мкм, который не охвачен квантово-каскадными лазерами. В связи с этим возникает задача более детального исследования оптических свойств данных структур, закона дисперсии и рекомбинационных процессов.

Наши исследования сосредоточены на КЯ HgCdTe с квазирелятивистским энергетическим спектром, который, как предполагается, подавляет безызлучательную оже-рекомбинацию. В работе проводятся исследования спектров фотопроводимости (ФП), фотолюминесценции (ФЛ), стимулированного излучения (СИ) и магнитопропускания структур с КЯ на основе HgCdTe для установления точного значения толщины КЯ и Cd в них с целью оптимизации этих и других параметров роста структур, предназначенных для длинноволновой генерации в диапазоне 10 – 22 мкм, направленной на увеличение максимальной температуры, при которой возможно добиться генерации СИ, и дальнейшее «продвижение» его по длине волны.

Методика эксперимента

Волноводные структуры с массивом КЯ HgCdTe были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs в направлении роста (013) с буферными слоями ZnTe и CdTe.

Измерение спектров ФП проводилось при температурах 4.2 и 77 К с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, где в качестве источника излучения использовался глобар. Образец, излучение на который собирал латунный конус, размещался на конце световодной вставки, погруженной в сосуд Дьюара. Измерение спектров ФЛ и СИ проводилось с использованием того же спектрометра, работающего в режиме пошагового сканирования для подавления фонового шума. В качестве накачки применялись импульсные CO_2-лазер (10.6 мкм и длительностью импульса ~ 100 нс) и параметрический генератор компании Solar (2 – 2.3 мкм и длительностью импульса ~ 10 нс). Более подробное описание можно найти в [1].

Магнитооптические измерения проводились в магнитных полях до 11 Тл при 4.2 К в лаборатории сильных магнитных полей (Гренобль, Франция). Подробности данных измерений отражено в [2].

Результаты и обсуждение

На основе анализа спектров ФП (*ex situ* характеризация) и их сравнения с результатами теоретических расчетов, выполненных в рамках модели Берта-Форемана с гамильтонианом Кейна 8x8, были определены значения толщины КЯ (d) и концентрации Cd (x) в КЯ. Значения приведены в таблице 1. В процессе роста структур проводится *in situ* эллипсометрический контроль состава и толщины слоев. Сравнение *in situ* и *ex situ* характеризаций показывает, что значение толщины КЯ, определенное данными методиками, совпадает, а концентрация Cd в КЯ в значительной мере отличается.

Таблица 1. Параметры структур.

Номер структуры	d, нм		x		T_{max}, К	E_{th}, мэВ
	in situ	*ex situ*	*in situ*	*ex situ*		
1	6.1	6.1	0	0.102	100	19
2	3.65	3.17	0	0	175	42.6
3	7.8	7.8	0	0.08	50	14.7
4	6.8	6.9	0	0.078	80	20.1

На рис. 1 приведена картина магнитопропускания в структуре № 3, где отчетливо видны две линии магнитопоглощения в диапазоне энергий от 70 до 130 мэВ, которые соответствуют наиболее «сильным» межзонным переходам α- и β. Анализ наблюдаемых особенностей для различных профилей КЯ показывает, что наиболее точное описание получается в предположении о наличии Cd в КЯ (Рис. 1a), в то время как расчеты, произведенные для нулевой концентрации Cd в КЯ (рис. 2b), что соответствует результатам *in situ* характеризации, не позволяют удовлетворительно описать наблюдаемую картину магнитопропускания.

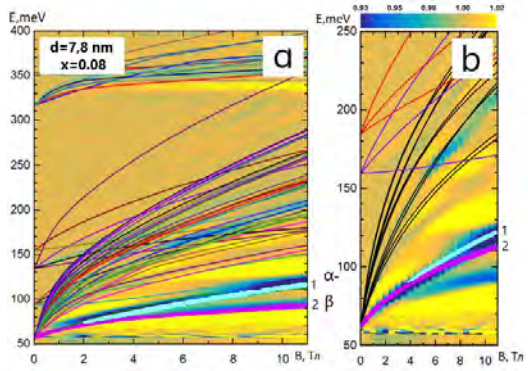


Рис. 1. Спектры магнитопропускания структуры № 3

Таким образом, параметры КЯ, полученные из анализа магнитопропускания, хорошо согласуются с результатами, полученными на основе спектров ФП.

В исследуемых структурах № 1 и № 2 было получено СИ на длине волны около 10 мкм, а в структурах № 3 и № 4 на длине волны около 20 мкм. Температура «гашения» СИ T_{max}, выше которой не удается наблюдать СИ, для данных структур имеет различное значение (см. табл. 1). Используя уточненные параметры, полученные на основе спектров ФП и магнитопропускания, методом поиска экстремума было найдено значение пороговой энергии безызлучательной оже-рекомбинации E_{th} с участием двух электронов и дырки. Из таблицы видно, что поведение T_{max} при фиксированной длине волны СИ коррелирует с поведением E_{th}, то есть ее увеличение приводит к повышению T_{max} и наоборот. Обратим внимание, что значения E_{th} для структур № 1 и № 4 практически совпадают, а температуры «гашения» СИ отличаются на 20 К. Логично предположить, что с увеличением длины волны помимо уменьшения вероятности излучательной рекомбинации происходит рост поглощения на свободных носителях, что в итоге смещает «баланс» между излучательными и безызлучательными процессами в сторону второго. Эти факторы в совокупности с малым энергетическим порогом оже-процесса приводят к тому, что СИ получить не удается.

Максимальная температура, при которой возможно добиться усиления и получить СИ на заданной длине волны, ограничивается величиной пороговой энергии оже-рекомбинации, которая определяется законами дисперсии носителей, зависимыми от параметров структур. Совместные исследования спектров фотопроводимости и магнитопропускания позволяют точно установить параметры квантовых ям Hg(Cd)Te/CdHgTe. Точное определение состава и толщины квантовых ям Hg(Cd)Te/CdHgTe необходимо для вычисления величины этой пороговой энергии, которая определяет максимальную температуру стимулированного излучения в волноводных гетероструктурах с КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe.

Литература

1. V.V. Rumyantsev *et al.* // Semiconductor Science and Technology, V. 28, № 12, 125007 (2013).

2. Bovkun L.S. *et al.* // J. Phys. Condens. Matter, V. 31, 145501 (2019).

Исследования поддержаны Министерством науки и высшего образования (грант № 075-15-2020-906 "НЦМУ ФОТОНИКА").

III-V наноструктуры комбинированной размерности на поверхности кремния

Р.Р. Резник[1, 2, *], К.П. Котляр[1], В.О. Гридчин[2], Е.В. Убыйвовк[2], А.С. Драгунова[1], Н.В. Крыжановская[1], Н. Акопян[5], Г.Э. Цырлин[1-4]

1 СПбАУ РАН им. Ж.И. Алфёрова, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021.

2 Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 13б, Санкт-Петербург, 199034.

3 Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург , 197101.

4 Институт Аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А, Санкт-Петербург, 198095.

5 DTU Fotonik, Kongens Lyngby, Denmark, 2800.

*moment92@mail.ru,

В работе представлены результаты экспериментальных исследований по синтезу методом молекулярно-пучковой эпитаксии и физических свойств гибридных наноструктур на основе AlGaAs нитевидных нанокристаллов с GaAs и InGaAs квантовыми точками и InP нитевидных нанокристаллов с InAsP квантовыми точками на поверхности кремния. Результаты исследований показали, что выращенные наноструктуры являются перспективными для приложений квантовой телекоммуникации и информатики

Введение

В настоящее время нитевидные нанокристаллы (ННК) привлекают всё большее внимание исследователей, благодаря возможности реализации на их основе различных приборных компонентов, в том числе солнечных элементов, зондов для сканирующей туннельной микроскопии, лазеров, светодиодов, транзисторов, детекторов, эмиссионных катодов и т. п. [1]. Использование таких технологических методов синтеза ННК как метод молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) [2] позволило воспроизводимо получать наноструткуры с комбинированной размерностью, например, типа ”квантовая точка (КТ) в ННК” [3]. В отличие от КТ, сформированных по механизму Странски-Крастанова, диаметр, высота и плотность таких КТ определяются диаметром ННК, временем роста и плотностью ННК, соответственно. Благодаря эффективной релаксации механических напряжений на боковых гранях ННК, подобные гибридные наноструктуры могут быть сформированы на поверхности кремния. Ранее было показано, что GaAs КТ в теле AlGaAs ННК, в том числе, выращенных на кремниевой подложке, являются эффективными источниками одиночных фотонов [4], что указывает на перспективность их применения для квантовой криптографии. При этом, как сами AlGaAs ННК, так и GaAs КТ формировались в ранее мало изученной для этой системы вюрцитной кристаллографической фазе [5].

В данной работе приведены результаты экспериментов по МПЭ росту и исследованию физических свойств гибридных наноструткур комбинированной размерности на основе InP ННК с InAsP КТ, AlGaAs ННК с InGaAs КТ, AlGaAs ННК с GaAs КТ на поверхности кремния. Было показано, что наноструктуры на основе InP ННК с InAsP КТ, демонстрируют спектры фотолюминесценции вплоть до комнатной температры в широком диапазоне длин волн от 800 до 1400 нм, включая стратегически важную длину волны вблизи 1.3 мкм, что позволяет рассматривать данную систему как перспективную для дальнейшей интеграции оптических элементов на кремниевой платформе с волоконно-оптическими системами. Помимо этого, были проведены исследования направленности излучения из GaAs КТ в теле AlGaAs ННК, выращенных методом МПЭ на поверхности кремния. В результате исследований было показано, что интенсивность излучения из GaAs КТ в теле AlGaAs ННК в направлении роста ННК на 2 порядка превышает интенсивность излучения из КТ в направлении, перпендикулярном росту ННК. Следовательно, AlGaAs ННК с GaAs КТ являются перспективными объектами для использования в качестве наноисточников направленного излучения.

Результаты исследования зависимости физических свойств AlGaAs ННК с GaAs КТ от условий роста показали, что, изменяя время роста КТ, соотношение потоков материалов III группы и температуру роста, можно управлять размером и составом КТ. Возможность синтеза AlGaAs ННК при низких температурах позволяет формировать квантовые точки InGaAs с высоким содержанием индия и приблизиться к телекоммуникационным длинам

волн излучения из КТ, что затруднительно в случае выращивания нанопроволок GaAs. Кроме того, исследования оптических свойств выращенных наноструктур показали наличие узких линий в спектрах фотолюминесценции при 4К. Этот факт косвенно свидетельствует о том, что выращенные наноструктуры могут быть перспективны для создания источников одиночных фотонов. Таким образом, выращенные наноструктуры с управляемыми свойствами перспективны для создания приложений в области квантовой информатики, криптографии и телекоммуникаций.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (РНФ) грант № 21-72-00099.

Литература

1. В.Г. Дубровский, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов. // ФТП, V. 43, 1585 (2009).
2. G.E. Cirlin, V.G. Dubrovskii, Yu.B. Samsonenko, A.D. Bouravleuv, K. Durose, Y.Y. Proskuryakov, B. Mendes, L. Bowen, M.A. Kaliteevski, R.A. Abram, D. Zeze // Phys. Rev. B, V. 82, 035302 (2010).
3. Р.Р. Резник, Г.Э. Цырлин, И.В. Штром, А.И. Хребтов, И.П. Сошников, Н.В Крыжановская, Э.И. Моисеев, А.Е. Жуков // Письма в Журнал технической физики, V. 44, 55 (2018).
4. L. Leandro, C.P. Gunnarsson, R. Reznik, K.D. Jöns, I. Shtrom, A. Khrebtov T. Kasama, V. Zwiller, G. Cirlin, N. Akopian // Nano letters,. V. 18, 7217 (2018).
5. L. Leandro, R. Reznik, J. D. Clement, J. Repän, M. Reynolds, E.V. Ubyivovk, I.V. Shtrom, G.E. Cirlin, N. Akopian // Scientific Reports, V. 10, 1 (2020).

Усиление плазмонов в многоямных гетероструктурах HgTe/CdHgTe

А.О. Рудаков[1, *], В.Я. Алешкин[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*rudackovartur@ipmras.ru

Работа посвящена теоретическому изучению усиления плазмонов в многоямных гетероструктурах HgTe/CdHgTe. Найдены спектры плазмонов в структурах с 2 – 8 квантовыми ямами (КЯ) HgTe в гетероструктуре HgTe/CdHgTe и построен спектр коэффициента усиления плазмонов в данных структурах в условиях инверсной населенности зон. Показано, что увеличение числа КЯ приводит к увеличению коэффициента усиления плазмонов. Изучена зависимость пороговой концентрации неравновесных носителей заряда от количества КЯ в структурах с 1 – 8 КЯ.

Введение

В гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами, благодаря малой ширине запрещенной зоны возможна когерентная генерация 2D плазмонов в области остаточных лучей GaAs. Усиление плазмонов в структуре с одиночной КЯ из HgTe теоретически изучалось в работах [1, 2], однако, вопрос об усилении плазмонов в многоямных гетероструктурах HgTe/CdHgTe до сих пор не исследовался.

Известно, что структура с N КЯ имеет N плазмонных мод. В данной работе получен спектр коэффициента межзонного усиления безузловых плазмонных мод в многоямных структурах. Безузловыми будем называть такие плазмоны, компонента электрического поля которых, лежащая в плоскости КЯ, не имеет нулей. Показано, что при заданных параметрах квантовых ям и двумерной концентрации неравновесных носителей заряда, величина коэффициента усиления плазмонов возрастает при увеличении числа КЯ. С увеличением числа КЯ обнаружено уменьшение пороговой концентрации неравновесных носителей заряда, при превышении которой возможна когерентная генерация и усиление плазмонов.

Методика расчета

Спектр плазмонов в многоямных структурах находился с учетом пространственной дисперсии поляризуемости КЯ. Поляризуемость КЯ можно найти, используя формулу Линдхарда с учетом конечной частоты столкновений [2]. Частота релаксации фазы для недиагональных компонент матрицы плотности полагалась равной 1 мэВ для электронов и 2 мэВ для дырок. Для вычисления поляризуемости КЯ с учетом пространственной дисперсии необходимо знать электронный спектр в КЯ. Для вычисления электронного спектра в КЯ использовалась модель Кейна с учетом деформационных эффектов. В расчетах мы полагали ширину КЯ равной 5 нм, температуру решетки – 4.2 K. Эффекты, обусловленные понижением симметрии на гетерограницах и отсутствием центра инверсии, не учитывались в силу их малости. Расстояние между КЯ полагалось равным 30 нм. С помощью метода трансфер-матрицы найдены спектры плазмонов в многоямных структурах $Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$/HgTe. Уравнение для определения спектра плазмонов в структуре с бесконечным числом КЯ было взято из работы [3].

В условиях инверсной населенности возможно усиление плазмонов за счет межзонных переходов электронов. Величина коэффициента усиления равна отношению разности мощностей, выделяемой в результате межзонных переходов с испускание плазмонов и поглощаемой в результате друдевских потерь, к потоку энергии плазмона.

Обсуждение результатов

Спектры плазмонов в многоямных структурах приведены на рис. 1.

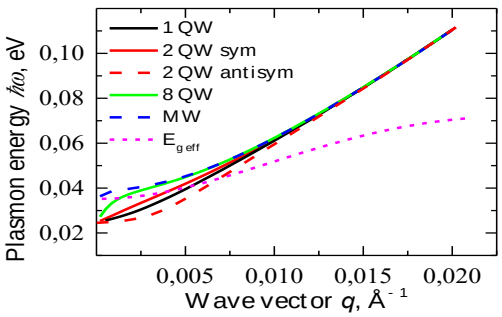


Рис. 1. Законы дисперсии плазмонов в многоямной структуре HgTe/CdHgTe ($n = p = 4 \times 10^{11}$ см$^{-2}$, $T_{eff} = 4.2\ K$)

Спектр плазмонов в двухъямной структуре представлен двумя модами – симметричной (безузловой) и антисимметричной (имеющей один узел). В структурах с 3 и более КЯ рассматривались только безузловые плазмоны, поскольку, они обладают большим коэффициентом усиления, по сравнению с узловыми плазмонами. На рис. 1 также приведен спектр плазмонов в структуре с бесконечным числом КЯ (синяя пунктирная линия) и спектр плазмонов в структуре с 1 КЯ.

Закон дисперсии плазмона имеет низкочастотную и высокочастотную группы ветвей, образующиеся за счет взаимодействия с оптическими фононами [2]. Энергия плазмонов низкочастотной ветви меньше ширины запрещенной зоны в рассматриваемых КЯ, поэтому они не могут быть усилены и в данной работе не рассматриваются.

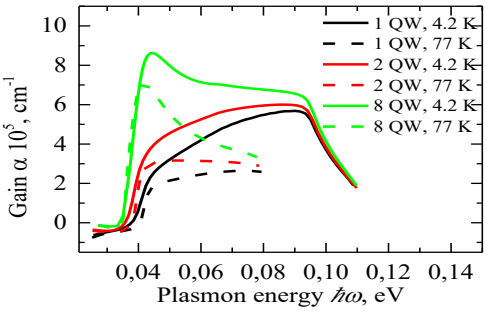


Рис. 2. Спектр коэффициента усиления плазмонов в многоямных гетероструктурах ($n = p = 4 \times 10^{11}$ см$^{-2}$)

На рис. 2 приведены спектры коэффициентов усиления плазмонов в многоямных структурах при двух эффективных температурах неравновесных носителей заряда. Эффективная температура электронов и дырок полагалась одинаковой. Из рис. 2 виден рост усиления плазмонов при увеличении числа КЯ. В низкоэнергетической области в спектре усиления преобладают друдевские потери. Усиление и генерация плазмонов возможна, если энергия плазмона превышает эффективную ширину запрещенной зоны $E_{g\,eff}(q)$. Это минимальная энергия плазмона, при которой он может быть испущен в результате межзонного перехода при данном волновом векторе q. Из рис. 1 видно, что при увеличении числа КЯ закон сохранения энергии и импульса для перехода с испусканием плазмона начинает выполняться при меньших значениях ω и q. Это приводит к смещению низкоэнергетического края спектра усиления безузловых плазмонов в длинноволновую область. При увеличении эффективной температуры неравновесных носителей коэффициент усиления плазмона становится меньше. Это происходит вследствие того, что уменьшается вероятность заполнения состояний под уровнем Ферми в зоне проводимости, и увеличивается вероятность заполнения состояний над уровнем Ферми в валентной зоне. В результате этого, число переходов между зонами уменьшается. При увеличении числа КЯ в спектре усиления безузловых плазмонов становится заметен пик в низкочастотной области. Слабое уменьшение пика при увеличении эффективной температуры неравновесных носителей объясняется тем, что генерация плазмонов на частоте, соответствующей данному пику, возникает вследствие переходов электронов между состояниями, лежащими вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. В рассматриваемом температурном интервале заселенность этих состояний слабо зависит от температуры.

На рис. 3 приведена зависимость пороговой концентрации неравновесных носителей заряда n_{th} от числа КЯ. Это такая концентрация неравновесных носителей, при которой максимальное значение коэффициента усиления равно нулю.

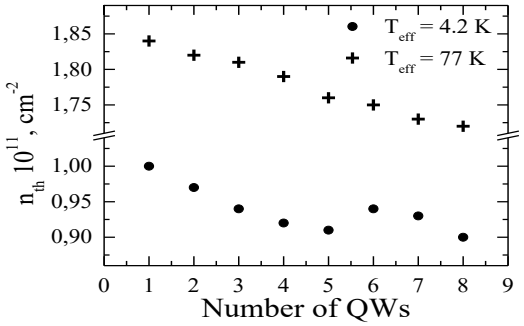


Рис. 3. Зависимость пороговой концентрации неравновесных носителей заряда от числа КЯ при двух эффективных температурах неравновесных носителей заряда

Из рис. 3 видно, что с увеличением числа КЯ пороговая концентрация немного уменьшается при выбранных температурах неравновесных носителей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 20-42-09039).

Литература

1. Kapralov K, Alymov G, Svintsov D and Dubinov A 2020 J. Phys.: Condens. Matter. 32 065301.
2. Aleshkin V. Y. et al. Stimulated emission of plasmon-LO mode in narrow gap HgTe/CdHgTe quantum wells //arXiv preprint arXiv:2106.04848. – 2021.
3. S. Das Sarma and J.J. Quinn, Phys. Rev. B 25, 7603 (1982).

Управление типом и концентрацией азотных дефектов в вертикально ориентированных УНТ

Н.Н. Рудык*, О.И. Ильин, О.И. Осотова, М.Р. Полывянова, М.В. Ильина

Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922.

*nnrudyk@sfedu.ru

Экспериментально исследовано влияние температуры, толщины пленки катализатора и потока аммиака на концентрацию и распределение азотных дефектов, а также геометрические параметры УНТ. Экспериментально исследован пьезоэлектрический отклик массивов УНТ, максимальная величина которого составила 131 нА для УНТ, выращенных при температуре 660 °С, толщине катализатора 15 нм и отношении NH_3:C_2H_2, равном 5. Показано, что с увеличением потока аммиака увеличивается концентрация дефектов пиррольного типа с 18 до 24 %, что приводит к проявлению бамбукообразной структуры УНТ и усилению пьезоэлектрического эффекта. Проведена оценка дефектности полученных структур на основе данных рамановской спектроскопии.

Введение

Аномальный пьезоэлектрический эффект в углеродных нанотрубках (УНТ) делает их перспективным материалом для устройств преобразования энергии [1]. Предыдущие работы показали, что пьезоэлектрический эффект связан с включением в решетку УНТ атомов азота [2, 3]. При этом тип образующихся дефектов и их концентрация влияют на величину пьезоэлектрического отклика. Контроль концентрации и типа азотных дефектов в процессе роста УНТ является актуальной задачей.

В данной работе исследовалось влияние температуры, толщины пленки катализатора и потока аммиака на концентрацию и распределение азотных дефектов, а также геометрические параметры УНТ.

Описание эксперимента

Для проведения экспериментальных исследований использовались образцы Si (100) с подслоем TiN (100 нм) и катализатором Ni, нанесенными методом магнетронного распыления. Толщина катализатора изменялась в диапазоне от 5 до 30 нм, температура нагрева изменялась от 615 °С до 690 °С, а соотношение потоков технологических газов NH_3:C_2H_2 изменялось от 1:1 до 5:1. Для формирования вертикально ориентированных УНТ в процессе роста инициировалась плазма на постоянном токе. Полученные массивы УНТ исследовались методами растровой электронной микроскопии (РЭМ), атомно-силовой микроскопии (АСМ), рамановской и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

Обсуждение результатов

Анализ полученных данных показал, что во всем диапазоне исследуемых температур и толщин катализатора идет формирование вертикально ориентированных УНТ. Высота УНТ растет с увеличением толщины Ni, достигая максимума (46±0,7 мкм) при температуре 645 ºС и толщине катализатора 30 нм. Максимальный диаметр УНТ (116±25 нм) получен при 615 ºС и толщине катализатора 30 нм. Минимальный диаметр (32±12 нм) был получен при 615 ºС и толщине катализатора 5 нм. С увеличением температуры наблюдается увеличение диаметра УНТ за счет объединения мелких каталитических центров роста УНТ в более крупные при усилении поверхностной диффузии атомов никеля (рис. 1).

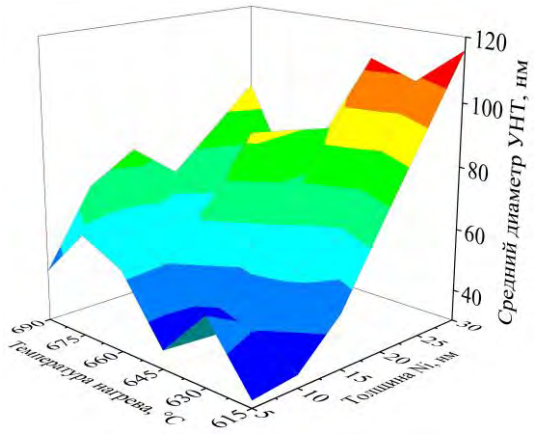


Рис. 1. Зависимость среднего диаметра УНТ от температуры нагрева и толщины катализатора

Максимальный пьезоэлектрический отклик 131 нА был получен для УНТ, выращенных при темпера-

туре 660 °C, толщине катализатора 15 нм и отношении NH_3:C_2H_2, равном 5 (рис. 2). С увеличением толщины подслоя не наблюдается значительного перераспределения дефектов, однако происходит изменение геометрических параметров нанотрубок, что также позволяет изменять характеристики получаемых на их основе приборов.

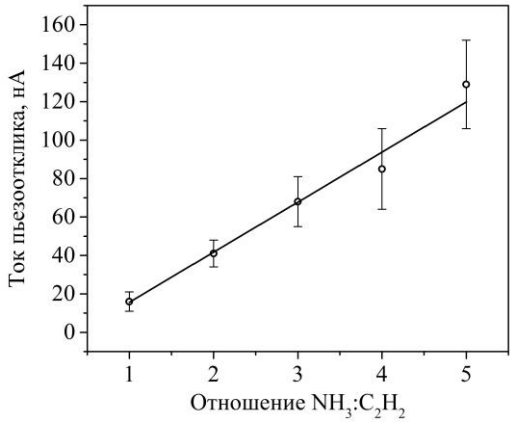


Рис. 2. Зависимость концентрация дефектов пиррольного типа от соотношения NH_3:C_2H_2

Общая концентрация азотных дефектов в УНТ практически не зависит от соотношения NH_3:C_2H_2, при этом с увеличением потока аммиака увеличивается концентрация дефектов пиррольного типа с 18 до 24 % (рис. 3), что приводит к проявлению бамбукообразной структуры УНТ и усилению пьезоэлектрического эффекта. При увеличении соотношения NH_3:C_2H_2 от 1 до 5 пьезоэлектрический отклик возрастает от 18 нА до 162 нА.

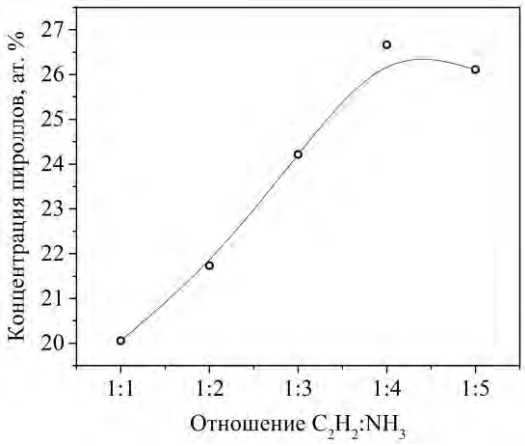


Рис. 3. Зависимость концентрация дефектов пиррольного типа от соотношения NH_3:C_2H_2

Анализ дефектности УНТ на основе соотношения I_D/I_G рамановских спектров показал, что с увеличением температуры и толщины пленки катализатора дефектность массивов УНТ уменьшается (рис. 4).

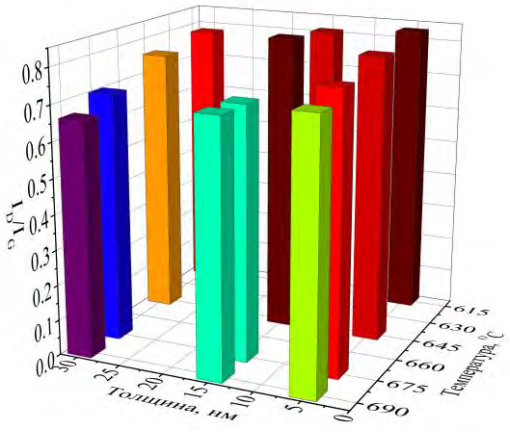


Рис. 4. Зависимость соотношения I_D/I_G от температуры нагрева и толщины пленки катализатора

Наименьшая дефектность УНТ наблюдалась для УНТ, выращенных при 690 ºС и толщине никеля 30 нм и составила I_D/I_G = 0.66. Наиболее дефектными (I_D/I_G=0.84) являются УНТ, полученные при 615 ºС и толщине пленки катализатора 5 нм.

Заключение

Представленные результаты показывают, что температура нагрева и величина потока аммиака в процессе роста УНТ позволяют контролировать концентрацию азотных дефектов и их тип, при этом толщина пленки катализатора позволяет дополнительно управлять геометрическими параметрами массивов вертикально ориентированных УНТ.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания в сфере научной деятельности № FENW-2022-0001.

Литература

1. Bo Wanga, Yijia Gua, Shujun Zhanga, Long-Qing Chena // Progress in Materials Science 106 (2019).
2. M.V. Il'ina, O.I. Il'in, A.V. Guryanov, O.I. Osotova, Yu.F. Blinov, A.A. Fedotov, O.A. Ageev // Journal of Materials Chemistry C 9 (2021).
3. M.V. Il'ina, O.I. Il'in, O.I. Osotova, S.A. Khubezhov, N.N. Rudyk, I.V. Pankov, A.A. Fedotov, O.A. Ageev // Carbon 190 (2022).

Длинноволновое стимулированное излучение в структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe при непрерывной оптической накачке с интенсивностью ~1 Вт/см^2

В.В. Румянцев[1, 2, *], А.А. Дубинов[1, 2], В.В. Уточкин[1, 2], А.В. Антонов[1, 2], М.А. Фадеев[1, 2], Н.Н. Михайлов[3], С.А. Дворецкий[3], В.И. Гавриленко[1, 2], С.В. Морозов[1, 2]

1Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет имениН. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск,630090.

*rumyantsev@ipmras.ru,

В структурах с КЯ на основе HgCdTe продемонстрировано стимулированное излучение на межзонных переходах с длиной волны 23°–°27 мкм и минимальной пороговой интенсивностью возбуждения менее 1 Вт/см^2 при 8К, что создает предпосылки для реализации источников излучения в спектральном диапазоне, недоступном для существующих квантовых каскадных лазеров.

Введение

На протяжении последних десятилетий достигнут значительный прогресс в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии структур на основе твердых растворов HgCdTe, в связи с чем наблюдается рост числа исследований этого материала и гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на его основе. Недавние исследования показывают, что такие структуры могут быть перспективными для создания длинноволновых лазеров [1]. На длинах волн 16°–°30 мкм в HgCdTe практически отсутствует решеточное поглощение, препятствующее продвижению в обозначенный диапазон квантовых каскадных лазеров (ККЛ) на основе “традиционных” A3B5 материалов GaAs и InP. Несмотря на значительные успехи ККЛ на основе InAs/AlSb и наличие лазеров на основе халькогенидов свинца-олова, в литературе отмечается нехватка когерентных перестраиваемых источников в диапазоне длин волн 16–30 мкм [2, 3] .

В данной работе за счет оптимизации энергетического спектра носителей и диэлектрических волноводов в структурах с КЯ на основе HgCdTe продемонстрировано стимулированное излучение (СИ) с длиной волны 23°–°27 мкм и минимальной пороговой плотностью мощности возбуждения менее 1 Вт/см^2, что создает предпосылки для реализации источников излучения в спектральном диапазоне, недоступном для существующих ККЛ.

Методика эксперимента

Спектры СИ были измерены с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, работающего в режиме пошагового сканирования. Детальное описание экспериментальной установки можно найти в работе [1]. Накачка осуществлялась CO_2 лазером с длиной волны 10.6 мкм. В случае импульсного лазера максимальная интенсивность накачки составляла ~100 кВт/см^2 при длительности импульса 100 нс. Также был использован непрерывный CO_2 лазер с возможностью внутреннего формирования импульсов произвольной скважности длительностью от 100 мкс. Исследуемые структуры были выращены на подложках GaAs(013) и содержали волноводный слой широкозонного твердого раствора $Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te$ толщиной несколько микрон, внутри которого были выращены 15–20 КЯ из $Hg_{0.935}Cd_{0.065}Te$. Образец располагался в криостате замкнутого цикла с возможностью регулировки температуры от 8 до 300 К.

Результаты и обсуждение

Использование «Reststrahlen»-волновода в работе [1] позволило получить СИ на длине волны 31 мкм при 8К, однако при этом линия СИ практически не смещается в сторону коротких длин волн с увеличением температуры в соответствии с увеличением ширины запрещенной зоны (рис. 1). Последнее свя-

зывается с «вытеканием» моды в GaAs-подложку в области 25 – 30 мкм, которое хорошо заметно на зависимостях фактора оптического ограничения и модовых потерь (МП) для структур с различной толщиной буфера CdTe, выращиваемого на подложке перед волноводными слоями структуры (см. максимум в окрестности 45 мэВ на рис. 2).

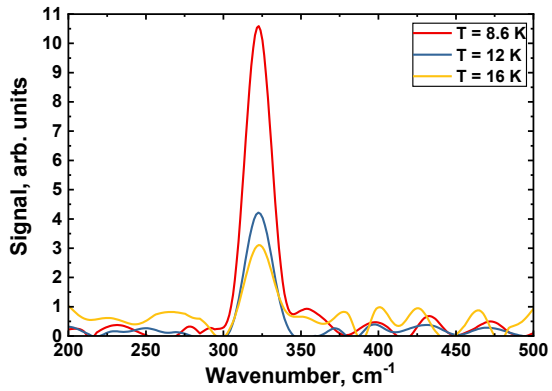


Рис. 1. Спектры СИ структуры 190419 при различных температурах

Так как в реальных структурах совокупная толщина эпитаксиальных слоев ограничена возможностями используемой ростовой технологии были выполнены расчеты, направленные на оптимизацию волноводов исследуемых структур с учетом минимизации общей толщины структуры (Рис. 2).

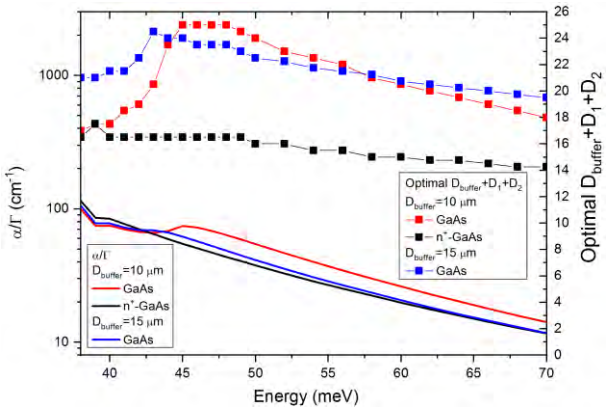


Рис. 2. Зависимость фактора оптического ограничения и МП для оптимизированных дизайнов структур (выращенных на буфере CdTe различной толщины и полуизолирующей и легированной GaAs-подложках)

Было установлено, что увеличение толщины CdTe буфера до 15 мкм позволяет уменьшить порог возникновения СИ на 3 порядка по сравнению с предыдущими работами за счет улучшения локализации TE_0 моды и уменьшения МП приблизительно в 30 раз (рис. 3, вставка). Благодаря этому удалось получить СИ в условиях квазинепрерывного возбуждения с шириной линии менее 0.5 мэВ при интенсивности возбуждения 0.8°–°3 Вт/см^2, а также увеличить длину волны СИ до 27 мкм при импульсном возбуждении (рис. 3). Отметим, что в структурах, выращенных на легированной GaAs-подложке согласно расчетам можно получить сравнимое уменьшение МП при существенно меньших толщинах волноводных слоев (рис. 2). Тем не менее, при экспериментальных исследованиях таких структур порог возникновения СИ на длине волны ~ 23 мкм удалось понизить лишь до 200 Вт/см^2..

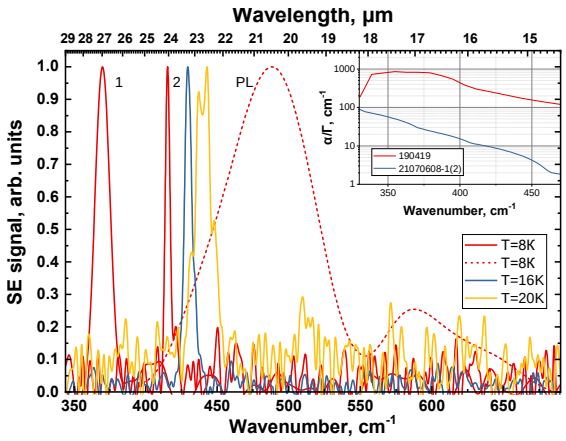


Рис. 3. Спектры СИ и фотолюминесценции (*PL*) структуры 17060708-1 (*1*) и 17060708-2 (*2*). На вставке приведено сравнение зависимостей МП от длины волны для структур 190419 и 17060708-1(2)

В заключение отметим, что полученные результаты позволяют рассчитывать на возможность реализации когерентных источников излучения на основе исследуемых структур при оптической накачке ККЛ среднего ИК диапазона. Такие «конверторы» частоты излучения представляют интерес, так как создание инжекционного лазера на HgCdTe наталкивается на значительные трудности, связанные с легированием p-типа. Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2020-906).

Литература

1. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev *et al.* // ACS Photonics V. 8, 3526-3535 (2021).

2. K. Feng, W. Streyer, Y. Zhong et al. // Opt. Express, V. 23, A1418-A1433 (2015).

M. Lamperti, R. Gotti, D. Gatti et al. // Communications Physics, V. 3, 175 (2020).

Интеркаляция буферного слоя графена на SiC(0001) атомами Co и Au для применения в спинтронике

А.А. Рыбкина[1,*], С.О. Фильнов[1], А.В. Тарасов[1], А.В. Ерыженков[1], Д.А. Глазкова[1], Д.А. Пудиков[1], М.В. Лихолетова[1], А.М. Шикин[1], А.Г. Рыбкин[1]

1 Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург, Россия, 199034.

*a.rybkina@spbu.ru

Проведено исследование модификации электронной энергетической структуры буферного слоя графена, синтезированного на подложке 6H-SiC(0001), при интеркаляции атомов Co, а также проведена последующая интеркаляция атомов Au. Было показано, что интеркаляция атомов кобальта под буферный слой на SiC приводит к его трансформации в монослой графена. В электронной структуре наблюдается формирование конуса Дирака π электронных состояний, характерного для квазисвободного графена. При этом между графеном и подложкой SiC образуется ультратонкая силицидная структура $CoSi/CoSi_2$. Исследование магнитных свойств полученной системы методом SQUID-магнитометрии показало ферромагнитное упорядочение магнитных моментов в плоскости поверхности. Результаты последующей интеркаляции атомов Au показывают модификацию электронной структуры графена и являются основой для будущего применения магнитно-спин-орбитального графена в спинтронике.

Введение

Одной из наиболее ожидаемых реализаций графена в спинтронике является магнитно-спин-орбитальный графен [1], который состоит из хорошо упорядоченного графена, контактирующего с сильным ферромагнетиком (кобальтом) и тяжелым металлом (золотом или платиной). При взаимодействии с кобальтом и золотом графен не только сохраняет свои уникальные характеристики, но и частично перенимает свойства этих металлов - магнетизм и спин-орбитальное взаимодействие. При этом для успешного применения такого графена в элементах устройств требуется синтезировать его на изолирующей подложке. Поэтому реализация магнитно-спин-орбитального графена на полупроводникой подложке SiC является ожидаемой и вполне актуальной задачей. Кроме того, комбинация сильного спин-орбитального взаимодействия и магнетизма в графен-содержащей системе на SiC может стать перспективной площадкой для наблюдения квантового аномального эффекта Холла в графене (QAHE) [2, 3].

Результаты и обсуждение

Синтез образцов и исследования методом фотоэлектронной спектроскопии (XPS и ARPES) проводились на оборудовании ресурсного центра ФМИП Научного парка СПбГУ. Исследование магнитных свойств синтезируемой системы проводилось с помощью SQUID-магнитометрии в ресурсном центре ДФММФН Научного парка СПбГУ. В качестве подложки использовались Si-терминированные пластины 6H-SiC(0001). Известно, что при высокотемпературном отжиге SiC формированию однослойного графена предшествует стадия реконструкции $(6\sqrt{3}\times6\sqrt{3})R30^{o}$ поверхности SiC, которая и называется буферным слоем графена на SiC(0001) [4,5]. Интеркаляция кобальта осуществлялась путем нанесения пленки Co толщиной 20 Å на предварительно синтезированный буферный слой графена на SiC и прогревом системы при T=450ºC. Последующая интеркаляция золота проводилась путем напыления 3.2 Å Au на сформированную систему и прогревом при T=500ºC.

На рис. 1(a,b) показаны изменения XPS спектров уровня C 1s после интеркаляции кобальта под буферный слой графена. Спектр C 1s для буферного слоя графена на SiC(0001) имеет характерную форму из трех компонент: компонента при энергии 283.6 эВ соответствует углероду в SiC, и две компоненты (S1 (284.7 эВ) и S2 (285.5 эВ)) соответствуют связям углерода в буферном слое [4,5]. После интеркаляции Co в спектре C 1s наблюдается уменьшение компонент S1 и S2 и компоненты карбида. При этом появляется новая интенсивная компонента при энергии 284.4 эВ, характерная для монослоя графена [4,5]. Изменение формы XPS спектра уровня Si 2p показано на рис. 1(d,e). После интеркаляции Co форма спектра Si 2p имеет многокомпонентный характер. Кроме объемной компоненты (B) появляются две дополнительные линии, которые связаны с формированием силицидов кобальта – CoSi (1) и $CoSi_2$ (2). Детальный анализ фо-

тоэлектронных спектров C 1s, Si 2p, Co 2p показали, что интеркаляция атомов Co приводит к трансформации буферного слоя в монослой графена [6]. В сочетании с данными HRTEM было продемонстрировано, что интеркаляция Co между графеном и подложкой SiC приводит к образованию ультратонкой силицидной структуры CoSi/$CoSi_2$ [6].

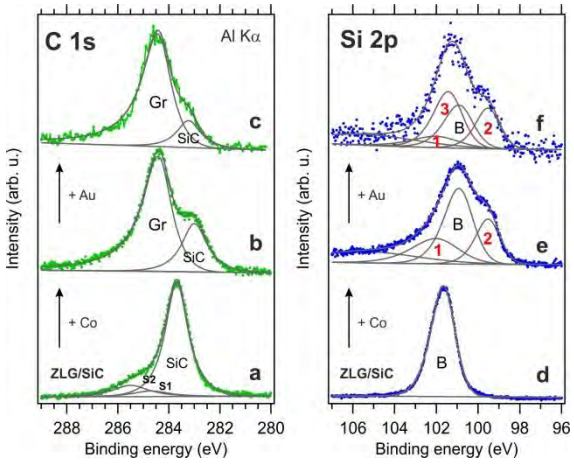


Рис. 1. XPS спектры C 1s (a, b) и Si 2p (d, e) до и после интеркаляции Co под буферный слой графена на SiC(0001). (c) и (f) – Соответствующие XPS спектры после последующей интеркаляции Au. Энергия фотонов 1486,6 эВ

На рис. 2(a) представлены ARPES данные для графена после интеркаляции Co, измеренные в области точки K поверхностной зоны Бриллюэна. В электронной структуре наблюдается формирование конуса Дирака π электронных состояний, характерного для квазисвободного графена.

Исследование магнитных свойств полученной системы показало ферромагнитное упорядочение магнитных моментов в плоскости поверхности, а на кривых намагничивания M(H) наблюдается петля гистерезиса с коэрцитивной силой до 180 Э. Ожидается, что магнитные свойства синтезируемой системы могут быть обусловлены наличием ультратонкого слоя CoSi под графеном.

Последующая интеркаляция атомов Au в сформированную систему Gr/Co-Si/SiC приводит к модификации фотоэлектронных спектров XPS и ARPES. Соответствующие XPS спектры внутренних уровней C 1s и Si 2p представлены на рис. 1(c,f). Было показано, что под графеном формируется сложная структура, содержащая силициды кобальта (1,2) и силицид золота (3).

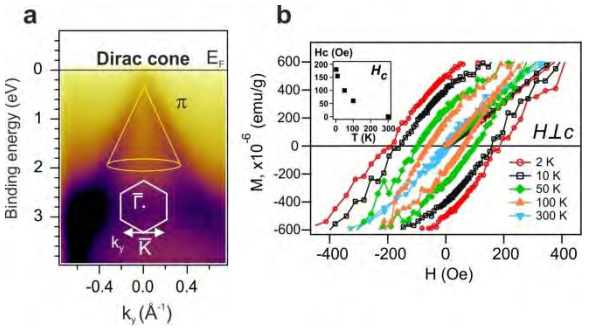


Рис. 2. (a) Конус Дирака электронных π состояний монослоя графена после интеркаляции Co в области точки K зоны Бриллюэна графена. Энергия фотонов 40.8 эВ. (б) Кривые намагничивания M(H) образца, измеренные при различных температурах и при приложении внешнего магнитного поля вдоль плоскости образца

Заключение

В работе синтезирован квазисвободный графен, контактирующий с магнитной подложкой, и сохраняющий при этом уникальную для графена электронную структуру в виде линейного конуса Дирака в области точки K. Результаты последующей интеркаляции атомов Au в сформированную систему Gr/Co-Si/SiC показывают модификацию электронной структуры графена и являются основой для применения магнитно-спин-орбитального графена в спинтронике.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 20-72-00031).

Литература

1. A. G. Rybkin, *et al.* // Nano Letters 18 (3), pp. 1564–1574 (2018).
2. Z. Qiao, *et al.* // Phys. Rev. B 82, 161414 (2010).
3. X. Deng, *et al.* // Phys. Rev. B 95, 121410(R) (2017).
4. K. V. Emtsev *et al.* // Phys. Rev. B 77, 155303 (2008).
5. C. Riedl *et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 43, 374009 (2010).
6. A. A. Rybkina, *et al.* // Phys. Rev. B 104, 155423 (2021).

Электронные и дырочные капли в топологическом изоляторе $Bi_{1.08}Sn_{0.02}Sb_{0.9}Te_2S$: спиновый резонанс и влияние на транспортные свойства

В.О. Сахин*, Е.Ф. Куковицкий, Ю.И. Таланов, Г.Б. Тейтельбаум

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань, 420029.

*vsakhin@yahoo.com

С помощью метода электронного спинового резонанса в объеме трёхмерного топологического изолятора $Bi_{1.08}Sn_{0.02}Sb_{0.9}Te_2S$ были обнаружены наноразмерные зарядовые капли. Электроны и дырки в таких каплях могут участвовать в объемной проводимости только благодаря термической активации или прыжковому механизму. Наши транспортные измерения показали, что при больших температурах объемная проводимость может иметь перколяционный характер, однако с понижением температуры механизм проводимости меняется на прыжковый.

Введение

Трёхмерные топологические изоляторы (ТИ) выделяются характерной особенностью – бесщелевым поверхностным состоянием, которое проявляет необычные квантовые свойства: жёсткая связь спина и импульса (спин-импульсный локинг) и защищенность от немагнитного рассеяния. Однако, большинство известных трёхмерных ТИ на сегодня обладают достаточно высокой объемной проводимостью, поэтому свойства поверхности сложно наблюдать в транспортных измерениях. Подавление объемной проводимости в ТИ достигается за счёт компенсации свободных носителей тока при помощи примесных ионов. Это в свою очередь приводит к появлению зарядовых дефектов, которые не экранируются из-за небольшого числа носителей. В объеме ТИ появляются зарядовые капли, известные в физике полупроводников [1, 2]. Для изучения таких образований хорошо подходят различные локальные методы. Одним из таких является электронный спиновый резонанс (ЭСР).

Наши исследования были проведены на трёхмерном ТИ $Bi_{1.08}Sn_{0.02}Sb_{0.9}Te_2S$ (BSSTS) изоструктурном теллуриду висмута. По данным СТМ спектроскопии наших образцов [3] величина запрещенной зоны в объеме составляет E_g=330 мэВ.

Спиновый резонанс

Типичный сигнал ЭСР BSSTS (рис. 1) состоит из двух линий, наблюдающихся в полях от 150 до 250 Э. Низкополевой пик соответствует дыркам, высокополевой – электронам (более подробно рассмотрено в [4]). Из анализа наблюдаемого сигнала с помощью стандартного выражения для g-фактора $g^2 = g_{\parallel}{}^2\cos^2\theta + g_{\perp}{}^2\sin^2\theta$ мы определили для дырок: $g_{\perp}$ = 28.3 ±1; $g_{\parallel}$ = 47.4 ±1 и для электронов: $g_{\perp}$ = 26.4 ±1; $g_{\parallel}$ = 44.7 ±1. Такие большие величины g-факторов объясняются наличием сильного спин-орбитального взаимодействия, характерного свойства ТИ.

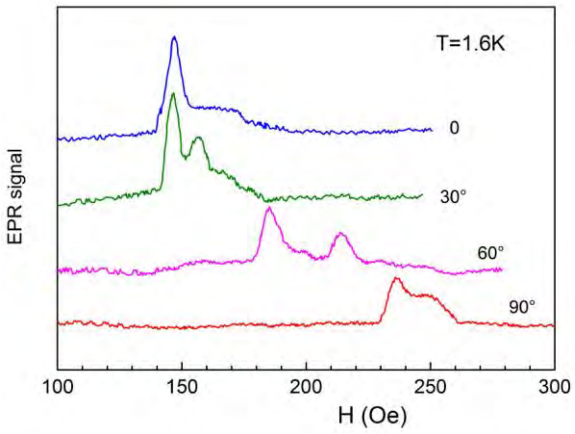


Рис. 1. Сигнал ЭСР BSSTS в зависимости от ориентации магнитного поля относительно оси *c*

Интегральная интенсивность сигналов, как известно, соответствует магнитной восприимчивости спинов, участвующих в резонансе. Для сигнала от носителей заряда характерно отсутствие зависимости интегральной интенсивности от температуры в соответствии с законом Паули. Однако, интегральная интенсивность наблюдаемого сигнала растёт с понижением температуры согласно закону Кюри. Для системы без магнитных ионов такое поведение

может быть свидетельством того, что носители заряда в объеме организованы в виде случайно распределённого ансамбля наноразмерных «металлических» частиц [5].

Транспортные измерения

Ни рисунке 2 показан характерная зависимость сопротивления BSSTS от температуры. При охлаждении от комнатной температуры сопротивление растёт экспоненциально, достигает максимума при T=100 K, при дальнейшем понижении температуры сопротивление падает. Величина энергетической щели между уровнем Ферми и дном зоны проводимости составляет 60 мэВ (см. вставка на рис.2), что намного меньше, чем определённая по данным СТМ $E_g/2$=165 мэВ. Можно оценить $\Delta=0.18E_g$, что близко к $\Delta=0.17E_g$ - перколяционному порогу при наличии трёхмерного случайного потенциала, обеспечивающего возможность перколяционной проводимости.

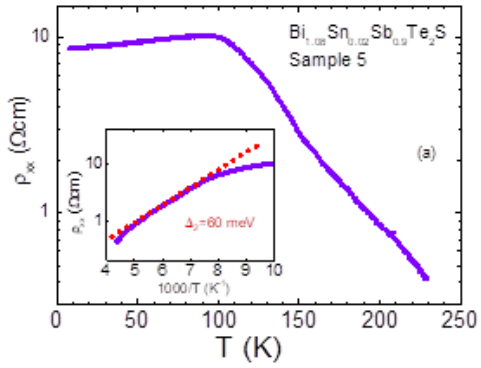


Рисунок 2. Температурная зависимость ρ_{xx}, вставка: зависимость ρ_{xx} от обратной температуры 1/T.

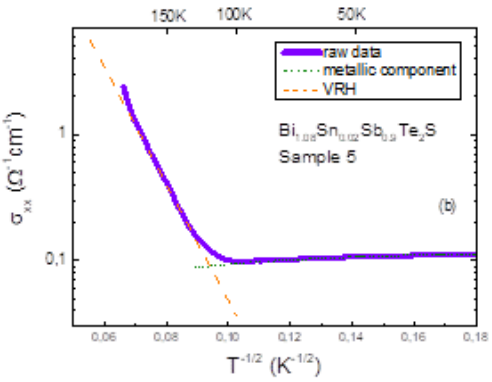


Рисунок 3. Зависимость проводимости $\sigma_{xx}(=1/\rho_{xx})$ от $T^{-1/2}$, толстая пунктирная линия соответствует закону Эфроса-Шкловского для прыжкового механизма $\sigma_{xx}\sim \exp\{-(T_{ES}/T)^{1/2}\}$.

При достаточно низких температурах становится возможным туннелирование электронов и дырок между зарядовыми каплями и активационный механизм проводимости сменяется прыжковым. Сопротивление при этом будет следовать закону Эфроса-Шкловского [1,2] $\rho=\rho_0\cdot\exp\{(T_{ES}/T)^{1/2}\}$, где T_{ES} – характерная температура (см. рис. 3). Для BSSTS мы определили T_{ES}=3200 K, смена механизма проводимости происходит при 60-70 K.

Заключение

Первая часть нашей работы посвящена бесконтактной визуализации локальных спиновых и зарядовых неоднородностей при помощи ЭСР. Анализ обнаруженного сигнала ЭСР показал, что носители заряда, участвующие в резонансе, представляют собой случайно распределённые в объеме образца электронные и дырочные капли. Предполагается, что носители заряда в этих каплях не участвуют в обычном транспорте, так как они не могут свободно перемещаться из одной капли в другую.

Наши транспортные исследования BSSTS показали, что при относительно высоких температурах электронная и дырочная проводимости носят активационный характер, но соответствующие энергии активации намного меньше величины запрещённой зоны $\Delta=0.17E_g$. Кроме того, при достаточно низких температурах (<60 K) возможно туннелирование электронов и дырок между каплями, то есть активационный механизм проводимости меняется на прыжковый.

Благодарности

Работа частично выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проекта №20-02-00910.

Литература

1. B.Skinner, T.Chen, and B.I. Shklovskii // Phys. Rev. Lett. 109, 176801 (2012)
2. B.I. Shklovskii A.L. Efros. // Electronic Properties of Doped Semiconductors, Springer-Verlag (1984)
3. В. Сахин и др. // Письма в ЖЭТФб 115, 4 (2022)
4. V.Sakhin, E.Kukovitsky, Yu.Talanov, G.Teitel'baum // JETP Letters, 113, 273-278 (2021)
5. L.P. Gor'kov, G.M. Eliashberg // JETP 48, 1407 (1965)

Применение LIGA-технологии для создания матрицы МОЭМС

Д.А. Семиков*, П.В. Волков, Е.А. Архипова, Е.А. Вопилкин, А.В. Горюнов, С.А. Краев, А.Ю. Лукьянов, А.И. Охапкин, А.Д. Тертышник.

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*semikovda@ipmras.ru

Предложена модифицированная LIGA-технология для создания матрицы из вывешенных мембран произвольной геометрии. Проведено исследование статических и динамических характеристик различных мембран.

В настоящее время одним из основных направлений развития сенсоров является их миниатюризация. Один из способов миниатюризации сенсоров различных физических величин состоит в использовании достижений в волоконно-оптической технике, произошедших в последние годы. Ярким примером этого являются миниатюрные волоконно-оптические сенсоры, созданные на базе Микрооптоэлектромеханических систем (МОЭМС) [1, 2]. Они состоят из чувствительного элемента, созданного по технологии МОЭМС, который крепится на оптическом волокне. Изменения состояния чувствительного элемента изменяют параметры зондирующего света, который подводится и отводится по этому же волокну. Анализ изменений параметров зондирующего света происходит в измерительном блоке, который может находиться вдали от зоны измерений.

В данной работе для создания МОЭМС использовалась оригинальная модифицированная LIGA-технология [3]. Предложенная технология позволяет использовать в качестве подложки практически любой изолирующий материал и получать вывешенные мембраны практически произвольной геометриии.

Структура МОЭМС формировалась на подложке i-GaAs. в несколько этапов [4]:

1. формирование нижнего электрода;
2. формирование слоя защитного диэлектрика;
3. формирование мембраны;
4. освобождение мембраны.

В результате на одном чипе была сформирована матрица мембран (рис 1.а) различной формы, с возможностью электрического управления их положением. Управление производилось путем подачи напряжения на мембрану и на электрод, проходящий под мембраной.

Для удобства подключения, мембраны соединены рядами. На рисунках 1.б-ж приведены фотографии мембран, полученные с помощью электронного микроскопа. Размер вывешенной части составляет порядка 100x100 мкм.

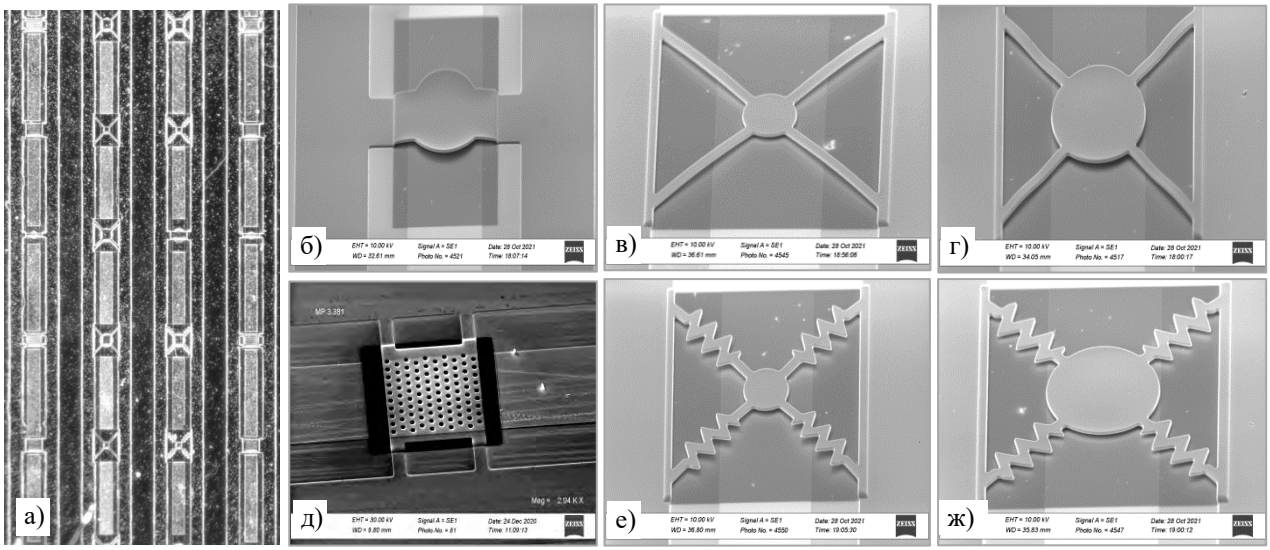


Рис. 1. а) Матрица мембран. б-ж) Мембраны различной геометрии

Величина смещения мембран в зависимости от приложенного постоянного напряжения была получена с помощью интерферометра белого света (WLI) TalySurfCCI 2000 (Taylor&Hobson).

Наилучшие результаты показали мембраны с пружинным подвесом (см. рис 1 е, ж). При подаче напряжения они обеспечивали трансляционное перемещение без заметных перекосов. График смещения мембран от подаваемого напряжения приведен на рис. 2. Характерная чувствительность составила 10-20 нм/В.

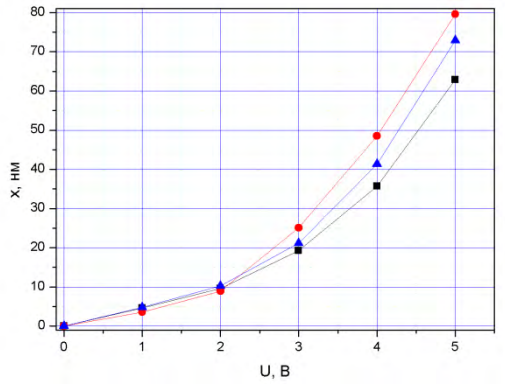


Рис. 2. Смещение трех мембран с пружинным подвесом при подаче постоянного напряжения

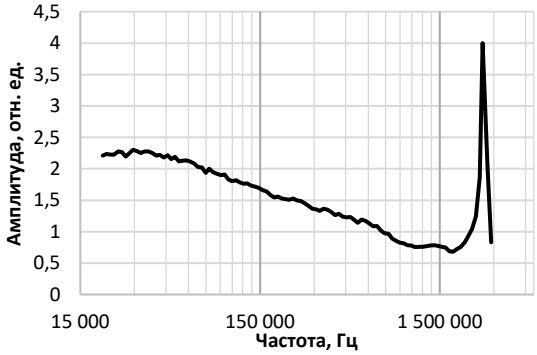


Рис. 3. Амплитудно-частотная характеристика мембраны с пружиненным подвесом

Для исследования динамических характеристик мембран на них подавалось переменное синусоидальное напряжение. Смещение мембраны регистрировалось интерференционным методом. Для этого над измеряемой мембраной помещалось оптическое волокно и регистрировалась интерференция на зазоре «торец оптического волокна» – «мембрана». На рис 3 приведена амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) мембран с пружинным подвесом (рис. 1.е). Видно, что АЧХ гладкая, без резонансов в широком диапазоне частот вплоть до 1.5 МГц.

Выводы

Предложена модифицированная LIGA-технология, позволяющая получать подвешенные микро-мембраны различной геометрии. Благодаря использованию данной технологии была получена матрица мембран различной формы. Исследование статических и динамических характеристик созданных мембран позволило получить устройство с оптимальными электромеханическими свойствами. В значительной степени этого удалось добиться за счёт использования пружинного подвеса мембран. Гладкая, вплоть до 1.5 МГц АЧХ разработанных мембран позволяет использовать такие элементы для калибровки измерительных систем.

Поддержано НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

Литература

1. Majid Taghavi et. al. J. Lightwave Technol. 37, 1893-1902 (2019).
2. Arash Sheikhaleh et.al. J. Lightwave Technol. 34, 5244-5249 (2016).
3. Michael Bohling et. al. Appl. Opt. 51, 5989-5995 (2012).
4. P. Volkov, et al. // Systems. Sensors, 21, 7343 (2021).

Исследование влияния механических напряжений на расщепление спиновых подуровней в гетероструктурах AlN/SiC

А.М. Скоморохов[1, 2, *], И.Д. Бреев[1, 2], И.П. Вейшторт[1, 2], С.С. Нагалюк[1], Е.Н. Мохов[1], П. Г. Баранов[1], А.Н. Анисимов[1, 2]

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 Северный (Арктический) федеральный университет, лаборатория диагностики углеродных материалов и спиново-оптических явлений в широкозонных полупроводниках, наб. Северной Двины, 17, Архангельск, 163001.

*artomskom@gmail.com

Было показано влияние механической деформации на расщепление спиновых подуровней вакансионных центров со спином S = 3/2 в карбиде кремния в условиях комнатной температуры. Для структуры AlN/SiC были вычислены значения напряжений вблизи гетероинтерфейса. Найдена величина спин-механического взаимодействия для центра V2 в 4H-SiC и 6H-SiC при использовании метода оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР).

Введение

В последнее время, спиновым подуровням в карбиде кремния уделяют большое внимание, а все из-за возможности создания различных квантовых устройств. К примеру, они могут быть использованы для квантовой сенсорики и обработки информации, а также для элементов нанофотоники. Центры, основой которых являются вакансии кремния со спином 3/2 обладают уникальным свойством оптического выстраивания при комнатных температурах. Поэтому квантовое состояние центра можно считывать с помощью метода ОДМР. При использовании метода ОДМР вместе с конфокальной спектроскопией комбинационного рассеяния света (КРС) возможно совместное определение расщепления спиновых подуровней и напряжений в решетке благодаря сдвигу фононных мод КРС.

Описание работы

Гетероструктура AlN/SiC выращивалась сублимационным сэндвич-методом. Подложки карбида кремния были выращены при температуре 2200 ºС в камере в атмосфере аргона. Кристаллы AlN выращивают в камерах при температуре около 2000 ºС. Облучение кристаллов потоком электронов с энергией 2 МэВ позволяет создать вакансионные центры, которые оказываются наиболее однородно распределенными в объеме кристалла.

Экспериментальная установка состоит из оптической системы накачки и регистрации, модуля магнитного поля, синхронного детектора и электронной системы управления. Оптическая накачка происходит с помощью лазера с длиной волны 785 нм и мощностью 100 мВт для регистрации ОДМР, а также с помощью лазера с длиной волны 532 нм и мощностью 5 мВт для регистрации КРС и фотолюминесценции (ФЛ). Лазер работает в непрерывном режиме.

Сбор сигнала осуществлялся с использованием конфокальной системы и стократного объектива, а также входного пинхола 100 мкм, что позволило собрать сигнал из объема менее 5 мкм^3. Упрощенная схема регистрации ОДМР приведена на рисунке 1.

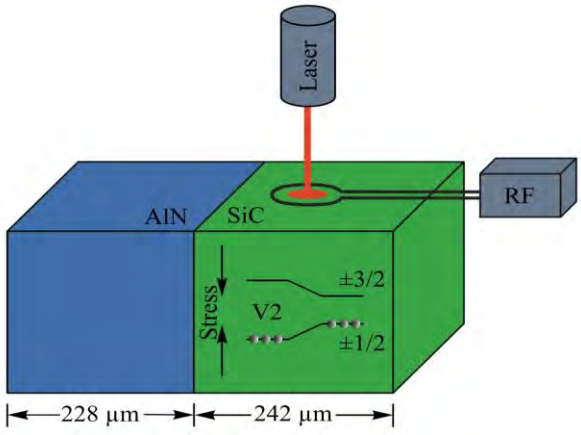


Рис. 1. Изображение гетероструктуры AlN/SiC, а также упрощенной схемы регистрации ОДМР

Были получены спектры КРС и ОДМР для 4H-SiC и 6H-SiC, в зависимости от расстояния от гетерограницы.

Было определено, что максимальные значения компонент тензора напряжений наблюдаются на гетерогранице и составляют для 4H-SiC: $\sigma_l = -0.19$ ГПа и $\sigma_t = -0.87$ ГПа. А для 6H-SiC: $\sigma_l = -0.64$ ГПа и $\sigma_t = -0.15$ ГПа [1]. Учитывая деформации, эффективный спиновый Гамильтониан в отсутствии внешнего магнитного поля можно представить в виде

$$H = (S_z^2 - 3/4) \cdot [\Xi(u_{zz} - (u_{xx} + u_{yy})/2) + \\ + \Xi'(u_{zz} + (u_{xx} + u_{yy})/2) + D_o], \quad (1)$$

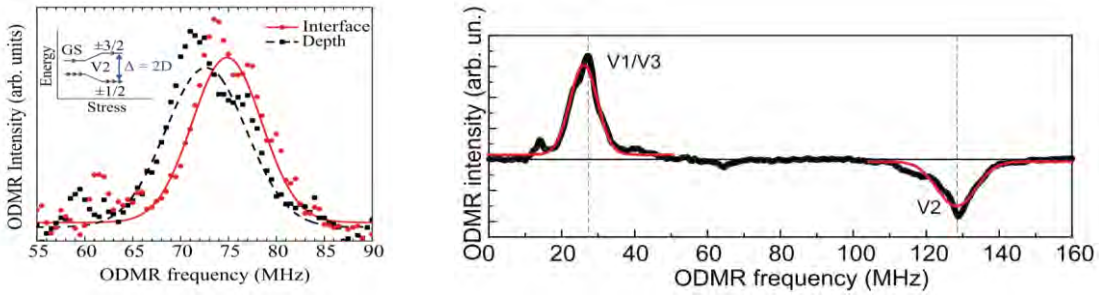
где D_o – параметр тонкой структуры без учета механических напряжений, Ξ и Ξ' – компоненты тензора спин-деформационного взаимодействия, u_{ij} – компоненты тензора деформаций. Гамильтониан (1) записывается с учетом механических деформаций в одноосном приближении. В случае такой деформации расщепление спиновых подуровней вакансионных центров в SiC в нулевом магнитном поле Δ будет зависеть от компонент тензора напряжений как:

$$\Delta = 2[\Xi(u_l - u_t) + \Xi'(u_l + u_t) + D_o] \quad (2)$$

поскольку для одноосной деформации по оси z можно сказать, что $u_t = u_{xx} = u_{yy}, u_l = u_{zz}$.

Спектры ОДМР для 4H и 6H представлены на рисунке 2. По расщеплению спиновых подуровней в нулевом магнитном поле можно определить положение резонанса, которое относится к вакансионным центрам V2 и V1/V3.

Резонанс центра V2 для гетероструктуры AlN/4H-SiC сдвинут в область более высоких частот по сравнению с ОДМР резонансом на свободной поверхности 4H-SiC на 0.35 ГГц [2]. А сдвиг резонансной линии ОДМР в гетероструктуре AlN/6H-SiC составляет 0.75 ГГц для центров V1/V3 и 0.5 ГГц для V2 центров [3].



а б

Рис. 2. Полученные спектры ОДМР для карбида кремния: (а) – спектр ОДМР центра V2 в 4H-SiC, (б) – спектр ОДМР центров в 6H-SiC

Заключение

В работе было оценено влияние механических напряжений на спиновые свойства вакансионных центров V1/V3, V2 в кристаллах 4H/6H-SiC. Возможен механический контроль расщепления тонкой структуры между спиновыми уровнями со спином ±1/2 и ±3/2 для вакансионных центров в SiC за счет механических напряжений.

Был разработан метод оценки тонкой структуры по спектрам КРС, что позволяет рассчитывать спиновые свойства наночастиц SiC, а также прогнозировать магнитометрические параметры наносенсоров на основе нанокристаллов. Проведенное исследование может пролить свет на качество интерфейса широкополосных полупроводниковых гетероструктур AlN/SiC, их внутреннюю структуру и поведение.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20-12-00216).

Литература

1. Breev I. D., et al. "Stress distribution at the AlN/SiC heterointerface probed by Raman spectroscopy." Journal of Applied Physics 129.5 (2021): 055304.

2. Бреев И.Д. и др., Письма в ЖЭТФ 114, вып. 5, 323-327, (2021).

3. Breev, I. D., et al. "Stress-controlled zero-field spin splitting in silicon carbide." Applied Physics Letters 118.8 (2021): 084003.

Мощные одномодовые лазерные диоды и линейки на основе InGaAs/AlGaAs асимметричных гетероструктур

С.О. Слипченко*, И.С. Шашкин, А.Ю. Лешко, П.С. Копьев, Н.А. Пихтин

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*serghpl@mail.ioffe.ru

Разработаны подходы для создания мощных одномодовых лазеров и линеек на их основе. Показано, что дизайны гетероструктур с двойной асимметрией обеспечивают наибольшую устойчивость одномодового режима генерации. С импользованием технологии МОС-гидридной эпитаксии разработаны гетероструктуры с низкими оптичесими потерями. Продемонстрированы одиночные полупроводниковые лазеры, работающие в одномодовом режиме до 500мВт и маломодовом режиме до 2Вт. Продемонстрированы линейки одномодовых лазеров с непрерывной мощностью 5Вт и импульсной мощностью 25Вт с Гауссовым распределением в дальней зоне.

В последние годы существенно возросли требования к качеству модовой структуры мощных полупроводниковых лазеров. В первую очередь это обусловлено активно развивающимися направлениями практического использования, где качество излучения является критически важным: прецизионная дальнометрия, обработка метериалов, квантовые стандарты частоты и др. Поэтому проблема повышения качества модовой структуры излучения является одной из основных в области физики мощных полупроводниковых лазеров. Если поперечный волновод задается дизайном полупроводниковой гетероструктуры и обеспечивает устойчивую одномодовую работу, то в стандартных конструкциях латеральный волновод мощных полупроводниковых лазеров может удерживать десятки различных мод, а его свойства заметно меняются в широком диапазоне токов накачки.

Для решения задачи создания мощного источника лазерного излучения с высоким качество модовой структуры была проведена работа, включающая три основных этапа (1) теоретичесие исследования, связанные с разработкой концепции дизайна гетероструктруы и конструкции латерального волновода, обеспечивающей устойчивую одномодовую генерацию, (2) разработка МОС-гидридной технологии создания InGaAs/AlGaAs/GaAs полупроводниковых гетероструктур с низкими оптическими потерями, а мезаполосковых волноводов и решеток на их основе (3) экспериментальные исследования статических и динамических характеристик лазерных источников в широком диапазоне токов накачки.

Было исследовано три типовых дизайна гетероструктур: симметричная с узким волноводом, с асимметричным положением активной области и с двойной асимметрией. Установлено, что третий тип структур обеспечивает максимальную устойчивость в одномодовом режиме генерации для латерального волновода мезаполосковой конструкции, что связано с особенностями распространения мод высшего порядка. Разработанная технология МОС-гидридной эпитаксии InGaAs/AlGaAs/GaAs гетероструктур с двойной асимметрией позволила реализовать условия для получения внутренних оптических потерь 0.4см-1 для лазеров в спектральном диапазоне 1050-1070нм. На основе разработанных гетероструктру продемонстрированы мезаполосковые волноводные конструкции, обеспечивающие условия для генерации непрерывной мощности в одномодовом режиме до 500мВт и маломодовом режиме до 2Вт для одиночных полупроводниковых лазеров.

Продемонстрировано решение проблемы многомодовых латеральных волноводов мощных полупроводниковых лазеров, основанное на использовании линеек мощных одномодовых лазеров. Рассмотрены подходы по созданию линеек одномодовых лазеров с различной силой оптической связи между элементами. Исследованная динамика дальнего поля показала, что уширение поля в области сверхвысоких токов накачки связано с эффектом увода луча (beam steering). В структура с сильной оптической связью между элементами продемонстрированы режимы генерации супер мод, характеризующиеся динамической нестабильностью в нс-масштабе времени. На примере 10-ти элементных конструкций линеек со слабой оптической связью продемонстрированы

возможности генерации непрерывной мощности 5Вт и импульсной мощности 25Вт при сохранении стабильного латерального поля 8-110 с Гауссовым распределением в дальней зоне.

Исследования выполнены при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-30072).

Светоизлучающие структуры на основе пространственно упорядоченных GeSi квантовых точек, встроенных в фотонные кристаллы

Ж.В. Смагина[1, *], М.В. Степихова[2], В.А. Зиновьев[1], А.В. Перетокин [2,3], С.А. Дьяков[4], Е.Е. Родякина[1, 5], А.В. Новиков[2, 3], А.В. Двуреческий[1, 5]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087, Россия.

3 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022, Россия.

4 Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, Москва, 121205, Россия.

5 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

*smagina@isp.nsc.ru

Исследованы люминесцентные свойства структур с GeSi квантовыми точками (КТ), в которых периодический массив глубоких ямок, созданный на подложке «кремний-на-изоляторе», использовался, как для роста пространственно упорядоченных КТ, так и для формирования фотонного кристалла. Показано, что при определённых параметрах ямок наблюдается существенное усиление интенсивности сигнала фотолюминесценции КТ на определенных длинах волн, обусловленное взаимодействием излучением КТ с модами фотонного кристалла. Данное увеличение интенсивности сигнала фотолюминесценции сохраняется вплоть до комнатной температуры.

Введение

В последние годы значительно вырос интерес к исследованию взаимодействия излучения квантовых точек (КТ) с различными модами фотонного кристалла (ФК). Для обеспече ния наиболее эффективного взаимодействия КТ с модами ФК важно задать определенное пространственное расположение КТ внутри ФК. Стандартным в этом случае является двухэтапный подход, когда на первом этапе формируется массив пространственно упорядоченных КТ, а на втором — ФК с контролируемым совмещением расположения КТ относительно отверстий ФК [1,2]. Данный подход достаточно хорошо исследован и развиты методы пространственного позиционирования одиночных КТ на структурированной поверхности подложки. В рамках указанного подхода авторами работы ранее было показано, что встраивание массива упорядоченных одиночных и групп GeSi КТ в ФК приводит к увеличению интенсивности их сигнала фотолюминесценции (ФЛ) в 30 раз по сравнению со структурами с упорядоченными массивами КТ без ФК [3]. Наблюдаемое усиление интенсивности связывается с взаимодействием излучения КТ с радиационными модами ФК.

В настоящей работе представлен новый подход к встраиванию GeSi КТ в двумерные фотонные кристаллы. Такой подход позволяет использовать одну и ту же подложку "кремний-на-изоляторе" (КНИ) с предварительно созданными глубокими ямками (отверстиями) как для роста пространственно упорядоченных КТ, так и для формирования фотонного кристалла [4]. В рамках этого подхода для обеспечения эффективного взаимодействия излучения КТ с модами ФК требуется выполнение двух условий. Во-первых, необходимо реализовать зарождение КТ между ямками или по их периметру. Во-вторых, период расположения ямок, их глубина и форма после эпитаксиального роста КТ должны обеспечивать формирование двумерного ФК, имеющего моды в спектральном диапазоне излучения упорядоченных КТ. В работе представлены результаты исследований люминесцентных свойств пространственно упорядоченных GeSi КТ, сформированных вокруг отверстий, образующих ФК, в зависимости от параметров этих отверстий (диаметр отверстий и период их расположений).

Методика эксперимента

Для создания структур с пространственно упорядоченными GeSi КТ, встроенными в двумерные ФК, использовались КНИ подложки. С помощью электронной литографии и плазмохимического травления на подложках была создана структурированная

поверхность в виде двумерного массива ямок глубиной ~ 90 нм, расположенных в узлах квадратной решётки. Ямки такой глубины могут быть использованы для контролируемого зарождения GeSi КТ между ямками или по их периметру [4, 5]. Ямки имели круглую форму диаметром от 60 до 190 нм и располагались в узлах квадратной решётки с периодами от 0.5 до 2мкм. Формирование упорядоченных GeSi КТ на структурированной поверхности осуществлялось методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Детали роста структур с упорядоченными GeSi КТ описаны в работах [3-5]. Морфология поверхности исследовалась методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Люминесцентные свойства массивов пространственно упорядоченных GeSi КТ, встроенных в двумерные ФК, исследовались методом микро-фотолюминесценции (ФЛ) с высоким пространственным и спектральным разрешением.

Экспериментальные результаты и обсуждение

На основе предложенного подхода были созданы структуры, в которых наблюдается существенное усиление интенсивности сигнала ФЛ GeSi КТ с характерными для ФК узкими пиками излучения, обусловленными взаимодействием излучения КТ с модами ФК (рис. 1). Исследования методом микро-ФЛ показали, что эффект усиления интенсивности ФЛ, связанный с взаимодействием излучения КТ с модами ФК, образованного ямками, для диаметров ямок в диапазоне 60−110 нм наблюдается при температурах не выше 77 К. Увеличение диаметра ямок до 180 нм [5], при тех же расстояниях между ямками, приводит к росту интенсивности сигнала ФЛ и наличию узких пиков даже при комнатной температуре. Проведённый теоретический анализ зонной структуры и излучательной способности мод ФК, образованного двумерной квадратной решёткой из ямок, позволяет заключить, что наблюдаемый в эксперименте эффект усиления интенсивности ФЛ связан с взаимодействием излучения активной среды с модами ФК [4].

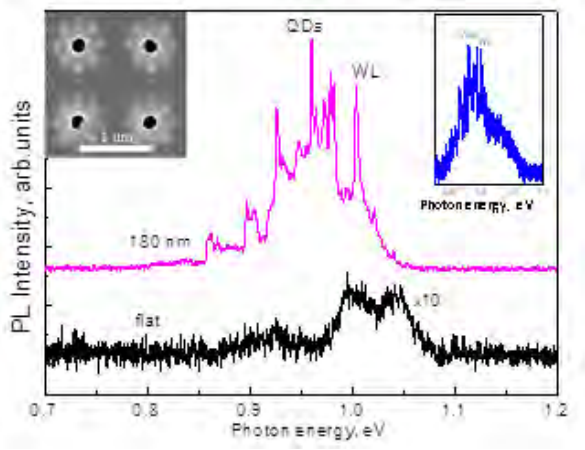


Рис. 1. Спектры микро-ФЛ от массива упорядоченных GeSi КТ с расстоянием между ямками – 1 мкм, диаметр ямок – 180 нм. Спектры измерены при 77 K. flat - спектр микро-ФЛ от неструктурированной поверхности с КТ. На рисунке отмечено спектральное положение сигналов ФЛ от смачивающего слоя (WL) и КТ (QDs). На вставках СЭМ-изображение поверхности с упорядоченными GeSi КТ и спектр микро-ФЛ, полученный при комнатной температуре

Работа финансировалась из средств гранта РНФ № 21-72-20184.

Авторы выражают благодарность ЦКП ”ВТАН“ НГУ и ЦКП ”Наноструктуры“ ИФП СО РАН за предоставление измерительного оборудования. Люминесцентные исследования выполнены с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН ”Физика и технология микро- и наноструктур“.

Литература

1. M. Schatzl, F. Hackl, M. Glaser *et al.* // ACS Photonics. 4, 665 (2017).
2. R. Jannesari, M. Schatzl, F. Hackl *et al.* // Opt. Express. 21, 25426 (2014).
3. Ж.В. Смагина, А.В. Новиков, М.В. Степихова и др. // ФТП. 54, 708 (2020).
4. A.V. Novikov, Zh.V. Smagina, M.V. Stepikhova *et al.* // Nanomaterials. 11, №4, 909 (2021).
5. Ж.В. Смагина, В.А. Зиновьев, М.В. Степихова и др. // ФТП. 55, №12, 1210 (2021).

Перестраиваемый синий сдвиг фотолюминесценции в нанотетраподах CdTe/CdSe

А.М. Смирнов[1, 2, *], В.Н. Манцевич[1], Р.Б. Васильев[3], В.С. Днепровский[1]

1 МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, ул. Ленинские Горы, 1-2, Москва, 119991.

2 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Моховая 11-7, Москва, 125009.

3 МГУ им. М.В. Ломоносова, факультет наук о материалах, ул. Ленинские Горы, 1-73, Москва.

*alsmir1988@mail.ru

Изучены особенности фотолюминесценции (ФЛ) и поглощения при однофотонном возбуждении экситонов в нанокристаллах CdTe в форме тетраподов с наконечниками CdSe, выращенных избирательно на продолжениях ножек тетраподов. Впервые обнаружен гигантский синий сдвиг (≈ 129 мэВ) линии ФЛ, связанной с непрямым переходом, в наноразмерной донорно-акцепторной структуре при увеличении интенсивности возбуждения. Наряду с перестраиваемой по длине волны линией ФЛ исследованы зависимости интенсивностей линий ФЛ компонент CdTe и CdSe нанотетраподов, относящиеся к прямым электронно-дырочным переходам, в зависимости от интенсивности возбуждения. По спектрам дифференциального пропускания выявлено одновременное просветления экситонных переходов, относящихся к различным структурным компонентам нанокристаллов.

Линейное поглощения коллоидного раствора нанотетраподов CdTe/CdSe характеризуется двумя хорошо разрешенными максимумами на длинах волн 576 нм и 646 нм (Рисунок 1), соответствующими основным экситонным переходам ($1S_{h3/2}$-$1S_e$) в компонентах CdTe и CdSe гетероструктурных нанотетраподов. Дополнительная особенность в длинноволновой части спектра поглощения соответствует поглощению на непрямом экситонном переходе («charge-transfer» – CT-состояния), который является типичным для гетероструктурных нанокристаллов CdTe/CdSe типа II. CT-состояния достаточно слабо заметны в спектрах поглощения, однако была обнаружена хорошо разрешенная линия излучения в спектрах ФЛ исследуемых нанотетраподов в ближней инфракрасной спектральной области (Рисунок 2).

Образование интенсивной линии в спектре ФЛ в диапазоне длин волн от 650 нм до 850 нм связано с процессами излучательной рекомбинации CT-состояний пространственно разделенных электронов и дырок, локализованных в компонентах CdTe и CdSe нанокристаллов (Рисунок 2).

ФЛ CT-состояний определяется процессами рекомбинации через границу раздела компонент CdTe и CdSe и связана с рекомбинацией электронов, находящихся на уровне $1S_e$ в ножках CdTe и дырками, находящихся на уровне $1Sh_{3/2}$ в наконечниках CdSe. Два максимума в спектрах ФЛ на длинах волн 595 нм и 677 нм появляются при умеренных интенсивностях возбуждения и соответствуют излучательной рекомбинации на прямых экситонных переходах $1Sh_{3/2}$-$1S_e$ в компонентах CdSe и CdTe, соответственно.

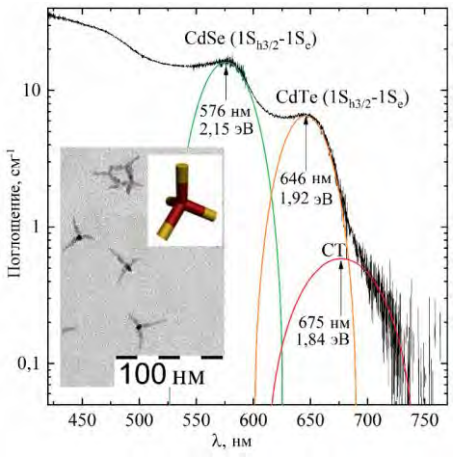


Рис. 1. Линейный спектр поглощения нанотетраподов CdTe/CdSe. Зоны с гауссовым распределением плотности заряда соответствуют экситонному поглощению компонент CdSe и CdTe (зеленые и желтые линии, соответственно) и поглощению CT-состояний (красная линия). На вставке: ПЭМ-изображение нанотетраподов CdTe/CdSe и его схематичное изображение (красным цветом обозначено ядро и ножки CdTe, желтым цветом – наконечники CdSe)

Обнаруженное насыщение интенсивности ФЛ CT-состояний происходит при более низких значениях интенсивности накачки ($I_s \approx 5\,MW/cm^2$), чем насыщение интенсивности экситонной фотолюминесценции в компоненте CdSe $I_s \approx 12 \pm 1{,}5\,MW/cm^2$ и в компоненте CdTe $I_s \approx 9 \pm 1{,}5\,MW/cm^2$ (Рисунок 3),что связано с различными временами

жизни излучательной рекомбинации СТ-состояний (~ 0,4-0,7 мкс [1]) и экситонной ФЛ в доменах CdSe и CdTe (~ 0,02-0,04 мкс [1,2]).

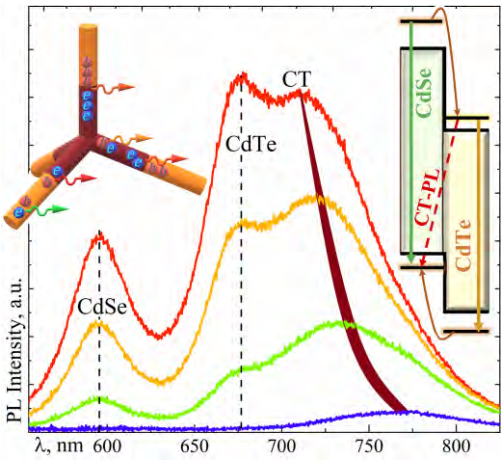


Рис. 2. Спектры ФЛ нанотетраподов CdTe/CdSe при различной интенсивности накачки. На вставке слева представлено схематическое изображение нанотетрапода, справа – схема уровней нанотетрапода с обозначением каналов излучательной рекомбинации

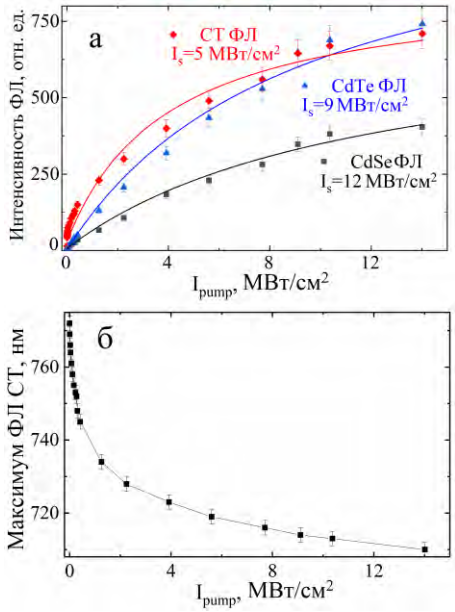


Рис. 3. а) Зависимость интенсивности максимумов ФЛ от интенсивности накачки. Красная линия и ромбы соответствуют ФЛ СТ-состояний; синяя линия и треугольники соответствуют экситонной ФЛ в компоненте CdTe; черная линия и квадраты соответствуют экситонной ФЛ в компоненте CdSe. б) Зависимость длины волны максимума ФЛ СТ-состояний от интенсивности накачки

Скорость релаксации возбужденных экситонов в исследуемых тетраподных нано-гетероструктурах типа-II определяется несколькими процессами – прямой релаксацией экситонов в компонентах CdSe и CdTe, рекомбинацией пространственно разделённых зарядов (ФЛ СТ-состояний) и Оже рекомбинацией, протекающей при высоких интенсивностях возбуждения. Насыщение ФЛ может быть связано с эффектом заполнения состояний и ограничиваться процессами Оже рекомбинации экситонов при высоких интенсивностях накачки.

Важной особенностью измеренных спектров ФЛ стал значительный синий сдвиг максимума фотолюминесценции СТ-состояний ($\Delta\lambda = 57\pm1$ нм или $\Delta E = 129\pm5$ мэВ) с ростом интенсивности возбуждения, сопровождающийся выходом на постоянное значение [3] (Рисунок 3б).

Стоит отметить, что при низких температурах (T<2K) подобная особенность, связанная с перестраиваемыми люминесцентными процессами через непрямой переход, была ранее обнаружена в легированных сверхрешётках на основе GaAs. Данное явление было связано с контролируемым сдвигом люминесценции через непрямой оптический переход и было объяснено с помощью простой модели, основанной на классической оценке кинетики релаксации фотовозбужденных носителей в k-пространстве и реальном пространстве [4]. В нашем случае стоит поподробнее остановиться на понятии экситонов и вспомнить особенности экситонов в низкоразмерных структурах, энергия связи которых многократно увеличивается по сравнению с объемными материалами и позволяет им существовать при комнатных температурах. Говоря об экситонах в одномерных наноструктурах, коими можно представить отростки тетраподных гетероструктур, основное состояние экситона коллапсирует до нулевого радиуса и бесконечной энергии связи [5]. Для реальной квантовой нити с малым диаметром энергия связи увеличивается, а эффективный радиус экситонов вдоль нити уменьшается. При низких интенсивностях возбуждения, то есть для случая, когда количество поглощенных нанотетраподом фотонов не превышает одного фотона на каждую ножку тетрапода, радиус локализации одномерного экситона и энергию связи экситона можно записать следующим образом [5]:

$$a_{exc}^{1D} = \frac{1}{2}\sqrt[3]{a_{ex}^{3D} d^2}, \qquad (ф1)$$

$$E_{exc}^{1D} = \frac{e^2}{\sqrt{\varepsilon_s \varepsilon_I} d}\sqrt{2log\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_I}}, \qquad (ф2)$$

где a_{exc}^{3D}- радиус экситона в объемном полупроводнике, d - диаметр ножки тетрапода, e - заряд элек-

трона, ε_s - диэлектрическая проницаемость полупроводника и ε_I - диэлектрическая проницаемость изолятора, окружающего полупроводниковую наноструктуру. Радиус экситона a_{ex}^{1D} в исследуемой наногетероструктуре был оценен $a_{exc}^{1D} \approx 1{,}4$ нм с энергией связи $E_{exc}^{1D} \approx 0{,}13$ eV при низкой плотности экситонов.

Обнаруженный сдвиг ФЛ СТ-состояний практически совпал с оценочным значением энергии связи экситонов в нанотетраподах. Таким образом, был сделан вывод, что радиус экситона увеличивается с ростом плотности экситонов в нанотетраподе до тех пор, пока электрон и дырка практически перестают быть связанной частицей, тем самым увеличивая энергию испускаемых фотонов СТ-состояний.

Результатом увеличения интенсивности возбуждения является рост плотности экситонов в каждом нанотетраподе, что приводит к заполнению фазового пространства экситонов, сопровождающемуся ростом радиуса экситона. Это приводит к просветлению на длине волны экситонных переходов и значительному синему сдвигу ФЛ СТ-состояний. При увеличении числа экситонов на нанотетрапод существует два конкурирующих процесса, ответственных за связывание электрона и дырки. Электрон и дырка притягиваются, образуя экситон, но при этом, кулоновское отталкивание между парами электрон-электрон и дырка-дырка противодействует образованию экситона. Таким образом, увеличение количества экситонов в каждом нанотетраподе приводит к равновесному распределению заряда вдоль отростков и увеличению радиуса экситона и соответственно уменьшению энергии экситона вплоть до образования свободных электронов и дырок. Энергия связи экситонов уменьшается примерно с 0,13 эВ до 0,01 эВ, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Измеренная тенденция стремления максимума длины волны ФЛ СТ-состояний к постоянному значению с ростом интенсивности возбуждения (Рисунок 3б) непосредственно может свидетельствовать об образование свободных электронов и дырок в нанотетраподах. Их энергия связи стремится к нулю для высокой плотности возбужденных носителей в нанокристаллах. Важно отметить, что, как и положение максимума ФЛ СТ-состояний, так и величина зависящего от накачки синего сдвига могут изменяться варьированием диаметра ножек нанотетраподов.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского Научного Фонда 18-72-1002 и гранта Президента для молодых ученых МД-781.2021.1.

Литература

1. S. Kumar, M. Jones, S.S. Lo *et al.* // Small, V 3, 1633-1639 (2007).
2. P. Peng, D. J. Milliron, S. M. Hughes *et al.* // Nano Letters, V. 5, 1809-1813 (2005).
3. A.D. Golinskaya, A.M. Smirnov, M.V. Kozlova *et al.* // Results in Physics, V. 27, 104488 (2021).
4. H. Jung, H. Künzel, G.H. Döhler *et al.* // Journal of applied physics, V. 54, 6965-6973 (1983).
5. L. Keldysh // physica status solidi (a), V. 164, 3-12. (1997).

Магнетотранспорт пленок топологических изоляторов на основе халькогенидов висмута

Н.П. Степина[1, *], В.А. Голяшов[1], А.В. Ненашев[1], О.Е. Терещенко[1, 4], А.О. Баженов[1, 4], Е.С. Коптев[1], К.А. Кох[2, 3], Е.С. Голдырева[2, 3], И.В. Антонова[1], М.Г. Рыбин[5], Е.Д. Образцова[5]

1 Институт физики полупроводников СО РАН, пр.ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Институт геологии и минералогии СО РАН, пр. ак. Коптюга, 3, Новосибирск, 630090.

3 Новосибирский государственный университет, Пирогова 30, Новосибирск, 630090.

4 Институт общей физики им Прохорова РАН, ул. Вавилова 38 Москва, 119991

*nstepina@mail.ru

Исследованы магнето-транспортные свойства пленок топологического изолятора (ТИ) Bi_2Se_3, выращенных на графене методом газофазного транспорта. Показано, что несмотря на то, что в проводимости доминирует вклад объема, магнетосопротивление определяется как объемными, так и поверхностными состояниями. Вклад топологических поверхностных состояний структуры Si/SiO_2/графен/ТИ проявляется в эффекте слабой антилокализации (САЛ). При уменьшении толщины пленки наблюдается переход от режима САЛ к режиму слабой локализации. Для объяснения экспериментальных данных предложена модель, основанная на зависимости вклада САЛ от разных поверхностях при разной толщине пленки от изгиба зон на границах графен/ТИ и ТИ/воздух.

Введение

Топологические поверхностные состояния трехмерных топологических изоляторов (3D ТИ), защищенные симметрией обращения времени, характеризуются линейной дисперсией энергетических зон (дираковским конусом) с геликоидальной спиновой текстурой [1,2]. Это своеобразное состояние поверхности является следствием сопряжения ТИ с обычным изолятором, включая вакуум. Благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию и его следствиям, свойства ТИ оказываются весьма привлекательными с точки зрения практических приложений, в частности, для спинтроники, которая обещает произвести революцию в электронике и вычислительной технике, используя спин электрона в дополнение к его заряду. Основная проблема использования ТИ заключается в высокой объемной проводимости, что делает сложным выделение вклада поверхностных топологических состояний от объемных.

В данной работе проведено исследование проводимости и магнетосопротивления в пленках Bi_2Se_3, выращенных на графене. Использование графена позволяет ожидать формирование структурно совершенной гетерограницы ТИ/графен, а также возможное изменение магнетотранспортных свойств структур из-за эффекта близости ТИ и графена.

Экспериментальные результаты

Пленки Bi_2Se_3 выращивались при температуре порядка 500°C методом газофазного осаждения на CVD графен, перенесенный на структуру Si/SiO_2. Чтобы оценить роль графена в свойствах полученных структур, аналогичные пленки ТИ осаждались на слюду.

Схема реактора для роста пленок ТИ приведена на рис.1. Структура и толщина пленок исследовалась методом атомно-силовой микроскопии.

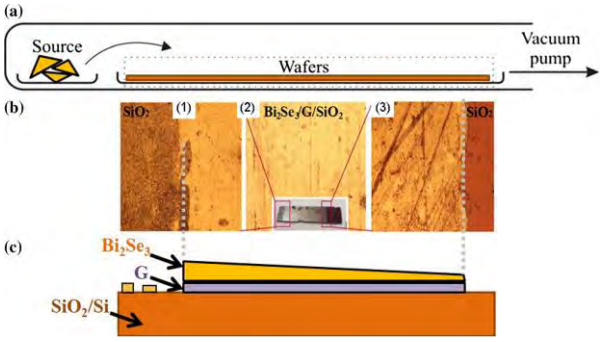


Рис. 1. Схема реактора для роста пленок ТИ

На рис.2 показаны температурные зависимости проводимости для трех пленок Bi2Se3 разной толщины (20, 30, 50 нм), выращенных на графене.

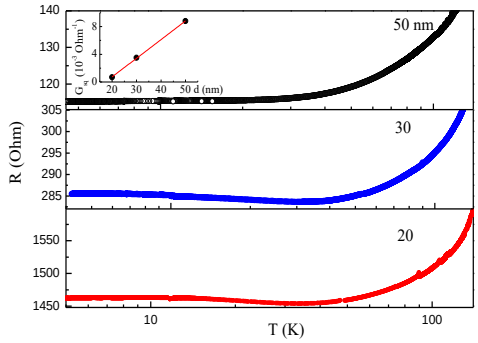


Рис. 2. Температурные зависимости проводимости пленок Bi_2Se_3 разной толщины, выращенных на графене

Вставка на рис.2 демонстрирует линейную зависимость проводимости от толщины пленки, что указывает на преимущественный вклад объемных состояний в общую проводимость системы.

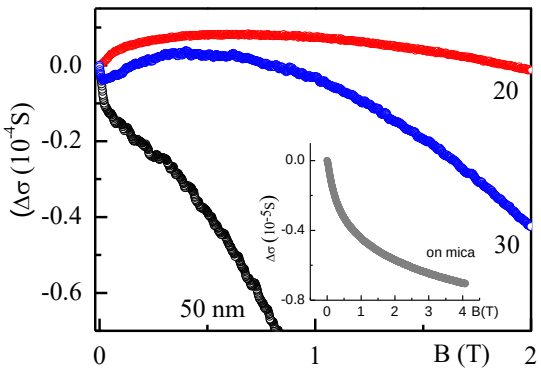


Рис. 3. Магнетопроводимость пленок Bi_2Se_3 разной толщины, выращенных на графене. Врезка - МП для пленки, выращенной на слюде

На рисунке 3 показаны данные магнетопроводимости (МП) для рассматриваемых пленок, выращенных на графене. Видно, что при уменьшении толщины пленки происходит переход от эффекта слабой антилокализации (САЛ), типичной для транспорта через поверхностные состояния трехмерного ТИ, к эффекту слабой локализации (СЛ).

Анализ кривых МП с помощью двух функций Хиками [3] для САЛ и СЛ позволил оценить характерные параметры магнетотранспорта, длины фазовой когерентности L_i и параметр α_i, типично равный 1 для СЛ и -1/2 для САЛ в случае проводимости по одному каналу. Для режима САЛ образцов с толщинами 50 и 30 нм получены близкие значения L_i (0.46 и 0.51 мкм соответственно), тогда как α_i оказалось порядка 1 для пленки толщиной 50 нм и 1/2 для пленки толщиной 30 нм. Это показатель того, что в пленке с толщиной 50 нм эффект САЛ определяют 2 канала проводимости, тогда как САЛ для пленки с толщиной 30 нм определяется одним каналом. На врезке к рис.3 демонстрируется МП пленки ТИ, по толщине близкой к 50 нм, но выращенной на слюде. Более широкий пик отрицательной МП свидетельствует о меньшем значении длины фазовой когерентности. И действительно, анализ МП пленки, выращенной на слюде, дает Li ~ 0.1 мкм и $\alpha_i \sim 1/2$, характерную для одного канала проводимости.

Переход от режима САЛ к режиму СЛ наблюдался в пленках трехмерных ТИ [4], когда толщина уменьшалась от 5 до 3 квинтислоев. Результаты объяснялись гибридизацией состояний на двух поверхностях при уменьшении толщины. В нашем случае толщины пленок намного превышают рассмотренные в работе [4].

Для объяснения экспериментальных данных предложена модель, основанная на зависимости вклада САЛ от разных поверхностей при разной толщине пленки от изгиба зон на границах графен/ТИ и ТИ/воздух.

Литература

1. B.A. Bernevig, S.C. Zhang, Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 106802.
2. L. Fu, C.L. Kane, Phys. Rev. B 76 (2007) 045302.
3. S. Hikami, A. Larkin, Y. Nagaoka, Progr. Theoret. Phys. 63 (1980) 707.
4. M. Lang, L. He, X. Kou, P. Upadhyaya, Y. Fan, H. Chu, et al., Nano Lett. 13 (2013) 48.

Резонансные явления в люминесцентном отклике одиночных цилиндрических резонаторов и их цепочек, сформированных на кремниевых структурах с нанооствровками Ge(Si)

М.В. Степихова[1 *], В.А. Вербус[1, 2], К.В. Барышникова[3], М.И. Петров[3], V.V. Rutckaia[4], А.В. Перетокин[5], Д.В. Юрасов[1], Д.В. Шенгуров[1], А.В. Новиков[1, 5]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-он, Нижегородская обл., 603087.

2 НИУ "Высшая школа экономики", Сормовское шоссе, д. 30, Нижний Новгород 603014.

3 Университет ИТМО, Биржевая линия В.О., 14, Санкт-Петербург, 199034.

4 Martin-Luther-University Halle-Wittenberg, Karl-Freiherr-von-Fritsch Str., 3, Halle (Saale), Germany 06120.

5 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 27, Нижний Новгород, 603022.

*mst@ipmras.ru

В работе обсуждаются резонансные явления, наблюдаемые в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) одиночных цилиндрических резонаторов и их цепочек, сформированных на кремниевых структурах с нанооствровками Ge(Si). Показана возможность усиления сигнала ФЛ нанооствровков в таких структурах более чем на порядок величины.

Введение

В работе обсуждаются резонансные явления, наблюдаемые в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) одиночных дисковых резонаторов и их цепочек, сформированных на кремниевых структурах с нанооствровками Ge(Si). Интерес к таким структурам обусловлен, прежде всего, возможностями создания на их основе эффективных источников излучения, совместимых с технологией СБИС. Идея развития низкоразмерных резонаторов в данном случае обусловлена перспективами управления оптическими и излучательными свойствами кремниевых материалов, поисками возможностей увеличения их излучательной эффективности.

Образцы и методы исследований

Одиночные резонаторы, представленные цилиндрами нанометрового размера, и их цепочки формировались на структурах, содержащих 10 слоев нанооствровков Ge(Si), выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках SOI. Суммарная толщина структур над слоем окисла составляла 630 и 680 нм. Резонаторы формировались методом электронно-лучевой литографии в сочетании с плазмохимическим травлением. Были получены одиночные резонаторы с диаметрами от 340 до 1475 нм, а также цепочки резонаторов малого диаметра (340 – 500 нм) с числом резонаторов в цепочке от 2 до 11. Расстояние между резонаторами в цепочке составляло 50 нм.

Полученные резонаторы исследовались методом микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ) в стандартной геометрии нормального падения возбуждающего и детектируемого лучей, при комнатной температуре. Сигнал ФЛ возбуждался твердотельным лазером на длине волны 532 нм.

Для прецизионной фокусировки лазерного луча в работе использовался объектив Mitutoyo M Plan APO NIR с 50-ти кратным увеличением, обеспечивающий возможность фокусировки лазерного луча в пятно диаметром ~ 2 мкм. Спектральные измерения (с разрешением до 1 $см^{-1}$) проводились на Фурье-спектрометре Bruker IFS 125 HR. Сигнал ФЛ регистрировался охлаждаемым Ge фотодетектором.

Приводимые далее теоретические расчеты были получены методом конечно-разностных элементов (FEM) с использованием программного пакета COMSOL Multiphysics.

Результаты и обсуждение

Рассматривая цилиндрические резонаторы, следует различать резонаторы малого (сравнимого с длиной

волны излучения) и большого (существенно больше длины волны излучения) диаметра.

Результаты исследований полученных резонаторов с нанооствовками Ge(Si) показывают, что преимущественную роль в резонаторах малого диаметра (от 340 до 500 нм, в нашем случае) играют электрон-дипольные и магнито-дипольные резонансы Ми, проявляющиеся в уширенных спектрах ФЛ, интенсивность которых слабее интенсивности сигнала ФЛ, измеряемой в непроцессированной области образца. В качестве примера, на рисунке 1 приведен спектр ФЛ резонатора диаметром 380 нм. Как видно из рисунка, интенсивность сигнала ФЛ такого резонатора примерно в 4 раза слабее интенсивности сигнала ФЛ, наблюдаемого в непроцессированной области. Однако, здесь следует иметь ввиду, что возбуждаемый объем в непроцессированной области образца примерно в 28 раз больше возбуждаемого объема резонатора, что фактически свидетельствует об усилении сигнала в резонаторе.

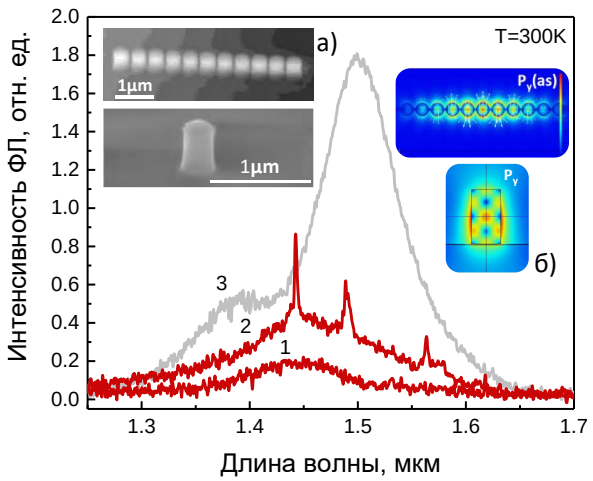


Рис. 1. Спектры ФЛ одиночного Ми резонатора диаметром 380 нм (1) и цепочки, состоящей из 11 резонаторов того же диаметра, с расстоянием между ними 50нм (2). Светло-серым цветом на рисунке приведен спектр ФЛ, измеренный в непроцессированной области образца (3). На вставке показаны: а) - СЭМ снимки одиночного резонатора и цепочки резонаторов, и б) - результаты теоретических расчетов, демонстрирующих распределение электрического поля основной Ми моды, вносящей вклад в сигнал ФЛ одиночного резонатора (электрический дипольный резонанс) и коллективной моды, вносящей вклад в сигнал ФЛ цепочек резонаторов

Другой особенностью резонаторов малого размера является возможность наблюдения в цепочках таких резонаторов коллективных мод, добротность которых пропорциональна кубу числа резонаторов в цепочке [1]. Интенсивность сигнала ФЛ в данном случае оказывается сравнимой (на длине волны резонанса) и даже превышает сигнал ФЛ в непроцессированной области образца (зависимости 2 и 3, рисунок 1).

Отличительной чертой резонаторов с диаметрами, значительно превышающими длину волны излучения является возможность наблюдения в них мод шепчущей галереи и резонансов связанных состояний в континууме (BIC), являющихся следствием деструктивной интерференции мод Ми и Фабри-Перо [2]. Наблюдаемые резонансы BIC характеризуются высокими значениями добротности и выделенной диаграммой направленности, ориентированной по оси цилиндра. Примечательно, что сигнал ФЛ в таких резонаторах может превышать сигнал ФЛ в непроцессированной области образца более чем на порядок величины (рисунок 2).

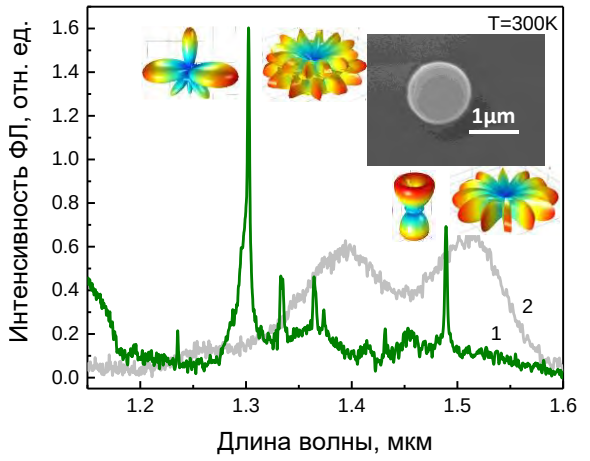


Рис. 2. Спектры ФЛ одиночного резонатора диаметром 1250 нм (2) и исходного, непроцессированного образца (1), измеренные в одинаковых условиях. На вставке показаны: СЭМ снимок исследованного резонатора и картины электрического поля в дальней зоне выделенных мод, совпадающих по своему спектральному положению с максимумами, наблюдаемыми в спектре ФЛ

Работа поддержана РФФИ (проект 20-52-12062 ННИО_а).

Литература

1. V. Rutckaia, F. Heyroth, G. Schmidt *et al.* // ACS Photonics, V. 8, 209 (2021).
2. A.A. Bogdanov, K.L. Koshelev, P.V. Kapitonova *et al.* // Advanced Photonics, V. 1(1), 016001 (2019).

Связанные состояния в континууме в люминесцентном отклике фотонных кристаллов с квадратной и гексагональной решетками отверстий, сформированных на структурах с наноостровками Ge(Si)

М.В. Степихова[1, *], С.А. Дьяков[2], А.Н. Яблонский[1], А.В. Перетокин[1, 3], Д.В. Юрасов[1], Ж.В. Смагина[4], А.В. Новиков[1, 3], З.Ф. Красильник[1, 3]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовскийр-он, Нижегородская обл.603087.

2 Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, 3, Москва, 143005.

3 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина,23, Нижний Новгород, 603022.

4 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*mst@im.ipmras.ru

В работе приводятся результаты экспериментальных исследований двумерных фотонных кристаллов (ФК), сформированных на кремниевых структурах с самоформирующимися наноостровками Ge(Si). В фотонных кристаллах с квадратной и гексагональной решетками отверстий проанализирован вклад в люминесцентный отклик мод разной природы, показана преимущественная роль связанных состояний в континууме в усилении сигнала фотолюминесценции.

Введение

В работе приводятся результаты экспериментальных исследований двумерных фотонных кристаллов (ФК), сформированных на кремниевых структурах с самоформирующимися наноостровками Ge(Si). Интерес к таким структурам вызван, прежде всего, их излучательными свойствами в диапазоне длин волн 1.2-1.6 мкм, а также технологической совместимостью и простотой интегрирования в схемы современной микроэлектроники. Как будет показано далее, встраивание структур с наноостровками Ge(Si) в фотонный кристалл обеспечивает возможности контролируемого управления их излучающими свойствами, а именно – усилением сигнала фотолюминесценции. Последнее обусловлено процессами взаимодействия наноостровков Ge(Si) с выделенными модами ФК, где значительную роль играет взаимодействие с модами связанных состояний в континууме (BIC [1]), обеспечивающее максимальное усиление.

Образцы и методы исследований

В работе исследовались ФК с квадратной и гексагональной решетками отверстий с периодами решетки (a), варьируемыми от 525 до 1000 нм. Радиус отверстий ФК (r) определялся соотношением r/a = 0.25. Толщина волноводного слоя, на котором формировался ФК, составляла 250 нм. Фотонные кристаллы формировались на структуре, выращенной на подложке SOI и содержащей 3 слоя наноостровков Ge(Si). Для анализа люминесцентных свойств полученных ФК использовался стандартный метод микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ) с фокусирующим объективом Mitutoyo M Plan APO NIR 10x (NA = 0.26). Сигнал ФЛ возбуждался твердотельным лазером на длине волны 532 нм и детектировался охлаждаемым Ge фотодетектором, спектральное разрешение схемы обеспечивалось Фурье-спектрометром Bruker IFS 125 HR. Приводимые в работе теоретические расчеты зонных диаграмм ФК выполнялись Фурье-модальным методом в формализме матрицы рассеяния [2].

Результаты и обсуждение

Результаты исследований ФК с квадратной и гексагональной решетками отверстий приведены на рисунках 1 и 2, соответственно. Как видно из рисунков, при совпадении спектра выделенных мод ФК с диапазоном энергий, в котором наблюдается излучение наноостровков Ge(Si) (770 - 970мэВ – нижние спектры на рисунках), наблюдается резкий рост сигнала ФЛ. Так, для фотонных кристаллов с квадратной решеткой отверстий наиболее значимый рост сигнала островков наблюдался в ФК с перио-

дами решетки 625 нм и 800 нм. Рост интенсивности сигнала в максимуме, по сравнению с сигналом, измеряемым в непроцессированной области образца, для этих ФК составил 15 и 27 раз, соответственно. Для ФК с гексагональной решеткой, значительный рост сигнала ФЛ наблюдался при несколько больших значениях периодов решетки - 675 нм и 825 нм (рисунок 2), рост интенсивности сигнала составил 27 и 19 раз, соответственно.

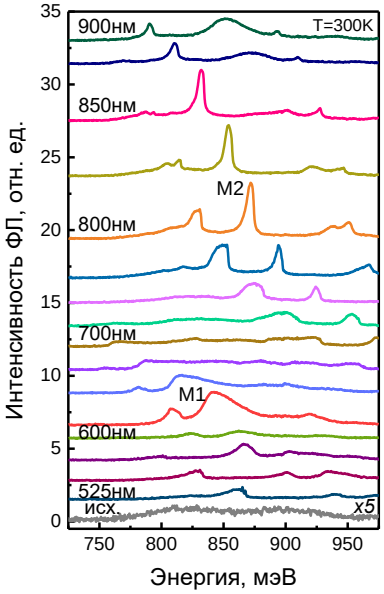


Рис. 1. Спектры микро-ФЛ фотонных кристаллов с квадратной решеткой отверстий с a = 525 нм ÷ 900 нм (шаг изменения a - 25 нм). Нижний спектр на рисунке соответствует спектру, измеренному в непроцессированной области образца (спектр умножен на 5 для наглядности)

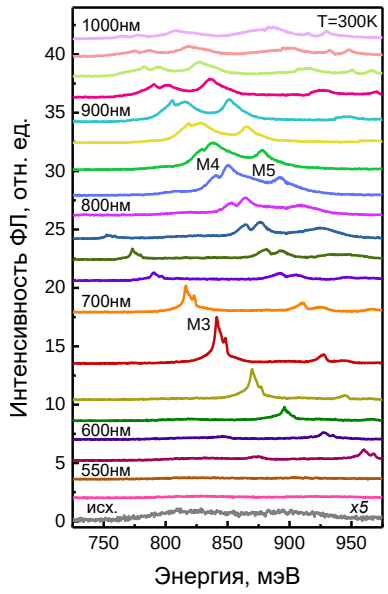


Рис. 2.Спектры микро-ФЛ фотонных кристаллов с гексагональной решеткой отверстий с a = 525 нм ÷ 1000 нм (шаг изменения a - 25 нм). Нижний спектр на рисунке соответствует спектру, измеренному в непроцессированной области образца (спектр умножен на 5 для наглядности)

Проведенный анализ зонной структуры исследованных ФК позволил показать, что максимальный рост сигнала ФЛ в нашем случае обусловлен модами связанных состояний в континууме. Данные расчета зонных диаграмм ФК, для которых наблюдался максимальный рост сигнала ФЛ, приведены на рисунке 3, где соответственно указаны моды, вносящие основной вклад в сигнал ФЛ (моды M1-M5, см. также рисунки 1, 2). Выделенные моды по своей природе являются радиационными – моды M1, M5 и модами связанных состояний в континууме – моды M2, M3, M4. Последние претерпевают разрыв в Г точке зоны Бриллюэна и характеризуются высокими значениями добротности. Действительно, можно экспериментально показать, что добротность этих мод, измеряемая в диапазоне малых углов сбора сигнала ФЛ, превышает 10^3.

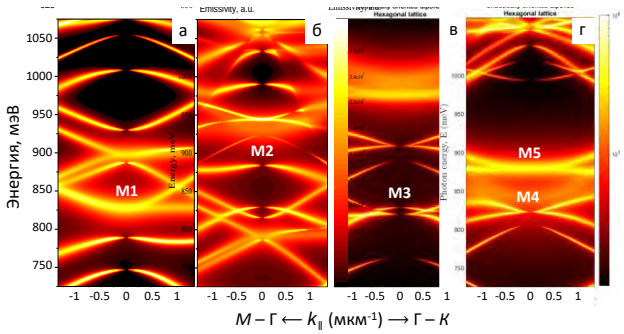


Рис. 3. Теоретически рассчитанные зонные диаграммы ФК с квадратной решеткой отверстий, с a = 625 нм (а) и a = 800 нм (б), и гексагональной решеткой отверстий с a = 675 нм (в) и a = 825 нм (г). M1-M5 – выделенные моды, для которых наблюдается максимальное усиление сигнала ФЛ (см. рис. 1,2)

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

Литература

1. C.W. Hsu, B. Zhen, A.D. Stone *et al.* // Nature Reviews Materials, V. 1, 16048 (2016).

2. S.A. Dyakov, M.V. Stepikhova, A.A. Bogdanov *et al.* // Laser & Photonics Review, V. 15, 2000242 (2021).

3. S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, *et al.* // Physical Review B, V. 66, 045102 (2002).

Особенности Рамановского рассеяния на гетероструктурах Ge/Si с низкотемпературными квантовыми точками Ge

М.С. Сторожевых[1,*], Л.В. Арапкина[1], С.М. Новиков[2], В.С. Волков[2], А.В. Арсенин[2], О.В. Уваров[1], В.А. Юрьев[1]

1 Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

2 Центр фотоники и двумерных материалов МФТИ, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141707.

*storozhevykh@kapella.gpi.ru,

Исследовалось Рамановское рассеяние на гетероструктурах Ge/Si, содержащих 5 слоев Ge толщиной от 4 до 18 Å, выращенных методом МЛЭ при температуре 360 °C. В полученных спектрах обнаружены особенности, не коррелирующие с монотонным ростом толщины слоев Ge в образцах. Наблюдался аномальный рост пиков Ge–Ge и Si–Ge в образце с толщиной слоев Ge 10 Å, а также сильное смещение положения и уширение пика Si–Ge в образцах с толщиной слоев Ge 8 и 9 Å. На основании данных исследований методом СТМ структур с такой же толщиной напыляемого Ge, не покрытых Si, предложена модель, объясняющая особенности Рамановского рассеяния в исследуемых структурах. Эта модель основана на особенностях морфологии слоев и подкреплена численным моделированием.

Введение

Рамановское рассеяние является одним из самых популярных методов исследования состава и напряжений в кристаллических структурах. Однако, интерпретация получаемых спектров зачастую требует дополнительных знаний об образце, полученных другими методами, либо теоретическими расчетами.

Гетероструктуры Ge/Si, содержащие самоорганизующиеся квантовые точки Ge, исследуемые в данной работе, являются кристаллическими структурами с очень тонкими слоями переменного состава, которые, в то же время, не являются плоскими и имеют сложную морфологию. Низкотемпературные квантовые точки Ge представляют собой пирамидальные кластеры высотой 6 - 12 Å с гранями {105}, содержащие ядро из чистого Ge, окруженное оболочкой смешанного состава Si_xGe_{1-x}. Квантовые точки расположены на смачивающем слое Ge, также не являющемся абсолютно плоским.

Исследование Рамановских спектров, проведенное в данной работе, показало неприменимость стандартного подхода, в котором интенсивность отклика пропорциональна количеству материала, к гетероструктурам со слоями, имеющими сложную морфологию.

Методика эксперимента

Экспериментальные образцы выращивались методом МЛЭ на установке Riber SSC 2 на пластинах Si(001) КДБ-12 диаметром 50 мм. Предварительная обработка пластин включала в себя химическую обработку и отжиг в течение 6 часов при температуре 600 °C. Буферный слой Si толщиной 100 нм напылялся при T = 650 °C. Рост слоев Ge проводился при 360 °C. Разделительные слои Si толщиной 50 нм напылялись при T = 530 °C.

Для измерения Рамановских спектров использовался конфокальный сканирующий Рамановский микроскоп Horiba LabRAM HR Evolution. Длина волны возбуждающего лазера составляла 632.8 нм.

Измерения СТМ проводились на микроскопе STM GPI-300 UHV, совмещённом с ростовой камерой.

Численное моделирование Рамановского рассеяния в модельных структура Ge/Si проводилось в программном пакете BIOVIA Materials Studio.

Результаты

На Рис. 1 представлены Рамановские спектры всех исследуемых образцов в областях колебательных мод Ge–Ge и Si–Ge.

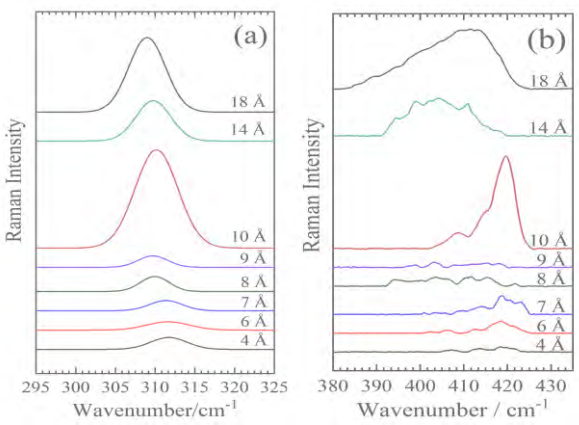


Рис. 1. Спектр Рамановского рассеяния в области колебательных мод Ge–Ge (a) и Si–Ge (b)

Области смешанного состава Si_xGe_{1-x}, наблюдаемые в спектрах, возникают над слоем квантовых точек Ge в результате диффузии атомов Ge в Si с граней {105} квантовых точек [1]. В образце с толщиной слоев Ge 4 Å присутствуют лишь смачивающие слои Ge без квантовых точек, и наличие небольшого количества Si_xGe_{1-x} обусловлено сегрегацией Ge в процессе напыления покрывающего слоя Si [2].

На полученных спектрах можно выделить аномальное уширение и смещение в область более коротких длин волн пика Si–Ge для образцов с толщиной Ge 8 и 9 Å. В рамках предлагаемой модели, это поведение объясняется отсутствие протяженных областей Si_xGe_{1-x}, связанное с заполнением поверхности смачивающего слоя квантовыми точками. При такой морфологии Si_xGe_{1-x} представляет собой ансамбль нанокластеров. При меньшей толщине Ge (4 - 7 Å) наличие протяженных областей Si_xGe_{1-x} между квантовыми точками (Рис. 2) приводит к появлению более узкого пика Si–Ge.

Образец с толщиной Ge 10 Å демонстрирует резкое увеличение интенсивности Рамановского рассеяния как в области Ge–Ge, так и в области Si–Ge. Предположительно, это связано с формированием протяженной области Si_xGe_{1-x} над слоем квантовых точек при толщине слоя Ge 10 Å, которое наблюдалось в работе [1]. Кроме того, при данной толщине Ge, квантовые точки также начинают срастаться своими основаниями, что приводит к увеличению толщины плоского слоя Ge.

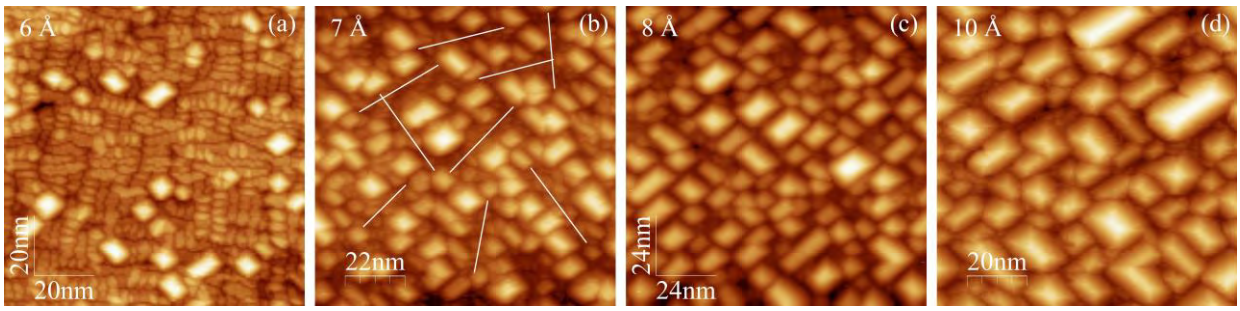


Рис. 2. Изображения СТМ квантовых точек Ge при различной толщине напыляемого Ge. Белыми линиями на рисунке (b) показаны области смачивающего слоя, не занятого квантовыми точками

Численное моделирование Рамановского рассеяния проводилось для модельных структур, представляющих собой плоские слои SiGe и ансамбли нанокластеров SiGe в матрице Si. Результаты моделирования приведены на Рис. 3.

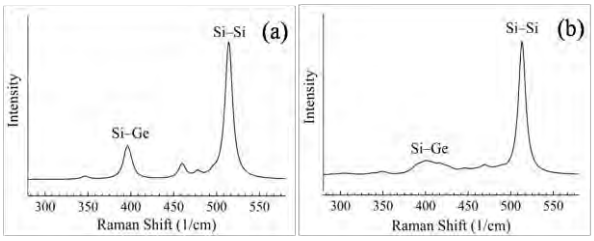


Рис. 3. Смоделированный спектр Рамановского рассеяния для структур Ge/Si с плоскими слоями SiGe (a) и ансамблем нанокластеров SiGe (b) в матрице Si

Результаты расчета подтверждают предположение о влиянии морфологии тонких слоев на спектр Рамановского рассеяния, при равном количестве материала.

Литература

1. M.S. Storozhevykh, L.V. Arapkina, S.M. Novikov, V.S. Volkov, O.V. Uvarov, V.A. Yuryev, *Semicond. Sci. Technol.,* 35, 045012 (2020).

2. P.C. Zalm, G.F. A. van de Walle, D.J. Gravesteijn, van A.A. Gorkum, Appl. Phys. Lett., 55, 2520 (1989).

Получение атомарно-чистых и структурно-упорядоченных поверхностей топологических изоляторов $A^{V}B^{VI}$

А.С. Тарасов[1*], В.А. Голяшов[1, 2], И.О. Ахундов[1], Д.В. Ищенко[1], А.С. Кожухов[1], К.А. Кох[3, 4] О.Е. Терещенко[1, 2]

1 ИФП СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

2 Новосибирский государственный университет, , ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090

3 ИГМ СО РАН, 630090, пр. Академика Коптюга, 3, Новосибирск, 630090

4 Кемеровский государственный университет, ул. Красная, 6, Кемерово, 650000

*tarasov1916@yandex.ru

В данной работе были получены атомарно-чистые и структурно-упорядоченные поверхности топологических изоляторов группы $A^{V}B^{VI}$ (Bi_2Te_3, Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3). Обнаружено, что обработка в безводном растворе HCl-iPA приводит к удалению собственных оксидов с поверхности соединений $A^{V}B^{VI}$ и обогащению поверхности элементами VI группы (Te и Se). В дополнении на поверхности Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 наблюдались хлориды V группы. Прогрев в сверхвысоком вакууме приводил к удалению избыточного Te и Se, а также хлоридов V группы. Показано, что атомная и электронная структура поверхностей, приготовленных с помощью химической обработки образцов, полученных сколом в вакууме, не отличались.

Введение

Бинарные соединения Bi_2Te_3, Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3 являются трехмерными (3D) топологическими изоляторами (ТИ), в которых наблюдаются спин-поляризованные поверхностные состояния с линейным законом дисперсии. Однако данные материалы обладают высокой объёмной проводимостью, что затрудняет изучение поверхностного транспорта. Для уменьшения проводимости используют тройные и четверные соединения $(Bi_{1-x}Sb_x)_{1-z}(Te_{1-y}Se_y)_z$ (BSTS), смешивание которых позволяет получить удельное сопротивление до $\rho = 12.6\ \Omega\cdot$см и уменьшить концентрацией носителей заряда до $2\cdot10^{15}$ см$^{-3}$ [1]. Одной из основных методик визуализации поверхностных состояний в ТИ является фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES). Однако для применения этого метода необходимо правильно приготовить поверхность, т.е. очистить её от собственных оксидов и углеродных загрязнений. Для образцов с ориентацией поверхности (0001) обычно используется методика скола в вакууме. Но для изучения поверхностей с другой ориентацией и тонких плёнок такая методика не подходит и нужно более технологичное решение. Для приготовления поверхности соединений $A^{III}B^{V}$, $A^{IV}B^{VI}$ и $A^{II}B^{VI}$ успешно используется методика обработки в безводном растворе хлороводорода в изопропиловом спирте (HCl-iPA) и последующего прогрева в вакууме. Таким образом, целью данной работы является проверка возможности применения данной методики для соединений $A^{V}B^{VI}$. Как первый шаг, нами были получены атомарно-чистые и структурно-упорядоченные поверхности бинарных соединений: Bi_2Te_3, Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3.

Эксперимент

Объёмные кристаллы Bi_2Te_3, Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3 были выращены с помощью метода Бриджмена [2]. Химическая обработка образцов производилась в несколько этапов: травление в безводном растворе HCl-iPA в течение 10 секунд и промывка в чистом изопропиловом спирте для удаления продуктов реакции. Образец, покрытый слоем изопропилового спирта, помещался в загрузочную камеру в течение минуты. Способ получения безводного раствора HCl-iPA подробно описан в работе [3].

Для фотоэмиссионных измерений использовалась установка SPECS GmbH, оборудованная анализатором энергии электронов ASTRAIOS 190 и детектором электронов 2D-CMOS. Для РФЭС-измерений использовалось монохроматизированное излучение Al Kα ($h\upsilon = 1486.7$ eV), спектры записывались под нормальным углом и общее разрешение составляло 0.6 эВ.

Для ARPES-измерений использовалось излучение линии He Iα с энергией 21.22 эВ.

Результаты и обсуждение

На исходной поверхности образцов наблюдался слой собственных оксидов. Обработка в растворе HCl-iPA удаляла оксидный слой и приводила к обогащению поверхности элементами VI группы (Te и Se). В дополнении на поверхности Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 наблюдались хлориды V группы. Прогрев Bi_2Se_3 в сверхвысоком вакууме при температуре 170 °C приводил к десорбции слоя элементного Se и формированию атомарно-чистой и структурно-упорядоченной нереконструированной поверхности Bi_2Se_3 (0001)-(1x1), а в спектрах ARPES наблюдался линейный закон E(k), соответствующий закону дисперсии поверхности Bi_2Se_3 (0001), полученной сколом в вакууме. Прогрев Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 в сверхвысоком вакууме при температуре 210 °C приводил к удалению избыточного слоя Te и хлоридов V группы, а также появлению атомарно-чистых и структурно-упорядоченных поверхностей Bi_2Te_3 (0001)-(1x1) и Sb_2Te_3 (0001)-(1x1). ARPES-спектры, полученных таким способом образцов, были идентичны ARPES-спектрам образцов, поверхность которых была приготовлена с помощью скола в вакууме. Таким образом, разработана универсальная методика подготовки поверхности бинарных соединений A^VB^{VI}, которая применима для образцов любой толщины и поверхностной ориентации.

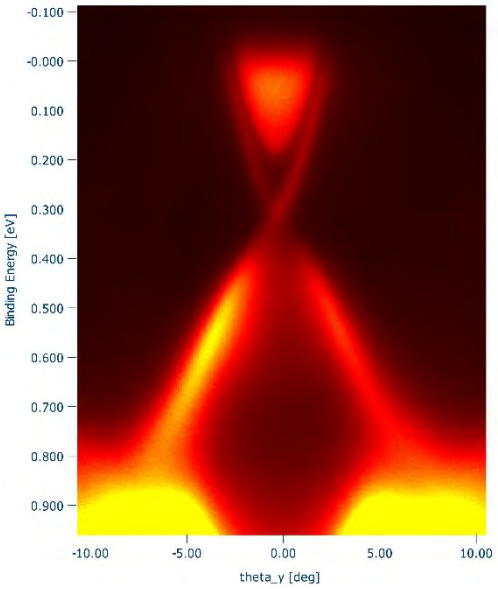


Рис. 1. Спектр ARPES образца Bi_2Se_3 после обработки в растворе HCl-iPA и прогрева при температуре 170 °C. hv = 21,22 эВ, T = 300 K, в направлении Г–K

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Немецкого научно-исследовательского сообщества в рамках научного проекта № 21-52-12024.

Литература

1. Z. Ren et.al // Phys. Rev. B., V. 84, p. 165311 (2011).
2. O.E. Tereshchenko et.al // JETP Lett., V. 94, p.465 (2011).
3. O.E. Tereshchenko et.al // J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film, V. 17, p.2655 (1999).

Анализ нелинейных искажений DpHEMT структур на основе соединения GaAs/InGaAs с двусторонним дельта-легированием

Е.А. Тарасова[1,*], С.В. Хазанова[1], О.Л. Голиков[1], А.С. Пузанов[1], С.В. Оболенский[1], Н.Е. Кодочигов[1], В.Е. Земляков[2]

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, 603600, Нижний Новгород.

2 Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники», Москва, Зеленоград.

* tarasova@rf.unn.ru

Работа посвящена особенностям моделирования электрофизических параметров DpHEMT структур на основе соединения AlGaAs/InGaAs/GaAs с помощью самосогласованного решения уравнения Шредингера и Пуассона. Описана методика экспериментального определения подвижности носителей заряда в слое двумерного электронного газа исследуемого DpHEMT. Предложен метод расчета интермодуляционных искажений.

Введение

В настоящее время широко используются полевые транзисторы с каналом из слоя узкозонного полупроводника, формирующего квантовую яму, в которой образуется двумерный электронный газ (HEMT) [1]. Широко применяются структуры на основе соединений AlGaAs/InGaAs/GaAs. Для улучшения выходных параметров транзисторов подобного типа обычно используется δ-легирование со стороны затвора транзистора. В работе [2] было показано, что добавление второго легирующего δ-слоя в перспективных HEMT на основе GaAs со стороны подложки приводит к повышению линейности передаточной вольтамперной характеристики (ВАХ) и снижению уровня интермодуляционных искажений [2]. В работе [2] анализировалась зависимость нелинейности передаточной ВАХ транзистора от распределения электронов в канале транзистора, однако учет подвижности проводился по стандартной аналитической зависимости, что обусловило погрешность результатов расчета интермодуляционных искажений по стандартной методике [3]. В данной работе предлагается проводить расчет передаточных ВАХ с учетом экспериментально полученных данных о подвижности носителей заряда в исследуемом DpHEMT, а расчет интермодуляционных искажений с помощью более общего метода [4].

Объект исследования

В работе проводится расчет параметров многосекционного DpHEMT на основе GaAs/$In_{0.17}Ga_{0.83}As$ с двумя δ-слоями с концентрацией примеси $2.4\cdot10^{12}$ см$^{-2}$ и $0.7\cdot10^{12}$ см$^{-2}$. Состав слоев приведен в таблице 1.

Таблица 1. Состав исследуемой структуры DpHEMTДлина канала Lg = 0.15 мкм, толщина канала W = 2 мкм, H – толщина слоя, Nd – концентрация легирующей примеси

	H, нм	N_d, м$^{-3}$
Слой, легированный кремнием	13	$5\cdot10^{22}$
Спейсерный слой GaAs	0.4	-
δ-слой GaAs	3	$2.4\cdot10^{25}$
Спейсерный слой GaAs	0.4	-
Спейсерный слой Al0.23Ga0.77As	2	-
Спейсерный слой GaAs	15	-
Канальный слой $In_{0.23}Ga_{0.77}As$	12	-
Спейсерный слой GaAs	3	-
Спейсерный слой $Al_{0.23}Ga_{0.77}As$	2	-
Спейсерный слой GaAs	0.4	-
δ-слой GaAs	3	$0.7\cdot10^{25}$
Спейсерный слой GaAs	0.4	-
Спейсерный слой $Al_{0.23}Ga_{0.77}As$	100	-
Буферная гетероструктура GaAs	440	-
Подложка	1000	-

Результаты расчетов

Численный расчёт проводится путем решения стационарного одномерного одноэлектронного уравнения Шрёдингера, согласованного с уравнением Пуассона. Данная численная схема позволяет находить профили потенциала и уровни размерного квантования, используя как однородную, так и неоднородную координатную сетки. При этом можно плавно менять приложенное напряжение, концентрацию легирующей примеси и ряд других технологических параметров. В работе было получено се-

мейство зонных диаграмм и концентраций носителей заряда для различных значений электрического поля и легирующей примеси в исследуемой структуре (рисунок 1).

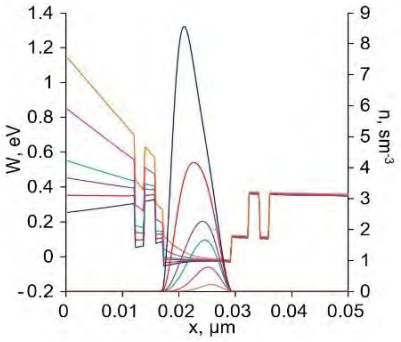


Рис. 1 Результаты расчетов зонной диаграммы и профиля распределения электронов исследуемой структуры для приложенных напряжений U=0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.6, 0.9 В

Эксперимент

Для расчета ВАХ и дальнейшего анализа интермодуляционных искажений подвижность носителей заряда определялась экспериментально. На первом этапе из вольт-фарадных характеристик определялась концентрация носителей заряда согласно методике, описанной в работе [3]. На втором этапе измерялось сопротивление канала в диодном включении «сток-исток» при нулевом напряжении на затворе HEMT. В дальнейшем подвижность носителей заряда оценивалась как: $\mu = l/e \cdot n \cdot R \cdot S$, где l – длина канала, e – заряд электрона, n – концентрация носителей заряда в канале, R – сопротивление канала, S – площадь поперечного сечения канала. В результате расчетов было получено значение подвижности носителей заряда в двумерном электронном газе 9300 см^2/В·с.

Методика расчета интермодуляционных искажений

Для безинерционного усилителя связь между входом $u_{in}(t)$ и выходом $u_{out}(t)$ описывается в виде некоторой нечетной функции $u_{out}(t) = g(u_{in}(t))$, которая для анализа интермодуляционных искажений 3-го порядка обычно представляется в виде полиномиального разложения

$$u_{out}(t) \approx \alpha_1 u_{in}(t) + \alpha_2 u_{in}^2(t) + \alpha_3 u_{in}^3(t). \qquad (1)$$

В этом случае амплитуда выходного сигнала на основной частоте сравняется с амплитудой выходных продуктов интермодуляции 3-го порядка при амплитуде входного сигнала, равного [4]

$$A_{IIP3} = \sqrt{\frac{4}{3}\left|\frac{\alpha_1}{\alpha_3}\right|}. \qquad (2)$$

В работе [5] предложен более общий подход к анализу интермодуляционных искажений через двойной ряд Фурье. Пусть $A_s\cos\theta_s$ – полезный сигнал, $A_i\cos\theta_i$ – помеха, где $\theta_s = \omega_s t+\varphi_s$ и $\theta_i = \omega_i t+\varphi_i$ – их полные фазы. Тогда $u_{out}(t) = g(A_s\cos\theta_s + A_i\cos\theta_i)$ и

$$u_{out} = \sum_{k,l=0}^{\infty} g_{kl}\, cos(k\theta_s)\, cos(l\theta_i), \qquad (3)$$

где g_{kl} – коэффициенты разложения, определяемые формулой

$$g_{kl} = \frac{\lambda_{kl}}{\pi^2}\int_{-\pi}^{+\pi}\int_{-\pi}^{+\pi} g(A_s, A_i)\, cos(k\theta_s)\, cos(l\theta_i)\, d\theta_s d\theta_i, \qquad (4)$$

$\lambda_{00} = 1/4$, $\lambda_{k0} = \lambda_{0l} = 1/2$, в остальных случаях $\lambda_{kl} = 1$.

Амплитуде полезного сигнала на выходе усилителя соответствует коэффициент g_{10}, а амплитуды интермодуляционных компонент 3-го порядка равны $g_{kl}/2$ при $k + l = 3$. Таким образом, A_{IIP3} находится из решения уравнения $2g_{10}(A_{IIP3}, A_{IIP3}) = g_{03}(A_{IIP3}, A_{IIP3}) + g_{12}(A_{IIP3}, A_{IIP3}) + g_{21}(A_{IIP3}, A_{IIP3}) + g_{30}(A_{IIP3}, A_{IIP3})$.

Работа профинансирована Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (FSWR-2021-011).

Литература

1. Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. - Вильнюс: Мокслас, 1989. – 264 с.

2. Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Хазанова С.В., Григорьева Н.Н., Голиков О.Л., Иванов А.Б., Пузанов А.С. // Физика и техника полупроводников. Т. 54. № 9. 2020. С. 968-973.

3. Тарасова Е.А., Оболенская Е.С., Хананова А.В., Оболенский С.В., Земляков В.Е., Егоркин В.И., Неженцев А.В., Сахаров А.В., Цацульников А.Ф., Лундин В.В., Заварин Е.Е., Медведев Г.В. // Физика и техника полупроводников. Т. 50. № 12. 2016. С. 1599–1604.

4. B. Razavi. RF Microelectronics (Hamilton Printing Company in Castleton, N.Y., 2012).

5. Д.Н. Ивлев, В.А. Калинин // Известия вузов. Радиофизика, Т. 53, № 9-10, С. 658 (2010).

Фотоэмиссионная спектроскопия с угловым и спиновым разрешением в изучении квантовых материалов: возможности новой установки в ИФП СО РАН и ARPES станции на синхротронном источнике СКИФ

О.Е. Терещенко[1, 2, *], В.А. Голяшов[1, 2], А.Д. Николенко[2], А.В. Бухтияров[2], Я.В. Зубавичус[2]

1 ИФП СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 ЦКП «СКИФ», ИК СО РАН, пр. Никольский, 1, Кольцово, 630559.

*teresh@isp.nsc.ru

В работе обсуждаются перспективы развития метода фотоэмиссионной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением в России, экспериментальные возможности современных фотоэлектронных спектрометров и планы строительства станции 1-6-2 «Фотоэлектронная спектроскопия с угловым и спиновым разрешением» синхротрона «СКИФ».

Введение

Развитие метода фотоэлектронной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением (ФЭСУР, ARPES) открыло путь прямого измерения электронной структуры поверхностей твердых тел и сыграло огромную роль в открытии и понимании новых квантовых материалов, свойства которых определяются коллективными эффектами, либо их симметрией и нетривиальной топологией [1]. На данный момент ФЭСУР успешно применяется для изучения электронной структуры таких систем, как купратные и железосодержащие высокотемпературные сверхпроводники, графен и графеноподобные материалы, дихалькогениды переходных металлов и топологические квантовые материалы, атомно-чистые поверхности с адсорбатами и т.д. При этом можно отметить, что исторически развитие метода ФЭСУР шло согласно решаемым с его помощью задачам. В частности, высокоразрешающие электронные спектрометры были созданы в ответ на потребность изучения субмиливольтных энергетических псевдощелей в сверхпроводниках. С открытием топологических изоляторов и возникновением интереса с дихалькогенидам переходных металлов стали активно развиваться методы детектирования спина электронов в ФЭСУР. Дальнейшее развитие метода ФЭСУР можно непосредственно связать с развитием синхротронных источников излучения для получения ранее недоступного пространственного и временного разрешения, позволяющих изучать системы, которые раньше считались неподходящими для этого метода из-за неоднородностей, либо невозможности получения упорядоченной поверхности достаточной для изучения площади.

В отличие от развитых стран (и не только), в России метод ФЭСУР практически не развивался и представлен только несколькими работающими лабораторными установками в Санкт-Петербурге (СПбГУ) и Владивостоке (ИАПУ ДВО РАН).

ARPES в ИФП СО РАН

В 2021 году новейшая установка фотоэмиссионной спектроскопии (РФЭС и ФЭСУР) была запущена в ИФП СО РАН (Новосибирск). Установка произведена компанией Specs (Германия) и оснащена полусферическим анализатором энергий электронов Astraios 190 [2] с октупольным электростатическим дефлектором электронов, позволяющим детектировать распределения фотоэлектронов по углам в конусе ±30° и кинетическим энергиям в диапазоне от 0.5 до 200 эВ, без вращения образца, с предельными угловым и энергетическим разрешением 0.2° и 1.5 мэВ соответственно.

На рисунке 1 показаны примеры измеренных фотоэмиссионных спектров и карт поверхностей Ферми для поверхности различных систем: атомно-чистой поверхности Si (111) с поверхностной реконструкцией (7×7), эпитаксиального графена на поверхности SiC и поверхности скола (0001) трехмерного топологического изолятора Bi_2Se_3

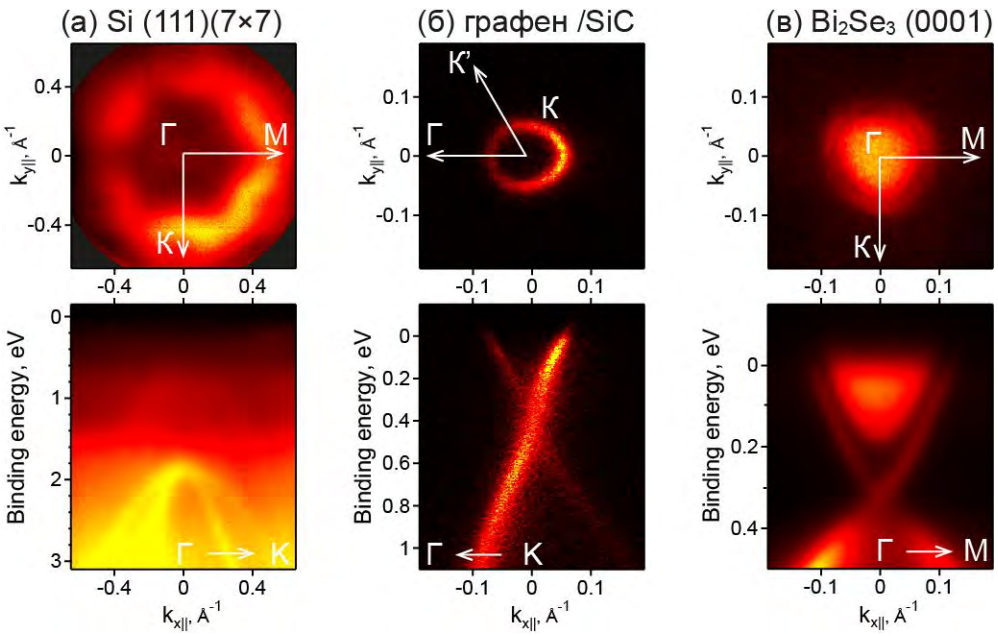


Рис. 1. Карты поверхностей Ферми и дисперсии зон, измеренные методом ФЭСУР на (а) поверхности Si(111) с реконструкцией (7x7) – видны объемные состояния легких и тяжелых дырок и дисперсия поверхностные состояний в объемной запрещенной щели (*hv* = 21.2 эВ, 300К), (б) эпитаксиального графена на 6H-SiC с реконструкцией (6√3×6√3) в К-точке (*hv* = 40,81 эВ, 300К), (в) поверхности скола (0001) трехмерного топологического изолятора Bi_2Se_3 (*hv* = 21.2 эВ, 300К)

Станция 1-6-2 «Фотоэлектронная спектроскопия с угловым и спиновым разрешением» СКИФ

Несмотря на высокое энергетическое и угловое разрешение современных лабораторных ФЭСУР систем, все возможности данной методики полностью раскрываются только при использовании источников излучения на базе синхротронов, позволяющих варьировать энергию возбуждающего фотоэмиссию излучения в диапазоне от мягкого УФ (10 эВ) до мягкого рентгеновского (1 кэВ) с высокой степенью монохроматичности и высокой интенсивности. При этом источники синхротронного излучения (СИ) поколений 4 и 4+ со сверхнизким эмиттансом, позволяют помимо увеличения интенсивности легко получать малый диаметр пятна излучения на образце.

Опыт использования установки ФЭСУР в ИФП СО РАН планируется перенести на станцию 1-6-2 «Фотоэлектронная спектроскопия с угловым и спиновым разрешением» ЦКП «СКИФ» ИК СО РАН – первого в России и мире и источника СИ поколения 4+, запуск которого в эксплуатацию, включая экспериментальные станции первой очереди, намечен на конец 2024 года.

На данный момент идет проектирование ключевых элементов станции для обеспечения следующих параметров и возможностей:

1) Диапазон энергий возбуждающего фотоэмиссию излучения – от 10 до 1500 эВ, с возможностью произвольного выбора поляризации и потоком фотонов не менее 10^{11} фот./с;
2) Размер пятна излучения на образце менее 10×10 мкм, с потенциальной возможностью фокусировки в область 1×1 мкм;
3) Анализатор энергий электронов с дефлектором, обеспечивающий предельное энергетическое и угловое разрешение системы менее 1 мэВ и 0.1°;
4) Температура образца в процессе фотоэмиссионных измерений от 4 до 400 К.
5) Трехмерный детектор спина фотоэлектронов на основе высокоэффективных классических детекторов Мотта.

Литература

1. J.A. Sobota *et al.* // Reviews of Modern Physics, 93, 025006 (2021).
2. https://www.specs-group.com/nc/specs/products/detail/astraios-190-2d-cmos/

Влияние имплантации ионов Si^+ на структуру и свойства бета-Ga_2O_3

Д.И. Тетельбаум[1,*], А.А. Никольская[1], Д.С. Королев[1], А.Н. Михайлов[1], А.И. Белов[1], А.В. Кудрин[1], А.В. Нежданов[1], В.Н. Трушин[1], Е.А. Питиримова[1], Д.А. Павлов[1], Д.Е. Николичев[1], Р. Н. Крюков[1], M. Kumar[2], R. Giulian[3]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Indian Institute of Technology Jodhpur, NH-65 Nagaur Road Karwad, Jodhpur, 342037, India.

3 Institute of Physics—Federal University of Rio Grande do Sul, Avenida Bento Gonçalves, 9500, Porto Alegre, 91501-970, Brazil.

*tetelbaum@phys.unn.ru

Оксид галлия привлекает внимание специалистов в связи с уникальными свойствами, которые делают его «материалом номер один» для таких областей электронной техники и фотоники, как силовая электроника, детекторы газов и жесткого ультрафиолетового излучения и др. Так как одной из ключевых технологий для «традиционных» полупроводников является ионная имплантация, в работе с использованием различных методов исследованы процессы ионного разупорядочения и восстановления структурного совершенства, а также электрические свойства облученных слоев β-Ga_2O_3 при имплантации ионов Si^+. Установлена зависимость структурного совершенства от ориентации поверхности образцов. Обнаружено явление формирования слоя p-типа. Результаты демонстрируют, что электрические свойства имплантированных слоев β-Ga_2O_3 определяются конкурирующим влиянием радиационных дефектов и активацией внедренной примеси. Требуются более детальные исследования особенностей процесса ионного легирования данного полупроводника.

Введение

В последние годы большое внимание физиков и технологов в области микроэлектроники привлечено к широкозонному оксидному полупроводнику Ga_2O_3. Данный полупроводник перспективен для силовой электроники (полевые транзисторы, барьеры Шоттки), изготовления детекторов ультрафиолетового излучения («солнечно-слепые» фотодетекторы), высокотемпературных газовых детекторов, приборов, способных функционировать в жестких условиях (в космосе или зоне излучения ядерных реакторов) [1]. Одним из недостатков Ga_2O_3 является проблематичность создания материала с дырочной проводимостью.

В настоящее время, лишь единичные работы посвящены исследованию физических основ ионной имплантации Ga_2O_3 [2]. Между тем, широкое использование этого метода невозможно без всестороннего изучения влияния различных факторов на свойства ионно-облученных слоев.

В настоящей работе исследованы структурные, оптические и электрические свойства β-модификации Ga_2O_3, подвергнутой имплантации ионов кремния.

Методика эксперимента

В качестве исходных образцов использовались образцы β-Ga_2O_3 (Tamura corp.) с двумя ориентациями поверхности – (-201) и (010) легированные Fe (полуизолирующие). Имплантация ионов Si^+ проводилась с энергией 100 кэВ в интервале доз $1\cdot10^{14}$-$1\cdot10^{16}$ $см^{-2}$. Далее проводился последовательный постимплантационный отжиг от 600 до 950 °C (по 30 мин) в потоке N_2. Структурные особенности ионно-модифицированных слоев исследовались методами рентгеновской дифракции (РД), электронографии на отражение (ЭГО) и рентгеновской фотоэлектронной дифракции (РФД). Оптические свойства изучались методами оптического пропускания (ОП), отражения света (ОС) и рамановского рассеяния (РР). Электрические свойства были исследованы путем измерения проводимости и эффекта Холла, а также вольт-амперных характеристик (ВАХ) и их температурных зависимостей.

Результаты и обсуждение

Испытана пригодность различных неразрушающих методов, использующих рентгеновское и оптическое излучение для анализа структурного совершенства ионно-легированных слоев Ga_2O_3, с учетом того, что пробег ионов существенно меньше глубины проникновения рентгеновского и оптического излучений. Метод РР не дал возможности судить о разупорядоченности структуры из изменения амплитуды или ширины пиков, но продемонстрировал рост непрерывного фона при увеличении дозы. Метод РД показал, что в отсутствие отжига

степень радиационного повреждения при облучении Si^+ существенно зависит от ориентации поверхности образцов: для ориентации (-201) степень разупорядочения меньше, чем для (010). В первом случае облученный слой испытывает сжатие, а во втором – растяжение в направлении, параллельном поверхности. Методом ЭГО установлено, что приповерхностный слой (с толщиной порядка нескольких нм) менее нарушен по сравнению с более глубокими слоями (это обусловлено колоколообразным распределением дефектов при ионном облучении). После отжига при 600 °С имеет место существенное (хотя и неполное) восстановление структурного совершенства. С ростом дозы степень структурного разупорядочения закономерно возрастает, что установлено методами РД, ЭГО, РФД, а также РР, ОП и ОС.

Методом ОП (в диапазоне λ = 185-1800 нм) установлено влияние дозы и постимплантационного отжига на эффективную ширину запрещенной зоны. Обнаружен «эффект просветления» (при λ больше некоторого значения), связанный, по-видимому, с изменением оптических свойств границы раздела полупроводник-воздух. Метод ОС проявил чувствительность к изменению оптических свойств облученного слоя при имплантации и постимплантационном отжиге.

Исследования имплантированных образцов методом эффекта Холла и ВАХ показали, что при промежуточных температурах отжига, электрофизические свойства имплантированных слоев определяются конкуренцией между процессами отжига дефектов и активацией Si. Это приводит к немонотонной зависимости электрофизических свойств от дозы при одной и той же температуре отжига.

Примечательным результатом является обнаружение для образца (-201) ранее неизвестного факта – получения слоя р-типа при дозе ионов кремния $4 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$ и температуре отжига 600 °С. Значения холловских параметров (слоевой концентрации p_s и средней подвижности носителей μ) были следующими: $p_s \approx 2.5 \cdot 10^8$ см$^{-2}$, $\mu \approx 2$ см^2/В·с. По температурной зависимости ВАХ найдены энергии активации E_a проводимости: E_a = 0.18 эВ при низких ($T \leq 200$ К) и E_a = 0.52 эВ при более высоких (T = 200-500 К) температурах образца. Этот результат интерпретируется, как существование прыжковой проводимости (по локализованным в «хвосте» валентной зоны состояниям) и транспорта дырок по нелокализованным состояниям при низких и высоких T, соответственно. Проводимость р-типа сохранялась на протяжении, по крайней мере, 7 суток после отжига, но перешла в n-тип при более длительной выдержке образца. Это явление, однако, нуждается в проверке и более тщательном изучении.

Итак, проведенные исследования выявили некоторые важные для технологии особенности, обусловленные как неравновесностью процессов при ионной имплантации, так и специфическими свойствами данного широкозонного и анизотропного полупроводника. В частности, продемонстрировано сильное влияние ориентации поверхности на наблюдаемой закономерности. Найден режим облучения ионами кремния и последующего отжига, приводящий к формированию слоя р-типа проводимости. Установлено, что закономерности ионного легирования данного материала существенно отличаются от закономерностей для таких «традиционных» полупроводников, как кремний или А3В5. Это требует проведения более детальных исследований с учетом выявленных в данной работе особенностей.

Исследование поддержано в рамках гранта БРИКС РФФИ (19-57-80011), Department of Science and Technology (DST/IMRCD/BRICS/Pilot Call 3/ Ga2O3 /2019) and Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq – Brazil). Никольская А.А. признательна за поддержку в рамках Стипендии Президента РФ (СП-1894.2021.5).

Литература

1. S. J. Pearton, J. Yang, P.H. Cary *et al.* // Appl. Phys. Rev, V. 5, 011301 (2018).

2. A. Nikolskaya, E. Okulich, D. Korolev *et al.* // Journal of Vacuum Science & Technology A, V. 39, 030802 (2021).

Красная граница фотопроводимости в структуре с множественными квантовыми ямами GeSiSn/Si

В.А. Тимофеев[1, *], А.А. Блошкин[1], В.И. Машанов[1], И.В. Скворцов[1], А.И. Никифоров[1], В.В. Кириенко[1], И.Д. Лошкарев[1], Д.Д. Фирсов[2], О.С. Комков[2]

1 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», ул. профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376.

*Vyacheslav.t@isp.nsc.ru

На основе измерений фототока диодных структур с множественными квантовыми ямами $Si_{0.7-y}Ge_{0.3}Sn_y$/Si в активной области была экспериментально определена красная граница межзонной фотопроводимости в зависимости от содержания олова в квантовых ямах. В диапазоне составов олова от 3.5 до 9% наблюдается линейная зависимость энергии красной границы фотопроводимости от состава. С увеличением содержания Sn до 15% зависимость пороговой энергии фотопроводимости от состава отклоняется от линейного закона. Обнаружено, что в структурах $Si_{0.7-y}Ge_{0.3}Sn_y$/Si с псевдоморфными слоями $Si_{0.7-y}Ge_{0.3}Sn_y$ с содержанием Sn 15% наблюдается межзонная фотопроводимость вплоть до длины волны 2 мкм.

Введение

Добавление Sn в матрицу Ge(Si) позволяет проводить зонный инжиниринг исходного материала. Экспериментально показано, что на основе материала GeSn перекрываются все спектральные диапазоны окон прозрачности, утвержденные Международным союзом телекоммуникаций [1]. Изменяя состав и напряженное состояние GeSn, можно регулировать рабочую длину волны в диапазоне от 1.55 мкм вплоть до 5 мкм [2]. Разработка фотонных устройств на основе материалов GeSiSn, совместимых с кремниевой технологией в инфракрасном диапазоне вблизи 2 мкм и выше, открывает возможности применений этих приборов в таких областях как сенсорика (газовые и биологические сенсоры), биомедицинская диагностика и мониторинг окружающей среды, а также астрофизика. В работе [3], исследовательской лаборатории ВВС США, материал GeSiSn рассматривается, как стратегический материал для создания экономичных, совместимых с кремниевой технологией фотоприемников среднего, а также дальнего инфракрасного диапазонов. Помимо одиночных толстых слоев GeSn, разработаны структуры, содержащие двойные гетеропереходы и множественные квантовые ямы.

В данной работе представлены исследования фотопроводимости диодов с p-i-n структурой, включающей множественные квантовые ямы SiGeSn/Si с различным содержанием олова от 0 до 15%.

Эксперимент

Все образцы выращивались на подложках p^+-Si. На поверхности Si выращивался буферный слой толщиной 200 нм. После роста буферного слоя на поверхности формировалась активная область, состоящая из 10 квантовых ям $Si_{0.7-y}Ge_{0.3}Sn_y$ толщиной 2 нм, разделенных слоями кремния толщиной 7 нм. Содержание олова y в образцах менялось от 0 до 15%. После роста активной области выращивался верхний слой нелегированного кремния и завершающий слой n^+-Si, необходимый для формирования диода. Контроль изменения морфологии и поверхностной структуры проводился в процессе роста с помощью дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Методом рентгеновской дифрактометрии были исследованы состав и качество эпитаксиальных структур. Детекторы были изготовлены с помощью оптической литографии, плазменного травления и осаждения металлов в вакууме. Измерение спектров фотопроводимости выполнялось с помощью инфракрасного Фурье-спектрометра Vertex-70 компании Bruker. Для регистрации фототока использовался низкошумящий предусилитель SR570 от компании Stanford Research system. В качестве источника освещения использовалась галогеновая лампа.

Результаты и обсуждение

Была получена серия образцов, включающих множественные квантовые ямы $Si_{0.7-y}Ge_{0.3}Sn_y$/Si, а также сильнолегированные области p- и n-типа прово-

димости. Одной из проблем получения атомарно-гладкой поверхности n^+-Si с использованием сурьмы в качестве легирующей примеси является низкая температура роста 375-400 °C. Повысить качество поверхности удалось в структурах с содержанием олова больше 13% вследствие сегрегации Sn, которое действует в качестве сурфактанта, ускоряющего поверхностную диффузию кремния. Перед тем как монтировать изготовленные детекторы в криостат для проведения фотоэлектрических измерений проводился контроль ВАХ приборов при комнатной температуре. Результаты измерений приведены на рисунке 1. Все приборы имели диодные ВАХ.

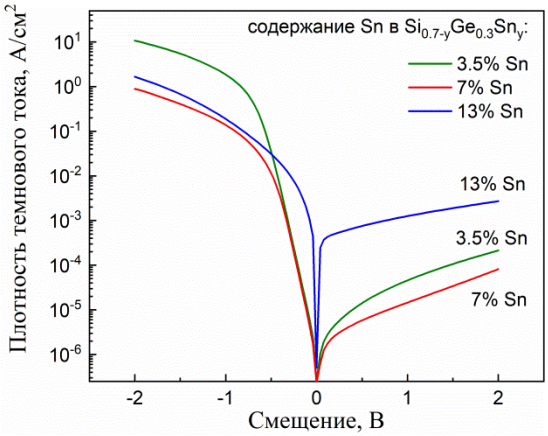


Рис. 1. Темновые вольт-амперные характеристики фотодиодов, измеренные при T=300 K

На рисунке 2 представлены нормализованные зависимости фототока для образцов. Для всех образцов наблюдается большой пик фотопроводимости с энергией 1.4-1.5 эВ, связанный с межзонными переходами в кремнии. При уменьшении энергии фотона ниже 1.17 эВ (ширина запрещенной зоны в кремнии) наблюдается постепенно уменьшающийся хвост фототока. Энергия оптического перехода изменяется практически линейно при увеличении содержания олова от 3.5 до 9%, а вот для образца, содержащего 12.5% энергия перехода отклоняется от линейного закона. Из красной границы фотоэффекта можно определить величину разрыва зон на гетерогранице Si/SiGeSn. Для этих целей было проведено математическое моделирование энергии локализации дырки в квантовой яме SiGeSn/Si с учетом деформаций в слое SiGeSn, возникающих из-за рассогласования параметров решетки слоя твердого раствора и кремния. Моделирование положения зон и спектра дырок в гетероструктурах SiGeSn выполнялось в рамках 6-ти зонной kp-модели. Была рассчитана зонная диаграмма структуры с множественными квантовыми ямами и определены возможные оптические переходы. Наиболее вероятные оптические переходы идут между подзоной тяжелых дырок в слое $Si_{0.7-y}Ge_{0.3}Sn_y$ и X-долиной в кремнии. Кроме того, были построены зависимости энергии оптического перехода между основным состоянием дырки в квантовых ямах и зоной проводимости кремния от величины разрыва валентных зон в гетероструктуре $Si_{0.7-y}Ge_{0.3}Sn_y$/Si и от величины деформационного потенциала валентной зоны олова для различных составов твердого раствора.

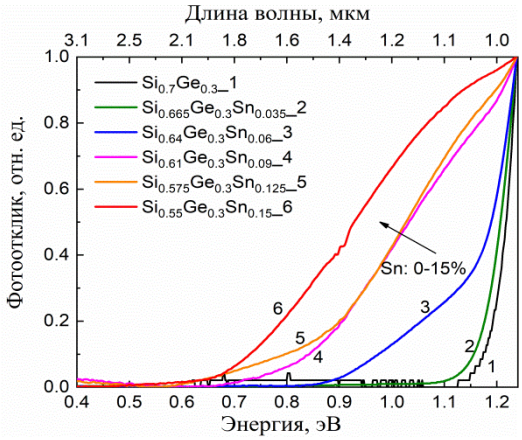


Рис. 2. Зависимость фотоотклика от длины волны при различном содержании олова в фотовольтаическом режиме

Заключение

Впервые исследована фотопроводимость структур с множественными квантовыми ямами $Si_{0.7-y}Ge_{0.3}Sn_y$/Si в широком диапазоне содержания олова. Показано, что красная граница фотопроводимости для структур с содержанием олова 15% около 2 мкм.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 20-79-10092).

Литература

1. S. Su, B. Cheng, C. Xue *et al.* // Optics Express, V. 19, 6400 (2011).
2. H. Tran, T. Pham, J. Margetis *et al.* // ACS Photonics, V. 6, 2807 (2019).
3. C.J. Reyner, G. Ariyawansa, B. Claflin *et al.* // Applied Optics, V. 60, G162 (2021).

Распределение концентрации носителей заряда в эпитаксиальных слоях Ge и GeSn, выращенных на n^+-Si(001) подложках

А.М. Титова*, С.А. Денисов, В.Ю. Чалков, Н.А. Алябина, В.Г. Шенгуров

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*asya_titova95@mail.ru

Установлено, что при осаждении слоев Ge или GeSn путём разложения GeH_4 на горячей проволоке (англ. Hot Wire Chemical Vapor Deposition, HW CVD) на сильнолегированой донорной примесью подложки происходит их in situ легирование и слои становятся n-типа проводимости.

Введение

Эпитаксиальные слои (ЭС) Ge и $Ge_{1-x}Sn_x$, выращенные на кремниевой подложке, широко исследуются для использования в приборах и устройствах микро- и оптоэлектронике. Для этого необходимо выращивать их с высоким структурным совершенством и легированными до разной степени (10^{16}-10^{20} $см^{-3}$). Необходимо также проводить оценки слоев по концентрации носителей заряда, поскольку они как раз и наиболее важны для использования гетероструктур (ГС) в приборах, характеризуют положение и "резкость" переходов.

В фотодетекторах ИК-диапазона и солнечных элементах используются *p-i-n*-структуры со слоями Ge или GeSn, выращенных на сильнолегированной кремниевой подложке, в частности, n^+-типа. При этом важно управлять концентрацией носителей и типом проводимости в прилегающем к подложке эпитаксиальном слое.

В данной работе исследуется распределение концентрацией носителей заряда в таких гетероэпитаксиальных структурах, выращенных одним из перспективных низкотемературным методом газофазного осаждения с разложением моногермана на «горячей проволоке» (HW CVD).

Методика эксперимента

Рост ГС со слоями Ge или GeSn проводился на подложках Si(001), вырезанных из монокристаллов марки КЭС-0,01 или КЭМ-0,003, на установке, описанной в [1]. После предэпитаксиального термического отжига их в установке при температуре Ts = 1000 ÷ 1200 °C в течение 10 минут их температуру снижали до 450 ÷ 600 °C и растили буферный слой сублимацией кремниевых источников, вырезанных из Si такой же марки, как подложки. Затем температуру подложки снижали до 300 °C при росте слоев Ge или до 200 °C при росте слоев GeSn, напускали моногерман (GeH_4) до давления $(4 \div 6)\cdot10^{-4}$ Торр, нагревали Ta-полоску до 1400 °C и растили слои.

В некоторых случаях слои Ge или GeSn легировали атомами Ga [2] путем испарения их из сублимирующего при ~ 920 °C источника, вырезанного из слитка монокристаллического Ge марки ГДГ-0,001.

Путем металлизации и фотолитографии формировали барьер Шоттки типа Ta-Pd-Au на поверхности слоев. Измерение профиля концентрации носителей заряда проводили вольт-емкостным методом.

Результаты и обсуждение

Измеренные значения концентрации носителей заряда приведены в таблице 1. В первой серии опытов при росте чистых (нелегированных) слоев Ge на n^+-Si(001) видно, что как в случае использования подложки и роста буферного слоя одинаковой марки кремния (КЭМ-0,003 и КЭС-0,01), так и при разных марках (опыт 11-933) выращенные слои были n-типа и имели близкую концентрацию носителей (в среднем $(4 \div 5)\cdot10^{16}$ $см^{-3}$).

Во второй серии опытов при росте легированных слоев Ge:Ga на n^+-Si(001) слои были также n-типа проводимости, но концентрация носителей заряда была выше (в среднем $(3 \div 4)\cdot10^{17}$ $см^{-3}$).

В третьей серии опытов при росте слоев GeSn на n^+-Si(001) подложках слои были также n-типа проводимости с концентрацией носителей заряда $\sim 2\cdot10^{17} \div 1\cdot10^{18}$ $см^{-3}$.

Таблица 1. Концентрации носителей заряда (N)

1-я серия опытов: слои Ge на n^+-Si(001)

№	10-951	11-637	10-996	11-933
Подложка	КЭМ-0,003	КЭМ-0,003	КЭС-0,01	КЭМ-0,003
Буф. слой	- // -	- // -	- // -	КЭС-0,01
N, 10^{16} **см**$^{-3}$	4	6	5 ÷ 9	3
d, мкм			0,5	0,5

2-я серия опытов: слои Ge:Ga на n^+-Si(001)

№	10-846	10-849	11-932
Подложка	КЭС-0,01	КЭМ-0,003	КЭМ-0,003
Буф. слой	КЭМ-0,002	КЭМ-0,002	КЭС-0,01
N, 10^{17} **см**$^{-3}$	3	3	8
d, мкм	0,6	0,8	0,55

3-я серия опытов: слои $Ge_{1-x}Sn_x$ с на n^+-Si(001)

№	11-932	11-897	11-840	11-888
Подложка	КЭМ-0,003	КЭМ-0,003	КЭС-0,01	КЭМ-0,003
Буф. слой	КЭС-0,01	КЭМ-0,005	КЭМ-0,005	отжиг
N, 10^{17} **см**$^{-3}$	8	2	10	60
d, мкм	0,5	0,5	0,7	0,65

Отметим также, что слои Ge или GeSn, выращенные на высокоомных подложках p-типа проводимости были p-типа. Как те, так и другие имели концентрацию дырок $(5 \div 10)\cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ в слоях Ge и $\sim 5\cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ в слоях $Ge_{1-x}Sn_x$ с x = (2 ÷ 4)%. Акцепторные уровни дают вакансии, которые образуются в слое Ge или GeSn за счет несоответствия параметров решеток этих слоев с Si-подложкой.

На рис.1 и 2 приведены профили распределения концентрации носителей заряда (электронов) в гетеослоях Ge и GeSn, выращенных на подложках из Si(001) марки КЭМ-0,003. Видно, что концентрация электронов достаточно однородно распределена по глубине слоев и возрастает вблизи границы с буферными слоями.

Отметим, также, что проведение отжига выращенных слоев позволяет увеличить концентрацию электронов в них. Так в опыте 11-888 отжиг слоя GeSn при 750 °C в течение 10 минут увеличил концентрацию до $8\cdot 10^{18}$ см$^{-3}$.

Для объяснения получения слоев Ge или GeSn n-типа проводимости при росте их на сильнолегированной донорной примесью Si подложке можно рассмотреть следующее. При низкотемпературном осаждении буферного слоя Si n^+-типа на поверхности роста его сегрегируют As или Sb. Этот сегрегационный слой может служить резервуаром примеси, из которого легируются слои Ge или GeSn при низкотемпературном росте.

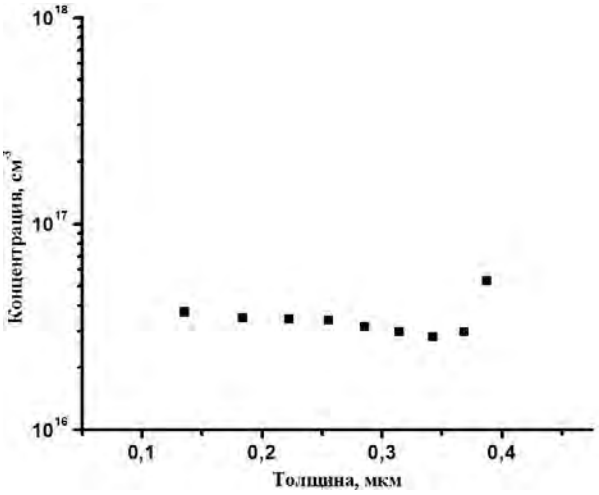


Рис. 1. Распределение концентрации электронов в гетероэпитаксиальном слое Ge (образец 11-933)

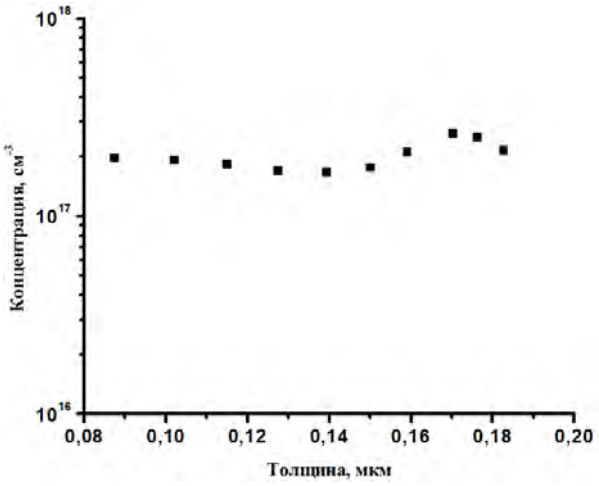


Рис. 2. Распределение концентрации электронов в гетероэпитаксиальном слое $Ge_{1-x}Sn_x$ (образец 11-897)

Работа поддержана РНФ (22-22-00866).

Литература

1. В.Г. Шенгуров, Денисов С.А., Чалков В.Ю. и др. // Письма в ЖТФ, Т.41, 71 (2015).

2. V.G. Shengurov, S.A. Denisov, V. Yu. Chalkov *et al.* // Materials Science and Engineering B, V. 259, 114579 (2020).

Генерация стимулированного излучения в районе 4 мкм в HgCdTe структуре с микродисковыми резонаторами при температурах, достижимых при термоэлектрическом охлаждении

В.В. Уточкин[1, *], М.А. Фадеев[1], В.В. Румянцев[1, 2], К.Е. Кудрявцев[1], А.О. Трошкин[1, 2], В.И. Гавриленко[1, 2], Н.Н. Михайлов[3], Е.Е. Морозова[1], Д.В. Шенгуров[1], С.В. Морозов[1, 2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*xenonum@bk.ru

В работе получено стимулированное излучение от 4.1 до 5.1 мкм в двумерном массиве микродисковых резонаторов различного диаметра (5 – 40 мкм), изготовленном из волноводной гетероструктуры с множественными КЯ HgCdTe/CdHgTe. Генерация наблюдалась при температурах вплоть до 260 K, достижимых при использовании термоэлектрического охлаждения. Наблюдаемая полуширина линии стимулированного излучения указывают на возможность проявления резонаторных свойств мод шепчущей галереи в данной структуре.

Введение

Компактные полупроводниковые источники в окне прозрачности атмосферы 3 – 5 мкм представляют большой интерес для ряда применений, связанных с химическим анализом, медициной и мониторингом окружающей среды за счёт наличия в этом диапазоне фундаментальных линий поглощения CH_4, NO_x, CO, CO_2, SO_2, а также других ключевых технологических газов и поллютантов. Для квантово-каскадных лазеров уже продемонстрирована возможность мощной непрерывной генерации при комнатной температуре. Однако, высокие требования к ростовой технологии и высокая стоимость изготовления препятствуют широкому распространению каскадных лазеров, и разработка межзонных лазеров среднего ИК диапазона остаётся актуальной задачей. Гетероструктуры с узкими квантовыми ямами (КЯ) Hg(Cd)Te/CdHgTe являются одной из перспективных полупроводниковых систем для излучателей среднего ИК диапазона.

Методика эксперимента

Исследованная структура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей GaAs (013) подложке с буферами из ZnTe (50 нм) и CdTe (10 мкм) с *in situ* эллипсометрическим контролем состава и толщины слоев. *Ex situ* характеризация структур проводилась при помощи экспресс-методики, описанной в работе [1].

Структура содержала в активной области массив из 13 КЯ $Hg_{0.92}Cd_{0.08}Te/Cd_{0.75}Hg_{0.25}Te$, каждая толщиной 2.7 нм. Двумерный массив микродисковых резонаторов (см. рис. 1) был сформирован при помощи масочной фотолитографии, диаметры дисков варьировались в диапазоне 5 – 40 мкм с шагом в 5 мкм, высота дисков составляла ~4 мкм.

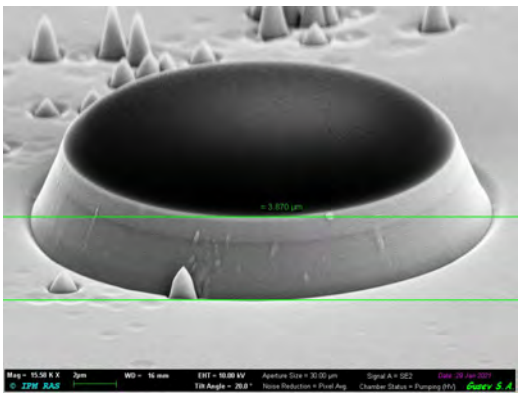


Рис. 1. СЭМ изображение одиночного 10 мкм микродиска

На рис. 2 приведена схема экспериментальной установки. Образец устанавливался на холодный палец оптического гелиевого криостата замкнутого цикла (Advanced Research Systems DE-202, T = 8 – 300 K).

Оптическое возбуждение структуры обеспечивалось ПГС ближнего ИК диапазона (частота повторения импульсов - 10 Гц, длительность импульса - 10 нс, диапазон длин волн генерации: 1.94 – 2.36 мкм, энергия в импульсе 20 – 30 мДж). Интенсивность оптического возбуждения варьировалась при помощи набора стеклянных оптических аттенюаторов. В эксперименте луч лазера накачки был направлен под 45 градусов к поверхности образца. Излучение от образца заводилось при помощи эллиптического зеркала в ИК фурье-спектрометр Bruker Vertex 80v, работавший в режиме пошагового сканирования.

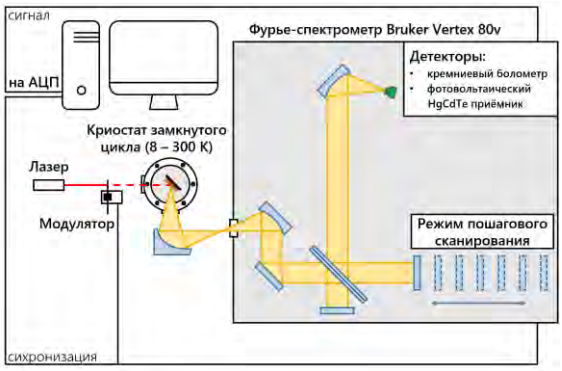


Рис. 2. Схема эксперимента для измерений спонтанного и стимулированного излучения

Результаты и обсуждение

Спектры стимулированного излучения (СИ) массива микродисковых резонаторов были измерены в широком температурном диапазоне и приведены на рис. 3. Переход от спонтанного излучения к стимулированному процессу контролировался по обужению спектра, а также сверхлинейному росту сигнала с увеличением мощности накачки. Выше температуры в 260 K наблюдался лишь слабый широкий спектр спонтанного излучения при любой интенсивности оптического возбуждения.

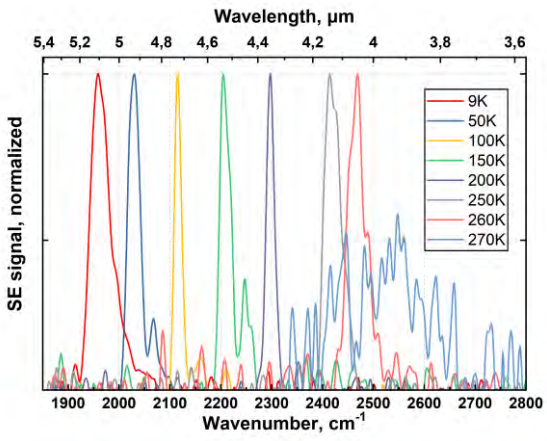


Рис. 3. Температурная эволюция спектров излучения массива микродисковых резонаторов

На рисунке отчётливо прослеживается сложная структура спектров излучения при определённых температурах. Подобное поведение спектров может быть объяснено наличием в массиве микродисковых резонаторов различного диаметра. В области низких температур все микродисковые резонаторы имеют низкие пороги генерации СИ и не могут быть чётко разделены варьированием мощности возбуждения, которая ограничена несколькими дискретными значениями, определяющимися использованным набором оптических аттенюаторов. По мере роста температуры, пороги генерации для микродисков малого диаметра растут быстрее, чем для дисков большего диаметра, и становится возможным получить узкие линии генерации от массива резонаторов. Так, в диапазоне температур 100 – 200 K было получено СИ с наименьшей полушириной (меньше 1 мэВа для температуры 100 K, см. рис. 4).

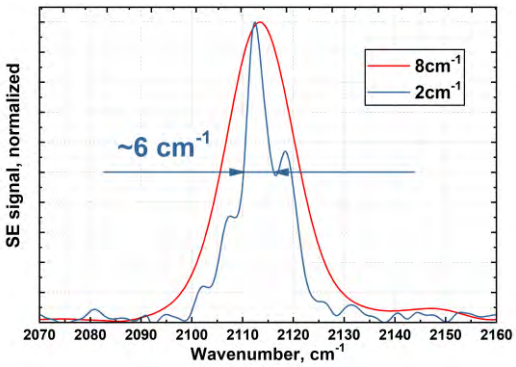


Рис. 4. Полуширина спектра излучения исследованной структуры при температуре 100 K

Для сравнения, измеренная полуширина однопроходового СИ для такой же непроцессированной структуры была в несколько раз выше при той же температуре [2], что свидетельствует в пользу относительно высокой добротности спроцессированных микродисковых резонаторов. При высоких температурах наблюдается уширение спектров СИ массива микродисковых резонаторов, что объясняется уширением спектра усиления в микродисковых резонаторах за счёт разогрева носителей заряда.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования (грант № 075-15-2020-906, НЦМУ "Фотоника").

Литература

1. С. В. Морозов, В. В. Уточкин, В. В. Румянцев *et al.* // Письма в ЖТФ, 47(3), стр. 51-54 (2021).

2. K. E. Kudryavtsev, V. V. Rumyantsev et al. // Applied Physics Letters, 117, 083103 (2020).

Новые дизайны лазерных переходов квантово-каскадных структур ТГц диапазона для получения высокой мощности и для работы при повышенных температурах

Д.В. Ушаков[1*], А.А. Афоненко[1], Р.А. Хабибуллин[2], А.А. Васильевский[3], В.И. Гавриленко[4]

1 Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь.

2 Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105.

3Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 1115409, Москва, Россия.

4 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*ushakovdv@bsu.by

Предложены два новых дизайна лазерных переходов квантово-каскадных структур на основе GaAs/AlGaAs для получения высокой мощности излучения и увеличения рабочих температур. Первый дизайн основан на использовании двух фотонной схемы лазерных переходов, что обуславливает приближенно в 2 раза более медленное насыщение коэффициента усиления с ростом плотности фотонов и высокую расчетную мощность (~600 мВт) при азотных температурах. Второй дизайн основан на концепции использования рабочих уровней с волновыми функциями, простирающимися на два и более периода структуры, что позволяет увеличить матричный элемент дипольных переходов. При этом, нижний лазерный уровень имеет больший энергетических зазор с инжектором, менее заселен и температурно стабилен по сравнению с традиционными дизайнами, что позволяет ожидать максимальную рабочую температуру ~250 К.

Введение

Реализованные в настоящее время квантово-каскадные лазеры (ККЛ) преимущественно созданы на основе структур GaAs/AlGaAs с дизайном «резонансное испускание оптического фонона» [1–5]. В терагерцовой области частот рабочие температуры постоянно повышались как за счет минимизации потерь [2, 6], так и оптимизации матричных элементов дипольных переходов Z_{nm} между рабочими уровнями и числа квантовых ям (КЯ) [1–6]. Для уменьшения утечек в континуум предлагались схемы с увеличенной высотой барьерных слоев [7–8].

В настоящей работе предложены новые конструкции ТГц ККЛ на основе GaAs/AlGaAs и обсуждаются особенности двух разработанных дизайнов лазерных переходов для получения высокой мощности излучения и увеличения рабочих температур.

Теоретическая модель и новые дизайны лазерных переходов

Вольт-амперная характеристика каскада находилась методом балансных уравнений с периодическими граничными условиями [9–10]. Базисные волновые функции находились **k p**-методом [10] с последующим преобразованием специального вида для учета дефазировки [9,10]. Вероятности переходов учитывали процессы туннелирования, электрон-электронного рассеяния, рассеяния на оптических фононах, заряженных примесях, шероховатостях гетерограниц.

Основной задачей проектирования ККЛ является получение усиления структуры на возрастающем участке вольт-амперной характеристики. Первый дизайн – для получения высокой мощности излучения получен путем сканирования толщин барьерных слоев и КЯ для активной области из 4-х КЯ. На рисунке 1 а–в приведены расчеты уровней энергии и волновых функций, а также температурные зависимости населенностей уровней, спектры усиления и мощности излучения для одной из оптимальных структур $Al_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs$, слои которой составляют 3.39/16.37/5.08/8.47/2.26/9.03/2.26/7.9 нм. Центральная часть широкой КЯ легирована примесями со слоевой концентрацией $4.6\cdot10^{10}$ см$^{-2}$. Схема лазерных переходов основана на использовании туннелирования с уровня инжектора 1’ на верхний рабочий уровень 5, двух последовательных лазерных переходов (5-4 и 4-3) и опустошения нижнего рабочего уровня 3 за счет туннелирования на уровень 2 и резонансного испускания оптического фонона. При этом, рабочее напряжение на одном каскаде близко к сумме двух энергий излучения и энергии продольного оптического фонона $2\hbar\omega+\hbar\omega_{LO}$. Эффективность схемы $2\hbar\omega+\hbar\omega_{LO}$

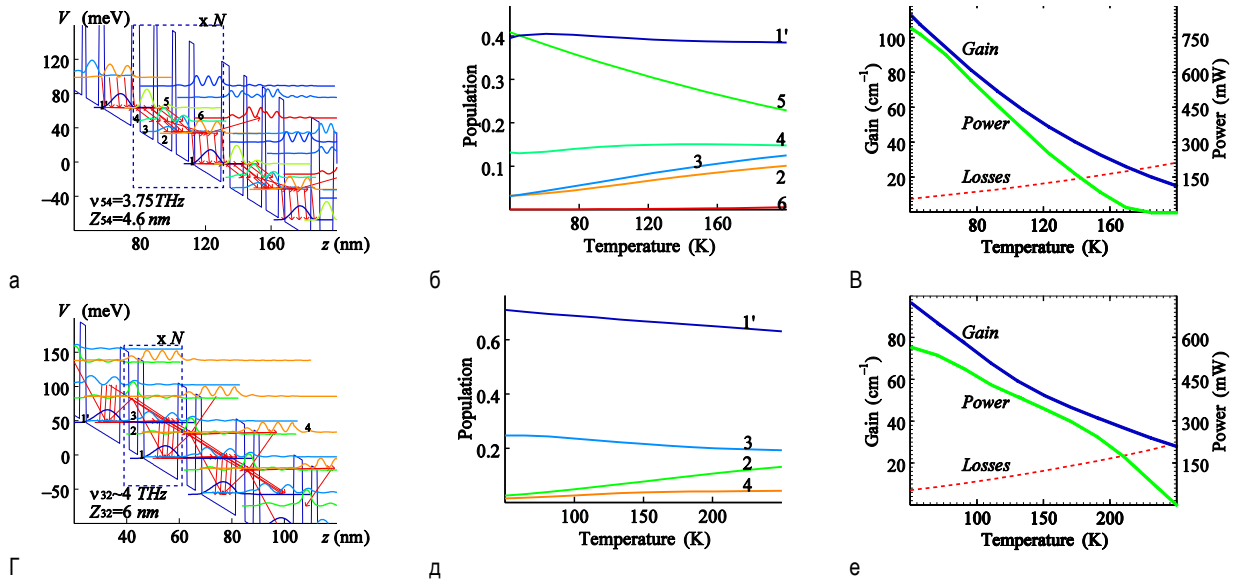


Рис. 1. (а, г) Диаграммы зоны проводимости и квадраты модулей волновых функций электронов, рассчитанные **k p** -методом, для оптимизированных ТГц ККЛ на основе GaAs/AlGaAs при напряжении на каскаде V_1=65.5 (а) и 52.5 мВ (г) и температуре T=77 (а) и 200 К (г), температурные зависимости населенностей энергетических уровней (б, д), а также (в, е) коэффициентов усиления и потерь на частоте генерации и мощности излучения

подтверждается приближенно в 2 раза более медленным насыщением коэффициента усиления с ростом плотности фотонов по сравнению с традиционной схемой $\hbar\omega+\hbar\omega_{LO}$. Расчеты на рисунке 1 в показывают, что при азотных температурах достигается высокое значение мощности ~600 мВт, а максимальная рабочая температура составляет 180 К.

Второй дизайн для повышения рабочих температур ККЛ основан на концепции использования слабо локализованных состояний с волновыми функциями, простирающимися на два и более периодов структуры [10]. На рисунке 1 г–е приведены расчеты уровней энергии и волновых функций, а также температурных характеристик для одной из оптимальных структур, толщины слоев которой барьер/КЯ слева направо имеют следующие значения: 2.26/12.99/3.39/3.39 нм. Центральная часть широкой КЯ легирована примесями со слоевой концентрацией $3\cdot10^{10}$ см$^{-2}$. В предложенном дизайне волновые функции, соответствующие рабочим уровням 3 и 2, оказываются протяженными и слабо локализованными. При этом достигается большой матричный элемент дипольных переходов Z_{32} = 6 нм. Предложенный дизайн с 2 КЯ характеризуется гибридной схемой накачки, основанной на резонансных туннельных переходах с уровня инжектора 1’ на верхний лазерный уровень 3 следующего периода. Однако, населенность верхнего лазерного уровня 3 слабо связана с населенностью инжекторного уровня 1’ и синхронизирована через электрон-фононное взаимодействие с населенностью нижнего лазерного уровня 2 следующего (предыдущего) периода. При этом, расчетное значение максимальной рабочей температуры составляет ~250 К.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-72-30020.

Литература

1. B.S. Williams// Nature Photonics, V. 1, 517 (2007).
2. H. Luo, S.R. Laframboise, Z.R. Wasilewski et al. // Appl. Phys. Lett., V. 90, 041112 (2007).
3. M.A. Belkin, J.A. Fan, S. Hormoz et al. // Opt. Exp., V. 16, 3242 (2008).
4. S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno // Appl. Phys. Lett., V. 94, 131105 (2009).
5. S. Fathololoumi, E. Dupont, C.W.I. Chan et al. // Optics Express, V. 20, 3866 (2012).
6. Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов и др. // Квантовая электроника, Т. 48, 1005 (2018).
7. L. Bosco, M. Franckie, G. Scalari et al.// Appl. Phys. Lett., V. 115, 010601(2019).
8. A. Khalatpour, A.K. Paulsen, C. Deimert et al. // Nature Photonics, V. 15, 16 (2021).
9. Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов и др. // Квантовая электроника, Т. 49, 913 (2019).
10. D. Ushakov, A. Afonenko, R. Khabibullin, et al. // Opt. Express, 28 (17), 25371 (2020).

Усиление терагерцового излучения в графене с постоянным дрейфом за счет колебаний динамической массы электронов

Д.В. Фатеев[1, 2, *], И.М. Моисеенко[1], В.В. Попов[1]

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

*fateevdv@yandex.ru

Теоретически исследованы причины усиления терагерцового излучения в графене с постоянным дрейфом носителей заряда в гидродинамическом приближении. Рассмотрен случай малых волновых векторов электромагнитного поля. Показано, что в графене с постоянным электрическим током возможно усиление нормально падающего ТГц излучения за счет колебаний плотности динамической массы электронов.

Введение

Двумерный материал графен привлекает к себе внимание благодаря уникальным свойствам, возникающим благодаря линейному спектру Дираковских электронов. Одним из перспективных направлений применения графена является терагерцовая оптоэлектроника. В частности, графен предлагается использовать в (терагерцовой) ТГц плазмонике, поскольку величины времени релаксации импульса электронов позволяют эффективно возбуждать ТГц плазмонные резонансы. Транспорт электронов в графене в нижней части ТГц диапазона проявляет яркие гидродинамические свойства, такие как вязкость двумерной электронный жидкости [1], замедление плазменных волн медленнее скорости Ферми в графене [2] и усиление плазмонов в графене за счет эффекта Вавилова-Черенкова [3].

Опираясь на работы Дьяконова и Шура [4], гидродинамическое описание графена использовалось во множестве работ (например, [5,6]) и позволяет описать такие эффекты как электрон-дырочное трение и звук, плазмоны, нелинейные эффекты выпрямления ТГц излучения в графене и др. В работе [7] предсказана возможность нечеренковского усиления ТГц плазмонов в графене с постоянным дрейфом при малых волновых числах.

Результаты и обсуждение

В данной работе исследован физический механизм усиления ТГц излучения в графене с постоянным дрейфом электронов при малых волновых числах. Взаимодействие полей электромагнитной волны с графеном рассмотрено в гидродинамическом пределе с учетом пространственной дисперсии в графене, возникающей при диффузионном транспорте в графене в дополнение к Кулоновскому взаимодействию электронов. Решены линеаризованные гидродинамические уравнения динамики электронов в графене в присутствии постоянного электрического тока. Вычислены линейные по действующему осциллирующему электрическому полю $E_x(t)$ величины гидродинамической скорости электронов $v(t)$, плотности электрического тока $j(t)$, концентрации $n(t)$ и массовой плотности электронов $\rho(t)$ в графене. Получено выражение для проводимости графена σ в гидродинамическом приближении в присутствии постоянного электрического тока при условии малых волновых чисел [7]. Такое условие, в частности, может быть выполнено при нормальном падении электромагнитной волны на графен.

Исследовано преобразование электромагнитной энергии при взаимодействии ТГц полей с графеном. Преобразование энергии постоянного тока в энергию электромагнитного поля описывается выражением средней поглощаемой мощности за период колебания $\langle Q \rangle = 0.5 j^* E_x = 0.5 \mathrm{Re}(\sigma) |E|^2$, причем отрицательные значения $\langle Q \rangle < 0$, соответствуют режиму усиления электромагнитной волны за счет энергии электрического тока. Режим усиления описывается отрицательной действительной частью проводимости (рис. 1).

Выяснено, что возникающее усиление ТГц излучения в графене с постоянным дрейфом электронов при нулевых волновых числах возникает на частотах 100 ГГц – 1 ТГц. Постоянный электрический ток

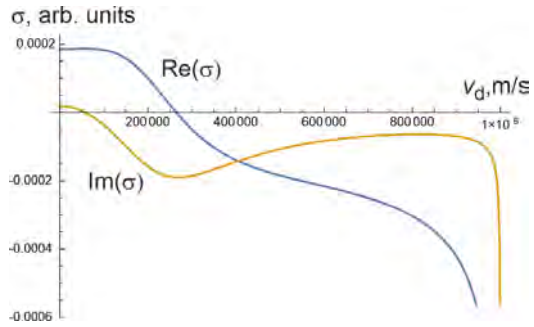


Рис. 1. Зависимость действительной и мнимой частей проводимости графена от скорости дрейфа носителей заряда. Параметры: $\omega = 2\pi \times 0.5 \times 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$, $\gamma = 2\pi \times 5 \times 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$

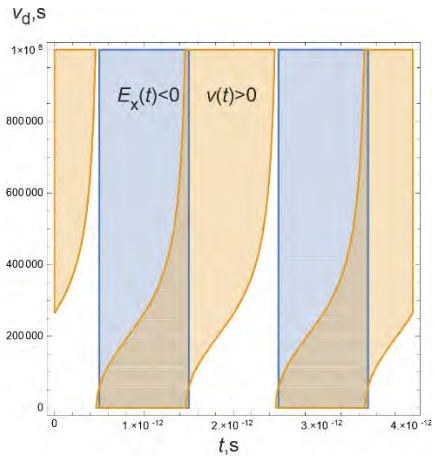


Рис. 2. Зависимость осциллирующих во времени электрического поля и линейной скорости носителей заряда от скорости дрейфа носителей заряда. Синим цветом показаны области отрицательных значений электрического поля. Желтым цветом показаны области положительных значений линейной скорости

в графене изменяет фазу отклика (скорости и плотности массы электронов) графене на колеблющееся электрическое поле таким образом, что осциллирующие электроны движутся против электрического поля, что и приводит к преобразованию энергия постоянного тока в энергию ТГц поля (рис. 2 при скорости постоянного дрейфа $v_d > 225000\mathrm{m/s}$). При этом движения носителей заряда в графене сопровождаются колебаниями электромагнитной мощности $Q(t) = jE_x$, которая в части периода колебаний является отрицательной в усилительном режиме (рис. 3 при скорости постоянного дрейфа $v_d > 225000\mathrm{m/s}$). Выяснено, что выделение электромагнитной энергии происходит синхронно с колебаниями массовой плотности заряда $\rho(t)$ в графене в случае, когда в процессе ТГц колебаний рост плотности массы совпадает с ростом ускоряющего электрического поля (рис. 2 и 3). В двумерном электронном газе с постоянной эффективной массой электронов такой эффект усиления не наблюдается.

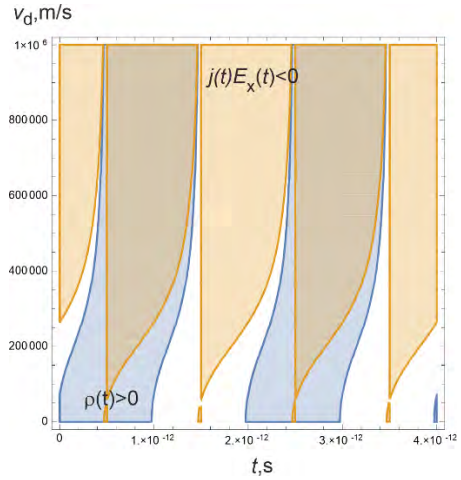


Рис. 3. Зависимость осциллирующих во времени линейной плотности массы электронов и осциллирующей плотности электромагнитной мощности $j(t)E_x(t)$ от скорости дрейфа носителей заряда. Синим цветом показаны области положительных значений линейной плотности массы электронов. Желтым цветом показаны области отрицательных значений плотности электромагнитной мощности

Таким образом показано, что в графене с постоянным электрическим током возможно усиление нормально падающего ТГц излучения за счет колебаний плотности динамической массы электронов.

Литература

1. D.A. Bandurin *et al.* // Nature Communications, V. 9, 4533 (2018).
2. D. Svintsov // Physical Review B, V. 97, 121405(R) (2018).
3. D. Svintsov // Physical Review B, V. 100, 195428 (2019).
4. M. Dyakonov, M. Shur // Phys. Rev. Lett., V. 71(15), 2465 (1993).
5. R. Roldán *et al.* // Solid State Communications, V. 114, 175-176 (2013).
6. A. Tomadin, M. Polini // Phys. Rev. B, V. 88, 205426 (2013).
7. I. M. Moiseenko, V. V. Popov, D. V. Fateev // Physical Review B, V. 103, 195430 (2021).

ТГц квантово-каскадные лазеры с испусканием двух фотонов в одном усиливающем модуле, выращенные методами МЛЭ и МОС-гидридной эпитаксии

Р.А. Хабибуллин[1, 2, *], А.А. Афоненко[3], Д.В. Ушаков[3], С.С. Пушкарев[1, 2], Р.Р. Галиев[1, 2], Д.С. Пономарев[1], И.С. Васильевский[4], А.Н. Клочков[4], А.Н. Виниченко[4], М.А. Ладугин[5], Т.А. Багаев[5], А.А. Мармалюк[5], К.В. Маремьянин[6], В.И. Гавриленко[6]

1 Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники им. В.Г. Мокерова РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105.

2 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

3 Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, Беларусь, 220030.

4 Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское ш., 31, Москва, 1115409.

5 АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3, Москва, 117342.

6 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

*khabibullin@isvch.ru

В работе предложена и экспериментально реализована новая схема работы ТГц квантово-каскадного лазера (ККЛ) с последовательным испусканием двух фотонов в одном усиливающем модуле. В отличии от традиционной схемы с одной парой лазерных уровней, в предложенной схеме электроны совершают переход через дополнительный энергетический уровень, который является нижним лазерным уровнем для первого излучательного перехода и верхним лазерным уровнем для второго излучательного перехода. Это приводит к прохождению электронов в усиливающем модуле по схеме “резонансное туннелирование – фотон – фотон – фонон”. На основе предложенной схемы был оптимизирован двух-фотонный дизайн ТГц ККЛ с активным модулем (инжектор и усиливающий модуль) из четырех туннельно-связанных квантовых ям GaAs/$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ с максимумом усиления вблизи 3.8 ТГц. Лазерные структуры с активной областью на основе двухфотонного дизайна были выращены с помощью двух эпитаксиальных методик – молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) и МОС-гидридная эпитаксия (МОСГЭ). Изготовленные ТГц ККЛ с двойным металлическим волноводом на основе золота продемонстрировали хорошую толерантность к ростовым методам, поскольку спектры излучения лазеров на МЛЭ- и МОСГЭ-структурах очень близки.

Введение

Квантово-каскадные лазеры терагерцевого диапазона (ТГц ККЛ) непрерывно улучшают излучательные (выходная мощность, режимы генерации и др.) и эксплуатационные (рабочая температура, потребляемая электрическая мощность и др.) характеристики, что является большим преимуществом по сравнению с конкурирующими источниками ТГц волн. Данный прогресс ТГц ККЛ в первую очередь связан с развитием зонных дизайнов полупроводниковых лазерных структур, состоящих из набора туннельно-связанных квантовых ям (КЯ), что обеспечивает большое число степеней свободы для оптимизации (толщины и количество КЯ, высота потенциальных барьеров, механизмы инжекции/экстракции электронов и др.).

В данной работе предложена новая “двухфотонная” схема работы ТГц ККЛ и продемонстрированы спектральные характеристики лазеров, изготовленных на основе двухфотонной схемы.

Двухфотонная схема

Чрезвычайно малая энергия ТГц фотона (4–20 мэВ) позволяет включить дополнительную “ступень” в энергетическую лестницу электронных уровней усиливающего модуля при использовании традиционной гетеропары GaAs/$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$. При этом “паразитная” инжекция с уровня *i’* на уровень *l* для однофотонного дизайна начинает играть положительную роль для накачки второго излучательного перехода *i’* → *l(u)* в двухфотонном дизайне (см. рис. 1).

Результаты

На основе предложенной двухфотонной схемы был оптимизирован дизайн ТГц ККЛ с активным модулем из четырех туннельно-связанных квантовых ям GaAs/$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ с максимумом усиления вблизи 3.8 ТГц. ТГц ККЛ с Au-Au волноводом были изготовлены на основе лазерных структур, выращенных с помощью МЛЭ и МОСГЭ. Толщина активной области выращенных структур составляла около 10

мкм, что включает 185 повторений активного модуля. Описание роста методом МЛЭ представлено в работе [1]. В МОСГЭ в качестве исходных реагентов использовались триэтилгаллий, триметилалюминий и арсин. В качестве легирующего компонента для получения n-типа проводимости применялся моносилан. Температура роста составляла 680-700°C. Типичная скорость роста для GaAs составляла 0.65 мкм/час, для AlGaAs 0.77 мкм/час.

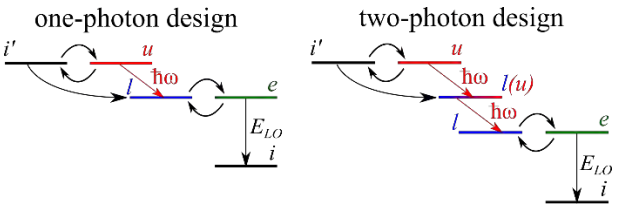


Рис. 1. Схема уровней одно- и двухфотонных дизайнов для ТГц ККЛ с резонансно-фононным опустошением

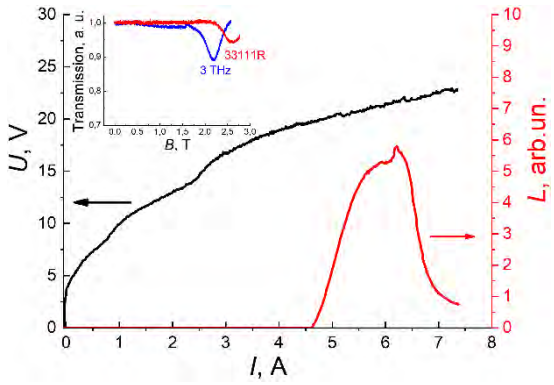


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика и зависимость интенсивности интегрального излучения от тока для ККЛ #33111R на основе структуры, выращенной МОС-гидридной эпитаксией. На вставке приведены спектры циклотронного резонанса в гетероструктуре HgTe/CdHgTe, полученные с помощью референсного 3.0 ТГц ККЛ и ККЛ #33111R

На рис. 2 приведены *L-I-V* зависимости для ККЛ #33111R, выращенного МОСГЭ, с размерами лазерного полоска 100 мкм/2 мм. Для генерации данного лазера требуются чуть бóльшие напряжения (более 19.7 В), что соответствует ожидаемым значениям при $V_i = 2 \cdot \hbar\omega_{ph} + E_{LO}$ на одном активном модуле. На вставке рис. 2 приведены спектры циклотронного резонанса в HgTe/CdHgTe гетероструктурах, из которых видно, что частота излучения ККЛ выше 3 ТГц.

Для более точного измерения частоты генерации изготовленных ККЛ был использован метод Фурье-спектроскопии. На рис. 3 приведены спектры генерации двух ККЛ: #54214L (выращенный МЛЭ) и #33111R (выращенный МОСГЭ). На спектрах наблюдаются две или три линии генерации вблизи 3.8 ТГц, соответствующие продольным модам резонатора Фабри-Перо. Стоит отметить точность совпадения частоты генерации, рассчитанной при проектировании дизайна, с экспериментом. Кроме того, предложенный дизайн продемонстрировал хорошую толерантность к двум принципиально разным по физическим принципам методам роста.

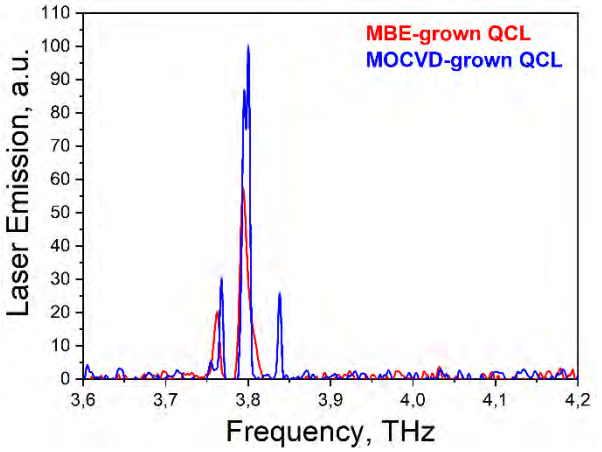


Рис. 3. Спектры излучения ККЛ #54214L (МЛЭ) и #33111R (МОСГЭ), измеренные при 30 К

При более детальном сравнении ККЛ было установлено, что лазеры на основе МЛЭ структур имеют меньшие пороговые токи, но бóльшие рабочие напряжения по сравнению с лазерами, выращенными МОС-гидридной эпитаксией. Рабочие температуры некоторых лазеров достигали ~ 80 К, при этом интенсивность излучения оставалась достаточной для измерения спектра.

Таким образом, в работе впервые продемонстрированы ТГц ККЛ с двухфотонным дизайном, выращенные МЛЭ и МОС-гидридной эпитаксией. Мы полагаем, что двухфотонный дизайн позволит улучшить характеристики низкочастотных ТГц ККЛ и увеличить мощность данных лазеров.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-72-30020.

Литература

1. Р.А. Хабибуллин и др. // ФТП, V. 11, pp. 989-994 (2021).

Моделирование неоднородностей ВАХ и пробоя в сверхрешетках с малым числом периодов

С.В. Хазанова, О.Л. Голиков, А.С. Пузанов, Е.А.Тарасова, И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, Е.С. Оболенская, А.С. Иванов, Д.Г. Павельев, С.В. Оболенский*

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*obolensk@rf.unn.ru

Теоретически и экспериментально исследованы неоднородности (ступеньки) ВАХ и процесс пробоя в сверхрешетках с малым (6-12) числом периодов. Учтены особенности влияния переходных слоев сверхрешетки, которые используются для улучшения ввода электронов в сверхрешетку на границе металлический контакт – сверхрешетка.

Введение

Сверхрешетки (СР) с малым (6-12) числом периодов находят применение в умножителях, генераторах, смесителях и других устройствах терагерцового диапазона частот [1]. Функционирование указанных устройств в режиме большого сигнала позволяет получить максимальную мощность полезного сигнала. Явление пробоя, характеризуемое напряжением пробоя – $U_{пр}$, ограничивает диапазон рабочих напряжений, т.е. препятствует дальнейшему увеличению выходной мощности, поэтому исследование пробоя является актуальным [2].

Важной особенностью исследуемых в данной работе сверхрешеток является наличие переходных слоев в начале и конце сверхрешетки, которые изготавливались с целью улучшения «ввода» электронов в сверхрешетку.

Общие положения

Для проведения исследований методом молекулярно-лучевой эпитаксии были изготовлены планарные диодные структуры на 6-ти периодной сверхрешетке, каждый период которой состоял из 4 монослоев AlAs и 18 монослоев GaAs. Площадь активной области – 1 мкм^2. Для эффективного ввода электронов в СР на ее краях были сформированы переходные слои, состоящие из чередующихся слоев AlAs и GaAs с толщинами 1 × 28, 2 × 24 и 3 × 21 монослоев. Типичная экспериментальная ВАХ диодов на основе сверхрешетки с шестью AlGaAs/GaAs периодами показана на рисунке 1. В работе исследовались особенности вольт-амперной характеристики включая ступеньки и явление пробоя.

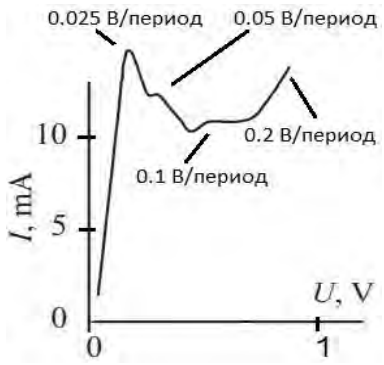


Рис. 1. Типичный вид экспериментальной ВАХ. Указаны примерные значения падения напряжения на 1 периоде сверхрешетки. Напряжение пробоя $U_{пр} \approx 1$ В

Анализ экспериментальной ВАХ диодов показал, что в диапазоне напряжений от $U_{пр}/3$ до $U_{пр}$ видны характерные нарастающие ступеньки тока, которые по мере роста напряжения увеличиваются по своей величине и переходят в резкий рост тока пробоя.

В связи с тем, что диапазон указанных напряжений соответствует величинам падения напряжения на периоде сверхрешетки сопоставимым с десятыми долями вольта, а высота барьера сверхрешетки составляет 0.3 эВ, то изгиб зонной диаграммы сверхрешетки достаточно велик, так что возникает возможность туннелирования электронов через первые несколько барьеров сверхрешетки в надбарьерный диапазон энергий. Тогда возможно, что по мере роста подаваемого напряжения количество барьеров, через которые туннелирует электрон, уменьшается, что и вызывает ступенчатообразное увеличение тока, а затем и пробой, возникающий из-за пере-

грева полупроводника протекающим током большой величины. Для проверки данного предположения проводилось моделирование.

Модель и результаты расчетов

Численный расчет ВАХ исследуемых AlGaAs/GaAs сверхрешеток осуществляется в два этапа. Сначала, при помощи решения уравнения Шредингера с открытыми граничными условиями рассчитывался коэффициент прохождения каждой из исследуемых СР с шагом по напряжению, приложенному к СР в поперечном направлении. Затем рассчитывался туннельный ток в зависимости от внешнего электрического поля согласно следующему выражению [3]:

$$I = \frac{e}{4\pi^3\hbar}\int_0^\infty dk_x dk_y \int_0^\infty dk_z T(E_z)\left[f(E) - f(E')\right]\frac{\partial E}{\partial k_z}$$

где $T(E_z)$ - коэффициент прохождения, $f(E)$-$f(E')$ - описывает туннелирование электронов из заполненного состояния в пустое, $E'=E+eV$.

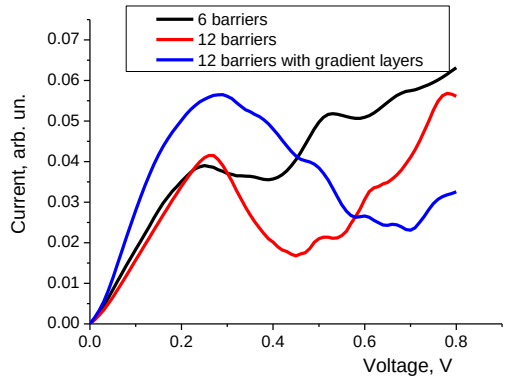


Рис. 2. Теоретическая ВАХ диодов на основе сверхрешеток, рассчитанная с использованием выражения 1 по методу, описанному в [3]. Расчет проведен без учета и с учетом переходных периодов в начале и конце сверхрешетки. В случае учета переходных периодов предполагалось, что они состоят из чередующихся слоев AlAs и GaAs с толщинами 1 × 28, 2 × 24 и 3 × 21 монослоев. Основные слои сверхрешетки состояли из чередующихся слоев AlAs и GaAs с толщинами 4 × 18 монослоев

В работе был проведен расчет ВАХ диодов на основе сверхрешеток с различным количеством периодов сверхрешетки: 6 периодов без переходных периодов в начале и конце СР, 12 периодов без переходных периодов и 12 периодов с учетом переходных периодов сверхрешетки таких, как описано выше. Сопоставление результатов расчетов приведено на рисунке 2.

Как видно из рисунка 2 переходные слои вносят существенный вклад в ВАХ и определяют как величину отрицательной дифференциальной проводимости, так и наличие, а также форму ступенек на ВАХ вплоть до напряжения пробоя. Важно, что величины падения напряжения на периоде сверхрешетки (см. рис. 1) сопоставимы с шириной минизоны СР (0.04 эВ), так что при достижении 1-й ступеньки на ВАХ, соответствующей значению ≈ 0.05 В/период минизона «разрывается», что приводит к снижению тока. Дальнейший рост тока при больших напряжениях связан с формированием пробоя и является паразитным, так как подавляет отрицательную дифференциальную проводимость на ВАХ.

Диапазон токов и напряжений, при которых реализуется отрицательная дифференциальная проводимость на ВАХ значительно больше при использовании переходных периодов СР. Это позволяет увеличить выходную мощность генерируемого терагерцового сигнала.

Заключение

Важным результатом работы является экспериментальное и теоретическое доказательства факта существенного вклада переходных слоев сверхрешетки в формирование неоднородностей (ступенек) на ВАХ, а также процесса возникновения пробоя. Одним из возможных направлений дальнейших исследований является создание диодов с набором барьеров и ям различной толщины для реализации заданного типа отрицательной дифференциальной проводимости диодов с целью улучшения их высокочастотных свойств.

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект 0729-2020-0057.

Литература

1. Д.И. Дюков, А.Г. Фефелов, А.В. Коротков и др. Сравнение эффективности перспективных гетероструктурных умножительных диодов терагерцового диапазона частот /ФТП, 2020, том 54, вып. 10, стр. 1158.

2. S. L. Chuang and K. Hess Impact ionization across the conduction band edge discontinuity of quantum well heterostructures / Journal of Applied Physics 59, 2885 (1986).

3. Кардона М. Основы физики полупроводников. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. 560 с.

Расчет вольт-амперных характеристик структур на основе двуслойного графена

С.В. Хазанова[1, *], В.В. Савельев[1]

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия.

*khazanova@phys.unn.ru

В данной работе в качестве исследуемых структур рассматривается графеновая структура с периодическим потенциалом подложки с шириной полос порядка десятой нанометра. Численно рассчитывается влияние параметра энергетической щели, угла падения, положения уровня Ферми на вольт-амперную характеристику структуры.

Введение

Известно, что в структурах на основе графена наблюдаются различные квантовые эффекты, такие как туннелирование, осцилляции проводимости в магнитном поле. Однако недостатком изолированного монослоя графена является отсутствие ширины запрещённой зоны, необходимой для управления приборов. Многие свойства бислоя графена аналогичны свойствам монослоя, такие как отличная электропроводность при комнатной температуре, температурная подвижность до 40000 см^2/В с, высокие теплопроводность, прочность и прозрачность. При этом двухслойный графен имеет особенности, которые отличают его от монослоя. Возможность обращаться к каждому слою отдельно приводит к совершенно новым функциональным возможностям двухслойного графена, включая контроль ширины запрещенной зоны примерно до 300 мэВ путем легирования или внешнего напряжения [1].

В настоящее время активно изучаются структуры, состоящих из одного или нескольких слоев графена [2], причём зонная диаграмма исследуемых структур зависит от количества слоёв (рис. 1).

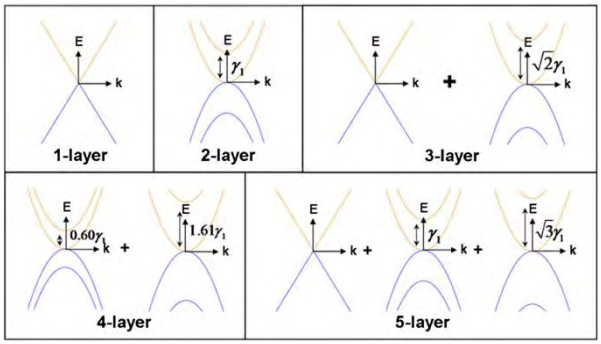


Рис. 1. Зонные структуры в зависимости от различного количества слоёв графена [3]

Создание структур на основе двуслойного графена с различной геометрией приводит к возникновению энергетической щели, подобные запрещённой зоне [3], что делает возможным реализацию приборов на его основе. При этом, наличие неоднородностей, обусловленных геометрией или потенциалом подложки, может приводить к изменению зазоров энергетического спектра.

Метод расчёта

Известно, что энергетические состояния в графене описываются с помощью уравнения Дирака.

Решение уравнения Дирака

$$\hat{H} = \upsilon_F \vec{\sigma}\vec{p} + V(x)\hat{I}$$

можно представить в виде спиноров

$$\psi_1(\mathrm{x}) = \begin{pmatrix} 1 \\ se^{i\phi} \end{pmatrix} e^{i\lambda x}, \psi_2(\mathrm{x}) = \begin{pmatrix} 1 \\ -se^{i\phi} \end{pmatrix} e^{-i\lambda x}$$

В данной работе с помощью метода матрицы переноса для графена [4] численно рассчитывается коэффициент прозрачности. Введем матрицы, описывающие поведение волновой функции внутри барьера и на его границах:

$$G = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ se^{i\phi} & -se^{-i\phi} \end{pmatrix}, T(\mathrm{x}) = \begin{pmatrix} e^{i\lambda x} & 1 \\ 1 & e^{-i\lambda x} \end{pmatrix}$$

Используя данные матрицы и получаем результирующую матрицу переноса M(x) [4].

Вероятность прохождения через многобарьерную структуру T = |t| ^{2} определяется диагональным элементом матрицы переноса: T(E) = |M$_{22}$| $^{-2}$.

Вольт-амперная характеристика рассчитывалась по формуле: $\boldsymbol{I = \frac{e}{4\pi^3\hbar}\int T(E)\big(f(E) - f(E')\big)dE}$

где f(E) – функция распределения, E′=E+eV$_b$

Результаты работы и выводы

Для различных периодических структур с 6 барьерами рассчитан коэффициент прохождения, высота барьера 2 эВ, ширина полос 0,43 нм. Далее, используя зависимости коэффициента прохождения от энергии, получена вольт-амперная характеристика (ВАХ) соответствующих структур. Рассчитана ВАХ для структуры, в которой параметр щели Δ=0,1 при разных углах падения волны (рис. 2), при уменьшении угла падения пики на ВАХ смещаются в сторону более низких напряжений.

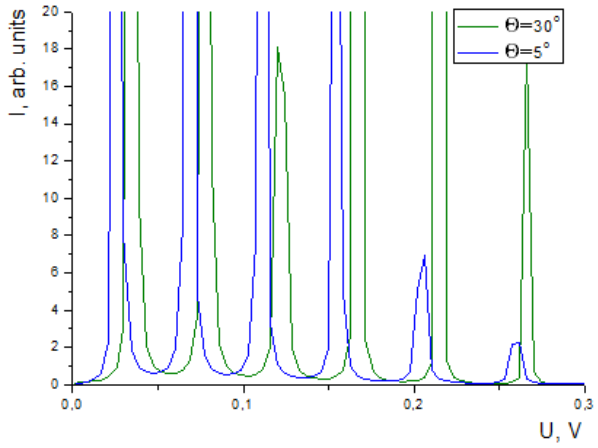


Рис. 2. ВАХ для структуры с Δ=0,1 при разных углах падения

В структурах, в которых параметр Δ ненулевой только в области барьера, при понижении уровня Ферми на ВАХ возникают и становятся более выраженными пики (рис 3, рис. 4).

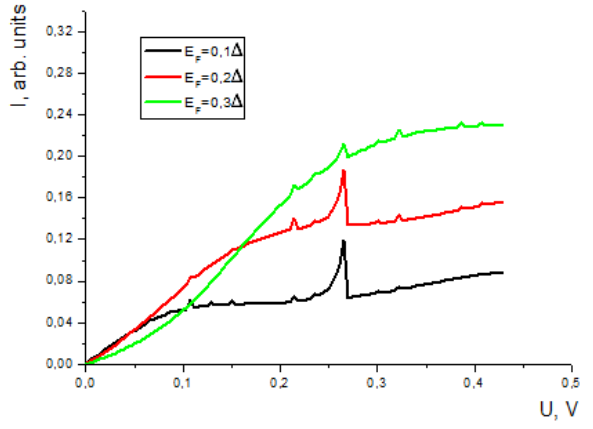


Рис. 3. ВАХ структуры с периодическим Δ при разных уровнях Ферми (Δ=1)

При уменьшении угла падения пики становятся более выраженными (рис. 4)

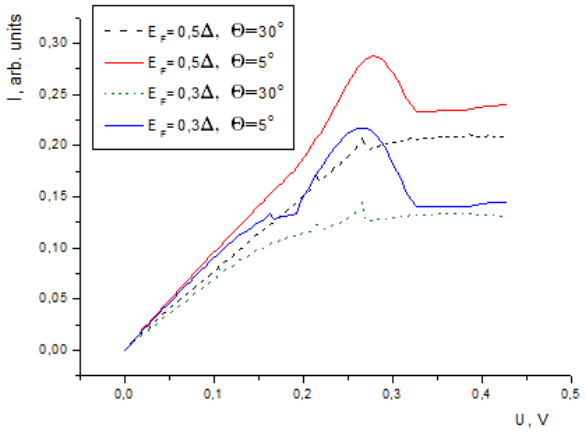


Рис. 4. ВАХ для структуры с периодическим Δ при разных уровнях Ферми и углах падения (Δ=0,5)

Выводы

1. В структурах с периодическим потенциалом возникают участки с отрицательным дифференциальным сопротивлением. С уменьшением угла падения электронной волны максимумы ВАХ смещаются в область меньших напряжений.
2. В структурах, в которых параметр щели Δ отличен от нуля только в области барьера, при понижении уровня Ферми на ВАХ возникают максимумы, подобные наблюдаемым при туннелировании. С уменьшением угла падения пики также становятся более выраженными.

Литература

1. Ferrari and other, Science and technology roadmap for graphene, related two-dimensional crystals, and hybrid systems // Nanoscale, 2015. V.7, p. 4598–4810.
2. E McCann and M Koshino, The electronic properties of bilayer graphene // Rep. Prog. Phys, 2003. 76. P. 056503.
3. Mak et al, The evolution of electronic structure in few-layer graphene revealed by optical spectroscopy // PNAS, 2010. 34. P. 14999–15004
4. S. Dubey et al, Tunable Superlattice in Graphene To Control the Number of Dirac Points // Nano Letters, 2013. Vol. 13 p. 3990.

Изменение показателя преломления двойных туннельно-связанных InGaAs/AlGaAs/GaAs квантовых ям под действием электрического поля

С.В. Хазанова[1, *], К.В. Сидоренко[1], А.И. Бобров[1], Н.В. Байдусь[1], А.П. Горшков[1], А.В. Нежданов[1], А.С. Панфилов[1], Л.И. Юртова[1], А.Н. Шушунов[1], Н.А. Малехонова[1]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, физический факультет, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.

*khazanova@phys.unn.ru

В работе описана методика проектирования и расчета А3В5 туннельно-связанных квантовых ям, обеспечивающая прогнозирование вариации показателя преломления в системе под действием электрического поля. Предложенный алгоритм исследования основан на совокупности теоретических и экспериментальных методов анализа.

Введение

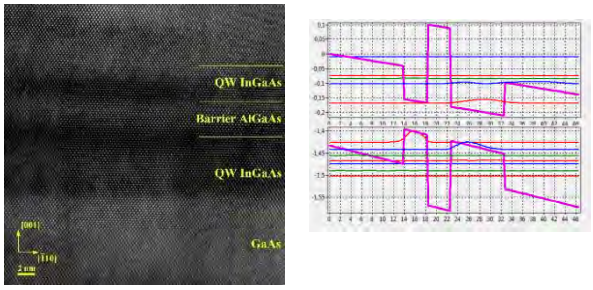
В настоящее время для передачи данных в оптоволоконных телекоммуникационных сетях широко используются модуляторы по схеме интерферометра Маха-Цендера. В качестве электрооптической активной среды волноводов в полупроводниковых модуляторах по схеме Маха-Цендера используются массивы напряжённых туннельно-связанных квантовых ям (ТСКЯ). Для создания последних большим потенциалом обладают полупроводники группы А3В5 за счёт вариации дизайна наногетероструктур в диапазоне параметров. Кроме того, данная система демонстрирует высокие частотные характеристики и миниатюрность конечных приборов [1].

Ключевой задачей проектирования полупроводниковых модуляторов по схеме Маха-Цендера является оптимизация дизайна ТСКЯ, обеспечивающая наибольшую вариацию показателя преломления в С-диапазоне длин волн прозрачности оптоволокна ($\lambda \sim 1530 – 1565$ нм) при одновременном сохранении высоких частотных характеристик системы.

Учитывая трудоемкость изготовления данных приборов, важным является математическое прогнозирование параметров оптически активной среды модулятора.

Методика эксперимента

Для демонстрации предложенной в работе методики выбрана система асимметричных ТСКЯ $In_{0,19}Ga_{0,81}As/Al_{0,2}Ga_{0,8}As/In_{0,19}Ga_{0,81}As$ (рис. 1), изготовленная методом МОС-гидридной эпитаксии на установке AIX200RF. ТСКЯ были сформированы в зоне собственной проводимости p-i-n диода.



а б

Рис. 1. а) ПЭМ-снимок ТСКЯ InGaAs/AlGaAs/GaAs в атомном разрешении и б) профиль потенциала и энергетический спектр

Спектральные зависимости поглощения исследуемой структуры регистрировались методом спектроскопии фототока, возникающего в p-i-n диоде.

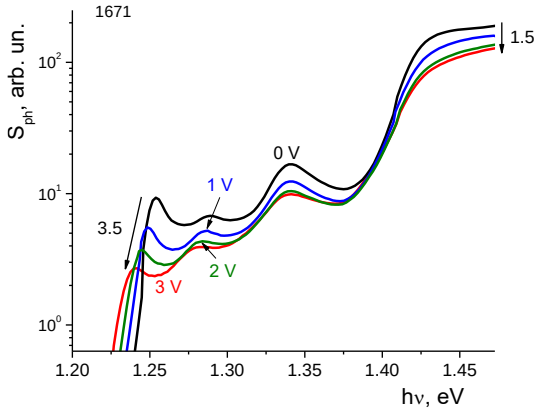


Рис. 2. Спектральные зависимости фототока в области межзонного поглощения ТСКЯ, экспериментально измеренные при различных обратных смещениях на p-i-n диоде

Структура демонстрирует красное смещение экситонного пика поглощения на 25-30 meV под действием поперечного электрического поля (рис. 2).

Методика расчета

С помощью уравнения Шредингера рассчитаны уровни размерного квантования и огибающие волновые функции в структуре. Известно, что коэффициент оптического поглощения α(ħω) связан с мнимой частью диэлектрической проницаемости [2].

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{\omega}{cn}\varepsilon(\hbar\omega)$$

Диэлектрическая проницаемость состоит из вкладов межзонных и экситонных переходов.

$$\varepsilon(\hbar\omega) = \varepsilon^{\text{band}}(\hbar\omega) + \varepsilon^{\text{ex}}(\hbar\omega)$$

$$\varepsilon^{\text{band}}(\hbar\omega) = \frac{e^2}{\varepsilon_0 m_0^2 \omega^2 L_z}\frac{m_{eh}}{\pi\hbar^2}\sum_{i,j}|M_b|^2\left|M_{ij}\right|^2 \times$$

$$\int_0^\infty \Gamma(\Delta E_g + E_{ei} + E_{hj} - \hbar\omega)dE$$

L_z- ширина квантовой ямы, m_{eh} - приведенная эффективная масса дырки и электрона,

E_{ei}, E_{hj} - уровни размерного квантования

$|M_b|^2$ – матричный элемент блоховских состояний,

$|M_{ij}|^2 = \left|\int \psi_{ei}(z)\psi_{hj}(z)dz\right|^2$ — интеграл перекрытия огибающих волновых функций

Диэлектрическая проницаемость для экситонов:

$$\varepsilon^{\text{ex}}(\hbar\omega) = \frac{2\pi q^2}{\pi\varepsilon_0 m_0^2 \cdot L_z\omega^2}|M|^2\left|M_{ij}\right|^2|\varphi_{ex}(0)|^2\Gamma(E_{ex} - \hbar\omega)$$

$\psi_{ex}(r) = \alpha\sqrt{\frac{2}{\pi}}e^{-\alpha\cdot r}$ - волновая функция двумерного экситона, α – вариационный параметр, соответствующий обратному боровскому радиусу экситона. Расчет энергии связи экситона и боровского радиуса проведен вариационным методом [2].

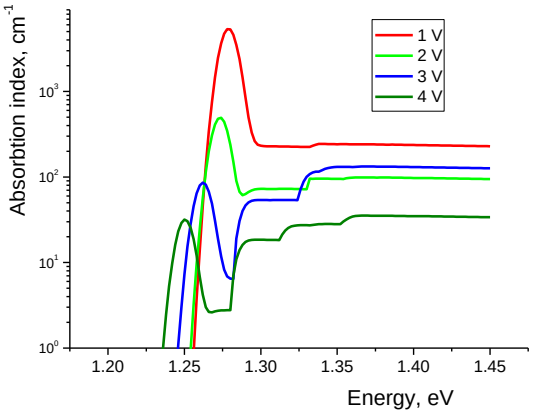


Рис. 3. Рассчитанные спектры поглощения исследуемой ТСКЯ структуры при различных напряжениях смещения

В рамках описанной процедуры были рассчитаны спектры оптического поглощения системы асимметричных двойных ТСКЯ с учетом экситонного вклада (Рис.3). Результаты показывают, что с увеличением напряженности электрического поля происходит заметное перераспределение электронной плотности в системе квантовых ям, что приводит к красному сдвигу оптического спектра, вследствие квантово-размерного эффекта Штарка.

На основании рассчитанных в широкой спектральной области показателей поглощения и соотношений Крамерса — Кронига были получены спектры изменения показателя преломления Δn(ħω) для различных напряжений смещения [3]. На рис. 4 показано изменение абсолютного значения показателя преломления исследуемой структуры под действием электрического поля на длине волны λ = 1550 нм.

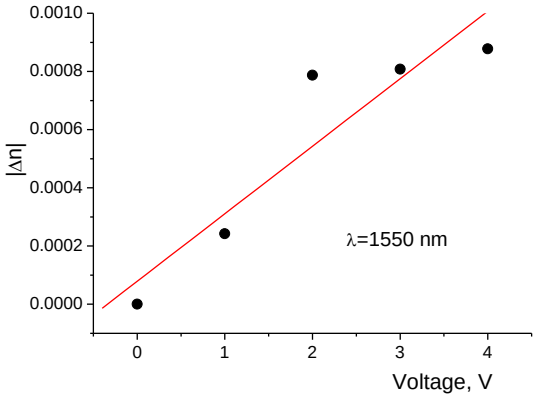


Рис. 4. Рассчитанные значения изменения показателя преломления при различных управляющих напряжениях

Таким образом, путем согласования методики математического моделирования и экспериментальных измерений продемонстрирована возможность прогнозирования вариации показателя преломления систем ТСКЯ под действием электрического поля.

Литература

1. Guang Qian *et al.* // Chinese Optics Letters, V.17(6), 061301 (2019).

2. D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus, Phys.Rev. B 32, 1043 (1985)

3. Kenji Nakamura *et al.*. // Journal of quantum electronics, V.28(7), 1670 (1992).

Установка для измерений методом спектроскопии анизотропного отражения в среднем инфракрасном диапазоне

С.А. Хахулин*, Д.Д. Фирсов§, О.С. Комков**

1 СПбГЭТУ «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, 5 Ф, Санкт-Петербург, 197022.

*khsmn@ya.ru, §d.d.firsov@gmail.com, **okomkov@yahoo.com

Собранная на базе фурье-спектрометра экспериментальная установка анизотропного отражения позволяет регистрировать соответствующие спектры от поверхности полупроводниковых структур в широком интервале длин волн видимого и ИК-диапазона вплоть до 16 мкм. При помощи разработанного метода обработки измеряемых на фурье-спектрометре сигналов с модуляцией поляризации получаются истинные спектры анизотропного отражения, содержащие положительные и отрицательные экстремумы.

Метод оптической спектроскопии анизотропного отражения (reflectance anisotropy spectroscopy (RAS)) позволяет эффективно регистрировать отклик от нескольких приповерхностных монослоёв объёмных полупроводниковых материалов [1] и 2D структур [2] благодаря повороту направления линейной поляризации зондового излучения вдоль двух взаимно перпендикулярных направлений в плоскости поверхности исследуемых образцов.

На собранной нами на базе фурье-спектрометра Vertex 80 новой установке анизотропного отражения (рисунок 1) сигналы детектируются в значительно бо́льшем интервале длин волн, чем на традиционных дифракционных спектрометрах.

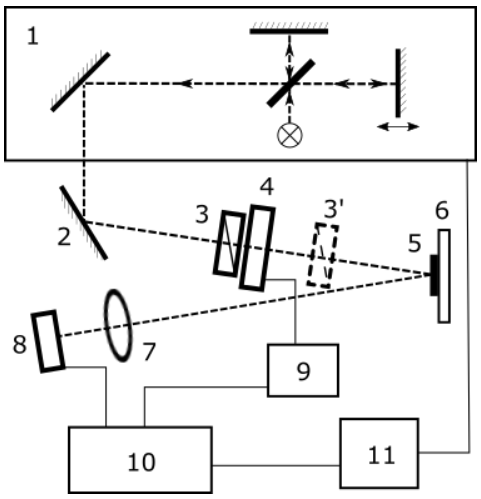


Рис. 1. Схема собранной установки анизотропного отражения. 1 — фурье-спектрометр, 2 — зеркало, 3 — поляризатор, 4 — фотоупругий модулятор, 5 — образец, 6 — поворотная платформа, 7 — CaF_2 или ZnSe оптическая линза, 8 — фотоприёмник, 9 — контроллер для управления модулятором, 10 — синхронный усилитель, 11 — компьютер

В данной схеме в качестве линейных поляризаторов используются широкополосный сеточный поляризатор с диапазоном поляризации 0,25–4 мкм, а также голографический сеточный поляризатор с рабочим диапазоном 2–20 мкм. В качестве фотоприёмников используются Si (рабочий диапазон 0,4–1,1 мкм), InSb (рабочий диапазон 1,1–5,4 мкм), а в длинноволновой области ИК-диапазона — охлаждаемый фотоприёмник на основе твёрдого раствора HgCdTe, эффективно работающий в диапазоне 2–16 мкм. Состояние поляризации зондирующего излучения модулируется при помощи фотоупругого модулятора производства Hinds Instruments с оптическим элементом из ZnSe, при помощи которого осуществляется модуляция вплоть до длины волны 18 мкм.

Модуляционные спектры содержат как положительные, так и отрицательные экстремумы, однако в получаемых при помощи фурье-спектрометра спектрах (например, в спектрах фотоотражения) без надлежащей коррекции фазы отрицательные экстремумы отсутствуют [3]. Предлагаемая нами методика обработки регистрируемых здесь сигналов позволяет корректировать соответствующую фазу, благодаря чему измеряемые на фурье-спектрометре кривые совпадают с истинными спектрами.

В качестве тестового образца использовалась эпитаксиальная структура GaSe/GaAs(001) [4, 5], сигнал RAS которой со стандартной коррекцией фазы содержит только положительные экстремумы (рис. 2(а), штриховая линия), в то время как основная часть истинного спектра находится в отрицательной области значений (спектр после описанной ниже коррекции – рис. 2(а), сплошная линия).

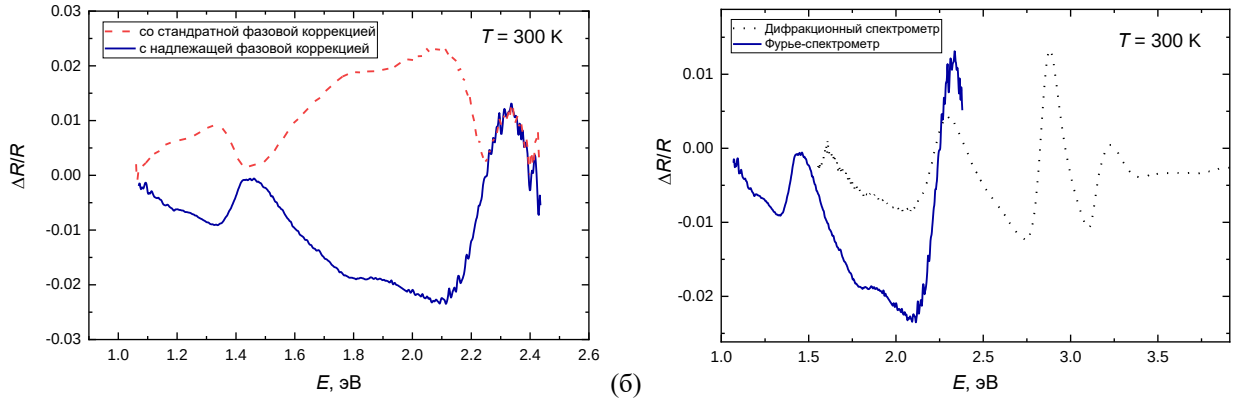


Рис. 2. (а) Спектры анизотропного отражения эпитаксиального образца GaSe/GaAs(001) со стандартной фазовой коррекцией (штриховая линия) и после надлежащей коррекции (сплошная линия). (б) Сравнение спектров RAS того же образца, полученных по традиционной схеме (пунктирная линия) и на собранной нами установке (сплошная линия)

Для коррекции фазы модуляционного сигнала ΔR, получаемого на базе фурье-спектрометра, сначала измеряется спектр отражения R заведомо положительного сигнала, после чего находится фаза комплексного спектра $\varphi(E) = \mathrm{arctg}\{\mathrm{Im}[R(E)]/\mathrm{Re}[R(E)]\}$. Так как рассматриваемая фазовая ошибка определяется в первую очередь интерферометром, то её можно использовать для получения истинного модуляционного спектра $\Delta R(E) = \mathrm{Re}[\Delta R^*(E)e^{-i\varphi(E)}]$, где $\Delta R^*(E)$ — полученный из несимметричной интерферограммы комплексный спектр.

Для измерения спектра отражения R перед модулятором поляризации располагается линейный поляризатор, ориентированный под углом 45° к оси модулятора, после модулятора — второй поляризатор, под углом -45° (его расположение обозначено в виде позиции (3') на рисунке 1). Следовательно, в данном случае при получении спектра R в качестве зондирующего луча используется та часть оптического излучения фурье-спектрометра, которая модулируется при измерениях спектров RAS благодаря наличию первого линейного поляризатора.

На рисунке 2(б) приведено сравнение спектров, измеренных на собранной нами установке (сплошная линия) и в лаборатории оптики поверхности ФТИ им. А.Ф. Иоффе на установке RAS видимого и УФ-диапазона, реализованной по традиционной схеме на базе дифракционного спектрометра. Видно, что полученный нами спектр (сплошная линия) воспроизводится по форме и по положению наблюдаемых экстремумов. При этом установка RAS видимого и УФ-диапазона имеет резкий спад чувствительности в районе 1,6 эВ, в результате чего сигнал при такой энергии «обрывается» (пунктирная линия). Использование собранной нами установки позволило получить дополнительно несколько экстремумов в районе 1,5 и 1,3 эВ. Приведённый спектр был измерен с использованием Si-фотоприёмника и CaF_2 светоделителя. Фурье-спектрометр работал в режиме непрерывного сканирования подвижного зеркала интерферометра Майкельсона. Кроме того, при помощи CdHgTe фотоприёмника и KBr светоделителя нами был получен сигнал от эпитаксиального образца InAs в диапазоне от 0,8 эВ (1,55 мкм) до 0,155 эВ (8 мкм).

Таким образом, реализованная на базе фурье-спектрометра установка анизотропного отражения позволяет измерять спектры полупроводниковых материалов и структур в широком диапазоне длин волн от видимого до средневолнового ИК. Разработанная методика обработки регистрируемых сигналов путём надлежащей коррекции их фазы позволяет получать кривые, соответствующие истинным спектрам.

Авторы выражают благодарность Сорокину С.В. и Авдиенко П.С. за предоставленные образцы GaSe/GaAs(001), а также Берковицу В.Л. за измерение спектра RAS на дифракционном спектрометре.

Литература

1. V.L Berkovits et al. // Semiconductors, **54**(14), 1877 (2020).

2. O. Ruiz-Cigarrillo et al. // Physical Review B, **103**(3), 035309 (2021).

3. О.С. Комков // ФТТ, **63**(8), 991 (2021).

4. S.V. Sorokin, …, O.S. Komkov, D.D. Firsov et al. // Materials, **13**(16), 3447 (2020).

5. О.С. Комков, С.А. Хахулин, Д.Д. Фирсов и др. // ФТП, **54**(10), 1011 (2020).

Спин-зависимое туннелирование в двойной квантовой точке со спин-орбитальным взаимодействием в условиях ЭДСР

Д.В. Хомицкий[1,*], С.А. Студеникин[2], Е.Я. Шерман[3,4]

[1] Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, физический факультет, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

[2] Emerging Technologies Division, National Research Council of Canada, Ottawa, ON K1A0R6, Canada.

[3] Department of Physical Chemistry, The University of the Basque Country, 48940 Leioa, Spain.

[4] IKERBASQUE Basque Foundation for Science, Bilbao, Spain.

*khomitsky@phys.unn.ru

Теоретически исследована эволюция дырочных состояний в двойной квантовой точке на основе GaAs при наличии сильного спин-орбитального взаимодействия и периодического электрического поля. Рассмотрены режимы туннелирования с переворотом спина в условиях электрического дипольного спинового резонанса (ЭДСР) при сильной амплитуде поля, приводящей к нелинейной картине резонанса в плоскости параметров. Обнаружены режимы, когда переворот спина локализован в одной из точек, что важно для контролируемых операций со спином.

Введение

Проблема совместного управления пространственным движением и спином носителей заряда в гетероструктурах является актуальной на протяжении последних десятилетий. Одним из часто используемых эффектов является электрический дипольный спиновый резонанс (ЭДСР), при котором когерентная динамика спина индуцируется периодическим электрическим полем на частоте зеемановского расщепления уровней в квантовых точках (КТ) [1]. Как показывают недавние эксперименты с двойными точками на основе *p*-GaAs, между которыми происходит туннелирование в микроволновом поле [2], в такой структуре возможны нетривиальные эффекты в зависимости туннельного тока от параметров системы, в том числе от частоты и амплитуды поля.

В данном докладе мы представляем результаты теоретического исследования эволюции дырочных состояний в двойной КТ с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) в режиме ЭДСР. Параметры исследованной модели выбраны близкими к экспериментальным условиям [2]. Рассчитаны полная и спин-зависимая вероятности туннелирования. Отличительной особенностью системы является сильная пространственная неоднородность периодического электрического поля в области КТ. Также учитываются несколько орбитальных и спиновых состояний (до десяти), что может существенно изменять характер ЭДСР [3].

Модель и основные результаты

Рассматривается модель в приближении эффективной массы для дырок в GaAs в двойной КТ. Гамильтониан системы

$$H = H_{2QD} + H_D + H_Z + H_{SO} + V(x,t) \quad (1)$$

включает одномерный потенциал двойной КТ H_{2QD}, сдвиг минимума потенциала левой КТ (detuning) H_D, зеемановское слагаемое H_Z, СОВ Дрессельхауза H_{SO} и потенциал периодического электрического поля

$$V(x,t) = V_d(x)\sin \omega t. \quad (2)$$

Частота поля ω в (2) может совпадать с зеемановским расщеплением Δ между уровнями с различной проекцией спина (с учётом поправки на СОВ от слагаемого H_{SO}), как это показано на рис.1. В этом случае наблюдается туннелирование с переворотом спина, причём область переворота спина может находиться в разных КТ. Таким образом, возможно совместное управление положением и спином дырки, что важно для приложений.

Решение нестационарного уравнения Шрёдингера с гамильтонианом (1) выполнялось численно методами Флоке на большом числе N периодов поля T. Была исследована стробоскопическая эволюция средних значений и усреднённые по многим периодам вероятности туннелирования $P_L(NT)$ и z-проекции спина $\sigma^z_L(NT)$ в левой КТ при началь-

ном положении частицы в правой КТ в основном состоянии со спином вниз, что близко к условиям экспериментов [2].

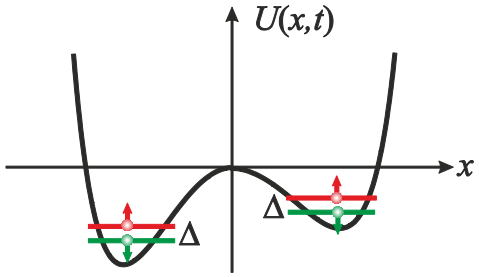


Рис. 1. Структура уровней в двойной КТ с гамильтонианом (1). Электрическое поле (2) на частоте, равной зеемановскому расщеплению Δ, вызывает изменение профиля $U(x, t)$ и туннелирование с переворотом спина

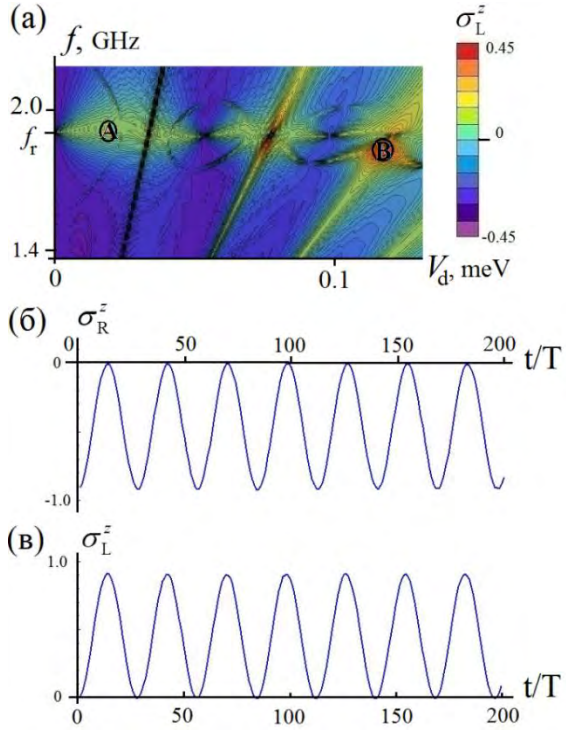


Рис. 2. (а) Усреднённые по 150 периодам поля значения σzL в плоскости (f, Vd). Около линии f = fr наблюдаются области значений σzL > 0, отвечающие перевороту спина.(б, в) Эволюция σzR в правой КТ и σzL в левой КТ для точки B на панели (а), отвечающей σzR (t = 0) ≈ –1. При туннелировании спин переворачивается только в левой КТ, что видно по значениям σzL > 0 и σzR < 0 для всех t/T

На рис.2а показаны усреднённые по $N = 150$ значения σ^z_L в плоскости параметров (f, V_d), где $f = \omega/2\pi$ и V_d есть амплитуда поля (2). Рассмотрен случай нулевого сдвига уровней H_D и значения магнитного поля $B_z = 0.1$ T, что для типичного g-фактора 1.35 и амплитуды СОВ $\beta = 3$ meV·nm отвечает резонансной частоте ЭДСР $f_r = 1.9$ GHz. Можно видеть, что при $f = f_r$ с ростом V_d наблюдается отчётливый переход к положительным усреднённым значениям σ^z_L, которые сдвигаются вниз по частоте при больших V_d вследствие нелинейного характера ЭДСР в многоуровневой системе [3]. Области с ярким цветом, отмеченные кружками A и B, отвечают перевороту спина при туннелировании. На рис.2б,в показана стробоскопическая эволюция σ^z в правой и левой КТ для точки B на рис.2а, рассчитанная для начального состояния, локализованного в правой КТ со спином вниз, т.е. при $\sigma^z_R(0) \approx -1$, $\sigma^z_L(0) = 0$. При туннелировании спин полностью переворачивается именно в левой КТ, что характеризуется значениями $\sigma^z_L > 0$ и $\sigma^z_R < 0$ для всего времени эволюции. Полная плотность вероятности $P_{L,R}(t)$ в каждой из КТ колеблется в фазе с $\sigma^z_{L,R}(t)$, что позволяет рассчитывать на возможность детектирования обеих плотностей в эксперименте.

Выводы

Исследовано туннелирование в двойной КТ с сильным СОВ, многоуровневым спектром и большой амплитудой внешнего поля, когда ЭДСР имеет нелинейный характер. Обнаружены режимы, где переворот спина локализован в одной из квантовых точек, что важно для контролируемых операций со спином.

Работа (Д.В.Х) поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках Государственного задания № 0729-2020-0058.

Литература

1. E. I. Rashba and Al. L. Efros // Phys. Rev. Lett. V.91, 126405 (2003).
2. A. Bogan, S. Studenikin, M. Korkusinski *et al* // Phys. Rev. Lett., V.120, 207701 (2018).
3. D.V. Khomitsky, L.V. Gulyaev, and E.Ya. Sherman // Phys. Rev. B, V.85, 125312 (2012).

Влияние фотоэдс на фотоэмиссию из p^+-GaAs(Cs,O) с положительным и отрицательным электронным сродством

В.С. Хорошилов[1, 2, *], Д.Е. Протопопов[1, 2], Д.М. Казанцев[1, 2], В.Л. Альперович[1, 2]

1 Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

*khorosvladimir@mail.ru

С помощью новой методики, основанной на влиянии поверхностной фотоэдс на квантовый выход фотоэмиссии, измерена фотоэдс на поверхности сильнолегированного p^+-GaAs ($p \approx 6\times10^{18}$ см$^{-3}$) с адсорбированными слоями цезия и кислорода. При нанесении более 0.3 ML цезия обнаружен спад поверхностной фотоэдс, объясняемый образованием металлических кластеров цезия и ускорением поверхностной рекомбинации. При (Cs,O)-активировании поверхности обнаружены «переключения» между малой фотоэдс после нанесения цезия и большой фотоэдс после кислорода. Эти переключения так же могут быть вызваны изменением скорости поверхностной рекомбинации при формировании и разрушении цезиевых кластеров, что подтверждается измерениями интенсивности фотолюминесценции.

Введение

Явление фотоэдс на поверхности полупроводников заключается в уменьшении поверхностного изгиба зон, которое вызвано разделением рождённых светом электрон-дырочных пар в поверхностном электрическом поле и частичной экранировкой ими этого поля. Фотоэдс ограничивает квантовую эффективность p^+-GaAs(Cs,O)-фотокатодов с отрицательным электронным сродством (ОЭС) при освещении мощными лазерными импульсами [1]. Ранее фотоэдс на поверхности p-GaAs(Cs,O) изучалась бесконтактным методом фотоотражения на UP$^+$-структурах с тонким (≈ 100 нм) нелегированным слоем [2] и на образцах с умеренным уровнем легирования $p \approx 3\times10^{17}$ см$^{-3}$ [3]. При больших концентрациях дырок, изучение фотоэдс методом фотоотражения затруднено из-за малой величины сигнала. В данной работе предложена новая методика измерения поверхностной фотоэдс, с помощью которой впервые удалось измерить фотоэдс на поверхности p^+-GaAs(Cs,O) при характерном для ОЭС-фотокатодов уровне легирования $p \approx 6\times10^{18}$ см$^{-3}$.

Методика эксперимента

В эксперименте использовались слои сильнолегированного p^+-GaAs, выращенные методом MOCVD. Методика приготовления атомарно-чистой поверхности описана в [4]. Метод измерения поверхностной фотоэдс основан на влиянии изгиба зон на эффективное электронное сродство и, как следствие, на квантовый выход фотоэмиссии. В данной методике поверхность p^+-GaAs(Cs,O) освещается двумя пучками света с одинаковой энергией фотонов 1.46 эВ ниже порога прямой фотоэмиссии, при этом электронное сродство поверхности должно быть достаточно низким, чтобы возник ток фотонно-усиленной термоэлектронной эмиссии [5]. Интенсивности пучков модулированы различными частотами $f_1 = 1.3$ кГц и $f_2 = 0.22$ кГц. Каждый пучок света генерирует как ток фотоэмиссии из образца, так и фотоэдс на его поверхности. Влияние фотоэдс от одного из пучков на ток фотоэмиссии от другого пучка создает суммарную и разностную гармонику $f_1 \pm f_2$ в полном токе фотоэмиссии. Благодаря выбору одинаковых длин волн пучков, «перекрестные» эффекты влияния первого пучка на второй и второго на первый предполагаются одинаковыми, в отличие от работы [6]. Это позволяет, измерив амплитуду суммарной и разностной гармоник, определить абсолютные значения фотоэдс с использованием экспоненциальной зависимости тока фотонно-усиленной термоэлектронной эмиссии от эффективного электронного сродства [5]. В данной работе сумма амплитуд суммарной и разностной гармоник $f_1 \pm f_2$ измеряется с помощью последовательного синхронного детектирования частот f_1 и f_2.

Результаты и обсуждение

С помощью предложенной методики экспериментально изучена эволюция фотоэдс при адсорбции слоёв цезия и кислорода на поверхность сильнолегированного p^+-GaAs с уровнем легирования $p \approx 6\times10^{18}$ см$^{-3}$ (рис. 1). При нанесении более 0.3 ML цезия на чистую поверхность p^+-GaAs обна-

ружен монотонный спад поверхностной фотоэдс. При меньших покрытиях измерить фотоэдс не удалось из-за отсутствия сигнала фотоэмиссии. Ранее спад фотоэдс в области покрытий $\theta > 0.3$ ML наблюдался на UP$^+$-структурах [2] и на образцах p-GaAs с умеренным уровнем легирования [3]. Предположительно, этот спад фотоэдс связан с формированием двумерных металлических кластеров цезия, которое приводит к росту локальной поверхностной проводимости и скорости поверхностной рекомбинации.

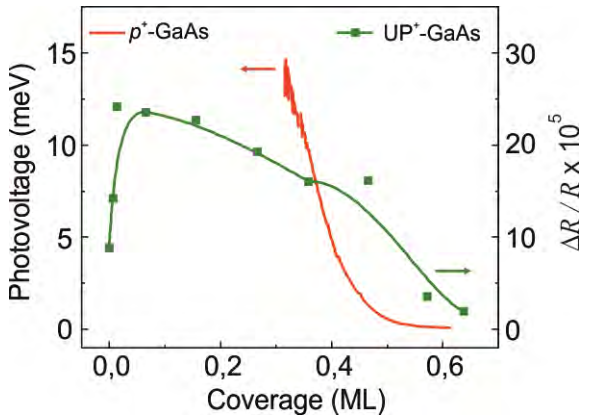


Рис. 1. Эволюция поверхностной фотоэдс при адсорбции цезия на образцы p^+-GaAs и структуры UP$^+$-GaAs [2]. Для p^+-GaAs показаны абсолютные значения фотоэдс, полученные с помощью новой методики, для UP$^+$-GaAs – амплитуда сигнала фотоотражения, пропорциональная величине фотоэдс [7]

При активировании поверхности p^+-GaAs цезием и кислородом до состояния с ОЭС обнаружены «переключения» между большой фотоэдс после нанесения слоев кислорода и малой фотоэдс после нанесения слоев цезия (рис. 2a). Поскольку при ОЭС нельзя явно разделить прямую фотоэмиссию и фотонно-усиленную термоэлектронную эмиссию и невозможно рассчитать значения самой фотоэдс, на рис. 2a показана только амплитуда сигнала ΔI_{PV}, связанного с влиянием фотоэдс на фотоэмиссию. Ранее на UP$^+$-структурах и умеренно легированных образцах наблюдались похожие, но противоположно направленные «переключения» с большими значениями фотоэдс после нанесения цезия, что объяснялось Cs-индуцированным увеличением изгиба зон [2, 3]. Это отличие может свидетельствовать о том, что для фотоэдс на поверхности p^+-GaAs доминирует влияние изменений скорости поверхностной рекомбинации из-за образования и разрушения металлических кластеров цезия. При этом предполагается, что нанесение слоев кислорода вызывает разрушение кластеров цезия, а нанесение слоев цезия – формирование новых кластеров. Эта гипотеза согласуется с наблюдаемыми в процессе активирования переключениями интенсивности фотолюминесценции I_{PL}, которая обратно пропорциональна скорости поверхностной рекомбинации (рис. 2b) [7].

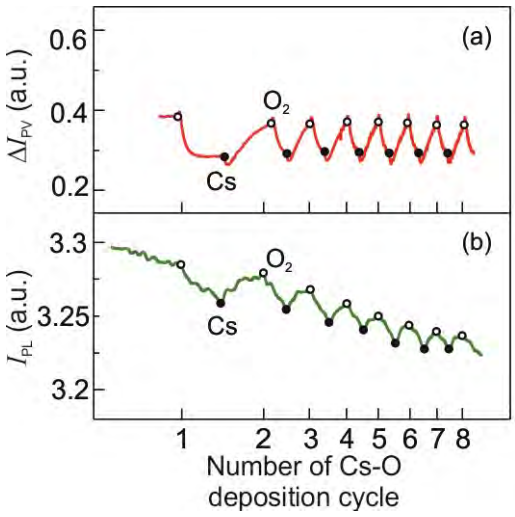


Рис. 2. Эволюция (a) сигнала, связанного с влиянием фотоэдс на фотоэмиссию, и (b) интенсивности фотолюминесценции при активировании поверхности p^+-GaAs. Значения после нанесения цезия показаны заполненными кружками, после кислорода – пустыми

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 20-02-00355.

Литература

1. T. Maruyama *et al.* // Nucl. Instr. Meth. A 492, 199 (2002).
2. V.L. Alperovich, A.G. Paulish, H.E. Scheibler, A.S. Terekhov // Appl. Phys. Lett. 66, 2122 (1995).
3. V.L. Alperovich, A.G. Paulish, A.S. Terekhov // Phys. Rev. B 50, 5480 (1994).
4. O.E. Tereshchenko, S.I. Chikichev, A.S. Terekhov // J. Vac.Sci. Technol. A 17, 2655 (1999).
5. A.G. Zhuravlev, V.S. Khoroshilov, V.L. Alperovich // Appl. Surf. Sci. 483, 895 (2019).
6. V.S. Khoroshilov, D.E. Protopopov, D.M. Kazantsev, A.G. Zhuravlev // J. Phys. Conf. Ser. 1482, 012013 (2020).
7. T. Kanata *et al.* // J. Appl. Phys. 68, 5309 (1990).

Фотонное эхо в германии с мелкими донорами

В.В. Цыпленков[1,*], В.Н. Шастин[1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*Tsyplenkov1@yandex.ru

Работа направлена на теоретическое исследование условий наблюдения эффекта фотонного эха в кристалле германия, легированного мелкими донорами. Проведен численный расчет поляризации среды, возбуждаемой последовательностью двух оптических импульсов на частоте близкой к частоте примесного перехода. Импульсы аппроксимировались гауссовыми кривыми. Рассмотрено влияние на эхо параметров импульсов возбуждения, неоднородного уширения примесных переходов, а так же скорости релаксации населенности и когерентности в системе. Ключевым аспектом при экспериментальной реализации эффекта является понижение температуры кристалла, определяющей скорость релаксации когерентности в системе.

Введение

Научная активность многих исследователей в настоящее время направлена на изучение квантовых оптически управляемых когерентных состояний различных систем и создания на их основе новых полупроводниковых устройств, сопряженных с развитой кремниевой и германиевой технологией. Одними из кандидатов рассматриваются кулоновские центры в полупроводниках. Хотя примесные центры в германии достаточно хорошо исследованы до сих пор нет полной информации об их временах релаксации и когерентности. Эксперимент по наблюдению фотонного эха является эффективным методом демонстрации возможности создания когерентного ансамбля диполей, образованных донорными центрами, находящихся в суперпозиции состояний, и измерению поперечного времени релаксации в системе. В настоящей работе проведено численное моделирование поляризации среды (германий с мелкими донорами), возбуждаемой последовательностью двух оптических импульсов ($\pi/2$- и π-импульсы) на частоте близкой к частоте разрешенного в электродипольном приближении перехода. Показано, что в n-Ge после воздействия π импульса поляризация среды начинает возрастать и через время равное времени задержки между импульсами достигает максимума.

Теоретическая модель

Теоретическое описание строилось в рамках полуклассической модели, в которой примесный атом считался двухуровневой квантовой системой, электромагнитное поле же (два последовательных импульса электромагнитного излучения на частоте близкой к частоте атомного перехода) описывалось классически. Использовалось приближение вращающейся волны. Если пренебречь релаксацией как населенности (продольная релаксация), так и когерентности (поперечная релаксация), то описание взаимодействия атома с полем в данном случае удобно строить, используя метод амплитуд вероятности [1]. При наличии релаксации необходимо решать уравнения либо относительно элементов матрицы плотности, либо относительно векторов Блоха [1]. Однако динамика двухуровневой системы в случае воздействия на нее двух импульсов описывается не как обычно тремя уравнениями относительно разности населенностей и вещественной и мнимой части огибающей дипольного момента, а пятью.

$$\begin{cases} N' = -\Omega_1 R_2 - \Omega_2 T_2 - \gamma_l(1+N) \\ R_2' = N(\Omega_1 + \Omega_2\cos\varphi) + \delta R_1 - \gamma_t R_2 \\ T_2' = N(\Omega_1\cos\varphi + \Omega_2) + \delta T_1 - \gamma_t T_2 \\ R_1' = -N\Omega_2\sin\varphi - \delta R_2 - \gamma_t R_1 \\ T_1' = -N\Omega_1\sin\varphi - \delta T_2 - \gamma_t T_1 \end{cases} \quad (ф1)$$

где Ω_1 и Ω_2 – зависящие от t частоты Раби для полей, связанных с первым и вторым импульсами, δ – отстройка частоты излучения от частоты атомного перехода, φ – разность фаз излучений в первом и втором импульсах, определяемая временем задержки, γ_l – скорость релаксации населенности, γ_t – скорость релаксации когерентности. Вектора N_l, R_1, R_2, T_l, T_2 следующим образом выражаются через амплитуды вероятностей:

$$N = a_2 a_2^* - a_1 a_1^*,\ R_1 = a_1^* a_2 e^{i\delta t} + a_1 a_2^* e^{-i\delta t},\ (ф2)$$

$$iR_2 = a_1^* a_2 e^{i\delta t} - a_1 a_2^* e^{-i\delta t},\qquad T_1 = a_1^* a_2 e^{i(\delta t+\varphi)} + a_1 a_2^* e^{-i(\delta t+\varphi)},\ iT_2 = a_1^* a_2 e^{i(\delta t+\varphi)} - a_1 a_2^* e^{-i(\delta t+\varphi)},$$

которые определяют волновую функцию двухуровневой системы:

$$\Psi(t) = a_1(t)\varphi_1 e^{-i\omega_1 t} + a_2(t)\varphi_2 e^{-i\omega_2 t} \quad (ф3)$$

где φ_1 и φ_2 – невозмущенные полем волновые функции атома, ω_1, ω_2 – частоты, соответствующие энергиям уровней атома. Форма импульсов излучения (следовательно, Ω_1 и Ω_2) аппроксимировались Гауссовой кривой. Дипольный момент атома выражается следующим образом:

$$P = \mu(R_1 cos\omega t - R_2 sin\omega t) \quad (ф4)$$

где μ – матричный элемент электродипольного перехода, ω – частота атомного перехода. Поляризуемость среды находится суммированием дипольных моментов доноров, считая, что частоты атомных переходов имеют нормальное распределение с дисперсией, соответствующей ширине неоднородно уширенного примесного перехода.

Чтобы не решать пространственную задачу, считалось, что импульсы следуют друг за другом по одной траектории. Следовательно, направление распространения эха совпадает с направлением импульсов возбуждения. Такое допущение не ограничивает общности физических выводов о зависимости эха от рассматриваемых параметров системы. На рис. 1(а, б) показаны две рассчитанные реализации динамики поляризуемости среды при различных параметрах. Рис. 1(а) демонстрирует динамику при отсутствии релаксации в среде, Рис. 1(б) – при меньшей задержке между импульсами и при наличии в среде существенной релаксации как населенности, так и когерентности. Длительность импульсов возбуждения взята соответствующей параметрам излучения Новосибирского лазера на свободных электронах (NovoFEL). В зависимости от параметров системы (ширина линии, длительность импульсов, время задержки, скорости релаксации, отстройка) динамика поляризуемости может демонстрировать сложное поведение, и максимум поляризуемости после воздействия π-импульса может быть даже сдвинут относительно ожидаемого момента эха.

Главным препятствием для экспериментального наблюдения фотонного эха в германии при использовании NovoFEL является релаксация когерентности, которая крайне сильно зависит от температуры кристалла, которая в условиях эксперимента при воздействии излучения ЛСЭ может достигать 20-30 К. Поэтому понижение температуры является ключевой проблемой экспериментальной реализации эффекта.

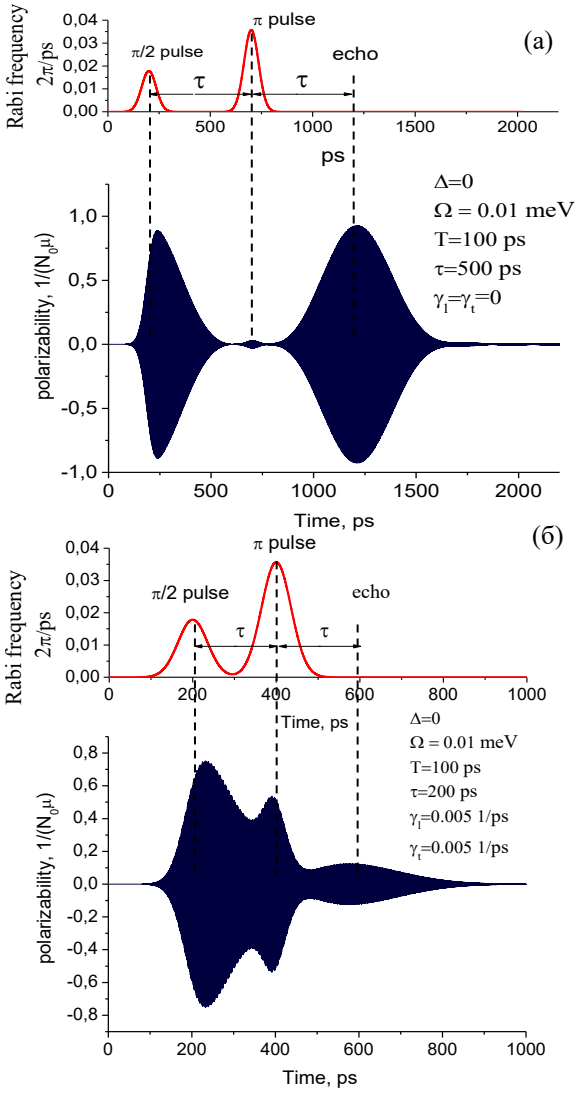


Рис. 1. Зависимость поляризуемости Ge:As от времени. Здесь Δ – величина отстройки частоты излучения от частоты перехода (по центрам линий), Ω – ширина неоднородно уширенной линии, T – длительность импульсов, τ – время задержки, γ_l, γ_t – скорости продольной и поперечной релаксации, N_0 – концентрация легировании я, μ – матричный элемент электродипольного перехода

Работа поддержана РНФ (соглашение № 19-72-20163).

Литература

1. М.О. Скалли, М.С. Зубайри // Квантовая оптика – М. Физматлит, 2003.

Влияние толщины инкапсулирующих слоев на качество гетероструктур на основе дихалькогенидов переходных металлов

А.В. Черненко[1,*], А.С. Бричкин[1]

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

*chernen@issp.ac.ru

Исследовано влияние толщины инкапсулирующих слоев нитрида бора на ширины линий фотолюминесценции гетероструктур на основе дихалькогенидов переходных металлов. Ранее было высказано предположение, что верхний накрывающий слой нитрида бора и кремниевая подложка образуют микрорезонатор. Взаимодействие оптических мод такого микрорезонатора с экситонами в монослое дихалькогенида может привести к существенному сужению линий фотолюминесценции за счет эффекта Парселла. Измерения, выполненные на серии образцов с разной толщиной верхнего и нижнего слоев нитрида бора, а также на образцах с градиентом толщины нижнего слоёв, не продемонстрировали зависимости, ожидающейся в случае взаимодействия экситонов с модами резонатора. Тем не менее козел оказалось возможным добиться сужения линий фотолюминесценции экситонов посредством увеличения толщины нижнего слоя нитрида бора.

Введение

Создание высококачественных многослойных структур на основе дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) является актуальной темой современной физики Ван-дер-ваальсовых материалов [1].

Качество гетероструктур на основе ДПМ, критически важное для оптических исследований, определяется ширинами линий (FWHM) фотолюминесценции (ФЛ) нейтральных и заряженных экситонов. Времена жизни экситонов в таких структурах определяется рекомбинацией и лежат в диапазоне 1-10 пс. Следовательно, однородная ширина линии ФЛ не превышает 1мэВ. Многочисленные исследования показывают, что ширина линий фотолюминесценции монослоёв ДПМ в атмосфере порядка 20-30 мэВ из-за абсорбции влаги и кислорода. Чтобы избежать уширения линий, моно- и гетеро-слои инкапсулируются, то есть помещаются между слоями гексагонального нитрида бора (hBN). Толщина слоёв hBN может лежать в широком диапазоне, от единиц до сотен нанометров. Технологически удобно работать с инкапсулирующими слоями hBN толщиной 20-50 нм, причем верхний накрывающий слой обычно выбирается тоньше нижнего для минимизации рассеяния и поглощения излучения.

Типичная ширина линий ФЛ инкапсулированных структур при гелиевых температурах 6-14 мэВ. Неоднородное уширение может быть вызвано в первую очередь флуктуациями случайного потенциала и неоднородной деформацией. Несмотря на все усилия по улучшению качества интерфейсов, получить линии ФЛ уже 6 мэВ на таких структурах оказывается проблематичным.

Недавно в работах [2,3] было высказано предположение, что верхний инкапсулирующий слой hBN и поверхность кремния подложки могут служить зеркалами микрорезонатора. Согласно результатам этих работ, эффект Парселла приводит к осцилляциям времени жизни 2D экситонов в монослое и, как следствие, к осцилляциям ширины линии ФЛ экситона при монотонном увеличении толщины слоя hBN. Ширина линии ФЛ осциллировала с изменением толщины нижнего слоя hBN с периодом порядка 100 нм. При этом для оценки свойств резонатора важна толщина слоя SiO_2, которая в [2] была 30 нм. Минимальная ширина линии ФЛ, полученная в [2], была около 1 мэВ. Кроме того, взаимодействие экситона с модами резонатора согласно [2], приводит к смещению положения линии по шкале энергий до 10 мэВ при изменении толщины слоя hBN.

Методика и результаты

Для того, чтобы проверить эти выводы и, возможно, добиться существенного уменьшения ширины линий ФЛ, были проведены измерения на серии образцов, содержащих инкапсулированные монослои $MoSe_2$ и WSe_2. Образцы из серии были созданы на одинаковой подложке Si/SiO_2 с толщиной слоя оксида кремния 300 нм, они отличались друг от друга разной толщиной нижних слоёв hBN. Кроме того, были приготовлены инкапсулирован-

ные монослои с градиентом толщины hBN, показанные на Рис.1, аналогичные использованным в работе [2].

Измерения микро ФЛ были проведены при гелиевых температурах при нерезонансном возбуждении лазерами с длинами волн 532 нм или 657 нм. Они не выявили существенной зависимости положения линии ФЛ экситонов или трионов от толщины слоя.

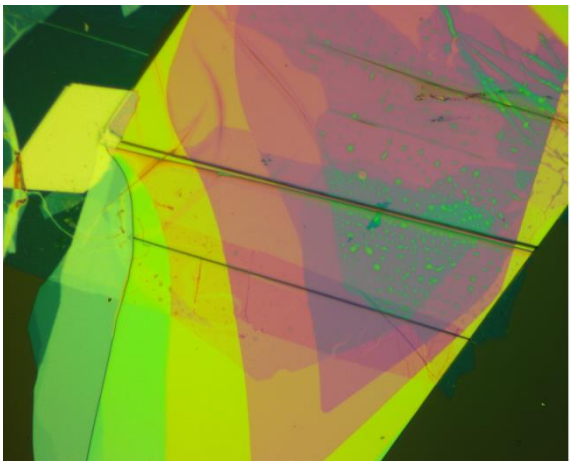


Рис. 1 Гетероструктура hBN-WSe_2-hBN, с градиентом толщины нижнего слоя hBN. Слои разной толщины хорошо различимы по цвету. Толщины слоёв меняются от 40 (салатовый) до 240 нм (сиреневый). Полный размер изображения110x110 мкм

Отметим существенный, до 10 мэВ, разброс положения линий ФЛ образцов с близкими параметрами, то есть помещенных на одинаковую подложку и имеющих близкие толщины инкапсулирующих слоёв. Видимо, это связано с неконтролируемыми флуктуациями деформации и случайного потенциала.

Несмотря на отсутствие подтверждений выводов статьи [2], выяснилось, что можно добиться уменьшения ширины линии до ~3 мэВ при увеличении толщины слоя hBN более 100 нм (см. Рис.2). Мы можем заключить, что сужение линий ФЛ вызвано причинами, отличными от эффекта Парселла. Скорее всего, это связано с релаксацией продольного напряжения в толстом слое hBN, хотя может быть также вызвано удалением монослоя от случайного потенциала на гетероинтерфейсе hBN-подложка.

Кроме того, были проведены измерения на серии образцов с различной толщиной верхнего инкапсулирующего слоя. Спектры ФЛ таких структур характеризуются заметным смещением положений экситонов, что связано с вариацией кулоновского взаимодействия из-за изменения экранировки, однако ширины линий ФЛ в этом случае оказались достаточно большими и не демонстрировали регулярных зависимостей от толщины слоя hBN.

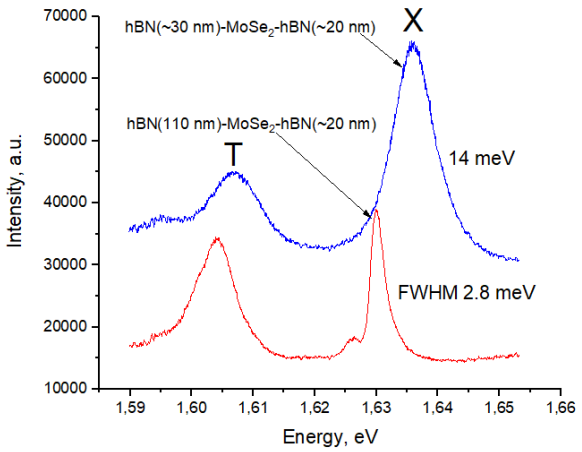


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции гетероструктур hBN-$MoSe_2$ -hBN, отличающихся толщиной нижнего инкапсулирующего слоя hBN. Спектры записаны при T=2 K при разных уровнях накачки лазером с длиной волны 532 нм. Линии ФЛ экситонов и трионов обозначены как X и T, соответственно

Литература

1. A.V.Kolobov, J. Tominaga Two-Dimensional Transition-Metal Dichalcogenides (Berlin: Springer, 2016) .

2. H.H. Fang, B. Han, C. Robert et al., Phys.Rev.Lett. 123, 067401 (2019).

3. Lei Ren, C. Robert, B. Urbaszek, et al., Comptes Rendus Physique, 22, 1, (2021).

Оптимизация параметров ГФЭ МОС GaAs тиристорных структур, для увеличения напряжения их переключения

А.Б. Чигинева[1, *], Н.В. Байдусь[1], С.М. Некоркин[1, §], К.С. Жидяев[1], В.А. Кукушкин[1, 2]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3. Нижний Новгород, 603022.

2 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950.

*chigineva@nifti.unn.ru, §nekorkin@nifti.unn.ru

В работе исследовано влияние параметров баз на напряжение переключения GaAs тиристорных структур, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии. Показано, что учет компенсирующих примесей в базовых слоях позволяет значительно улучшить согласие экспериментальных и расчетных значений напряжения переключения. Наличие компенсирующих фоновых примесей ограничивает возможности получения больших величин напряжения переключения тиристоров.

Тиристорные GaAs-структуры, выращенные методом газофазной МОС-гидридной эпитаксии (ГФЭ МОС), привлекают внимание исследователей с точки зрения создания низковольтных сильноточных ключей в цепях с низкоимпедансной нагрузкой [1]. При этом актуальной остается задача получения этим методом GaAs-тиристоров с напряжением переключения $U_{прк} \sim 40$ В и более [2]. Известно, что повысить напряжение пробоя коллекторного *p-n*-перехода и, следовательно, напряжение переключения тиристора, можно путем увеличения толщины или уменьшения степени легирования базовых областей [3]. Получение толстых слоев методом ГФЭ МОС неэффективно по сравнению, например, с жидкофазной эпитаксией (ЖФЭ). Поэтому настоящая работа посвящена исследованию влияния уровня легирования баз на напряжение переключения GaAs тиристорных структур, выращенных методом ГФЭ МОС.

Исследуемые образцы и методика эксперимента

Структуры выращивались методом ГФЭ МОС при пониженном давлении на подложках n^+-GaAs (100). Структуры представляли собой четырехслойную *n-p-n-p*-конструкцию из эпитаксиальных слоев GaAs:Si (*n*-тип) и GaAs:C (*p*-тип). Параметры базовых областей структур (толщина *h* и концентрации свободных носителей заряда *n, p*) приведены в таблице 1. Чтобы снизить эффективную концентрацию носителей заряда в базах и повысить, таким образом, напряжение пробоя обратносмещенного коллекторного *p-n*-перехода в структуре 4 между базовыми слоями была выращена прослойка нелегированного GaAs толщиной 100 нм.

Из выращенных структур были изготовлены образцы чип-тиристоров с круглыми мезаструктурами: одиночными и со сложным ступенчатым профилем [4,5]. На чипах применялись точечные (вжигание Sn) и сплошные (Au-Ge/Ni/Au) контакты. Для снижения негативного влияния поверхностных утечек по боковым стенкам мез использовались: протонная бомбардировка, обработка чипов в перекисно-серном травителе, сульфидная пассивация [5]. Исследовались вольтамперные характеристики (ВАХ) образцов в режиме источника напряжения.

Нами проводились теоретические расчеты параметров выращенных коммутационных структур (ВАХ и $U_{прк}$). Для расчетов использовался программный комплекс, позволяющий моделировать полупроводниковые приборы, в том числе и тиристоры. Модель, использованная для расчетов, позволяла задавать не только концентрацию основной примеси (донорной или акцепторной) в каждом слое, но также и учитывать наличие фоновых примесей, частично компенсирующих основную примесь.

Результаты и обсуждение

В таблице 1 приведены расчетные и экспериментальные значения напряжения переключения чип-тиристоров, полученных из структур с разной степенью легирования базовых областей. Из сравнения данных в столбцах 4 и 6 видно, что хорошее согласие теории с экспериментом наблюдается только при достаточно высокой концентрации сво-

бодных носителей заряда в базах (структура 1). Однако значение $U_{прк}$ не превышает 27 В. Уменьшение n и p в несколько раз, согласно модельным расчетам, должно сопровождаться быстрым ростом запирающего напряжения коллекторного p-n-перехода (структуры 2 и 3). Но на практике наблюдалось увеличение $U_{прк}$ лишь на несколько вольт. Такое расхождение может быть связано с технологическими особенностями получения слаболегированных слоев методом ГФЭ МОС.

Таблица 1. Параметры тиристорных GaAs-структур

№	*n*-база	*p*-база	Расчетное знач-е Uпрк, В		Экспер. Uпрк, В
	h, мкм *n*, см$^{-3}$	*h*, мкм *p*, см$^{-3}$	без учета компенс.	с учетом компенс.	
1	***2***	***3***	***4***	***5***	***6***
1	1,1 $1{,}0\times10^{17}$	2,2 $5{,}0\times10^{16}$	26	-	27
2	1,9 $2{,}0\times10^{16}$	2,0 $3{,}5\times10^{16}$	~ 45	26	32
3	1,9 $1{,}8\times10^{16}$	2,2 $1{,}3\times10^{16}$	~ 70	32,5	34
4	2,0 $1{,}5\times10^{16}$	2,0 $1{,}5\times10^{16}$	~ 80	50	20

Измерения эффекта Холла на пробных слоях нелегированного арсенида галлия показали концентрацию свободных носителей $n \sim (0{,}3 - 1)\times10^{16}$ см$^{-3}$ и подвижность порядка 2100 см^2/(В·с) при 300 К. Такое низкое значение подвижности свидетельствует о том, что суммарная концентрация фоновых доноров и акцепторов на порядок выше концентрации свободных электронов и может достигать 10^{17} см$^{-3}$ [6]. В то же время введение сравнительно небольшого количества легирующей примеси кремния (концентрация свободных электронов $n \sim 1{,}7\times10^{16}$ см$^{-3}$) приводит к экранированию рассеивающих центров в GaAs. В результате подвижность электронов возрастает в 2,5 раза до 5450 см^2/(В·с) при 300 К. Однако высокая концентрация ионизованных центров приводит к снижению напряжения лавинного пробоя коллекторного p-n-перехода, которое обратно пропорционально концентрации ионизированной примеси в слаболегированной области.

Результаты теоретических расчетов $U_{прк}$ структур 2 и 3 с учетом наличия компенсирующих фоновых примесей в базах (столбец 5 в таблице 1) находятся в хорошем согласии с экспериментом. Следует отметить, что добавление нелегированной прослойки GaAs между слабо легированными базами (структура 4) не привело к ожидаемому увеличению напряжения переключения (~ 50 В), что, вероятно, связано с высокой степенью компенсации нелегированной прослойки. Поэтому согласие теории с экспериментом для структуры 4 можно улучшить, если взять более высокую степень компенсации в расчетах.

Наши экспериментальные результаты подтверждают вывод, сделанный в [4] о том, что для GaAs тиристорных структур, выращенных методом ГФЭ МОС, можно повышать напряжение переключения путем снижения лигатуры баз только до определенного уровня ~ 10^{16} см$^{-3}$. Дальнейшее снижение концентрации примесей в базах требует специальных усилий по борьбе с неконтролируемым фоновым легированием. Обычно высокие напряжения переключения GaAs-тиристоров получаются методом ЖФЭ [7], поскольку этот метод позволяет сравнительно легко достигать концентрацию носителей $n \sim 10^{14}$ см$^{-3}$ в сочетании большой толщиной слаболегированной n^0- базы (до 75 мкм). В работе [8] удалось получить методом ГФЭ МОС слои арсенида галлия с низкой концентрацией фоновых примесей $(0{,}7–4)\times10^{14}$ см$^{-3}$ и высокой подвижностью носителей заряда 7300–8500 см^2/(В·с) при 300 К только на узкоспециализированной установке из специально очищенного методом ректификации при пониженном давлении триметилгаллия.

Таким образом, в настоящей работе исследовано влияние параметров баз на напряжение переключения GaAs тиристорных структур. Показано, что учет компенсации легирующих примесей в базовых слоях позволяет значительно улучшить согласие экспериментальных и расчетных значений напряжения переключения.

Литература

1. Slipchenko S.O. et al. // IEEE Transact. On Electron Devices, V.67, 193 (2020).
2. Багаев Т.А. и др. // XXV Междунар. симпоз. «Нанофизика и наноэлектроника», Т.2, 570 (2021).
3. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов : в 2 кн. М. : Мир, 1984. 912 с.
4. Чигинева А.Б. и др. // XXV Междунар. симпоз. «Нанофизика и наноэлектроника», Т.2, 915 (2021).
5. Чигинева А.Б. и др. // ФТП, Т.56, вып.1, С.134-138 (2022).
6. Rode, D.L., Semiconductors and Semimetals, Academic Press, N.Y., V.10, 1 (1975).
7. Алферов Ж.И. и др. // Письма ЖТФ, Т.5, 916 (1979).
8. Ревин М.В. и др. // Изв. Вузов. Электроника, Т.23, №3, 240 (2018).

Динамическая спиновая поляризация электронов

Т.С. Шамирзаев[1,*], Д.С. Смирнов[3], А.В. Шумилин[3], Д.Р. Яковлев[2,3], M. Bayer[2,3]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

2 Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Dortmund, Germany, 44221

3 ФТИ им. А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая 26, С.-Петербург, 194021

*tim@isp.nsc.ru

Обнаружен новый механизм спиновой ориентации локализованных электронов: динамическая спиновая поляризация электронов при взаимодействии с флуктуациями ядерного спина. Показано, что флуктуации ядерного спина могут быть использованы для поляризации углового момента электронов через сверхтонкое взаимодействие в слабом магнитное поле.

Введение

Существует два хорошо известных подхода к ориентации спинов в полупроводниковых наноструктурах: оптическая ориентация спинов [1] и термическая поляризация спинов в сильном магнитном поле [2]. Первый подход основан на передаче углового момента от фотонов с циркулярной поляризацией к электронам посредством спин-орбитального взаимодействия. Второй подход требует понижения температуры решетки, так что тепловая энергия становится меньше, чем электронное Зеемановское расщепление. Мы сообщаем о новом механизме ориентации спина локализованных электронов - динамической спиновой поляризации электрона. В отличие от оптической ориентации спина открытый нами механизм не требует циркулярной поляризации оптического возбуждения, а в отличие от тепловой спиновой поляризации, поляризация спина имеет место в слабых магнитных полях, для которых электронное Зеемановское расщепление много меньше тепловой энергии. В данном докладе рассматривается динамическая спиновая поляризация электрона в составе экситона в непрямозонных квантовых точках (In,Al)As/AlAs.

Методика эксперимента

Исследуемые КТ (In,Al)As в матрице AlAs, были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Температура для всех экспериментов была T = 1,8 К. Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась нерезонансно, с энергией фотонов превышающей ширину прямой запрещенной зону матрицы AlAs, равной 3,099 эВ. Для возбуждения ФЛ использовалась третья гармоника Q-switched Nd:YVO_4 импульсного лазера с энергией фотонов 3.49 эВ, длительностью импульса 5 ns и частотой повторения 1 кГц. Временная задержка между импульсом накачки и началом регистрации ФЛ t_d варьировалась от нуля до 1 мс. Длительность регистрации ФЛ, t_g, варьировалась от 1 нс до 1 мс. Интенсивность сигнала и временное разрешение установки изменялись в зависимости от t_d и t_g.

Результаты и выводы

Экситон, локализованный в КТ, формируется из электрона с проекцией спина на ось роста z S_z= ±1/2 и тяжелой дырки с проекциями спина J_z = ± 3/2. Таким образом, образуются четыре экситонных состояния со спином F_z = ± 1 и ± 2. Обменное взаимодействие расщепляет эти экситонные состояния на δ_0. Два верхних светлых состояния имеют спин F_z = ± 1, а нижние темные F_z = ± 2. Светлые экситоны могут излучательно рекомбинировать и имеют время жизни τ_b, в то время как излучательная рекомбинация темных экситонов запрещена по спину. Темные экситоны могут рекомбинировать путем смешивания со светлыми, поэтому их излучательная рекомбинация происходит при переходах из темного состояния в светлое. Из-за этих оптических правил отбора преимущественно заселяются темные экситонные состояния. В нулевом магнитном поле расщепления между темным и светлым состояниями с F_z=+1 и +2 или F_z= –1 и –2 равны. Однако в продольном магнитном поле B_z расщепление между темным и светлым состояниями с положительными и отрицательными проекциями спина становятся разными, поэтому переходы из темного состояния в светлое в разных парах происходят с разной скоростью.

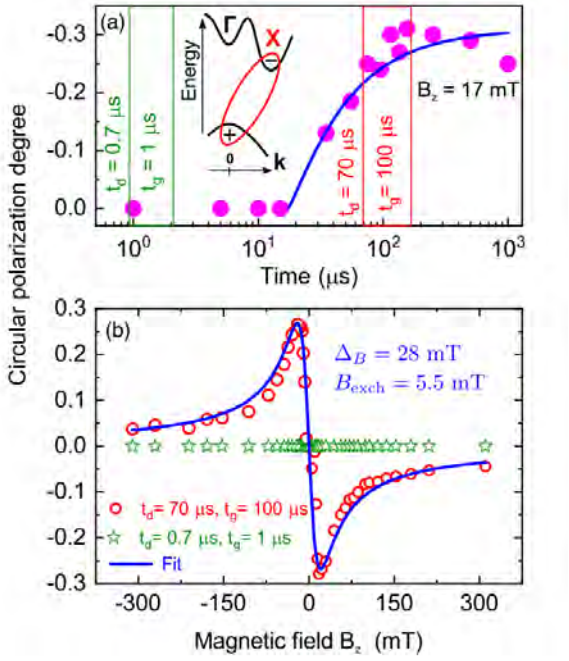


Рис. 1. (a) Динамика степени циркулярной поляризации ФЛ, измеренная при B_z = 17 мТл и T = 2 K; время интегрирования 5 мкс. Вертикальными линиями показаны окна интегрирования по времени для панели (b). (Вставка) Зонная диаграмма непрямозонных (In,Al)As/AlAs КТ. (b) Зависимости степени поляризации от магнитного поля, измеренные при t_d = 0,7 (зеленые звезды) и t_d = 70 мкс (красные кружки) с окнами интегрирования t_g = 1 и t_g = 100 мкс соответственно. Синяя линия соответствует уравнению 1 с ΔB = 28 и B_{exch} = 5,5 мТл

В результате заселенность светлых состояний с F_z = +1 и -1 становится неодинаковой. Теоретический расчет дает степень поляризации электрона в экситоне [3]:

$$P_e = \frac{-2B_z B_{exch}}{B_{exch}^2 + \Delta_B^2 + B_z^2} \qquad (1)$$

где B_{exch} пропорционально силе электрон-дырочного обмена, а Δ_B - типичное поле Оверхаузера случайно ориентированных ядерных спинов.

Эксперименты проводились в непрямозонных квантовых точках (In,Al)As/AlAs. Измерялась циркулярная поляризация разрешенной по времени фотолюминесценции после нерезонансного и неполяризованного импульсного оптического возбуждения. Для того чтобы динамически поляризовать электронные спины, КТ помещались в продольное магнитное поле 17 мТл (геометрия Фарадея). На рисунке 1(a) показана зависимость циркулярной поляризации ФЛ от времени. Степень поляризации определялась как $P_c = (I^+ - I^-) / (I^+ + I^-)$, где $I^{+/-}$ - интенсивности $\sigma^{+/-}$ поляризованного излучения. Поляризация появляется с задержкой 15 мкс после импульса возбуждения и достигает насыщения через 100 мкс. Это соответствует предсказанию модели о том, что динамическая поляризация появляется только после рекомбинации светлых экситонов. Зависимость динамической поляризации, проинтегрированной в двух временных окнах, от магнитного поля показана на рисунке 1 (б). Абсолютное значение Pc (B_z) увеличивается в слабых полях, достигает максимума (около 0,3 при B_z = 17 мТл), а затем постепенно уменьшается, стремясь к нулю в сильных полях. Аппроксимируя эту зависимость выражением (1), мы определили два параметра: Δ_B = 28 и B_{exch} = 5.5 мТл. Амплитуда сверхтонкого взаимодействия хорошо согласуется с измеренной в аналогичном образце [4], что подтверждает нашу интерпретацию. Поскольку g-фактор электрона в X долине зоны проводимости g_e = 2, расщепление между светлым и темным состояниями δ_0 = 0,6 мкэВ.

Таким образом, обнаружен новый механизм спиновой ориентации локализованных электронов: динамическая спиновая поляризация электронов, обеспечиваемая флуктуациями спина ядра. Динамическая спиновая поляризация электронов имеет следующие преимущества: (i) требует слабых магнитных полей, которые можно легко модулировать; (ii) использует нерезонансное и неполяризованное оптическое возбуждение; (iii) не зависит от температуры, пока в спиновой релаксации преобладает сверхтонкое взаимодействие; (iv) возможна 100 %-ная спиновая поляризация электронов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Deutsche Forschungsgemeinschaft проект № 409810106 и РФФИ, проект № 19-52-12001.

Литература

1. Optical Orientation. ed. by F. Meier, B.P. Zakharchenya (North Holland, Amsterdam 1984).
2. E. L. Ivchenko, // Physics of Solid State V.60, 1514 (2018).
3. D. S. Smirnov, *et al* // Physical Review Letters V.125, 156801 (2020).
4. J. Rautert, *et al* // Physical Review B V.99, 195411 (2019).

Исследование влияния дозы ионно-лучевой обработки поверхности Si(111) на процессы роста нитевидных нанокристаллов GaAs

Н.А. Шандыба[1, *], Н.Е. Черненко[1], С.В. Балакирев[1], М.М. Ерёменко[1], Д.В. Кириченко[1], М.С. Солодовник[1, §]

1 Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного Федерального Университета, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922.

*shandyba@sfedu.ru, §solodovnikms@sfedu.ru

В работе представлены результаты экспериментальных исследований влияния дозы ионно-лучевой обработки поверхности Si(111) на процессы роста нитевидных нанокристаллов GaAs. Выявлено резкое различие между нитевидными нанокристаллами, сформированными на модифицированных и немодифицированных участках подложки Si. Показано, что изменение дозы имплантации ионов Ga^+ от 0,052 до 10,4 пКл/мкм^2 позволяет варьировать параметры (плотность, диаметр и т. д.) массива нитевидных нанокристаллов в широком диапазоне условий в едином технологическом цикле. Представлены основные закономерности, которые отображают нелинейную зависимость параметров сформированных структур от дозы имплантации ионов.

Введение

На сегодняшний день синтез нитевидных нанокристаллов (ННК) является одной из активно развивающихся технологий благодаря наличию уникальных электронных, оптических, механических и магнитных свойств у материалов и структур на основе данных объектов. Но вопрос эффективного управления различными параметрами ННК (длиной, диаметром, плотностью и т. д.), в т.ч. посредством предростовой подготовки поверхности, остается актуальным до сих пор. Применение традиционных технологических процессов на основе операций оптической литографии, жидкостного и плазменного травления либо не обеспечивают требуемых параметров получаемых структур, либо слабо совместимы с ростовыми процессами, либо отличаются высокой себестоимостью предростовой обработки. В то же время технология фокусированных ионных пучков (ФИП) позволяет проводить технологические операции локального ионно-лучевого травления и ионно-стимулированного осаждения материалов с высоким пространственным разрешением в условиях высокого вакуума, без необходимости применения резистов, масок и химических травителей.

Целью данной работы является исследование влияния дозы ионно-лучевой обработки поверхности Si(111) на процессы роста нитевидных нанокристаллов и возможности использования данного метода для управления их параметрами.

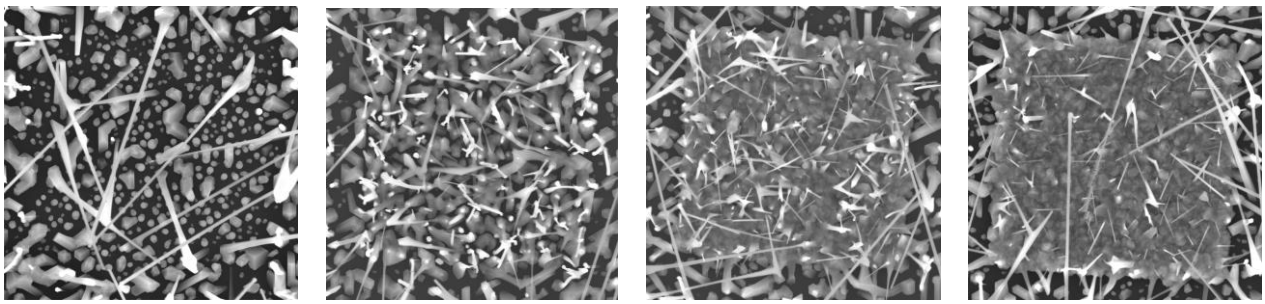
Методика эксперимента

ФИП-обработка поверхности Si(111) проводилась с использованием растрового электронного микроскопа (РЭМ) Nova NanoLab 600, оснащенного системой ФИП (с источником ионов Ga^+). Эпитаксиальный рост ННК выполнялся на установке молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) SemiTEq STE 35 с твердотельными источниками металлов III группы и примесей и вентильным источником мышьяка.

На первом этапе работы проводилась ионно-лучевая обработка поверхности Si(111) с использованием квадратного шаблона с размерами 5x5 мкм. Модификация поверхности выполнялась при ускоряющем напряжение 30 кВ и дозе имплантации, изменяющейся от 0,052 до 10,4 пКл/мкм^2. Затем модифицированный образец помещался в ростовую камеру установки МЛЭ. После предварительного отжига проводился рост GaAs ННК при температуре 600°C с эффективной скоростью осаждения галлия 0,25 МС/с и эквивалентной толщиной осаждения GaAs 200 нм в мышьяк-обогащенных условиях.

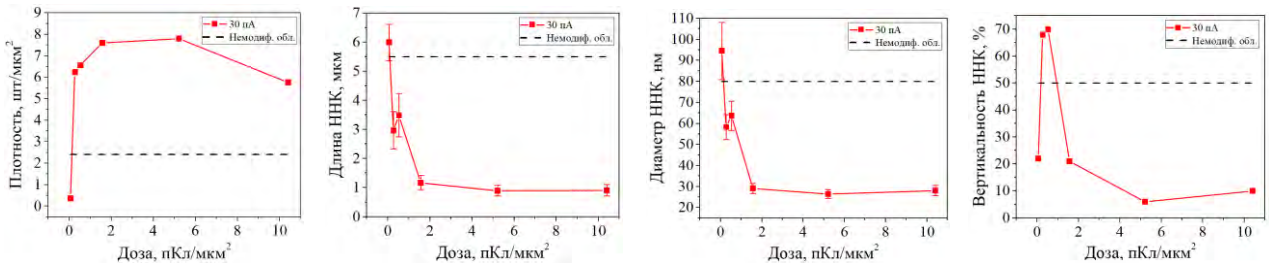
Результаты и обсуждение

Анализ полученных РЭМ изображений (рисунок 1) показывает резкое различие между ННК, сформированными на модифицированных и немодифицированных участках Si, а также нелинейную зависимость параметров ННК от дозы имплантации ионов Ga^+ в подложку (рисунок 2).



а б в г

Рис. 1. РЭМ-изображения массивов ННК GaAs на участках с различной дозой имплантации: (а) 0,052 пКл/мкм^2, (б) 0,26 пКл/мкм^2, (в) 1,56 пКл/мкм^2, (г) 10,4 пКл/мкм^2



а б в г

Рис. 2. Зависимости (а) плотности, (б) длины, (в) диаметра и (г) вертикальности ННК GaAs от дозы

Так, на участке с дозой облучения 0,052 пКл/мкм^2 (рисунок 1а) наблюдается практически полное подавление роста ННК. При увеличении дозы до 0,26 пКл/мкм^2 (рисунок 1б) начинается активный рост ННК на модифицированных областях, что соответствует резкому увеличению плотности ННК при одновременном снижении их длины и диаметра (рисунок 2б, в) относительно ННК на немодифицированной поверхности. Дальнейшее увеличение дозы ионной имплантации сначала ведет к увеличению плотности ННК (рисунок 2а) с пиковым значением 7,8 шт/мкм^2, соответствующим дозе 5,21 пКл/мкм^2, а затем к незначительному снижению до 5,76 шт/мкм^2 (рисунок 1г). Во всем диапазоне значений доз (кроме первой точки) плотность ННК более чем в 2 раза превышает плотность на немодифицированной поверхности. Анализ морфологии также показал, что начиная с дозы 1,56 пКл/мкм^2 (рисунок 1в) на модифицированных участках наряду с ННК формируется сплошное поликристаллическое основание. При этом меняется и характер растущих ННК: плотность начинает снижаться при практически неизменных (на уровне погрешности) значениях их длины и диаметра. Это может говорить о смене условий нуклеации и роста ННК на данных участках.

Также была обнаружена немонотонная зависимость вертикальности ННК от параметров ионно-лучевой обработки. Как видно из рисунка 2г наибольший процент вертикально-ориентированных ННК, равный 70 %, имеет область с дозой имплантации 0,52 пКл/мкм^2.

Заключение

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования показали, что управление различными параметрами ННК методом ФИП возможно посредством варьирования дозы имплантации ионов Ga^+ в подложку Si(111). Выявлено резкое различие между массивами ННК, сформированными на модифицированных и немодифицированных участках подложки Si. Показано, что изменение дозы имплантации ионов Ga^+ от 0,052 до 10,4 пКл/мкм^2 позволяет регулировать длину ННК в диапазоне 1 – 6 мкм, плотность – 0 – 7,8 шт/мкм^2, диаметр 28 – 95 нм, вертикальность – 5 – 70%.

Благодарности

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации; Государственное задание в области научной деятельности № FENW-2022-0001.

Влияние одноосной деформации кристалла на стимулированное излучение оптически возбуждаемых доноров V группы в кремнии

В.Н. Шастин[1, *], Р.Х. Жукавин[1,§], К.А. Ковалевский[1], С.Г. Павлов[2], N. Deβmann[3], A. Pohl[2, 4], В.В. Цыпленков[1], Н.В. Абросимов[5], H. Riemann[5], H.-W. Hübers[2, 4]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, Россия, 607680.

2 Institute of Optical Sensor Systems, German Aerospace Center (DLR), Rutherfordstr., 2, Berlin, Germany, 12489.

3 FELIX Laboratory, Radboud University Nijmegen, Toernooiveld 7c Nijmegen, The Netherlands, 6525 ED.

4 Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, Newtonstr., 15, Berlin, Germany, 12489.

5 Leibniz-Institut für Kristallzüchtung (IKZ), Max-Born-Str., 2, Berlin, Germany, 12489.

*shastin@ipmras.ru, §zhur@ipmras.ru

Обнаружено стимулированное излучение в диапазоне 3.6-6.1 ТГц из оптически накачиваемого кремния, легированного висмутом (Si:Bi) при деформации кристалла вдоль направлений [001] и [011]. Частота излучения обусловлена механизмом вынужденного комбинационного рассеяния света и соответствуют внутрицентровым переходам типа $2p \rightarrow 1s$. Теоретический анализ инверсионного и безынверсинного механизмов генерации указывает на доминирование последнего в диапазоне использованной одноосной деформации при внутрицентровом фотовозбуждении Si:Bi.

Введение

Возможность перестройки частоты излучения оптически накачиваемых внутрицентровых кремниевых лазеров (например за счет приложенных внешний полей) зависит от типа возбуждения и механизма стимулированного излучения. При возбуждении CO_2 лазером (ионизация доноров), лазерный эффект создается за счет инвертированных населенностей уровней, разница энергий которых не зависит от величины одноосной деформации кристалла кремния. Система донорных уровней позволяет получить перестройку энергии кванта излучения при приложении одноосной деформации в случае реализации механизма-вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) при внутрицентровом резонасном возбуждении доноров пятой группы.

Вынужденное комбинационное рассеяние света в Si:Bi

Образцы были вырезаны из слитков легированного висмутом кремния с концентрацией доноров $\sim 3\times10^{15}$ см$^{-3}$, выращенного методом зонной плавки с пьедестала, и изготовлены в форме прямоугольного параллелепипеда с полированными гранями, так чтобы он представлял собой резонатор на модах полного внутреннего отражения. Размеры образцов составляли $3\times5\times7$ мм^3, длинная сторона образцов ориентирована вдоль кристаллографического направления [001] и [110]. Образцы помещались в специально разработанную криогенную вставку, позволяющую прилагать давление к образцу, которая, в свою очередь, погружалась в транспортный сосуд Дьюара. В качестве детектора ИК-излучения использовался фотоприемник на основе охлаждаемого жидким гелием германия, легированного галлием (Ge:Ga). Для блокировки излучения накачки перед детектором ставился кристаллический кварц при комнатной температуре. Эксперименты по наблюдению лазерного эффекта проводились с использованием лазера на свободных электронах (ЛСЭ) FELIX (Radboud University, Nijmegen, Нидерланды). Импульсы накачки представляли собой макроимпульсы длительностью 6 мкс, следующие с частотой 10 Гц. Каждый макроимпульс состоит из микроимпульсов длительностью ~10 пс мощностью до 10 МВт, разделенных временным интервалом 1 нс. Спектр излучения измерялся с помощью Фурье-спектрометра на основе пошагово-сканирующего интерферометра Майкельсона со спектральным разрешением 0.2 см$^{-1}$ и сопряженного с фотодетектором Ge:Ga (полоса чувствительности с учетом фильтра 2.5-7.5 ТГц, 40−120 мкм).

Проведенные эксперименты при деформации кристалла вдоль [001] и [011] позволили обнаружить ТГц излучение из Si:Bi, имеющее пороговую зависимость от интенсивности накачки, что подтверждает его стимулированный характер. Величина пороговой интенсивности зависит от энергии кванта возбуждения, направления и величины одноос-

ной деформации S и варьируется в диапазоне 10–100 киловатт (пиковая мощность в микроимпульсе). При $S \parallel [011]$ получена перестройка частоты излучения на переходе $2p_{\pm}^{lower} \rightarrow 1s(A_1^{upper})$ в диапазоне 192-205 см$^{-1}$. Кроме того, в спектре стимулированного излучения присутствуют линии, соответствующие переходам $2p_{\pm}^{lower} \rightarrow 1s(B_1)$ (192 см$^{-1}$) и $2p_0^{lower} \rightarrow 1s(B_1)$ (145 см$^{-1}$) также связанные с ВКР на примесных переходах. В отсутствие деформации спектр возбуждения соответствует переходу $1s(A_1) \rightarrow 2p_0$ или $\rightarrow 2p_{\pm}$, а спектр излучения соответствует переходам $2p_0 \rightarrow$, $2p_{\pm} \rightarrow 1s(E)$. Ограниченный спектр возбуждения в проведенных экспериментах вызван относительно небольшой мощностью возбуждения и потерями в тракте. В такой системе возможно наблюдение ВКР генерации в диапазоне квантов накачки 59−65 мэВ (14.3-15.8 ТГц) [1]. Сопоставление результатов измерений спектров излучения со спектрами возбуждения позволяет констатировать, что одноосное давление приводит к появлению двух стоксовых сдвигов за счет расщепления уровня донора $1s(E)$, который определяет стоксов сдвиг в данной системе. При направлении оси давления вдоль [110], энергия связи компоненты $1s(B_1)$ этого уровня не меняется, так как он двигается параллельно нижним долинам зоны проводимости, в то время как энергия второй компоненты $1s(A_1^{upper})$ имеет нелинейную зависимость от S. В первом случае матричные элементы перехода $\rightarrow 1s(B_1)$ отличны от нуля для переходов из нижних компонент уровней p-типа, а во втором, возможны переходы $\rightarrow 1s(A_1^{upper})$ как из верхних, так и из нижних компонент уровней p-типа ввиду наличия вкладов соответствующих долин в разложении волновых функций $1s$. По сравнению со случаем деформации параллельно [100], где частота резонансного перехода между $2p^{lower} \rightarrow 1s(A_1^{upper})$ уменьшается при увеличении давления, в случае [110] частота излучения на переходе $2p^{upper} \rightarrow 1s(A_1^{upper})$ растет с увеличением давления. Хотя, теоретически, эффективность перехода $2p_{\pm}^{upper} \rightarrow 1s(A_1^{upper})$ для [110] или $2p_{\pm}^{lower} \rightarrow 1s(A_1^{upper})$ для [001] позволяет соответственно увеличивать или уменьшать частоту в достаточно широких пределах, несмотря на падение матричных элементов, в эксперименте максимальная частота стимулированного излучения оказалась ~205 см$^{-1}$ (Рис. 1) для направления [011], а минимальная частота перехода для направления [001] - ~120 см$^{-1}$. В эксперименте при давлении вдоль [011] не было обнаружено излучение на переходе из $2p_0^{upper}$, что, возможно, связано со входом этой компоненты в резонанс с междолинными оптическими фононами. В проведенных экспериментах переходы в $1s(T_2^{lower})$ (наличие которых указывало бы на инверсионный механизм) не наблюдались, по-видимому, из-за резонансов с междолинными оптическими фононами [2]. Действительно, эксперименты при фотоионизации донора [3] показали, что для давления вдоль [110] эффективность лазерной генерации сильно падает при приложении давления. В работе [1] было показано, что в случае недеформированного Si:Bi и резонансной накачки нечетных состояний реализуется конкуренция двух механизмов генерации: инверсионного и ВКР. При превышении порога ВКР, последний подавляет инверсионный механизм генерации, даже в случае значительной временной задержки в развитии. Режим ВКР относительно устойчив по отношению к неоднородному уширению линий переходов, вызванному зависимостью энергии связи основного состояния донора $1s(A_1^{lower})$ и $1s(A_1^{upper})$ от величины давления.

Выполнено при поддержке РНФ (№19-72-20163).

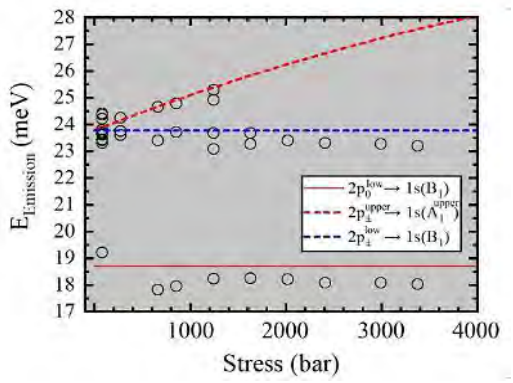


Рис. 1. Зависимость энергии кванта излучения от деформации вдоль [110]

Литература

1. S.G. Pavlov, N. Deβmann, B. Redlich *et al*. //Phys. Rev. X, v. 8, 041003 (2018).

2. В.В. Цыпленков, Р.Х. Жукавин, В.Н. Шастин // ФТП, т. 48, 1044 (2014).

3. К.А. Ковалевский, Н.В. Абросимов, Р.Х. Жукавин и др. // Квант. Электрон., т. 45, 113 (2015).

Полупроводниковые наноэлектромеханические системы: возбуждение и затухание колебаний

А.А. Шевырин[1, *], А.Г. Погосов[1, 2], А.К. Бакаров[1, 2], А.А. Шкляев[1, 2]

1 Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

*shevandrey@isp.nsc.ru

Экспериментально обнаружено, что электростатическое емкостное возбуждение колебаний имеет особенности в случае наноэлектромеханических систем на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs, связанные с пьезоэлектрическими свойствами материала, наличием областей прикраевого обеднения и чувствительностью системы к неравновесному связанному заряду. Обнаружен эффект замороженного фотоиндуцированного изменения добротности, похожий на известное явление замороженной фотопроводимости. Обнаружение этого эффекта позволяет раскрыть природу универсальной особенности систем на основе AlGaAs/GaAs – пика диссипации, наблюдаемого на ее температурной зависимости вблизи 30 К.

Введение

Полупроводниковые гетероструктуры, такие как AlGaAs/GaAs, являются высококачественным материалом для создания не только низкоразмерных электронных систем, но и наномеханических резонаторов, а также наноэлектромеханических систем (НЭМС), обладающих как электронно-транспортной, так и механической функциональностью. Настоящая работа посвящена двум из тем, наиболее значимых для изучения НЭМС, в частности, физическим механизмам возбуждения и затухания колебаний в системах на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs.

Методика эксперимента

Экспериментальные образцы представляют собой крестообразные наномеханические резонаторы, имеющие форму мостиков, имеющие длину 6 мкм, ширину 1,5 мкм (в узкой части) и толщину 166 нм (см. Рис. 1 (a)). Колебания резонаторов возбуждались за счет электростатического емкостного механизма путем подачи суммы постоянного и переменного напряжения между резонатором и близлежащими боковыми затворами.

Детектирование колебаний производилось путем измерения отклика сопротивления сужения двумерного электронного газа, расположенного вблизи заделанного края.

Измерения проводились при температуре жидкого гелия, образец находился в вакууме.

Результаты и обсуждение: возбуждение колебаний

Зависимости амплитуды колебаний и резонансной частоты от постоянной составляющей затворного напряжения показаны на Рис. 1 (b). Измеренные зависимости демонстрируют как свойства, типичные для электростатического емкостного возбуждения, так и ярко выраженные особенности. В частности, зависимость амплитуды линейна (вдали от минимума), а зависимость резонансной частоты – квадратична, что отражает тот факт, что колебания возбуждаются за счет электростатического емкостного механизма. Первая из особенностей заключается в том, что минимум амплитуды и максимум резонансной частоты сдвинуты относительно нуля в сторону положительных затворных напряжений на различные величины, в то время как классическая модель предсказывает, что обе зависимости должны быть симметричны относительно оси Y. Вторая особенность заключается в том, что в своем минимуме амплитуда не обращается в нуль, а остается конечной. Обе перечисленные особенности классической моделью не объясняются.

Сдвиг кривых вдоль оси X можно объяснить влиянием заряда, встроенного в резонатор и в подложку. Поскольку после медленного охлаждения образца пространственное распределение зарядов доноров и поверхностных состояний соответствует условию поверхностного пиннинга уровня Ферми, можно показать, что их влияние не согласуется с величинами сдвига кривых вдоль оси затворных напряжений.

Однако, поскольку резонатор обладает пьезоэлектрическими свойствами, его колебания приводят к неоднородной динамической электрической поляризации, которая может эквивалентным образом быть представлена как связанный заряд в объеме и на поверхности резонатора. Численный расчет, проведенный методом конечных элементов, показывает, что гипотеза о пьезоэлектрически индуцированном заряде согласуется с экспериментальными результатами не только качественно, но и количественно. Таким образом, пьезоэлектрические свойства материала требуют обязательного учета при использовании электростатического емкостного возбуждения.

Тот факт, что амплитуда колебаний в своем минимуме не достигает нуля, демонстрирует наличие сдвинутой по фазе силы, дополнительной к той, что предсказывает классическая модель. Такая сила может возникать вследствие того, что резонатор содержит плохо проводящие области, перезарядка которых в ответ на периодическое изменение затворного напряжения запаздывает по сравнению с хорошо проводящим объемом двумерного электронного газа. В качестве таких областей можно рассматривать прежде всего прикраевые полуобедненные области с низкой концентрацией электронов. Гипотеза о роли таких областей была проверена экспериментально. В частности, было показано, что кратковременное освещение образца, сокращающее ширины прикраевого обеднения, делает амплитуду существенно более близкой к нулю. Кроме того, было обнаружено, что после освещения кривые дополнительно сдвигаются вправо, что демонстрирует чувствительность системы к неравновесному связанному заряду, индуцируемому освещением.

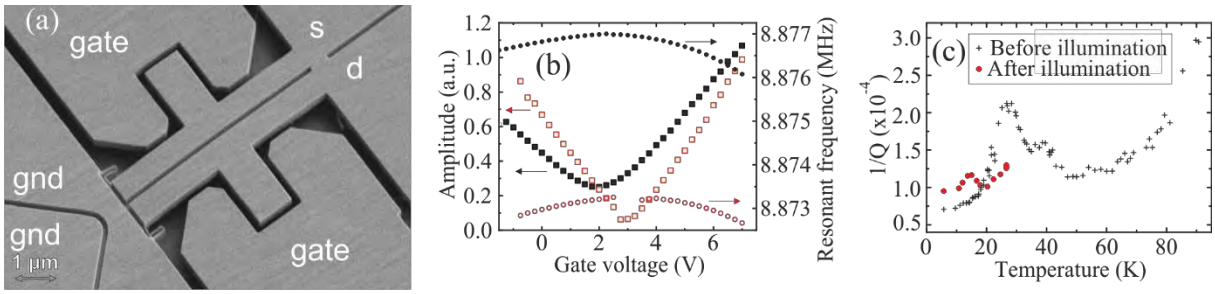


Рис. 1. (a) Экспериментально изученный наномеханический резонатор (b) Зависимости амплитуды и резонансной частоты от постоянной составляющей затворного напряжения (c) Диссипация (обратная добротность) как функция температуры

Результаты и обсуждение: затухание колебаний

Температурная зависимость диссипации (величины, обратной добротности) показана на Рис. 1 (c). Видно, что кривая, измеренная до освещения образца, демонстрирует пик вблизи 30 К. Похожие пики наблюдались и в работах других авторов, что позволяет говорить об их универсальности. Однако, объяснения, приводимые в этих работах, противоречивы: рассматривалась и роль термоупругих потерь, и влияние точечных дефектов и примесей, и возможный вклад двухуровневых систем.

В ходе наших экспериментов было обнаружено, что кратковременное освещение образца при низких температурах меняет добротность колебаний, причем после прекращения освещения добротность остается существенно измененной. Таким образом, обнаруженный эффект похож на явление замороженной фотопроводимости. При этом после освещения пик при 30 К становится существенно менее выраженным. Полученный результат демонстрирует, что природа этого пика никак не связана с взаимодействием между фононами и с термоупругими процессами. Предложено альтернативное объяснение, основанное на гипотезе о роли реориентации DX-или похожих чувствительных к свету центров. Обнаруженное «замороженное» влияние света на добротность требует обязательного учета при изучении наноэлектромеханических систем оптическим методами.

Работа поддержана грантом РФФИ №21-52-10013.

Литература

1. A. A. Shevyrin, A. G. Pogosov *et al.* // Appl. Phys. Lett. 118, 183105 (2021).
2. A. A. Shevyrin, A. G. Pogosov *et al.* // Appl. Phys. Lett. 116, 053104 (2020).

Зависимость параметров резистивного пе-реключения в мемристорах Ta/ZrO_2(Y)/Pt от условий формирования активного электрода

М.Е. Шенина*, И.Н. Антонов, О.Н. Горшков, Д.О. Филатов, М.Н. Коряжкина

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский Государственный университет им. Н.И. Лобачевского», пр-т Гагрина, д. 23, Нижний Новгород, 603950

*cyrix@bk.ru

Проведено исследование зависимости параметров резистивного переключения мемристоров на основе Ta/ZrO_2(Y)/Pt от условий магнетронного осаждения активного Ta электрода. Показано, что увеличение парциального давления кислорода при осаждении слоя Ta приводит к росту напряжения формовки и уширению диапазона рабочих напряжений исследуемых структур. Эффект связывается с увеличением сопротивления и ухудшением металлических свойств частично окисленного танталового электрода с ростом содержания кислорода в атмосфере осаждения, что приводит к дополнительному ограничению тока через мемристор.

Принцип функционирования резистивной памяти заключается в воспроизводимом переключении, по крайней мере, между двумя сопротивлениями структуры под действием внешнего электрического поля (т. н., резистивные переключения – РП), а устройства, реализующие это явление, называют мемристорами. Одним из наиболее распространенных классов материалов для функционального слоя мемристоров являются оксиды металлов (TaO_x, ZrO_x, HfO_x и др.), а геометрическая структура устройства представляет собой, как правило, плоский конденсатор. Нестабильности параметров РП (напряжение переключения, значения силы тока через мемристор в резистивных состояниях) до сих пор накладывают существенное ограничение на их широкое практическое применение, несмотря на явные перспективы в области компьютерной памяти, нейроморфных вычислений и т. д. [1]. В настоящее время развивается ряд подходов к решению проблемы стабильности параметров РП [2,3], однако всё большее количество исследователей склоняются к комплексному подходу, сочетающему выбор материалов слоёв мемристора [4], управляющих протоколов переключения, включая маломощные режимы резистивных переключений [2,3]. В частности материаловедческий подход может заключаться в использовании в качестве одного из электродов мемристора пассивного по химическому взаимодействию с кислородом материала диэлектрика (см., например, [4]), что приводит к подавлению побочных окислительно-восстановительных реакций на одной из границ «оксид-металл» и уменьшает разброс параметров РП. При этом свойства активного электрода мемристора становятся в большей мере определяющими стабильность и возможные рабочие диапазоны параметров структур.

В данной работе проведено исследование зависимости параметров РП мемристоров на основе Ta/ZrO_2(Y)/Pt от условий магнетронного осаждения активного Ta электрода.

Методика эксперимента

Функциональный диэлектрический слой ZrO_2(Y) исследуемых структур сформирован методом послойного магнетронного осаждения плёнок ZrO_2 (12 мол.% Y_2O_3) при комнатной температуре на подложках из стекла с предварительно осажденными Ti адгезионным подслоем и Pt слоем, играющим роль нижнего электрода. Верхний Ta электрод формировался через теневую маску методом магнетронного осаждения в условиях различного парциального давления компонентов рабочей атмосферы Ar/O_2, влияющего на степень окисления Ta электрода, который, в отличие от инертного Pt, является резервуаром кислородных вакансий в процессе РП [5]. Влияние условий магнетронного осаждения активного Ta электрода на параметры РП было выявлено с помощью измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) мемристоров, сформированных при прочих одинаковых условиях. Измерения ВАХ исследуемых структур проводились с помощью анализатора параметров полупроводниковых приборов Agilent B1500A.

Результаты и обсуждение

В данной работе проведено исследование зависимости параметров РП мемристоров на основе Ta/ZrO_2(Y)/Pt от условий магнетронного осаждения активного Та электрода. Исследованные мемристоры обладают биполярным типом РП в области напряжений до ±3В и токов ~ 800 мкА (рис.1).

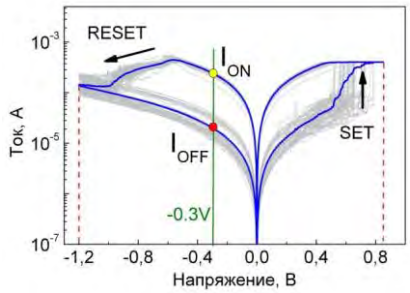


Рис. 1. ВАХ мемристоров Ta/ZrO_2(Y)/Pt. Синим цветом показана усредненная ВАХ. Пунктирными линиями показан диапазон рабочих напряжений. Стрелками показано направление развертки напряжения

На рис.1 показаны ВАХ мемристоров, сформированных в условиях осаждения активного Та электрода в атмосфере Ar-97%(7 sccm) и O_2-3%(0.2 sccm).

Увеличение парциального давления кислорода при осаждении слоя Та приводит к значительным изменениям значений напряжения формовки V_f и среднего отношение токов I_{ON}/I_{OFF} и уширению диапазона рабочих напряжений исследуемых структур (см. таблицу 1).

Эффект состава рабочей атмосферы связывается с увеличением сопротивления и ухудшением металлических свойств частично окисленного тантала с ростом содержания кислорода в атмосфере, что приводит к дополнительному ограничению тока через мемристор и, как следствие к уширению интервалов напряжений V_f и резистивных переключений.

Таблица 1. Параметры РП структуры Ta/ZrO_2(Y)/Pt в зависимости от состава рабочей атмосферы в процессе магнетронного осаждения слоя Та

Состав рабочей атмосферы	Ar-100%	Ar-97% - O_2-3%	Ar-90% - O_2-10%
Среднее V_f (среднеквадратичное отклонение V_f), В	2.9 (0.5)	2.3 (0.2)	6.8 (1.6)
Среднее отношение токов I_{ON}/I_{OFF} при -0.3 В	3.5	6.4	3.5
Максимальный ток, μА	500 – 800	460 – 520	400 – 950
Диапазон рабочих напряжений, В	−1.6 – 1	−1.2 – 1	−2.7 – 2

Таким образом, показана возможность управления параметрами РП путём варьирования парциального давления кислорода в атмосфере в процессе осаждения активного электрода мемристора.

Работа выполнена в рамках реализации программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» (Н-466-99_2021-2023).

Литература

1. A. Thomas // Journal of Physics D: Applied Physics, V. 46, 093001 (2013).
2. L. Zhu, J. Zhou, Z. Guo *et al.* // Journal of Materiomics, V. 1, 285 – 295 (2015).
3. C. La Torre, K. Fleck, S. Starschich *et al.* // Physica Status Solidi A, V. 213, 316 – 319 (2016).
4. N. K. Upadhyay, W. Sun, P. Lin *et al.* // Advanced Electronic Materials, V. 6, 1901411 (2020).
5. S. Wiefels, M. Von Witzleben, M. Hüttemann *et al.* // IEEE Transactions on Electron Devices, V. 68, 1024 – 1030 (2021).

Влияние термического отжига на химический состав системы Si:Co

Н.С. Широких[1, *], Д.Е. Николичев[1, 2], С.Ю. Зубков[1, 2], Р.Н. Крюков[1, 2], М.В. Дорохин[1, 2], Ю.А. Дудин[2], Ю.М. Кузнецов[2]

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*shirokikhnikita1@yandex.ru

Проведение постимплантационного отжига системы Si:Co приводит к появлению на поверхности системы пленки оксида кремния и сокращению количества атомов Co, находящихся в химической связи Co-Si, .

Введение

Термоэлектрические преобразователи считаются перспективным альтернативным источником энергии. Основной задачей технологии создания термоэлектриков является разработка материалов, у которых КПД преобразования достаточно высок для конкуренции с другими источниками энергии [1]. Одним из подходов к повышению КПД является модификация структуры «классических» термоэлектрических материалов, например, введение в матрицу наноразмерных включений, понижающих коэффициент теплопроводности. Одной из ключевых задач изучения таких материалов является исследование их химических свойств.

Методика эксперимента

В работе проведено исследование элементного и химического состава образца Si:Co до и после высокотемпературного отжига в атмосфере аргона. Исследуемый образец - пластина кремния (100) марки КЭФ-3000, которая была подвергнута имплантации с дозой $5 \cdot 10^{16}$ см$^{-2}$ и энергией ускорителя 80 кэВ. При этом в ходе предварительных исследований было установлено, что в потоке ускоренных ионов имеются Co^{1+}, Co^{2+} и Co^{3+}, что обусловило многомодовость профилей распределений. На следующем этапе образцы подвергались термическому отжигу при температуре 1000°C и длительности 15 сек. Исследование проводилось методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии совместно с профилированием ионами аргона в системе Omicron Multiprobe RM, способной обеспечивать вакуум до 10^{-10} Торр в процессе записи спектра.

Энергия ионов Ar^+, используемая для послойного анализа, составляла 1 кэВ при угле относительно плоскости образца 45 градусов. Определение положения и идентификация спектральных линий производилась с помощью атласов и литературных данных для выбранных фотоэлектронных линий. Они выбирались ближе к валентной зоне, ввиду меньшей спектральной ширины таких пиков. Анализировались фотоэлектронные линии Si 2*s*, Co $2p_{3/2}$, O 1*s* и C 1*s*. Количественный анализ проводился с помощью метода факторов относительной чувствительности с методическим уточнением их значений [2].

Результаты

Профили распределения содержания элементов и концентрации химических состояний показывают, что в результате ионной имплантации кобальт внедряется в кремний на глубину около 30 нм в максимуме распределения (рисунок 1 а). Отжиг структуры в течение 15 с провоцирует термически стимулированную диффузию атомов металла вглубь Si подложки. Это приводит к проникновению Co до глубины 180 нм и размытию профиля. В дополнение к этому происходит формирование поверхностного слоя, обогащенного кислородом. Предположительно этот факт связан с вытеснением на поверхность атомов Si, которые впоследствии образуют химическую связь с кислородом. Косвенным подтверждением этого является наличие захороненного слоя углерода под этим слоем (рисунок 1 б).

В ходе спектрального анализа фотоэлектронных линий в рамках методики [2] было установлено, что внедренный в кремневую подложку Co образует 2 типа химических связей Co-Co и Si-Co, детектируемые на протяжении всей проанализированной толщины (рисунок 1 в). Последующий отжиг приводит к количественному перераспределению химических связей, что выражается в увеличении количества

связей Co-Co за счет сокращения связей Co-Si (рисунок 1 г) Такое поведение системы предположительно связано с значительной аморфизацией подложки Si при проведении имплантации и, как следствие хаотичным формированием химических связей. Постимплантационный отжиг приводит к упорядочению химических связей. Такое поведение приводит к сокращению концентрации эффективно встроившихся атомов Co.

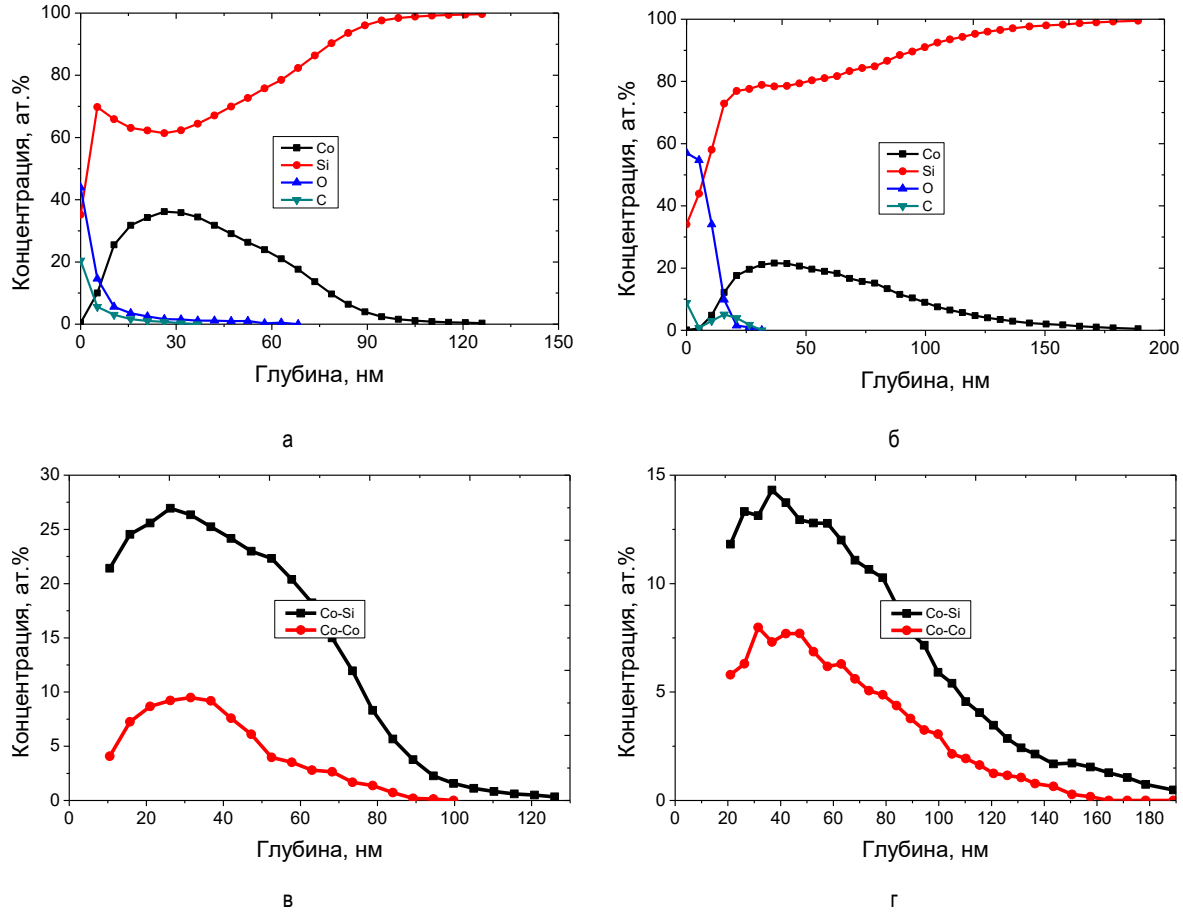


Рис. 1. Профили распределения химических элементов по глубине в системе Si:Co $5 \cdot 10^{16}$ см$^{-2}$ а) до и б) после отжига в течение 15 с. при 1000ºС и профили распределения химических связей в) до и г) после отжига

Таким образом, постимплантационный отжиг системы Si:Co при температурах 1000°C приводит к формированию на поверхности структур слоя SiO_2 и сокращению количества эффективно встроившихся атомов Co.

Измерения коэффициента теплопроводности (λ) сформированной системы, выполненные методом частотного разделения, показали снижение λ в результате имплантации и отжига. Предположительно, это связано с формированием в системе наноразмерных включений $CoSi_2$. Наличие таких включений косвенно подтверждается регистрацией атомов Co, связанных с кремнием (Co-Si).

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РФФИ «Аспиранты» (20-32-90032).

Литература

1. П. Шостаковский // Новые технологии. Компоненты и технологии, №12. С. 131 (2010).
2. A.V. Boryakov, S.I. Surodin, R.N. Kryukov and *et al.*// J. of Elect.Spectr. and Related Phen, V. 50, 1443 (2018).

Ток утечки через подзатворный диэлектрик в транзисторах с длиной канала до 100 нм

Т.А. Шоболова[1,&], В.В. Гасенин[2,$], Е.Л. Шоболов[1,#], С.В. Оболенский[1,*]

[1] Филиал ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» «НИИИС им. Ю.Е.Седакова»,ул. Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603137.

[2] ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», проспект Мира, 37, г.Саров, 607188.

& shobolova.ta@mail.ru, # shelv@inbox.ru, *obolensk@rf.unn.ru, **$** gasenin@yandex.ru

В работе опытным путем получена зависимость тока утечки через подзатворный диэлектрик от температуры в металл-оксид-полупроводник транзисторе, изготовленном на структуре «кремний на изоляторе» с проектными нормами 100 нм. Посредством численного моделирования рассчитана длина волны электрона вблизи подзатворного диэлектрика транзистора при максимальной ортогональной составляющей дрейфовой скорости. Определены вклады таких механизмов переноса носителей заряда в ток утечки через подзатворный диэлектрик как: термоэлектронная эмиссия, полевое туннелирование и эмиссия Пула – Френкеля

Введение

В данной работе исследован ток утечки через подзатворный диэлектрик в МОП – транзисторах с проектными нормами 100 нм. Оценен вклад в этот ток разных механизмов переноса носителей заряда: эмиссия Шоттки, эмиссия Пула-Френкеля, полевое туннелирование. Исследована зависимость тока утечки через подзатворный диэлектрик от температуры и дозы гамма- облучения.

Объект и методы исследования.

В ходе работы исследовались характеристики МОП- транзистора с проектными нормами 100 нм.

В таблице 1 приведены полученные значения тока утечки через подзатворный диэлектрик.

Таблица 1. Значения тока утечки через подзатворный диэлектрик в зависимости от длины канала и температуры. W – ширина и L – длина канала транзистора.

	Ток утечки через подзатворный диэлектрик, нА			
Тип транзистора	**n-канальный транзистор**		**P-канальный транзистор**	
W/L	10/10	10/0,1	10/10	10/0,1
Значение температуры, С				
+125	80,3	85,2	15,7	20,99
+85	70	74	15	20
–20	50	61	13	10,9
–60	47	51	8,5	10,23

Ток утечки n-канальных транзисторов в 4-5 раз превосходит тока p-канальных транзисторов, вследствие отличия толщины подзатворного диэлектрика [1], также вследствие разницы длин волн и масс электронов и дырок.

Численное моделирование

Исследование распределения тока утечек было выполнено посредством численного моделирования 2D структуры, калиброванной по геометрическим, структурным и электрофизическим характеристикам.

Численное моделирование заключается в решении фундаментальной системы уравнений физики полупроводниковых приборов [1].

Автором [2] показано, что в МОП-транзисторах с толщиной подзатворного диэлектрика менее 3 нм при напряженности электрического поля 8 МВ/см, ток Фаулера- Нордгейма составляет $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ А/см^2. Поэтому далее этот ток не учитывали.

Для численного расчета эмиссии Пула – Френкеля на границе раздела Si/SiO_2 были размещены дефекты, концентрацией 10^{17} см$^{-3}$ и учтено гамма – воздействие.

Результаты моделирования и обсуждение

Для определения наличия туннельной составляющей в ток утечки через диэлектрик, были получены распределение поля, плотности тока и дрейфовой скорости в подзатворном диэлектрике и канале транзистора, перпендикулярные границе раздела Si/SiO2 при Us=0 В, Ug=0,55В, Ud=1,2 В.

Максимальная напряженность электрического поля вдоль оси Oy наблюдается в подзатворном диэлектрике и достигает $1{,}59 \cdot 10^6$ В/см, чего достаточно для туннелирования сквозь узкие потенциальные барьеры на границе с диэлектриком [3].

Для определения области утечки тока из канала в поликремниевый затвор, посредством численного моделирования, рассчитали распределение плотности тока в 2D сечении исследуемого транзистора, направленного вдоль оси Оу.

Получили, что ток утечки через подзатворный диэлектрик (в затворе) течет неравномерно с явным максимум в центре затвора. Плотность тока в затворе вблизи с границей с подзатворном диэлектриком, составляет 0,4 А/см^2.

Так как вся кинетическая энергия электрона перешла в энергию туннелирования, то при скорости электрона $2 \cdot 10^6$ см/с, движущегося вдоль оси Оу, длина волны составляет 36 нм, что превосходит толщину подзатворного диэлектрика. Поэтому часть электронов из области канала попадают в затвор посредством прямого туннелирования через подзатворный диэлектрик [4].

Для определения вклада эмиссии Пула- Френкеля провели исследования характеристик транзисторов при гамма – облучении.

Гамма-воздействие

Описанные выше факторы привели к ограничению (выходу на насыщение) туннельного тока через подзатворный диэлектрик.

В таблице 2 приведены теоретические [5], экспериментальные и расчетные данные тока утечек, определенные разными механизмами в МОП транзисторах.

Таблица 2. Значения плотности тока утечки в зависимости от механизма переноса носителей заряда и типа определения

Механизм эмиссии	Теоретические данные, А/см^2	Экспериментальные данные, А/см^2	Расчетные данные, А/см^2
Термоэлектронная	–	1	0,001
Туннельная	3	4,12	0,4
Пула-Френкеля	$<10^{-6}$	0,01	0,00003

Таким образом, полученные посредством численного моделирования значения далеки от значений, полученных экспериментально, вследствие отсутствия учета всех видов зарядов и явлений, характерных МОП-транзисторам.

Заключение

В данной работе исследовались механизмы тока утечки через подзатворный диэлектрик в МОП-транзисторах с толщиной диэлектрика 17А.

Посредством исследования экспериментально полученных и рассчитанных характеристик структур оценен вклад в ток утечки следующих механизмов переноса носителей заряда через подзатворный диэлектрик: эмиссии Шоттки, Пула-Френкеля и полевого туннелирования.

В ходе работы показано, что численное моделирование тока утечки через подзатворный диэлектрик не дает достаточно точных результатов (ошибка менее 10%), так как не учитывает в полном объеме все присутствующие в структуре явления и эффекты. Таким образом, для определения тока утечки через подзатворный диэлектрик необходимо проведение эксперимента.

Литература

1. Шоболова Т.А., Кузнецов С.Н., Гасенин В.В., Шоболов Е.Л., Оболенский С.В. Исследование методов определения порогового напряжения металл-оксид-полупроводник транзисторов разной геометрии // Электронная техника. Серия 2. Полупроводниковые приборы. Выпуск 4 (263). 2021.
2. Зебрев Г.И. Физические основы кремниевой наноэлектроники: учебное пособие. М.: МИФИ, 2008. 288 с.
3. Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов: монография. Вильнюс: Мокслас, 1989.
4. Красников Г.Я. Конструктивно-технологические особенности субмикронных МОП-транзисторов, часть 1. М.: Техносфера, 2002. 416 с.
5. Першенков В.С., Попов В.Д., Шальнов А.В., Пирс К., Адамс А. *и др.* // Технология СБИС. М.: Мир, 1986. 404 с.

Электрические свойства AlGaAs нитевидных нанокристаллов типа "ядро-оболочка"

И.В. Штром[1, 3], Р.Р. Резник[1, 2], В.О. Гридчин[2, 3], Б.Р. Бородин[4], К.П. Котляр[2, 3], П. Алексеев[4] , Г.Е. Цырлин[1, 2, 3]

1 Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская набережная 13Б, Санкт-Петербург, 199034, Россия.

2 Академический университет РАН, ул. Хлопина 8, кор.3, 194021, Санкт-Петербург, Россия.

3 Институт аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных 31-33, Санкт-Петербург, 190103, Россия.

4 ФТИ им А.Ф. Иоффе, Политехническая улица 26, 194021,Санкт-Петербург , Россия.

igorstrohm@mail.ru

В данной работе представлены экспериментальные исследования по легированию кремнием и бериллием AlGaAs нитевидных нанокристаллов, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Исследованы электрические свойства AlGaAs ННК легированных Si и Be.

Введение

AlGaAs нитевидные нанокристаллы (ННК) выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на Si подложке зарекомендовали себя как перспективный материал для применения в нанофотонике. Ранее нами было продемонстрирована возможность создания ансамблей источников одиночных фотонов с оптической накачкой на основе гибридных наноструктур AlGaAs ННК со встроенной квантовой точкой GaAs [1]. Однако для эффективного применения подобных структур в современной криптографии и приборостроении, важно, иметь возможность электрической накачки источников одиночных фотонов. Для этого, необходимо, исследовать легирование AlGaAs ННК p- и n- типами. Данная работа посвящена синтезу и исследованию электрических, оптических свойств AlGaAs легированных Si и Be. Описание синтеза, морфологических свойств и кристаллическая структура массивов AlGaAs продемонстрировано в нашей работе [2]. Важно отметить, что AlGaAs ННК имеют спонтанно образованную структуру "ядро-оболочка" в вюрцитной фазе [3]. Легирование осуществлялось с помощью включения источника Si или Be в ростовой камере молекулярно-пучковой эпитаксии. Измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) AlGaAs ННК, выращенных на подложке кремния, производилось с помощью сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) Ntegra Aura (NT-MDT) при комнатных условиях. Так же были сняты токовые карты вертикально стоящих ННК. Получена информация о проводимости ядра и оболочки AlGaAs ННК. В целом, картина токовых карт явно указывает на то, что ядро и оболочка имеют разные типы легирования.

Результаты и обсуждение

На Рис.1 показано изображение легированных AlGaAs ННК, полученное методом сканирующей электронной микроскопии. Измерения спектров фотолюминесценции показали те же результаты, что и в случае не легированных ННК [2,3].

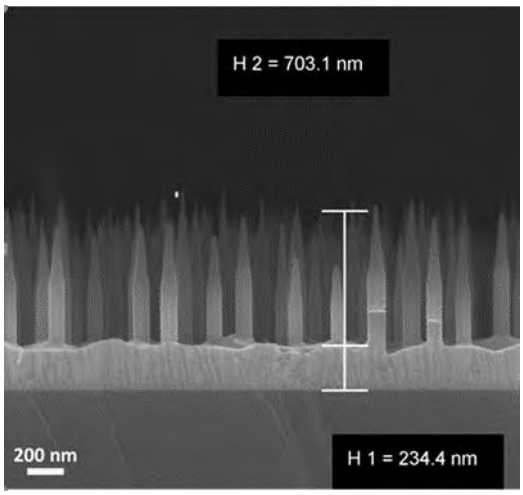


Рис. 1. СЭМ изображение ННК AlGaAs

Исследование электрических свойств проводилось с помощью атомно-силового микроскопа (СЗМ) Ntegra Aura (NT-MDT). СЗМ-зонд перемещался в направлениях xy (сканирование плоскости) или в вертикальном направлении z, чтобы воздействовать на ННК. [4]. ВАХ одиночного ННК AlGaAs на подложке Si были измерены с помощью кондуктивной атомно-силовой микроскопии (C-AFM) путем контакта зонда с одним ННК. Кривые ВАХ от разных ННК схожи и имеют стандартную форму для p-n перехода. Была получена информация о проводимости ядра и оболочки ННК AlGaAs (рис.2). В целом,

карты сканирования (рис. 2) показывают, что ядро и оболочка имеют разные типы легирования.

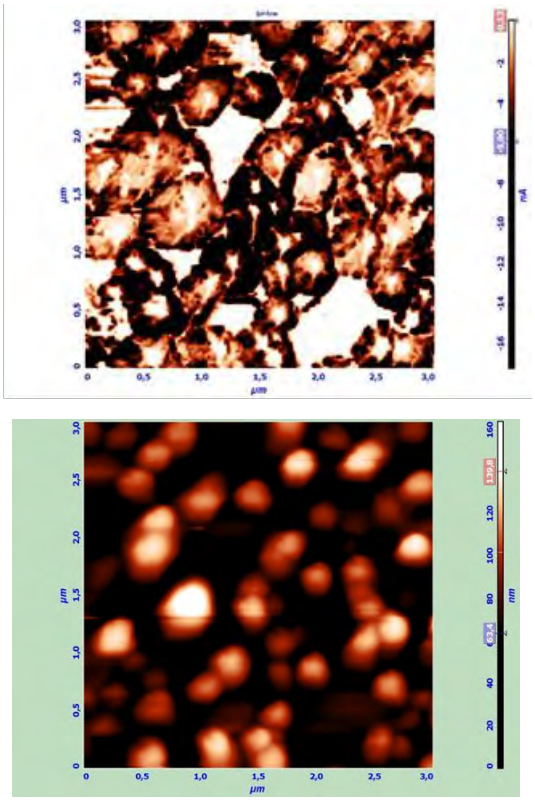


Рис. 2. Измерения сканирующим зондом атомно-силового микроскопа: Топология (сверху), токовая карта сканирования (снизу)/ I (nA)

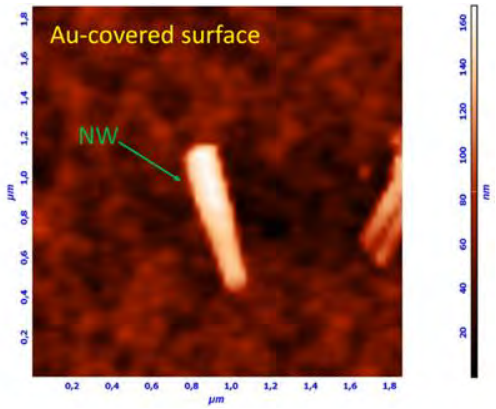


Рис. 3. Одиночный AlGaAs ННК перенесенный на позолоченную подложку

Чтобы измерить проводимость оболочки, ННК были перенесены на позолоченную подложку (Рис.3). В этом эксперименте контакт с ННК осуществлялся через оболочку. Кривые ВАХ (Рис.4) аналогичны кривым в случае одного вертикально стоящего ННК. Из этого можно сделать вывод, что проводит оболочка ННК.

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта СПбГУ № 75746688 , электрические свойства исследованы при поддержке гранта РНФ №19-72-30004

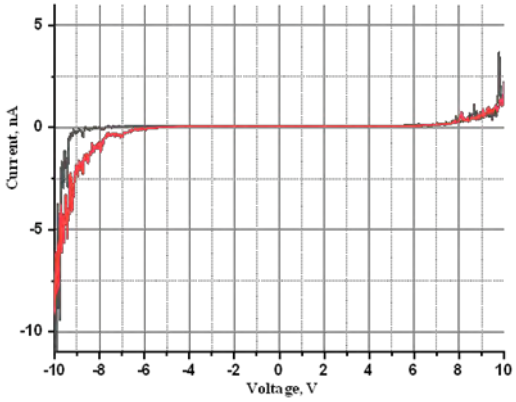


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики ННК измереных на золоте

Литература

1. L. Leandro, R. Reznik, J. D. Clement, J. Repän, M. Reynolds, E. V. Ubyivovk, I. V. Shtrom, G. Cirlin & N. Akopian, Wurtzite AlGaAs nanowires Scientific Reports (2020), 10(1).

2. Lorenzo Leandro, Christine P. Gunnarsson, Rodion Reznik, Klaus D. Jöns, Igor Shtrom, Artem Khrebtov, Takeshi Kasama, Valery Zwiller, George Cirlin, Nika Akopian. Nano Lett.(2018), v.18, N 11, pp.7217 – 7221.

3. G.E. Cirlin, R.R. Reznik, I.V. Shtrom, A.I. Khrebtov, I.P. Soshnikov, S.A. Kukushkin, L. Leandro, T. Kasama, Nika Akopian. J. Phys. D: Appl. Phys. 2017, v.50, 484003.

4. Alekseev P A, Sharov V A, Borodin B R, Dunaevskiy M S, Reznik R R and Cirlin G E (2020) Micromachines 11 581.

Теория двумерного вигнеровского кластера

М.В. Энтин[1, *], Мехрдад М. Махмудиан[1, 2, $], М.М. Махмудиан[1, 2, &]

1 ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13.

2 Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2.

*entin@isp.nsc.ru, §m.makhmudian1@g.nsu.ru, &mahmood@isp.nsc.ru

Были промоделированы вигнеровские кристаллы с разным количеством электронов n с разным внешним потенциалом. Один из таких потенциалов – потенциал с гексагональной асимметрией. Получены структуры для электронов, зажатых между жёсткими стенками. Изучены термодинамические свойства кластеров.

Вигнеровский кристалл был предложен в [1] в качестве модели трехмерного вещества с сильным межэлектронным отталкиванием. В работах [2-4] рассматривался двумерный случай, в котором положительные и отрицательные заряды пространственно разнесены. Ранее нами изучалась структура двумерных вигнеровских кластеров (ДВК), продольное движение электронов в которых ограничивалось различными внешними полями. Структура ДВК определяется конкуренцией кристаллизации его внутренней части и внешней формой, определяемой внешним полем. Целью настоящей работы является изучение влияния дальнодействия кулоновского отталкивания и, в частности, экранирования электронов на структуру ДВК.

Рассмотрен случай параболической ямы $U(x,y)=x^2+\beta y^2$ и кулоновского отталкивания в отсутствие и при наличии полевого электрода при нулевой температуре.

Было проведено моделирование структуры ДВК с разным числом электронов и параметром асимметрии потенциала ямы.

На рис.1 приведены структуры вигнеровских кластеров в отсутствии полевого электрода при нулевой температуре в зависимости от параметра β.

Показано, что а) решетка ДВК имеет гексагональную локальную симметрию; б) в ней присутствуют топологические дефекты с пятиугольной симметрией, плотность которых растет при приближении к границе; в) переход от дальнодействия к короткодействию не сказывается существенно на возникновении топологических дефектов и поликристалличности внутренности кластера. Нарушение периодичности решетки внутри кластера обусловлено конкуренцией изотропного поверхностного давления от ямы и требования минимальности энергии межэлектронного взаимодействия, приводящего к кристаллической внутренней структуре.

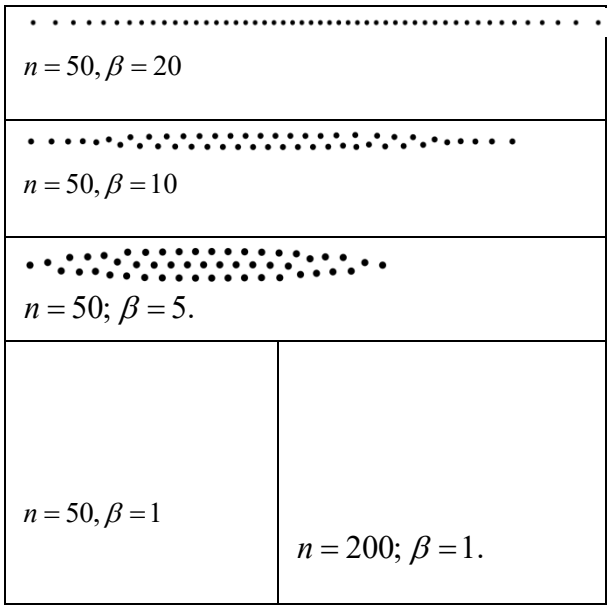


Рис. 1. Структура ДВК с разным числом электронов и значениях параметра β. При $\beta=1$ кластер занимает, в среднем, круговую область. Если $\beta>1$ кластер вытягивается в направлении оси *x*. При $\beta \ll 1$ кластер превращается в линию

На рис. 2 приведена структура ДВК из 100 электронов при наличии затравочной гексагональной асимметрия ямы $U(x,y)=\gamma\left|x\left(x^2-3y^2\right)\right|$ при $\gamma \ll 0.01$. Из рисунка видно, что асимметрия ямы приводит к возникновению гексагональной огранки ДВК.

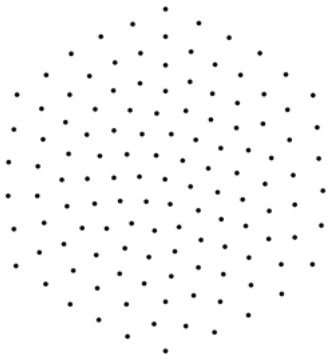


Рис. 2. Ограненный ДВК из 100 электронов при β=1

На рис. 3 показана структура кластера с потенциалом ямы $U(x,y)=x^2+y^2$, помещенного внутрь полосы. Видно, что краевые электроны прижимаются к границам полосы из-за кулоновского отталкивания и расположены по прямым линиям. Внутренние же электроны образуют вытянутый кластер с гексагональной симметрией.

Рис. 3. ДВК из 60 электронов внутри полосы. Крайние частицы прижимаются к границам полосы. Внутри образовался кластер с гексагональной локальной симметрией

Рассмотрено вращение ДВК при $\beta=1$ за счет приложения адиабатически-переменного магнитного поля соосного ДВК соленоида. Предполагалось, что магнитное поле изменяется от нуля до некоторого стационарного значения. Изменение магнитного поля создает вихревое электрическое поле. Показано, что при достаточно слабом электрическом поле кластер начинает вращаться как твердое тело. Мы обнаружили, что без трения кластер приобретает угловую скорость в два раза меньше циклотронной частоты. Этот результат является универсальным, не зависящим от структуры кластера.

Численно и аналитически найдены режимы колебаний различных ДВК. Эти данные были использованы для определения низкотемпературной теплоемкости.

Работа поддержана грантом РФФИ №20-02-00622.

Литература

1. E.P. Wigner. // Phys. Rev., V. 46, 1002 (1934).

2. А.В. Чаплик. // ЖЭТФ, V. 62, 746 (*1972*).

3. P.M. Platzman and H. Fukuyama. // Phys. Rev. B, V. 10, 3150 (1974).

4. А.В. Чаплик. // Письма в ЖЭТФ, V. 31, 275 (1980).

Особенности магнитотранспорта двойной квантовой ямы HgTe/CdHgTe в параллельном магнитном поле

М.В. Якунин[1, *], В.Я. Алешкин[2], С.М. Подгорных[1], В.Н. Неверов[1], М.Р. Попов[1], Н.Н. Михайлов[3], С.А. Дворецкий[3]

1 Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620219.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*yakunin@mail.ru

В двойной квантовой яме (ДКЯ), состоящей из двух слоев HgTe толщиной 8.5 нм, разделенных барьером 3 нм, обнаружена высокая чувствительность структуры магнитотранспорта к внешним воздействиям (параллельное магнитное поле, перпендикулярное электрическое поле и др.). Мы объясняем это имеющим здесь место тонким балансом между положениями центрального максимума легких дырок и боковых максимумов, при том что их взаимное положение легко меняет знак, а также наличием в ДКЯ своеобразного дипольного момента, отличающего ее от одиночной квантовой ямы.

Введение

Двойная квантовая яма (ДКЯ) в гетеросистеме HgTe/CdHgTe – это простейший вариант многослойной структуры, используемой для изготовления ИК-фотодетекторов. Поэтому может быть проще исследовать различные свойства многослойных систем на ДКЯ. Для фундаментальной физики ДКЯ в этой системе интересны тем, что они могут быть использованы для создания различных неординарных вариантов энергетического спектра из-за резкой зависимости взаимного положения уровней размерного квантования разного типа от ширины ямы в сочетании с эффектами туннелирования сквозь барьер. Так, при критической толщине слоев HgTe $d_w = 6.5$ нм (когда в одиночной яме такой ширины реализуется дираковский конусообразный спектр) в ДКЯ формируется энергетический спектр, подобный спектру двуслойного графена, но со своими особенностями [1]. Необычность зонной структуры здесь привела к обнаружению необычной возвратной структуры квантового эффекта Холла (КЭХ) [1,2]. Было показано, что природа найденных особенностей обусловлена сочетанием следующих факторов: наличие бокового максимума в валентной зоне с присущей ему высокой плотностью состояний дырок, который стабилизирует положение уровня Ферми; наложение этого максимума на спектр подзоны легких дырок и существование в КЯ HgTe аномальных уровней Ландау.

В настоящей работе описаны результаты магнитотранспортных исследований ДКЯ в той же системе, но со слоями HgTe несколько большей толщины, $d_w = 8.5$ нм, отвечающей точке пересечения наинизшего уровня в серии состояний с преимущественно сферическими волновыми функциями, $E1$, со вторым уровнем в серии тяжелых дырок, $HH2$. Для данной величины d_w спектр и одиночной ямы и ДКЯ имеет инверсный характер, где зоной проводимости является подзона $HH1$, а валентной – гибридизованные подзоны $E1$ и $HH2$ (рис. 1). Расчеты спектра выполнены 8-зонным ***kp*** методом.

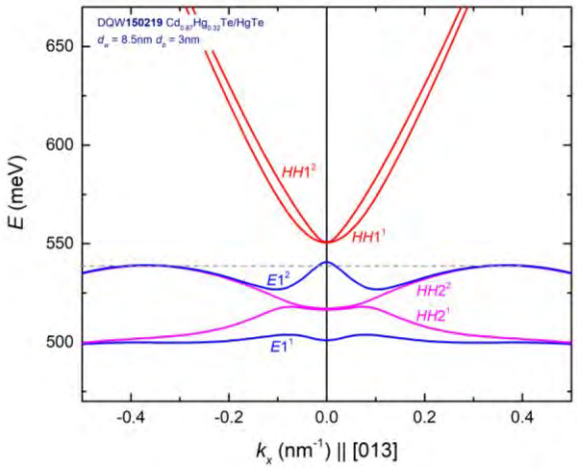


Рис. 1. Энергетический спектр исследуемой ДКЯ

Эксперимент и интерпретация

В исследуемых ДКЯ при дырочном типе проводимости уровень Ферми жестко привязан к боковым максимумам валентной зоны, поэтому эффекты, связанные с квантованием в уровни Ландау в перпендикулярном поле [1,2], здесь выражены слабо. Но было

найдено другое специфическое явление. В интервале малых полей наблюдается очень резкая зависимость холловского магнитосопротивления (МС) от магнитного поля, $\rho_{yx}(B)$, с выходом на величину, близкую к первому плато КЭХ (рис. 2), что указывает на присутствие малой доли высокоподвижных носителей тока.

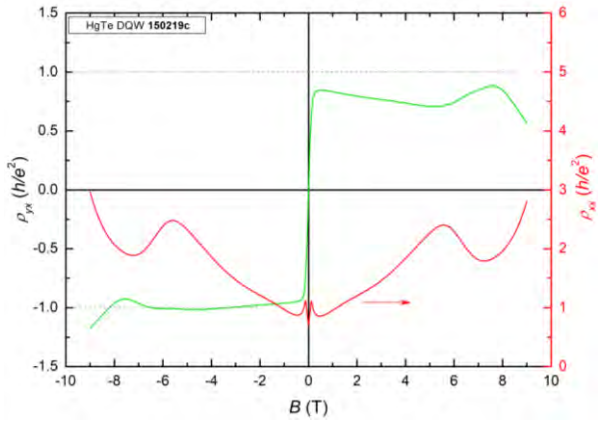


Рис. 2. Холловское и продольное МС

Расчеты зонного спектра подтверждают этот факт: действительно, центральный максимум валентной зоны здесь находится примерно на том же уровне, что и боковые максимумы (рис. 1). Необычность экспериментальных результатов также состоит в том, что найденный характер МС высокочувствителен к параметрам и воздействиям. В частности, было обнаружено, что картина МС существенно меняется от образца к образцу, хотя они вырезаны из одной пластины, и технологические данные показывают, что она однородна. Это означает, что баланс положений центрального и бокового максимумов меняется при малейшем изменении параметров слоев, либо других параметров, например, поверхностного заряда. Также было найдено, что добавление параллельной слоям компоненты магнитного поля $B_{\|}$ меняет знак наклона $\rho_{yx}(B)$ в слабых полях с положительного на отрицательный (рис. 3). Следовательно, легкие дырки вблизи $k = 0$ заменяются на электроны. Расчеты показывают, что центральный максимум с ростом $B_{\|}$ опускается ниже боковых максимумов (рис. 4), а значит и ниже уровня Ферми, и к ним приближается край зоны проводимости. Аналогичная тенденция имеет место при приложении перпендикулярного электрического поля.

Такой же баланс между максимумом подзоны легких дырок и боковыми максимумами имеет место в одиночной яме шириной ~7 нм, но в отличие от ДКЯ, отмеченных смещений подзон ни с параллельным магнитным полем, ни с перпендикулярным электрическим в одиночных ямах не происходит.

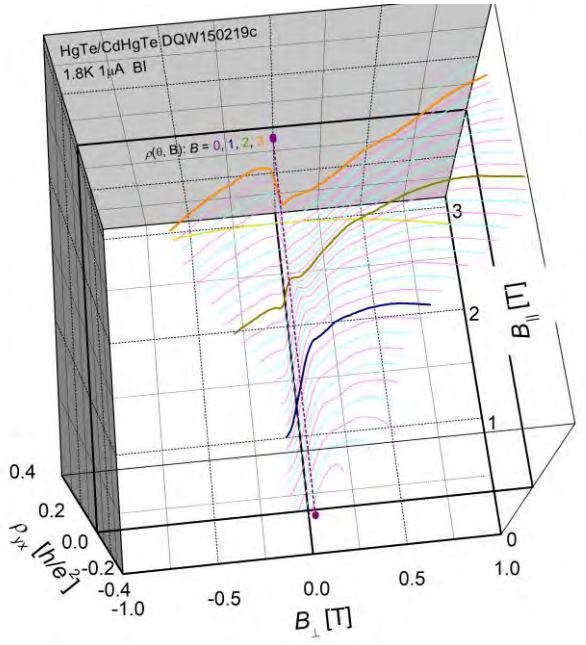


Рис. 3. Изменение наклона холловского МС возле нуля с добавлением компоненты поля $B_{\|}$, параллельной слоям

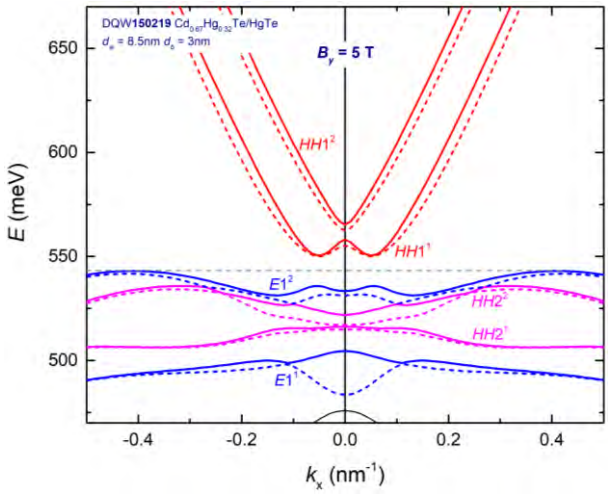


Рис. 4. Спектр ДКЯ в параллельном поле 5 Тл. Сплошные и пунктирные – подзоны с разной ориентацией спина.

Поддержана Министерством науки и образования, грант № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

Литература

1. М.В. Якунин, С.С. Криштопенко, С.М. Подгорных и др. // Письма в ЖЭТФ, V. 104, 415 (2016).
2. M.V. Yakunin, S.S. Krishtopenko, S.M. Podgornykh *et al.* // Physical Review B, V. 102, 165305 (2020).

Эпитаксиальная спин-вентильная гетероструктура $Pd_{0.96}Fe_{0.04}$/VN/$Pd_{0.92}Fe_{0.08}$: синтез и исследование структурных, магнитных и магниторезистивных свойств

И. В. Янилкин[1], А. И. Гумаров[1,2], А. Г. Киямов[1], А. А. Родионов[1], Р.В. Юсупов[1], Л. Р. Тагиров[1,2] *

[1] Institute of Physics, Kazan Federal University, Kazan 420008, Russia

[2] Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS, Kazan 420029, Russia

* ltagirov@mail.ru

Гетероэпитаксиальная структура $Pd_{0.96}Fe_{0.04}$/VN/$Pd_{0.92}Fe_{0.08}$ была выращена на (001)-ориентированной монокристаллической подложке MgO с использованием комбинации методов реактивного магнетронного распыления и молекулярно-лучевой эпитаксии в условиях сверхвысокого вакуума. Пилотные образцы пленки VN, бислоев $Pd_{0.96}Fe_{0.04}$/VN и VN/$Pd_{0.92}Fe_{0.08}$ были выращены в одном цикле с целевым образцом. Исследования *in-situ* с помощью дифракции низкоэнергетических электронов и *ex-situ* с помощью дифракции рентгеновских лучей подтвердили, что все слои $Pd_{1-x}Fe_x$ и VN в серии выросли эпитаксиально в режиме куба-на-кубе. Измерена температурная зависимость сопротивления, которая показала резкие сверхпроводящие (СП) переходы с шириной от 21 мкК до 40 мкК. Исследования магнитосопротивления трехслойного образца $Pd_{0.96}Fe_{0.04}$/VN/$Pd_{0.92}Fe_{0.08}$ выявили инверсный эффект спинового клапана при переключении между параллельной и антипараллельной магнитными конфигурациями. Умеренное подавление критических температур, малая ширина СП переходов и проявление сверхпроводящих свойств спинового клапана делают эпитаксиальные нитридные сверхпроводники перспективными для приложений в сверхпроводящей спинтронике.

Введение

Тонкая слоистая гетероструктура ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик (ФСФ) является одной из возможных компонент логических элементов в сверхпроводящей спинтронике [1]. Мы синтезировали и исследовали полностью эпитаксиальную гетероструктуру FSF, которая состоит из двух слоев сплава $Pd_{1-x}Fe_x$ в качестве ферромагнетика и слоя нитрида ванадия VN в качестве сверхпроводника.

Эксперимент

Гетероструктура MgO/$Pd_{0.96}Fe_{0.04}$/(20 нм) / VN(30 нм) /$Pd_{0.92}Fe_{0.08}$(12 нм) была нанесена методом молекулярно-лучевой эпитаксии (MBE фирмы SPECS, Германия) и реактивным магнетронным распылением (BESTEC, Германия) на (001)-ориентированную эпиполированную монокристаллическую подложку MgO [2-5] (Рис 1a,b и d). Режим эпитаксиального роста слоев был подтвержден методами дифракции низкоэнергетических электронов (ДНЭ) (Рис. 1c) и дифракции рентгеновских лучей (РСА). Первый метод показал, что каждый слой является монокристаллическим в латеральной плоскости на малом масштабе. Второй метод при съемки в тета и фи геометрии продемонстрировал монокристалличность каждого слоя и когерентность решеток всез 3-х слоев с монокристаллической подложкой MgO. С помощью магнитометрии VSM (QD PPMS-9) была измерена и затем смоделирована зависимость удельного магнитного момента от температуры $M(T)$, а также измерены петли магнитного гистерезиса в различных режимах (см. Рис. 2, верхнее окно) [5]. Методикой ферромагнитного резонанса (ФМР) (спектрометр Bruker ESP300 X-диапазона) была исследована магнитная анизотропия, которая показала кубическую симметрию с тетрагональным искажением [3]. Малая ширина резонансных линий и явная двухосная анизотропия образца миллиметрового латерального размера дополнительно свидетельствуют о монокристалличности и эпитаксиальности полученных гетероструктур.

Различная концентрация железа в ферромагнитных слоях приводит к разным коэрцитивным полям [3], что позволяет использовать их как «свободные» и «фиксированные» слои (псевдоспиновый клапан).

.

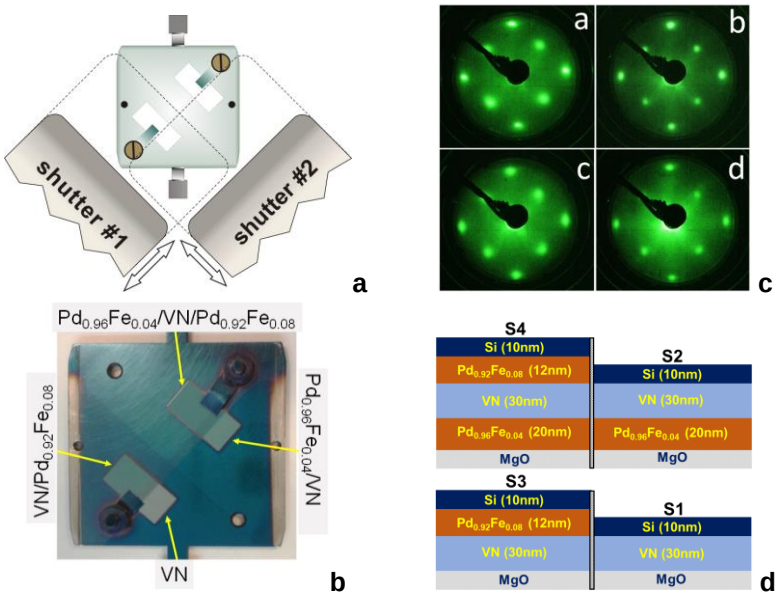


Рисунок 1. Синтез и кристалличность образцов.

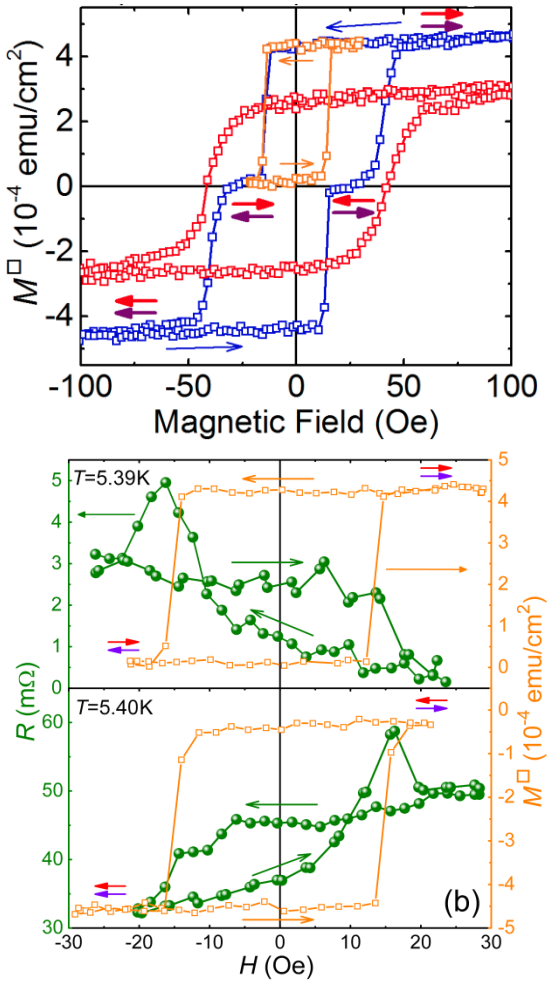


Рисунок 2. Магнитный гистерезис (верхнее окно) и магнитосопротивление при циклировании поля по малой петле (нижнее окно).

На малой петле гистерезиса получены параллельная (P) и антипараллельная (AP) взаимные ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев. Магниторезистивные измерения показали обратный (инверсный) эффект сверхпроводящий спинового клапана (T_c (P)> T_c (AP)), см. Рис 2, нижнее окно.

Выводы

Использование монокристаллической подложки, нитридного сверхпроводника VN и ферромагнитного сплава $Pd_{1-x}Fe_x$, удовлетворяющих условиям эпитаксии, позволило вырастить полностью эпитаксиальную трехслойную гетероструктуру сверхпроводник-ферромагнетик. Ясно, что найденные условия синтеза позволяют увеличить число эпитаксиальных слоев.

Литература

1. Linder J., Robinson J. W. A. // Nat. Phys. **11**, 307 (2015).
2. Esmaeili A., Yanilkin I. V., Gumarov A. I. *et al.* // Thin Solid Films **669**, 338 (2019).
3. Esmaeili A., Yanilkin I.V., Gumarov A.I. *et al.* // Sci. China Materials (Springer) **64**, 1246 (2021).
4. Mohammed W. M., Yanilkin I. V., Gumarov A. I. *et al.* // Beilstein J. Nanotechnol. **11**, 807 (2020).
5. I.V. Yanilkin, W.M. Mohammed, A.I. Gumarov *et al.* // Nanomaterials (MDPI) **11**, 64 (2021)

Содержание 2 тома

Секция 3
Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

Cunha D., Bernardo C.R., Rodrigues M., Cerqueira F., Burdov V.A., Belsley M., Schellenberg P., Vasilevskiy M.I. Quantum dot PL emission control through a nearby graphene layer 651
Grinvald I.I., Kapustin R.V., Vorotyntsev A.V., Petukhov A.N., Pryakhina V.I., Vorotyntsev I.V. Oxidation of chlorosilanes in thin layers 653
Mönch E., Potashin S.O., Lindner K., Yahniuk I., Golub L.E., Kachorovskii V.Yu., Bel'kov V.V., Huber R., Watanabe K., Taniguchi T., Eroms J., Weiss D., Ganichev S.D. Photovoltaics of spatially modulated bilayer graphene: evidence of hydrodynamic regime 655
Orlova K.N., Simonova A.V., Gradoboev A.V., Zhamaldinov F.F. Radiation Hardness of ALGAINP LEDs with Multiple Quantum Wells to Gamma-Quantum Irradiation 658
Otsuji1 T., Boubanga-Tombet S., Satou A., Yadav D., Ryzhii V., Ryzhii M., Dubinov A.A., Popov V.V., Knap W., Kachorovskii V., Narahara K., Mitin V., Shur M.S. Graphene-based plasmonic metamaterial for terahertz laser transistors 660
Zharov A.A., Shadrivov I.V. Dynamical control of the giant resonant Goos–Hanchen shift in nonlinear dielectric nanostructures 663

Абрамкин Д.С., Петрушков М.О., Емельянов Е.А., Богомолов Д.Б., Путято М.А., Гутаковский А.К., Преображенский В.В. Подавление формирования антифазных границ в GaP/GaAs/Si гетероструктурах 665
Абросимова Н.Д., Оболенский С.В. Моделирование переходных процессов в транзисторных структурах для аналоговых и радиочастотных СБИС на структурах «кремний на изоляторе» с различными дозами имплантации водорода после воздействия импульсного гамма-излучения 667
Абросимова Н.Д., Юнин П.А., Дроздов М.Н., Оболенский С.В. Влияние дозы имплантации водорода на релаксацию электрофизических характеристик структур «кремний на изоляторе» после воздействия рентгеновского излучения 669
Авдиенко П.С., Седова И.В., Фирсов Д.Д., Комков О.С., Трошков С.И., Яговкина М.А., Сорокин С.В. Молекулярно-пучковая эпитаксия и фотолюминесцентные свойства тонких пленок GaTe/GaAs 671
Аверина Н.И., Ежевский А.А., Гусейнов Д.В., Сухоруков А.В., Новиков А.В., Юрасов Д.В., Гусев Н.С., Зубанов И.А., Калинина Е.А. Уменьшение вклада от АМР эффекта при детектировании спиновых токов в структурах на основе кремния: Py/Si:Bi:P 673
Аверкиев Н.С., Лифшиц М.Б., But D., Martinez G., Knap W. Динамическая поляризация ядер в полупроводниках в условиях терагерцового излучения 675
Акмаев М.А., Глазов М.М., Кочиев М.В., Винокуров П.В., Смагулова С.А., Белых В.В. Пространственно-временная динамика свободных и связанных экситонов в монослоях MoS_2 676
Алешкин В.Я., Дубинов А.А. Поглощение двумерных плазмонов в структурах с несколькими квантовыми ямами 678
Алтухов И.В., Каган М.С., Папроцкий С.К., Хвальковский Н.А., Дижур С.Е., Ильинская Н.Д., Усикова А.А., Баранов А.Н., Teissier R. Туннельный транспорт в сверхрешетках InAs/AlSb с электрическими доменами 680
Андрианов А.И., Сушков А.А., Воронцов В.А., Павлов Д.А., Балясников Д.М., Таран Д.А., Неждановв А.В. Рост и исследование буферных слоев Ge/Si (001) для лазерных структур на основе полупроводников AIIIBV 682
Антонова И.В. Гетероструктуры на основе фторированного графена для наноэлектроники 684
Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Белов П.А., Бабушкин И.В., Розанов Н.Н. Управление наноструктурами на основе прямоугольных квантовых ям с помощью униполярных световых импульсов 687
Архипова Е.А., Дроздов М.Н., Краев С.А., Хрыкин О.И., Богданов С.А., Вихарев А.Л., Исаев В.А., Лобаев М.А. Электрофизические свойства дельта-легированных бором слоев алмаза 689
Афоненко А.А., Ушаков Д.В., Дубинов А.А., Алешкин В.Я., Морозов С.В., Гавриленко В.И. Моделирование лазерных диодов с длиной волны генерации 3 мкм на основе HgTe/CdHgTe гетеростуктур с множественными квантовыми ямами с учетом эффекта горячих фононов 691

Афоненко Ан.А., Афоненко А.А., Ушаков Д.В., Хабибуллин Р.А., Васильевский И.С. Перенос носителей заряда в квантово-каскадных гетероструктурах с участием локализованных донорных состояний 693
Баграев Н.Т., Кукушкин С.А., Осипов А.В. Наномасштабный монокристаллический карбид кремния на кремнии и его уникальные свойства 695
Байдусь Н.В., Алешкин В.Я., Некоркин С.М., Новиков А.В., Самарцев И.В., Юрасов Д.В., Юнин П.А. Электролюминесценция гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs выращенными методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках Ge/Si 697
Бекин Н.А. Многофононная релаксация парасостояний триплета 1s в нейтральных донорах магния в кремнии 699
Белов Д.А., Иконников А.В., Пушкарев С.С., Галиев Р.Р., Пономарев Д.С., Хохлов Д.Р., Морозов С.В., Гавриленко В.И., Хабибуллин Р.А. Температурные зависимости мощностных и спектральных характеристик квантово-каскадных лазеров с частотами от 2.3 до 4.1 ТГц 700
Белоновский А.В., Морозов К.М., Гиршова Е.И., Калитеевский М.А. Взаимодействие экситонов со светом в мезоскопических структурах 702
Берковиц В.Л., Кособукин В.А., Улин В.П., Алексеев П.А., Солдатенков Ф.Ю., Левицкий В.С. Структуры Au/GaAs(001) с нанокластерами золота: создание, диагностика, спектроскопия анизотропных плазмонов 704
Бибикова В.В., Забавичев И.Ю., Захаров А.М., Карачкин С.В., Кошельчук М.Ю., Полунин И.Н., Потехин А.А., Пузанов А.С., Сафонов А.В., Оболенский С.В. Применение лазерных методов имитации воздействия тяжелых заряженных частиц космического пространства при разработке интегральных схем 706
Бобров А.И., Клементьев Д.С., Чигиринский Ю.И., Дудин Ю.А., Негин А.В., Сидоренко К.В., Шушунов А.Н., Ершов А.В., Нежданов А.В., Малехонова Н.В., Боряков А.В., Федонин М.П., Стоякин В.В., Харламов В.А. Особенности формирования планарных световодов для создания фотонных микросхем на кремниевой основе 708
Бодров С.Б., Мурзанев А.А., Корытин А.И., Сергеев Ю.А., Степанов А.Н., Чефонов О.В., Овчинников А.В., Агранат М.Б. Новые методы визуализации ТГц изображений 710
Боженькина А.Д., Оболенский С.В., Макарцев И.В. Методика многопараметрического анализа влияния эффекта всплеска скорости в канале короткоканальных транзисторов 711
Бурдов В.А., Фомичев С.А. Однофотонное возбуждение биэкситонов в объемном кремнии и в кремниевых нанокристаллах 713
Бурцев А.А., Киселев А.В., Ионин В.В., Елисеев Н.Н., Михалевский В.А., Лотин А.А. Фазоизменяемые материалы и нейроморфные оптические устройства на их основе 714
Васильев Ю.Б. Двумерные плазменные возбуждения в неупорядоченном массиве квантовых антиточек 716
Винниченко М.Я., Махов И.С., Устименко Р.В., Фирсов Д.А., Саркисян А.А. Поглощение и фотолюминесценция в инфракрасном диапазоне в легированных квантовых точках GeSi/Si 718
Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М., Горн Д.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Меньшиков Р.В., Сидоров Г.Ю., Ужаков И.Н., Якушев М.В. Темновые токи униполярных NBνN структур на основе HgCdTe 720
Волков В.А., Заболотных А.А. Свойства магнитоплазмон- поляритонов в 2D электронных системах с тыловым затвором 722
Волков О.Ю., Дюжиков И.Н., Хабибуллин Р.А., Дивин Ю.Я. Джозефсоновский спектральный анализ излучения ТГц квантовых каскадных лазеров 723
Востоков Н.В., Дроздов М.Н., Краев С.А., Хрыкин О.И., Юнин П.А. Влияние термического отжига на транспортные свойства низкобарьерных диодов Мотта Ti/AlGaN/GaN 726
Гадомская А.В., Юлдашева Д.К., Спирин М.Г., Товстун С.А., Разумов В.Ф. Ферстеровский перенос энергии в нанокластерах коллоидных квантовых точек 728
Гиршова Е.И., Микитчук Е.П., Морозов К.М., Белоновский А.В., Калитеевский М.А. Оптоакустический генератор ультразвука на базе структур с Таммовским плазмоном с добавлением полимерных и гибридных материалов 729
Глазов М.М. Оптические и транспортные свойства двумерных дихалькогенидов переходных металлов 731
Глазов С.Ю., Подгорная И.А. Проводимость двумерной сверхрешетки на основе графена в сильных внешних электрических полях с учетом ионизации примеси 734
Головатенко А.А., Родина А.В., Aubert T., Samoli M., Lermusiax L., Zinn T., Abecassis B., Hens Z. Сравнительный анализ спектров поглощения нанокристаллов CdSe со структурой вюрцита и цинковой обманки 736
Горбачев А.М., Вихарев А.Л., Лобаев М.А., Радищев Д.Б., Дроздов М.Н., Богданов С.А., Исаев В.А. Создание центров окраски в CVD алмазе и управление их зарядовыми состояниями 738
Грибакин Б.Ф., Храмцов Е.С., Курдюбов А.С., Трифонов А.В., Игнатьев И.В. Нелинейное уширение экситонных резонансов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs 740

Громыко Д.А., Дьяков С.А., Тиходеев С.Г., Гиппиус Н.А. Метод связанных резонансов как эффективный метод расчета оптических спектров периодических наноструктур 742
Грязнева Т.А., Демин Г.Д., Дюжев Н.А. Исследование особенностей полевой эмиссии в полупроводниковом диоде с наноразмерным вакуумным каналом проводимости на базе структур «кремний на изоляторе» 744
Гудина С.В., Неверов В.Н., Попов М.Р., Подгорных С.М., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н. Спин-орбитальное расщепление Рашбы в магнитном поле в квантовых ямах CdHgTe с нормальной и инвертированной зонной структурой 746
Гультиков Н.В., Мармалюк А.А., Ладугин М.А. Al-содержащие и Al-free гетероструктуры для полупроводниковых лазерных излучателей спектрального диапазона 760–980 нм: сравнение и анализ 748
Гуляев Д.В., Дмитриев Д.В., Колосовский Е.А., Брагинский Л.С., Журавлев К.С. Гетероструктуры InGaAlAs/InAlAs для электрооптического модулятора, полученные методом цифровой эпитаксии 750
Гущина Е.В., Дунаевский М.С., Малых Д.А. Исследование трибоэлектрических зарядов в тонких диэлектрических и полупроводниковых пленках методами СЗМ 752
Данилов Ю.А., Крюков Р.Н., Лесников В.П., Николичев Д.Е., Зубков С.Ю. Модификация углеродных слоев при высокотемпературном отжиге 754
Данилов Ю.А., Вихрова О.В., Здоровейщев А.В., Крюков Р.Н., Лесников В.П., Парафин А.Е., Ильин Н.А., Питиримова Е.А. Легирование слоев GaAs, полученных методом импульсного лазерного нанесения 756
Дворецкий С.А., Ступак М.Ф., Михайлов Н.Н., Макаров С.Н., Елесин А.Г., Верхогляд А.Г. Исследование структурного состояния МЛЭ-гетеростуктур (013)HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs методом генерации второй гармоники 758
Дегоев М.М., Афанасьев М.М., Калевич В.К., Кавокин К.В., Козырев Н.В., Karczewski G., Кусраев Ю.Г. Эффект Керра, индуцированный обменным взаимодействием электронов в асимметричных двойных квантовых ямах 760
Демидов Е.С., Афанасьев Д.А., Демидова Н.Е., Нежданов А.В., Машин А.И. Влияние времени формирования на люминесцентные, парамагнитные и транспортные свойства пористого кремния 762
Дмитриев Д.В., Колосовский Д.А., Торопов А.И., Журавлев К.С. Механизмы удаления оксидного слоя с поверхности InP(001) в потоке As_4 764
Дмитриева О.А., Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г. Мультистабильность экситон-поляритонов в киральномодулированном микрорезонаторе 766
Долгов А.К., Галиев Р.Р., Пушкарев С.С., Афоненко А.А., Ушаков Д.В., Волков О.Ю., Павловский В.В., Дюжиков И.Н., Хабибуллин Р.А. Исследование спектральных характеристик 2.2 ТГц квантово-каскадного лазера с двухсекционным резонатором в зависимости от температуры и тока 768
Дорохин М.В., Бастракова М.В., Мухаматчин К.Р. Моделирование генерации электрон-дырочных пар для бета-вольтаических ячеек Ni^{63}/Si 770
Дорохин М.В., Ведь М.В., Дикарева Н.В., Демина П.Б., Здоровейщев Д.А., Болдин М.С., Воронин А.В. Люминесцентные свойства наноструктурированного объемного кремния 772
Дубинов А.А. Генерация разностной частоты в области «остаточных лучей» GaAs в двухчастотных диодных лазерах 774
Дубинов А.А., Алешкин В.Я. Моделирование вертикально излучающего терагерцового HgTe/CdHgTe лазера 776
Дунаевский М.С., Алексеев П.А. Исследование упругих деформаций в конических нанопроводах 778
Дуров К.В., Мартынов Л.Н., Молостова О.С., Зайцев А.В., Ершов А.В., Крюков Р.Н., Нежданов А.В., Зубков С.Ю., Николичев Д.Е., Сидоренко К.В., Байдусь Н.В. Влияние стехиометрических параметров на свойства пленок SiOx и GeOx для формирования нанокристаллов 780
Европейцев Е.А., Нечаев Д.В., Буренина Д.С., Гусева Ю.А., Задиранов Ю.М., Трошков С.И., Кулагина М.М., Жмерик В.Н., Шубина Т.В., Торопов А.А. Кинетика фотолюминесценции латерально локализованных экситонов в атомарно тонких квантовых ямах GaN/AlN 782
Жидяев К.С., Некоркин С.М., Байдусь Н.В., Чигинева А.Б., Самарцев И.В., Крюков А.В., Токарев В.А., Баклашов Д.И. Генерация оптических импульсов наносекундного диапазона в многоямных InGaAs/GaAs/AlGaAs гетеролазерах с увеличенной активной областью 784
Жмерик В.Н., Нечаев Д.В., Семенов А.Н., Орехова К.Н., Яговкина М.А., Алексеев П.А., Бородин Б., Европейцев Е.А., Трошков С.И., Кулагина М.М., Гусева Ю.А., Березина Д.С., Шубина Т.В., Козловский В.И., Зверев М.М., Свиридов Д.Е., Гамов Н.А., Торопов А.А., Иванов С.В. Монослойные квантовые ямы GaN/AlN: технология и применения в ультрафиоле-товой фотонике от мощных излучателей до эмиттеров одиночных фотонов 786
Жолудев М.С., Морозов С.В. Расчет локализованных и резонансных состояний акцепторов в твердом растворе CdHgTe 788

Жукавин Р.Х., Бушуйкин П.А., Кукотенко В.В., Чопорова Ю.Ю., Deβtann N., Ковалевский К.А., Цыпленков В.В., Герасимов В.В., Осинцева Н.Д., Князев Б.А., Абросимов Н.В., Шастин В.Н. Наблюдение осцилляций Рамсея в германии, легированном мелкими донорами 790
Жуков А.О., Нежданов А.В., Шестаков Д.В., Скрылев А.А., Машин А.И., Усанов Д.А., De Filpo G., Ершов А.В. Структурные и оптические свойства пленок TiO_x 792
Жуков Н.Д., Хазанов А.А. О механизмах фотолюминесценции в коллоидных квантовых точках 794
Забавичев И.Ю., Пузанов А.С., Оболенский С.В. Влияние процесса формирования единичного кластера радиационных дефектов на характеристики короткоканальных транзисторных структур 797
Заболотных А.А. Плазмонные солитоны в экранированных двумерных электронных системах 799
Заболотных А.А., Еналдиев В.В., Волков В.А. Квазистационарные плазмоны в частично экранированных двумерных электронных системах 800
Загороднев И.В., Родионов Д.А., Заболотных А.А. Эффекты запаздывания в плазменных колебаниях 2D диска 801
Зазымкина Д.А., Ченцов С.И., Аминев Д.Ф., Николаев С.Н., Кривобок В.С. Новый люминесцентный центр, связанный с переходными элементами, в кристаллическом диоксиде титана 802
Зайцев А.В., Ершов А.В., Дуров К.В., Нежданов А.В., Крюков Р.Н., Зубков С.Ю., Николичев Д.Е., Байдусь Н.В., Левин А.А., Байдакова М.В. Особенности оптических и морфологических свойств отожженных многослойных наноструктур Ge/Al_2O_3 и $Ge/Si/Al_2O_3$ 804
Захожев К.Е., Рогило Д.И., Пономарев С.А. Зависимость поверхностного потенциала пленки β-In_2Se_3 на поверхности Si(111) от ее толщины 806
Здоровейщев Д.А., Дорохин М.В., Кузнецов Ю.М., Демина П.Б., Ерофеева И.В., Здоровейщев А.В., Завражнов А.Ю., Ведь М.В., Воронин А.В. Способ легирования фосфором GexSi1-x в методе электроимпульсного плазменного спекания 808
Зиновьев В.А., Дерябин С.А., Володин В.А., Зиновьева А.Ф., Черкова С.Г., Смагина Ж.В., Двуреченский А.В., Крупин А.Ю., Бородавченко О.М., Живулько В.Д., Мудрый А.В. Структурные и оптические свойства двумерных слоев Si и Ge, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках $CaF_2/Si(111)$ 810
Зиновьев В.А., Смагина Ж.В., Рудин С.А., Новиков П.Л. Группы нанооствровков Ge, выращиваемых снаружи от ямок на структурированных подложках Si 812
Зубанов И.А., Ежевский А.А., Сенников П.Г., Гусейнов Д.В., Сухоруков А.В., Калинина Е.А., Абросимов Н.В., Аверина Н.И. Доноры лития в объемных монокристаллических моноизотопных сплавах $28Si_{(1-x)}$ $72Ge_{(x)}$ 814
Иванов А.С., Павельев Д.Г., Оболенский С.В., Оболенская Е.С. Радиационная стойкость источника субтерагерцового излучения после нейтронного воздействия 816
Иго А.В. Степень поляризации комбинационного рассеяния света в нанокристаллах кремния 818
Ищенко Д.В., Ахундов И.О., Голяшов В.А., Степина Н.П., Тарасов А.С., Федосенко Е.В., Терещенко О.Е. Рост методом МЛЭ Ван-дер-Ваальсовых материалов на Si(111) 820
Кавеев А.К., Терещенко О.Е. Оптимизация буферного диэлектрического слоя для создания малодефектных эпитаксиальных пленок топологического изолятора $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с $x \geq 0.4$ 822
Казанов Д.Р., Пошакинский А.В., Елисеев И.А., Бородин Б.Р., Павлов С.И., Шубина Т.В. Оптика спиральных нанотрубок на основе MoS^2 826
Калинников М.А., Лобанов Д.Н., Андреев Б.А., Кудрявцев К.Е., Юнин П.А., Скороходов Е.В., Новиков А.В., Красильник З.Ф. Формирование эпитаксиальных слоев InGaNдля источников видимого красного и ИК диапазонов методом ПА МПЭ на сапфире 830
Калитеевский М.А., Резник Р.Р., Цырлин Г.Е., Котляр К.П., Илькив И.В., Акопян Н., Леонардо Л., Николаев В.В., Белоновский А.В. Эффект Парселла и коллимация излучения в гибридных нанопроводах AlGaAs с квантовыми точками GaAs 832
Карлина Л.Б., Власов А.С., Илькив И.В., Вершинин А.В., Котляр К.П., Драгунова А.С., Крыжановская Н.В., Сошников И.П. Особенности роста наноструктур InP на Si(111) в квазиравновесных условиях 834
Климов А.Э., Ахундов И.О., Голяшов В.А., Горшков Д.В., Ищенко Д.В., Пащин Н.С., Сидоров Г.Ю., Супрун С.П., Тарасов А.С., Федосенко Е.В., Терещенко О.Е. Температурные особенности свойств транзисторной МДП структуры на основе пленки топологического кристаллического изолятора PbSnTe:In 836
Клоков А.Ю., Фролов Н.Ю., Шарков А.И., Николаев С.Н., Ченцов С.И., Чернопицский М.А., Пугачев М.В., Дулебо А.И., Шуплецов А.В., Кривобок В.С., Кунцевич А.Ю. Акустические свойства слоев и интерфейсов в Ван-дер-Ваальсовых гетероструктурах $hBN/WSe_2/hBN/Al_2O_3$ в диапазоне частот до 150 ГГц 838
Клочков А.Н., Виниченко А.Н., Сафонов Д.А., Смирнова М.О., Тимофеев А.А., Васильевский И.С. Пленки n-InAs, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из сапфира 840

Ковалевский К.А., Жукавин Р.Х., Шастин В.Н. Фотолюминесценция доноров мышьяка в Ge 842
Козлов Д.В., Румянцев В.В., Морозов С.В., Гавриленко В.И., Hübers H.-W. Захват дырок на состояния вакансий ртути в узко зонных слоях HgCdTe с испусканием одиночного акустического фонона 844
Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Кривобок В.С., Аминев Д.Ф. Излучательный внутрицентровый переход в ионе Fe^{2+} в теллуриде кадмия 846
Колосовский Д.А., Дмитриев Д.В., Пономарев С.А., Торопов А.И., Журавлев К.С. Образование бинарного InAs на поверхности InP(001) при отжиге в потоке мышьяка 848
Коляда Д.В., Фирсов Д.Д., Тимофеев В.А., Машанов В.И., Караборчев А.А., Комков О.С. Исследование влияния отжига на инфракрасную фотолюминесценцию наногетероструктур GeSiSn/Si 850
Королев Д.С., Никольская А.А., Матюнина К.С., Михайлов А.Н., Белов А.И., Нежданов А.В., Крюков Р.Н., Здоровейщев А.В., Конаков А.А., Тетельбаум Д.И. Ионно-лучевой синтез нанокристаллов оксида галлия в диэлектрических матрицах 852
Короткова М.Г., Дорохин М.В., Кузнецов Ю.М., Демина П.Б., Ерофеева И.В., Ведь М.В., Воронин А.В. Исследование теплопроводности твердых растворов Si_{1-x} Gex, полученных методом электроимпульсного плазменного спекания 854
Коротнева А.Р., Белых В.В., Собьянин Д.Н. Резонансное спиновое усиление в условиях электронного парамагнитного резонанса 856
Коряжкина М.Н., Филатов Д.О., Шенина М.Е., Антонов И.Н., Круглов А.В., Ершов А.В., Горшков А.П., Окишев Р.Ю., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Шенгуров В.Г. Исследование влияния оптического излучения на резистивное переключение МДП-структур на основе $ZrO_2(Y)$ на подложках Si(001) с нановстровками Ge 858
Котова Л.В., Рахлин М.В., Галимов А.И., Пошакинский А.В., Платонов А.В., Шубина Т.В. Оптические свойства ван-дер-ваальсовых гомоструктур на основе дихалькогенидов переходных металлов 860
Кочаровская Е.Р., Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Малкин А.М., Заславский В.Ю. Динамика широкоапертурных гетеролазеров со сбоем фазы гофрировки брэгговского резонатора 862
Кочаровская Е.Р., Мишин А.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. Поляритонные резонансы в автомодуляции сверхизлучающих лазеров 864
Кочаровский Вл.В., Кочаровская Е.Р., Мишин А.В., Кочаровский В.В. Диссипативный сверхизлучательный фазовый переход в системе активных центров с некогерентной непрерывной накачкой в низкодобротном резонаторе Фабри-Перо 866
Красильников А.В., Родионов Н.Б., Большаков А.П., Ральченко В.Г., Вартапетов С.К., Сизов Ю.Е., Мещанинов С.А., Трапезников А.Г., Родионова В.П., Амосов В.Н., Хмельницкий Р.А., Кириченко А.Н. Синтез CVD-алмаза детекторного качества для спектрометрии ионизирующих излучений 869
Кривобок В.С., Николаев С.Н., Багаев В.С., Онищенко Е.Е., Ченцов С.И., Пручкина А.А. Нестандартные особенности взаимодействия одиночных люминесцентных центров, сформированных ядрами частичных дислокаций в CdTe и ZnSe, с продольными оптическими фононами 871
Криштоп В.Г., Попов В.Г., Дворецкий Д.А., Бугай К.Е. Рамановское охлаждение в субмикронных аттенюаторах, легированных оптически активными примесями 873
Крюков Р.Н., Захаров В.Е., Николичев Д.Е., Зубков С.Ю., Дорохин М.В., Звонков Б.Н. Влияние температуры роста на свойства системы GaAs/дельта-Mn 877
Кудрин А.В., Лесников В.П., Яковлева А.А., Крюков Р.Н. Эпитаксиальные слои магнитного полупроводника InGaAs:Fe 879
Кудрявцев К.Е., Румянцев В.В., Уточкин В.В., Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Морозов С.В. Лазерные гетероструктуры с КЯ HgTe/CdHgTe среднего ИК диапазона: анализ ОЖЕ-процессов и температурного гашения стимулированного излучения 881
Кузнецова И.А., Савенко О.В. Взаимодействие электромагнитной H-волны с полупроводниковым нанослоем 883
Кузнецова М.С., Евдокимов А.Е., Михайлов А.В., Кавокин К.В., Джиоев Р.И. Времена ядерной спиновой релаксации в структурах GaAs:Mn 885
Кукушкин В.А., Лобаев М.А., Вихарев А.Л., Горбачев А.М., Радищев Д.Б., Архипова Е.А., Дроздов М.Н., Исаев В.А., Богданов С.А. Экспериментальное и теоретическое исследование легированных бором дельта-слоев осажденного из газовой фазы алмаза для обеспечения высокой подвижности дырок 887
Кулаковский В.Д., Деменев А.А., Терешко С.Н., Гиппиус Н.А. Неравновесная динамика экситонных поляритонов в высокодобротных GaAs микрорезонаторах 889
Кулебякина Е.В., Скориков М.Л., Колобкова Е.В., Белых В.В. Оптические свойства и фазовый переход в нанокристаллах перовскитов $CsPb(Cl,Br)_3$ 891
Лебедев А.А., Давыдов В.Ю., Лебедев С.П., Смирнов А.Н., Елисеев И.А., Новиков С.Н., Усиков А.С., Макаров Ю.Н. Газовые и биосенсоры на основе структур graphene/SiC 893

Лебедев М.В., Львова Т.В., Смирнов А.Н., Давыдов В.Ю., Королева А.В., Жижин Е.В., Лебедев С.В. Электронная структура пассивированных поверхностей n-InP(100) 895
Лебединская А.Е., Кабальнов Ю.А., Труфанов А.Н., Оболенский С.В. Влияние особенностей конструкции диодных оптоэлектронных пар на стойкость к гамма-нейтронному излучению..... 897
Леонтьев А.В., Чибирев А.О., Гарифьянов Н.Н., Мамин Р.Ф. Проводящие свойства интерфейса между сегнетоэлектриком и диэлектриком гетероструктур $Ba0.8Sr0.2TiO_3/LaMnO_3$ 899
Литвяк В.М., Чербунин Р.В., Калевич В.К., Лихачев А.И., Нащекин А.В., Владимирова М., Кавокин К.В. Проявление квадрупольных взаимодействий в спектрах радиочастотного поглощения объемных кристаллов n-GaAs 901
Лобанов Д.Н., Андреев Б.А., Кудрявцев К.Е., Красильникова Л.В., Юнин П.А., Скороходов Е.В., Калинников М.А., Новиков А.В., Красильник З.Ф. Влияние температуры роста на стимулированное излучение в ИК диапазоне InGaN слоев, полученных методом МПЭ ПА..... 903
Логинов А.Б., Бокова-Сирош С.Н., Логинов Б.А., Исмагилов Р.Р., Образцов А.Н. Сравнительный анализ свойств пленок наноструктурированных двумерных материалов, полученных различными методиками CVD синтеза 905
Лозовой К.А., Дирко В.В., Коханенко А.П., Кукенов О.И., Винарский В.П. Динамика сверхструктурных переходов при низкотемпературном росте наноструктур по Странскому-Крастанову..... 907
Майдэбура Я.Е., Мансуров В.Г., Малин Т.В., Журавлев К.С. 2D-3D переход, стимулированный изменением элементного состава на поверхности слоя GaN 908
Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И. Кинетика генерации циркулярно-поляризованного света полупроводниковым инжекционным лазером при возбуждении прямоугольными электрическими импульсами 910
Мармалюк А.А., Волков Н.А., Гультиков Н.В., Рябоштан Ю.Л., Ладугин М.А., Слипченко С.О., Лютецкий А.В., Веселов Д.А., Пихтин Н.А., Шестак Л.И., Козырев А.А., Панарин В.А. Полупроводниковые гетероструктуры для мощных лазерных диодов повышенной эффективности 912
Милахин Д.С., Малин Т.В., Мансуров В.Г., Галицын Ю.Г., Кожухов А.С., Новикова Н.Н., Яковлев В.А., Журавлев К.С. Характеризация тонких пленок AlN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках сапфира 914
Миньков Г.М., Шерстобитов А.А., Алешкин В.Я., Рут О.Э., Германенко А.В., Михайлов Н.Н. Энергетический спектр и магнитотранспорт квантовых ям HgTe при переходе от состояния 2D к состоянию 3D топологического изолятора 916
Михайлов А.В., Трифонов А.В., Султанов О.С., Югова И.Ю., Игнатьев И.В. Квантовые биения экситонов с легкими и тяжелыми дырками в спектрах отражения в квантовой яме GaAs/AlGaAs 918
Михайлов Н.Н., Алешкин В.Я., Варавин В.С., Дворецкий С.А., Ремесник В.Г., Ужаков И.Н., Швец В.А. Исследование энергетического положения уровней размерного квантования в множественных квантовых ямах $Cd_yHg_{1-y}Te/Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$ 920
Михайлова А.М., Ревин А.А., Конаков А.А., Цыпленков В.В., Шастин В.Н. Электронные состояния двухзарядных доноров в германии 922
Михалюк А.Н., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Утас Т.В., Грузнев Д.В., Еремеев С.В., Зотов А.В., Саранин А.А. Модификация электронных свойств поверхности $Si(111)\sqrt{3}x\sqrt{3}$-Au вызванная адсорбцией адатомов Cr 924
Могунов Я.А., Lysenko S., Федянин А.Е., Fernández F., Rúa A., Kent A.J., Акимов А.В., Калашникова А.М. Генерация пикосекундных импульсов деформации при сверхбыстром структурном фазовом переходе в тонких пленках VO_2 926
Моиссенко И.М., Фатеев Д.В., Попов В.В. Терагерцевые плазмоны в графене с постоянным током, направленным перпендикулярно распространению плазмонов 928
Морозов К.М., Белоновский А.В., Гиршова Е.И., Калитеевский М.А. Сильная экситон-плазмонная связь в структурах с таммовским плазмоном и экситоном в органическом материале 930
Морозов М.Ю., Попов В.В. Терагерцовые плазмоны в желобковом волноводе с графеном: характеристики и возможность возбуждения 932
Морозов С.В., Уточкин В.В., Фадеев М.А., Румянцев В.В., Кудрявцев К.Е., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. Влияние ОЖЕ-рекомбинации, модовых потерь и разогрева носителей на критическую температуру генерации стимулированного излучения в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в диапазоне 3–31 мкм 934
Мумляков А.М., Шибалов М.В., Порохов Н.В., Зенова Е.В., Тархов М.А. Планарные емкостные элементы на основе углеродных наностенок 936
Набиуллин И.С., Клочков А.Н., Горелов А.А., Виниченко А.Н., Васильевский И.С. Электролюминесценция InGaAs/AlGaAs/GaAs-структур с р-областью, полученной путем диффузии цинка из металлического слоя 939

Нагаев К.Э. Электрон-электронное рассеяние и проводимость систем с галилеевски инвариантным спектром 942
Настовьяк А.Г., Штеренталь Д.В., Неизвестный И.Г., Шварц Н.Л. Моделирование отжига нанопроволок GaAs 944
Нежданов А.В., Скрылев А.А., Маркелов А.С., Машин А.И., Шестаков Д.В., Жуков А.О., Усанов Д.А., De Filpo G. Оптические и фотоэлектрические свойства пленок $ZnSnN_2$ полученных методом магнетронного распыления 946
Некоркин С.М., Байдусь Н.В., Самарцев А.В., Жидяев К.С., Чигинева А.Б., Орлова А.Н., Павлов Д.А., Афоненко А.А., Ушаков Д.В. Особенности генерации волноводных мод в многоямных гетеролазерах 948
Некоркин С.М., Звонков Б.Н., Жидяев К.С., Самарцев И.В., Чигинева А.Б., Чеченин Ю.И., Щитов А.М., Чиликов А.А., Панков С.В. Разработка и исследование эпитаксиальных структур InP на GaAs подложках 950
Никитин М.В., Покровский В.Я., Зыбцев С.Г., Колесов В.В., Кашин В.В., Логинов Б.А. Синхронизация скольжения волн зарядовой плотности механическими колебаниями 952
Николаев С.Н., Чернопицский М.А., Багаев В.С., Усманов И.И., Онищенко Е.Е., Деева А.А., Кривобок В.С. Фотолюминесценция протяженных дефектов в монослое WSe_2 954
Николаев И.Д., Менщиков Р.В., Михайлов Н.Н., Хохлов Д.Р., Иконников А.В. Остаточная фотопроводимость в двойных квантовых ямах HgTe 956
Никольская А.А., Королев Д.С., Михайлов А.Н., Белов А.И., Конаков А.А., Павлов Д.А., Galeckas A., Азаров А.Ю., Кузнецов А.Ю., Тетельбаум Д.И. Влияние химической природы имплантированных в систему SiO_2/Si атомов на фотолюминесценцию ионно-синтезированного гексагонального кремния фазы 9R-Si 958
Окулич Е.В., Окулич В.И., Михайлов А.Н., Тетельбаум Д.И. Моделирование процессов самоотжига филаментных структур в мемристорах на основе пленок a-SiO_2, подвергнутых облучению ионами Si^+ 960
Орлова Н.Н., Тимонина А.В., Колесников Н.Н., Девятов Э.В. Реализация концепции полярного металла в Ван дер Ваальсовых структурах 962
Осинных И.В., Александров И.А., Малин Т.В., Милахин Д.С., Журавлев К.С. Определение типов оптических переходов по зависимости интенсивности фотолюминесценции от мощности возбуждения в компенсированных полупроводниках 964
Осинных И.В., Малин Т.В., Кожухов А.С., Журавлев К.С., Бер Б.Я., Казанцев Д.Ю. Трансформация N-полярных инверсионных доменов из буферных слоев AlN в процессе роста слоев AlGaN 966
Охапкин А.И., Краев С.А., Архипова Е.А., Юнин П.А., Данильцев В.М., Хрыкин О.И., Дроздов М.Н. Влияние параметров индуктивно-связанной плазмы хлорпентафторэтана на скорость и характеристики травления арсенида галлия 968
Павлова Т.В., Шевлюга В.М. Двухэлектронные переходы на оборванной связи кремния 970
Папроцкий С.К., Алтухов И.В., Каган М.С., Хвальковский Н.А., Дижур С.Е., Родионов Н.Б., Большаков А.П., Ральченко В.Г., Хмельницкий Р.А. Проводимость монокристаллических пленок алмаза, легированного бором 972
Перетокин А.В., Степихова М.В., Новиков А.В., Смагина Ж.В., Дьяков С.А. Экспериментальное исследование люминесцентных свойств двумерныхфотонных кристаллов с упорядоченными нанооствровками Ge(Si) при различных подходах к упорядочению 974
Пермякова О.О., Рогожин А.Е., Мяконьких А.В., Руденко К.В. Изменение механизма резистивного переключения в структуре на основе оксида гафния 976
Перов А.А., Пикунов П.В. Поперечный термомагнитный эффект в планарных полупроводниковых сверхрешетках без центра инверсии 978
Подгаецкий К.А., Козлов Ю.Ю., Лобинцов А.В., Ладугин М.А., Мармалюк А.А. Анализ и расчет металлодиэлектрических зеркал для квантовых каскадных лазеров среднего инфракрасного диапазона 980
Покровский В.Я., Никонов С.А., Зыбцев С.Г. Динамика скольжения волны зарядовой плотности в условиях синхронизации ВЧ-СВЧ полями 982
Полищук О.В., Фатеев Д.В., Попов В.В. Усиление терагерцового излучения в экранированном графене на резонансах Фано с учетом пространственной дисперсии 984
Пономарев С.А., Рогило Д.И., Щеглов Д.В., Латышев А.В. Структурные и морфологические трансформации слоистых халькогенидов металлов при сублимации и эпитаксиальном росте 986
Попов В.Г. Лазерное охлаждение однофотонных источников комбинационным рассеянием света в антистоксовском режиме 988
Потехин А.А., Пузанов А.С., Тарасова Е.А., Оболенский С.В. Моделирование поведения субмикронных полупроводниковых структур после стабилизации кластера радиационных дефектов 990

Разова А.А., Румянцев В.В., Алешкин В.Я., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Морозов С.В., Orlita M. Исследования спектров фотопроводимости, магнитопропускания и длинноволнового стимулированного излучения в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe 992
Резник Р.Р., Котляр К.П., Гридчин В.О., Убыйвовк Е.В., Драгунова А.С., Крыжановская Н.В., Акопян Н., Цырлин Г.Э. III–V наноструктуры комбинированной размерности на поверхности кремния..... 994
Рудаков А.О., Алешкин В.Я. Усиление плазмонов в многоямных гетероструктурах HgTe/CdHgTe 996
Рудык Н.Н., Ильин О.И., Осотова О.И., Полывянова М.Р., Ильина М.В. Управление типом и концентрацией азотных дефектов в вертикально ориентированных УНТ 998
Румянцев В.В., Дубинов А.А., Уточкин В.В., Антонов А.В., Фадеев М.А., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Морозов С.В. Длинноволновое стимулированное излучение в структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe при непрерывной оптической накачке с интенсивностью ~1 Вт/см^2 1000
Рыбкина А.А., Фильнов С.О., Тарасов А.В., Ерыженков А.В., Глазкова Д.А., Пудиков Д.А., Лихолетова М.В., Шикин А.М., Рыбкин А.Г. Интеркаляция буферного слоя графена на SiC(0001) атомами Co и Au для применения в спинтронике..... 1002
Сахин В.О., Куковицкий Е.Ф., Таланов Ю.И., Тейтельбаум Г.Б. Электронные и дырочные капли в топологическом изоляторе $Bi_{1.08}Sn_{0.02}Sb_{0.9}Te_2S$: спиновый резонанс и влияние на транспортные свойства 1004
Семиков Д.А., Волков П.В., Архипова Е.А., Вопилкин Е.А., Горюнов А.В., Краев С.А., Лукьянов А.Ю., Охапкин А.И., Тертышник А.Д. Применение LIGA-технологии для создания матрицы МОЭМС 1006
Скоморохов А.М., Бреев И.Д., Вейшторт И.П., Нагалюк С.С., Мохов Е.Н., Баранов П.Г., Анисимо А.Н. Исследование влияния механических напряжений на расщепление спиновых подуровней в гетероструктурах AlN/SiC 1008
Слипченко С.О., Шашкин И.С., Лешко А.Ю., Копьев П.С., Пихтин Н.А. Мощные одномодовые лазерные диоды и линейки на основе InGaAs/AlGaAs асимметричных гетероструктур 1010
Смагина Ж.В., Степихова М.В., Зиновьев В.А., Перетокин А.В., Дьяков С.А., Родякина Е.Е., Новиков А.В., Двуреческий А.В. Светоизлучающие структуры на основе пространственно упорядоченных GeSi квантовых точек, встроенных в фотонные кристаллы 1012
Смирнов А.М., Манцевич В.Н., Васильев Р.Б., Днепровский В.С. Перестраиваемый синий сдвиг фотолюминесценции в нанотетраподах CdTe/CdSe 1014
Степина Н.П., Голяшов В.А., Ненашев А.В., Терещенко О.Е., Баженов А.О., Коптев Е.С., Кох К.А., Голдырева Е.С., Антонова И.В., Рыбин М.Г., Образцова Е.Д. Магнетотранспорт пленок топологических изоляторов на основе халькогенидов висмута 1017
Степихова М.В., Вербус В.А., Барышникова К.В., Петров М.И., Rutckaia V.V., Перетокин А.В., Юрасов Д.В., Шенгуров Д.В., Новиков А.В. Резонансные явления в люминесцентном отклике одиночных цилиндрических резонаторов и их цепочек, сформированных на кремниевых структурах с нанооствровками Ge(Si) 1019
Степихова М.В., Дьяков С.А., Яблонский А.Н., Перетокин А.В., Юрасов Д.В., Смагина Ж.В., Новиков А.В., Красильник З.Ф. Связанные состояния в континууме в люминесцентном отклике фотонных кристаллов с квадратной и гексагональной решетками отверстий, сформированных на структурах с нанооствровками Ge(Si) 1021
Сторожевых М.С., Арапкина Л.В., Новиков С.М., Волков В.С., Арсенин А.В., Уваров О.В., Юрьев В.А. Особенности Рамановского рассеяния на гетероструктурах Ge/Si с низкотемпературными квантовыми точками Ge 1023
Тарасов А.С., Голяшов В.А., Ахундов И.О., Ищенко Д.В., Кожухов А.С., Кох К.А., Терещенко О.Е. Получение атомарно-чистых и структурно-упорядоченных поверхностей топологических изоляторов AVBVI 1025
Тарасова Е.А., Хазанова С.В., Голиков О.Л., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Кодочигов Н.Е., Земляков В.Е. Анализ нелинейных искажений DpHEMT структур на основе соединения GaAs/InGaAs с двусторонним дельта-легированием 1027
Терещенко О.Е., Голяшов В.А., Николенко А.Д., Бухтияров А.В., Зубавичус Я.В. Фотоэмиссионная спектроскопия с угловым и спиновым разрешением в изучении квантовых материалов: возможности новой установки в ИФП СО РАН и ARPES станции на синхротронном источнике СКИФ 1029
Тетельбаум Д.И., Никольская А.А., Королев Д.С., Михайлов А.Н., Белов А.И., Кудрин А.В., Неждан ов А.В., Трушин В.Н., Питиримова Е.А., Павлов Д.А., Николичев Д.Е., Крюков Р.Н., Kumar M., Giulian R. Влияние имплантации ионов Si^+ на структуру и свойства бета-Ga^2O^3 1031
Тимофеев В.А., Блошкин А.А., Машанов В.И., Скворцов И.В., Никифоров А.И., Кириенко В.В., Лошкарев И.Д., Фирсов Д.Д., Комков О.С. Красная граница фотопроводимости в структуре с множественными квантовыми ямами GeSiSn/Si 1033

Титова А.М., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Алябина Н.А., Шенгуров В.Г. Распределение концентрации носителей заряда в эпитаксиальных слоях Ge и GeSn, выращенных на n^+-Si(001) подложках 1035
Уточкин В.В., Фадеев М.А., Румянцев В.В., Кудрявцев К.Е., Трошкин А.О., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Морозова Е.Е., Шенгуров Д.В., Морозов С.В. Генерация стимулированного излучения в районе 4 мкм в HgCdTe структуре с микродисковыми резонаторами при температурах, достижимых при термоэлектрическом охлаждении 1037
Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Хабибуллин Р.А., Васильевский А.А., Гавриленко В.И. Новые дизайны лазерных переходов квантово-каскадных структур ТГц диапазона для получения высокой мощности и для работы при повышенных температурах 1039
Фатеев Д.В., Моисеенко И.М., Попов В.В. Усиление терагерцового излучения в графене с постоянным дрейфом за счет колебаний динамической массы электронов 1041
Хабибуллин Р.А., Афоненко А.А., Ушаков Д.В., Пушкарев С.С., Галиев Р.Р., Пономарев Д.С., Васильевский И.С., Клочков А.Н., Виниченко А.Н., Ладугин М.А., Багаев Т.А., Мармалюк А.А., Маремьянин К.В., Гавриленко В.И. ТГц квантово-каскадные лазеры с испусканием двух фотонов в одном усиливающем модуле, выращенные методами МЛЭ и МОС-гидридной эпитаксии 1043
Хазанова С.В., Голиков О.Л., Пузанов А.С., Тарасова Е.А., Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Оболенская Е.С., Иванов А.С., Павельев Д.Г., Оболенский С.В. Моделирование неоднородностей ВАХ и пробоя в сверхрешетках с малым числом периодов 1045
Хазанова С.В., Савельев В.В. Расчет вольт-амперных характеристик структур на основе двуслойного графена 1047
Хазанова С.В., Сидоренко К.В., Бобров А.И., Байдусь Н.В., Горшков А.П., Нежданов А.В., Панфилов А.С., Юртова Л.И., Шушунов А.Н., Малехонова Н.А. Изменение показателя преломления двойных туннельно-связанных InGaAs/AlGaAs/GaAs квантовых ям под действием электрического поля 1049
Хахулин С.А., Фирсов Д.Д., Комков О.С. Установка для измерений методом спектроскопии анизотропного отражения в среднем инфракрасном диапазоне 1051
Хомицкий Д.В., Студеникин С.А., Шерман Е.Я. Спин-зависимое туннелирование в двойной квантовой точке со спин-орбитальным взаимодействием в условиях ЭДСР 1053
Хорошилов В.С., Протопопов Д.Е., Казанцев Д.М., Альперович В.Л. Влияние фотоэдс на фотоэмиссию из p^+-GaAs(Cs,O) с положительным и отрицательным электронным сродством 1055
Цыпленков В.В., Шастин В.Н. Фотонное эхо в германии с мелкими донорами 1057
Черненко А.В., Бричкин А.С. Влияние толщины инкапсулирующих слоев на качество гетероструктур на основе дихалькогенидов переходных металлов 1059
Чигинева А.Б., Байдусь Н.В., Некоркин С.М., Жидяев К.С., Кукушкин В.А. Оптимизация параметров ГФЭ МОС GaAs тиристорных структур, для увеличения напряжения их переключения 1061
Шамирзаев Т.С., Смирнов Д.С., Шумилин А.В., Яковлев Д.Р., Bayer M. Динамическая спиновая поляризация электронов 1063
Шандыба Н.А., Черненко Н.Е., Балакирев С.В., Еременко М.М., Кириченко Д.В., Солодовник М.С. Исследование влияния дозы ионно-лучевой обработки поверхности Si(111) на процессы роста нитевидных нанокристаллов GaAs 1065
Шастин В.Н., Жукавин Р.Х., Ковалевский К.А., Павлов С.Г., Deßmann N., Pohl A., Цыпленков В.В., Абросимов Н.В., Riemann H., Hübers H.-W. Влияние одноосной деформации кристалла на стимулированное излучение оптически возбуждаемых доноров V группы в кремнии 1067
Шевырин А.А., Погосов А.Г., Бакаров А.К., Шкляев А.А. Полупроводниковые наноэлектромеханические системы: возбуждение и затухание колебаний 1069
Шенина М.Е., Антонов И.Н., Горшков О.Н., Филатов Д.О., Коряжкина М.Н. Зависимость параметров резистивного переключения в мемристорах Ta/ZrO_2(Y)/Pt от условий формирования активного электрода 1071
Широких Н.С., Николичев Д.Е., Зубков С.Ю., Крюков Р.Н., Дорохин М.В., Дудин Ю.А., Кузнецов Ю.М. Влияние термического отжига на химический состав системы Si:Co 1073
Шоболова Т.А., Гасенин В.В., Шоболов Е.Л., Оболенский С.В. Ток утечки через подзатворный диэлектрик в транзисторах с длиной канала до 100 нм 1075
Штром И.В., Резник Р.Р., Гридчин В.О., Бородин Б.Р., Котляр К.П., Алексеев П., Цырлин Г.Е. Электрические свойства AlGaAs нитевидных нанокристаллов типа «ядро-оболочка» 1077
Энтин М.В., Махмудиан Мехрдад М., Махмудиан М.М. Теория двумерного вигнеровского кластера 1079
Якунин М.В., Алешкин В.Я., Подгорных С.М., Неверов В.Н., Попов М.Р., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. Особенности магнитотранспорта двойной квантовой ямы HgTe/CdHgTe в параллельном магнитном поле 1081

СПИСОК УЧАСТНИКОВ

Anghel Dragos-Victor
Faculty of Physics, University of Bucharest
Str. Atomistilor, nr. 405, Magurele, 077125, Jud. Ilfov, Romania
Roman+40746262943
dragos@theory.nipne.ro

Ivanov Iurii P.
University of Cambridge
27 Charles Babbage Road Cambridge CB3 0FS
+441223767066
ii243@cam.ac.uk

Otsuji Taiichi
Tohoku University
2 Chome-1-1 Katahira, Aoba Ward, Sendai, Miyagi Prefecture 980-8577
日本+81222176104
otsuji@riec.tohoku.ac.jp

Rabinovich Mikhail I.
University of California
9500 Gilman Drive #0328 La Jolla, CA
+1858 336 2674
mrabinovich@gmail.com

Rodriguez Raul D.
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет»
ул. Ленина, 30, Томск, 634050, Россия
+79234322327
raul@tpu.ru

Vasilevskiy Mikhail Igorevich
The University of Minho
Largo do Paço, Braga, 4704-553, Portugal
Portu+351916733075
mikhail.vasilevskiy@inl.int

Buzdin Alexander
Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine
Cours de la Libération, 351, Bordeaux, 33405, France
+33540002502
alexandre.bouzdine@u-bordeaux.fr

Friedman Gennady
Дрексельский университет
3141 Chestnut Street, 12-816, Philadelphia, PA 19104, USA
+1215-917-5378
gf29@drexel.edu

Klinovaja Jelena
Университет Базеля
Peterspl. 1, 4001 Basel, Швейцария
+4161 207 36 56
jelena.klinovaja@unibas.ch

Silaev Mikhail
Университет Тампере
Kalevantie 4, 33100 Tampere, Финляндия
89108761366
silaev@kth.se

Usanov Dmitrii Андреевич
Paul Scherrer Institute
Paul Scherrer Institute, CH-5232 Villigen PSI, Switzerland
+78314623314
usanov@phys.unn.ru

Абделгани Маджед Абдельсалам Нашаат Мохаррам
Объединённый институт ядерных исследований
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия
+79265837238
majed@sci.cu.edu.eg

Абрамкин Демид Суад
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833306945
dalamber.07@mail.ru

Абросимова Наталья Дмитриевна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79506027771
andnenastik@inbox.ru

Авдеев Максим Викторович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия
+78432337601
avdeyev_mv@mail.ru

Авдиенко Павел Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79819649837
avdienko.pavel@gmail.com

Аверина Наталья Игоревна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79527655052
nataliya.averina28@mail.ru

Аверкиев Никита Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79217940202
averkiev@les.ioffe.ru

Аверьянов Дмитрий Валерьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
+79153089770
dm_averyanov@mail.ru

Акзянов Рамиль Шарифуллович
Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова
ул. Сущевская, 22, Москва, 127055, Россия
+79261416431
apexgreen57@gmail.com

Акишева Анна Владимировна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+71111111111
annagudkova94@gmail.com

Акмаев Марк Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74991326549
akmaevma@lebedev.ru

Аладышкин Алексей Юрьевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179485
aladyshkin@ipmras.ru

Алексеев Прохор Анатольевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
975699052597569
прохер@gmail.com

Алешкин Владимир Яковлевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
794828314179482
aleshkin@ipmras.ru

Аликин Юрий Михайлович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина»
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79193785349
icreator666@gmail.com

Аминев Денис Фагимович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74991358005
amdenis@yandex.ru

Андреев Иван Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+74965228594
andreev@issp.ac.ru

Андреева Марина Алексеевна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79168257595
Mandreeva1@yandex.ru

Андрианов Артем Ильич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79040576944
artem.beyl@mail.ru

Андрияхина Елизавета Сергеевна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
+79651380125
andriyakhina.es@phystech.edu

Андронов Александр Александрович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314385185
andron@ipmras.ru

Андрюшечкин Борис Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
79037829627
andrush@kapella.gpi.ru

Аникиева Юлия Андреевна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)»
ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия
+79115735619
y.anikieva111@gmail.com

Анисимов Андрей Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79522190100
aan0100@gmail.com

Антонов Дмитрий Александрович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79202503324
antonov@phys.unn.ru

Антонова Ирина Вениаминовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+79137312788
antonova@isp.nsc.ru

Антышева Галина
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79617485355
sikretnoo@mail.ru

Антюшин Евгений Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79991200207
evgenyantyushin@ipmras.ru

Аплеснин Сергей Степанович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский государственный аэрокосмический университет им. академика М.Ф. Решетнева»
пр. им. газеты «Красноярский рабочий», 31, Красноярск, 660014, Россия
+73912919028
apl@iph.krasn.ru

Арапкина Лариса Викторовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+74995038318
arapkina@kapella.gpi.ru

Арутюнов Константин Юрьевич
Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
123458, Москва, ул. Таллинская, д. 34
+79296471123
karutyunov@hse.ru

Архипов Ростислав Михайлович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79119567068
arkhipovrostislav@gmail.com

Архипова Екатерина Александровна
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
89103947900
suroveginaka@ipmras.ru

Архипова Елизавета Алексеевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79991675630
elizaveta.arhip@yandex.ru

Атепалихин Артемий Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79229329898
atepalikhin@hitech.cplire.ru

Афоненко Александр Анатольевич
Белорусский государственный университет
пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика Беларусь
+375297050052
a.afonenka@mail.ru

Бабкин Серафим
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
+79258704905
babkin.ss@phystech.edu

Баева Эльмира Миталиповна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет»
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
+79777478001
baeva.elm@gmail.com

Байдакова Наталия Алексеевна
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
853068314385555
banatale@ipmras.ru

Байдусь Николай Владимирович
Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623190
bnv@nifti.unn.ru

Банников Михаил Игоревич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79154108962
bannikovmi96@gmail.com

Баранов Денис Сергеевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)»
141700 Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер. д.9
+79037714171
denbaranv@rambler.ru

Бастракова Марина Валерьевна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79108926041
mar.denisenko@gmail.com

Бедин Сергей Александрович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет»
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
+7926262373925
bserg5@gmail.com

Бекин Николай Александрович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179479
nbekin@ipm.sci-nnov.ru

Белов Александр Владимирович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)»
ул. 2-я Бауманская, 5, стр.1, 105005, Россия
+79856183159
alex.MT11@yandex.ru

Белов Дмитрий Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79060349868
dimsonbelov@yandex.ru

Белоновский Алексей Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79119335538
leha.s92.92@gmail.com

Белых Василий Валерьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74991326362
belykh@lebedev.ru

Бельков Василий Валентинович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+7(812)2927989
bel@epi.ioffe.ru

Берковиц Владимир Леонидович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927317
vladimir.berkovits@mail.ioffe.ru

Беспалов Антон Андреевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский

центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79026886209
bespalovaa@gmail.com

Бибикова Вероника Валентиновна
Федеральное государственное унитарное предприятие федеральный научно-производственный центр «Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова»
Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950, ГСП-486, Россия
+79087460445
veronbib@mail.ru

Бизяев Дмитрий Анатольевич
Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул.Сибирский тракт, 10/7, г. Казань, 420029, Россия
+78432319107
dbiziaev@inbox.ru

Бобков Александр Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+79057370021
bobkov@issp.ac.ru

Бобков Григорий Александрович
Московский Физико-Технический институт (национальный исследовательский университет)
141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.
+79671054231
gabobkov@mail.ru

Бобкова Ирина Вячеславовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+79031151926
bobkova@issp.ac.ru

Бобров Александр Игоревич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200353537
bobrov@phys.unn.ru

Боженькина Анастасия Дмитриевна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79056639397
nnastasiaa@rambler.ru

Божко Сергей Иванович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+74965228219
bozhko@issp.ac.ru

Больгинов Виталий Валериевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+74965228198
bolg@mail.ru

Бородин Богдан Романович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79522135508
brborodin@gmail.com

Бугаев Александр Викторович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79681858807
bugaev.sasha99@mail.ru

Бурдов Владимир Анатольевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623304
burdov@phys.unn.ru

Бурмистров Игорь Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л. Д. Ландау Российской академии наук
пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79099884331
burmi@itp.ac.ru

Бурцев Антон Андреевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем лазерных и информационных технологий Российской академии наук
ул. Святоозерская, 1, Шатура, 140700, Россия
+79209152865
murrkiss2009@yandex.ru

Бухараев Анастас Ахметович
Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный ис-

следовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия
580298432319107
a_bukharaev@mail.ru

Бушуев Владимир Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74953967380
vabushuev@yandex.ru

Быков Виктор Александрович
NT-MDT Spectrum Instruments
Москва, Зеленоград, проезд №4922, дом 4, строение 3
+79852113544
vbykov@ntmdt-si.com

Вальков Валерий Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
+7391+79131834684
vvv@iph.krasn.ru

Васильев Денис
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)»
ул. 2-я Бауманская, 5, стр.1, 105005, Россия
+79168693059
d.d.vasiliev@ya.ru

Васильев Юрий Борисович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
090578122948290
yu.vasilyev@mail.ioffe.ru

Васин Кирилл Валерьевич
The University of Augsburg
Universitätsstraße, 2, Augsburg, 86159, Germany
+79061116078
vasin.kirill@uni-a.de

Ведь Михаил Владиславович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79101066998
mikhail28ved@gmail.com

Вековшинин Юрий Евгеньевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
+79502823830
vekovsh981@gmail.com

Вилков Евгений Александрович
Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия
79250376081
e-vilkov@yandex.ru

Вилков Илья Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева Российской академии наук
ул. Тропинина, 49, ГСП-445, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200072012
mr.vilkof@yandex.ru

Винниченко Максим Яковлевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»
ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия
+79214111694
vinnimaks@mail.ru

Вихрова Ольга Викторовна
Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
306338314623120
vikhrova@nifti.unn.ru

Вишняков Евгений Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79032886415
juk301@mail.ru

Власенко Владимир Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+7(499) 132-67-17
vlasenkovlad@gmail.com

Водзяновский Яромир
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79999784344
vodzianovskii.iao@phystech.edu

Водолазов Денис Юрьевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+783124179485
vodolazov@ipmras.ru

Вожаков Всеволод Андреевич
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79160219511
sevozh@yandex.ru

Войцеховский Александр Васильевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет»
пр. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия
+79131010077
vav43@mail.tsu.ru

Волков Владимир Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293394
volkov.v.a@gmail.com

Востоков Николай Владимирович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179492
vostokov@ipm.sci-nnov.ru

Высоцкий Сергей Львович
Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+78452391236д.185
vysotsl@gmail.com

Вяткин Егор Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79826324930
egor.vyatkin@bk.ru

Гавриленко Владимир Изяславович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
943938314179462
gavr@ipmras.ru

Галин Михаил Александрович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179483
galin@ipmras.ru

Гапонов Сергей Викторович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179465
svg@ipmras.ru

Гапонова Дарья
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия, 88
dmg@ipmras.ru

Гарахин Сергей Александрович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79036574182
GarakhinS@yandex.ru

Гареева Зухра Владимировна
Институт физики молекул и кристаллов - обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного научного учреждения Уфимского федерального исследовательского центра Российской академии наук
пр. Октября, 71, Уфа, 450075, Россия
+79178049560
zukhragzv@yandex.ru

Геревенков Пётр Игоревич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79817930351
petr.gerevenkov@yandex.ru

Гимадеева Любовь Вячеславовна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79527366033
lyubov.gimadeeva@mail.ru

Гимазов Ильнур Илхамович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия
+79375821074
ubvfp94@mail.ru

Гиппиус Николай Алексеевич
Сколковский институт науки и технологий
Территория Инновационного Центра «Сколково», улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия
+74952801481
n.gippius@skoltech.ru

Гиршова Елизавета Ильинична
Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79215804634
ilinishna@gmail.com

Глазов Михаил Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79119130436
glazov@coherent.ioffe.ru

Глазов Сергей Юрьевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Волгоградский государственный социально-педагогический университет»
пр. им. В.И. Ленина, 27, Волгоград, Волгоградская обл., 400005
+78442602813
ser-glazov@yandex.ru

Голеницкий Кирилл Юрьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+796024665428
golenitski.k@mail.ioffe.ru

Голикова Татьяна Евгеньевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+79164467524
golt2@list.ru

Головатенко Александр Анатольевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79046361480
sasha.pti@mail.ioffe.ru

Голубев Олег Лазаревич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927948
O.Golubev@mail.ioffe.ru

Гольцман Григорий Наумович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет»
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
+74992461202
goltsman10@mail.ru

Гончаров Борис Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
+79850264999
goncharov_bv@nrcki.ru

Горай Леонид Иванович
Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
971338129097133
lig@pcgrate.com

Горан Карапетров
Дрексельский университет
3141 Chestnut Street, 12-816, Philadelphia, PA 19104, USA
+16308545231
goran@drexel.edu

Горбачев Алексей Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314164960
gorb@appl.sci-nnov.ru

Гордеева Анастасия Борисовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927317
anastasiya.gordeeva@mail.ioffe.ru

Горев Роман Валерьевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179488
gorevrv@ipmras.ru

Горнаков Владимир Степанович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+79035038677
gornakov@issp.ac.ru

Горюнов Юрий Владимирович
Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия
+79063242079
gorjunov@kfti.knc.ru

Грачев Андрей Андреевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского»
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия
+79878079458
stig133@gmail.com

Грибакин Борис
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79119963181
bgribakin@gmail.com

Грибко Владимир Владимирович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79092926273
gribkovladimir@icloud.com

Григорьев Павел Дмитриевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук
пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79264140139
grigorev@itp.ac.ru

Гринберг Яков Семенович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский государственный технический университет»
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия
+79139357613
yakovgreenberg@yahoo.com

Гринвальд Иосиф Исаевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева»
ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79519112166
grinwald@mts-nn.ru

Гришин Максим Вячеславович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук
ул. Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия
+74991376130
mvgrishin68@yandex.ru

Громыко Дмитрий Алексеевич
Сколковский институт науки и технологий
Территория Инновационного Центра “Сколково”, улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия
+79067804712
Dmitrii.Gromyko@skoltech.ru

Грузнев Димитрий Вячеславович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
+74232310696
gruznev@iacp.dvo.ru

Грязнева Татьяна Алексеевна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79154761537
gryazneva@ckp-miet.ru

Губанов Владислав Андреевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского»
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия
+79603562742
vladmeen@gmail.com

Губанова Юлия Андреевна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского»

ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия
+79878252984
yulya29022095@gmail.com

Гудина Светлана Викторовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+73433783788
svpopova@imp.uran.ru

Гультиков Никита Владимирович
Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха»
ул. Введенского, 3, Москва, 117342, Россия
+79671508197
nikita.gultickov@yandex.ru

Гуляев Дмитрий Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833304475
gulyaev@isp.nsc.ru

Гусев Евгений Эдуардович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79169098910
bubbledouble@mail.ru

Гусев Никита Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179488
gusevns@ipmras.ru

Гусев Сергей Александрович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179489+122
gusev@ipmras.ru

Гусева Валерия Евгеньевна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
18804+79991218804
vamnell.7g@mail.ru

Гусихин Павел
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+79162471812
gusikhin@issp.ac.ru

Гущина Екатерина Владимировна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927317
katgushch@yandex.ru

Данилов Юрий Александрович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623120
danilov@nifti.unn.ru

Дворецкий Сергей Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833304967
dvor@isp.nsc.ru

Девятериков Денис Игоревич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+79221216041
devidor@yandex.ru

Девятов Эдуард Валентинович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+79160419538
dev@issp.ac.ru

Дегоев Максим Максимович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79218865955
degoev98@mail.ru

Дедкова Анна Александровна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79636047182
dedkova@ckp-miet.ru

Дементьев Петр Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79045526926
demenp@yandex.ru

Демидов Евгений Сергеевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79047888762
demidov@phys.unn.ru

Демин Глеб Дмитриевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79031422589
gddemin@gmail.com

Демишев Сергей Васильевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+74995038704
demis@lt.gpi.ru

Денисова Елена Александровна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
+73912494556
len-den@iph.krasn.ru

Дивин Юрий Яковлевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79035956077
yyd@cplire.ru

Дикарева Наталья Васильевна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623190
dnat@ro.ru

Дмитриев Дмитрий Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+79139287299
ddmitriev@isp.nsc.ru

Долгов Александр Константинович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук
Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия
+79998697749
sereega.retorov@yandex.ru

Долуденко Илья Михайлович
Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук
Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия
+79688639633
doludenko.i@yandex.ru

Дорохин Михаил Владимирович
Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623120
dorokhin@nifti.unn.ru

Дровосеков Алексей Борисович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук
ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия
+74991376820
drovosekov@kapitza.ras.ru

Дрязгов Михаил Александрович
Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»
Таллинская, д.34, Москва, 123458, Россия
032189123032168
mdryazgov@hse.ru

Дубинин Иван Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79040382093
Vanya.Dubinin.99@yandex.ru

Дубинов Александр Алексеевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7(831)417−94−82+234
sanya@ipmras.ru

Дунаевский Михаил Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927317
Mike.Dunaeffsky@mail.ioffe.ru

Дуров Кирилл Вячеславович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
38784+79536938784
zevs2801@mail.ru

Дьяков Сергей Александрович
Сколковский институт науки и технологий
Территория Инновационного Центра «Сколково», улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия
+79265674423
s.dyakov@skoltech.ru

Дюделев Владислав Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79218566889
v.dudelev@mail.ru

Дёмина Полина Борисовна
Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
678799063678791
demina@phys.unn.ru

Европейцев Евгений Андреевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79650820981
john_fzf@mail.ru

Евсеев Сергей Сергеевич
Московский Физико-Технический институт (национальный исследовательский университет)
141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9
+79613401262
evseev.1999@yandex.ru

Евсиков Илья Дмитриевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79166650677
evsikov.ilija@yandex.ru

Ежевский Александр Александрович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79107913006
ezhevski@phys.unn.ru

Екомасов Евгений Григорьевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Башкирский государственный университет»
ул. Фрунзе, 32, Уфа, 450007, Россия
+79173462278
EkomasovEG@gmail.com

Еналдиев Владимир Викторович
Университет Ланкастера
Bailrigg, Lancaster LA1 4YW, UK
+444956293394
vova.enaldiev@gmail.com

Еремеев Сергей Владимирович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет»
пр. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия
+79528852940
eremeev@ispms.tsc.ru

Еремин Илья Михайлович
Рурский университет в Бохуме
44801, Бохум, Университетштрассе, 150
+49156529876
ieremin@yandex.ru
Еремин Михаил Васильевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия
+78432315116
meremin@kpfu.ru

Ершов Алексей Валентинович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623306
ershov@phys.unn.ru

Ефремова Светлана Леонидовна
Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова
ул. Сущевская, 22, Москва, 127055, Россия
+79636494467
svetlana.efr96@gmail.com

Жакетов Владимир Дмитриевич
Объединённый институт ядерных исследований
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия
+79636145019+74962162875
zhaketov@nf.jinr.ru

Жаров Александр Александрович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314385037
zharov@ipmras.ru

Желтиков Владимир
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)»
ул. 2-я Бауманская, 5, стр.1, 105005, Россия
+79776762477
zheltikov.vladimir@yandex.ru

Жидяев Кирилл Сергеевич
Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79524443405
zhidyaev@nifti.unn.ru

Жмерик Валентин Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927124
jmerik@pls.ioffe.ru

Жолудев Максим Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7(831) 417−94−82 +262
zholudev@ipmras.ru

Жукавин Роман Хусейнович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179479
zhur@ipmras.ru

Жуков Алексей Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+74965228341
azhukov@issp.ac.ru

Жуков Андрей Олегович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79601831304
zhukov967@gmail.com

Жуков Николай Дмитриевич
Общество с ограниченной ответственностью «НПП Волга»
ул. Вавилова, 13, кв. 54
+79603595735
ndzhukov@rambler.ru

Журавлев Михаил Евгеньевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79117032266
myezhur@gmail.com

Забавичев Илья Юрьевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623265
zabavichev.rf@gmail.com

Заболотных Андрей Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293394
zabolotnyh_andre@mail.ru

Заворницын Роман Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+79126881380
zavornitsyn@imp.uran.ru

Загороднев Игорь Витальевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79175563494
igor.zagorodnev@gmail.com

Загорский Дмитрий Львович
Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук
Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия
+74991350510
dzagorskiy@gmail.com

Зазымкина Дарья Александровна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79057261002
zazymkina_darya@mail.ru

Зайцев-Зотов Сергей Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+7495 629 34 47
serzz@cplire.ru

Заморянская Мария Владимировна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79219171582
zamor.mv@gmail.com

Захаров Всеволод Евгеньевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79524542290
rachitelnicc@mail.ru

Захожев Константин Евгеньевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+79132354898
k.zakhozhev@g.nsu.ru

Здоровейщев Антон Владимирович
Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79108986824
zdorovei@gmail.com

Здоровейщев Даниил Антонович
Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79159311720
daniel.zdorov@gmail.com

Зиновьев Владимир Анатольевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+7(383)333-25-19
zinoviev19@mail.ru

Злотников Антон Олегович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
+7(391)243-07-63
zlotn@iph.krasn.ru

Зорина Мария Владимировна
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79814179476
mzor@ipmras.ru

Зотов Андрей Вадимович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
+74232310412
zotov@iacp.dvo.ru

Зубанов Иван Андреевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79107926863
zrehbknhfde99@gmail.com

Иванов Алексей Сергеевич
АО Научно-производственное предприятие «Салют»
603950 г. Нижний Новгород ул. Ларина, д.7
+79043905885
ivanov.2582@yandex.ru

Иванов Николай Аркадьевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Иркутский национальный исследовательский технический университет»
ул. Лермонтова, 83, Иркутск, 664074, Россия
+73952-405903
ivnik@istu.edu

Иго Александр Владимирович
Ульяновский государственный университет
432970, Российская Федерация, г. Ульяновск, улица Льва Толстого, дом 42
+79061434690
igoalexander@mail.ru

Иконников Антон Владимирович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Мос-

ковский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959391151
antikon@physics.msu.ru

Ильин Александр Иванович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79853118088
alivil2017@yandex.ru

Ильин Никита Валерьевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Дальневосточный федеральный университет»
ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950, Россия
+79644343798
ilin_nva@dvfu.ru

Ильина Марина Владимировна
Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета
ул. Шевченко, 2Е, Таганрог, 347922, Россия
+78634371611
mailina@sfedu.ru

Ионин Александр Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+79264525943
sasha-ionin@mail.ru

Ичкитидзе Леван Павлович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+7+79150818258
ichkitidze@bms.zone

Ищенко Денис Вячеславович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833308888
miracle4348@gmail.com

Кавеев Андрей Камильевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122976411
kaveev@mail.ioffe.ru

Кавокин Алексей Витальевич
Российский квантовый центр
ул. Новая, 100, БЦ «Урал», дер. Сколково, Московская обл., Россия
475329118328276
a.kavokin@soton.ac.uk

Каган Мирон Соломонович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293361
kagan@cplire.ru

Казанов Дмитрий Робертович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79213035613
kazanovdr@gmail.com

Калашникова Александра Михайловна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79213221286
kalashnikova@mail.ioffe.ru

Калентьева Ирина Леонидовна
Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79202920787
istery@rambler.ru

Калинников Михаил Анатольевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79524468006
kalinnikov@ipmras.ru

Калитеевский Михаил Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79219472324
m.kaliteevski@mail.ru

Камашев Андрей Андреевич
Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный ис-

следовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул.Сибирский тракт, 10/7, г. Казань, 420029, Россия
+79053100999
kamandi@mail.ru

Камелин Дмитрий Александрович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179494 +213
kent@ipmras.ru

Камзин Александр С.
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79219666616
kasklen@gmail.com

Камзин Александр Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79219666616
ASKam@mail.ioffe.ru

Каратаев Андрей Владимирович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79131392547
farif123@mail.ru

Караштин Евгений Анатольевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179488
eugenk@ipmras.ru

Карпов Андрей
Физико-математический инстиут, Федеральный исследовательский центр «Коми научный центр Уральского отделения Российской академии наук»
ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия
+79068811993
karpov@ipm.komisc.ru

Качоровский Валентин Юрьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79219941081
kachor.valentin@gmail.com

Кибис Олег Васильевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский государственный технический университет»
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия
79139440647
oleg.kibis@nstu.ru

Ким Павел Павлович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники»
Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1
+74997206907
KimP@ckp-miet.ru

Кислинский Юлий Вячеславович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+7495 626 74 31
yulii@hitech.cplire.ru

Кленов Николай Викторович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959392588
nvklenov@gmail.com

Климов Александр Эдуардович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+79139578602
aek56@mail.ru

Клоков Андрей Юрьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74991326545
klokov@sci.lebedev.ru

Клочков Алексей Николаевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Каширское ш., 31, Москва, 115409, Россия
+79168695256
klochkov_alexey@mail.ru

Ковалдов Дмитрий Алексеевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
57416+79867457416
matrixnn2@gmail.com

Ковалев Вадим
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
33264(383) 333-32-64
vmk111@yandex.ru

Ковалевский Константин Андреевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179479
atan4@yandex.ru

Козабаранов Роман Васильевич
Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия
+79101497706
roman.kozabaranov@yandex.ru

Козлов Дмитрий Владимирович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314384045
dvkoz@ipmras.ru

Козлов Никита Васильевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79221749068
nkzfcm3@gmail.com

Колбатова Анна Игоревна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет»
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
+79851912581
akardakova@hse.ru

Колесников Алексей Олегович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79647996300
alexey6180@gmail.com

Колосовский Данил Антонович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+79319545584
d.kolosovsky@isp.nsc.ru

Кольчевский Николай Николаевич
Белорусский государственный университет
пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика Беларусь
+375297745553
kolchevsky@gmail.com

Коляда Дмитрий Владимирович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)»
ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия
+79523821501
kolyada.dima94@mail.ru

Комогорцев Сергей Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
+79607659567
komogor@iph.krasn.ru

Конаков Антон Алексеевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
79103910467
konakov_anton@mail.ru

Константинян Карен Иванович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956297431
karen@hitech.cplire.ru

Копасов Александр Андреевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79877410867
kopasov@ipmras.ru

Корнилов Виктор Михайлович
Федеральное государственное образовательное учреждение высшего образования «Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы»
ул. Октябрьской революции, 3а, Уфа, 450000, Россия
+79610391952
vict.korniloff2015@yandex.ru

Королев Дмитрий Сергеевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79202527352
dmkorolev@phys.unn.ru

Короткова Мария Геннадьевна
Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79506160175
mgk-00@yandex.ru

Коротнева Александра Романовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79137574239
mao101118@gmail.com

Коршунов Максим Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
+79080119774
mkor@iph.krasn.ru

Коряжкина Мария Николаевна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79101284987
mahavenok@mail.ru

Котова Любовь Викторовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+7(812) 297-2245
kotova@mail.ioffe.ru

Кочаровская Екатерина Рудольфовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7831-4160669
catrings@gmail.com

Кочаровский Владимир Владиленович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314164894
kochar@appl.sci-nnov.ru

Кошелев Василий Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79167432493
90znh06@gmail.com

Красильник Захарий Фишелевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7(831) 417–94–74
krasilnik@list.ru

Красильников Анатолий Витальевич
Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом» «Проектный центр ИТЭР»
пл. ак. Курчатова, 1, стр. 3, Москва, 123182, Россия
+74992817222
A.Krasilnikov@iterrf.ru

Красильникова Людмила
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7(831) 417-94-82
luda@ipmras.ru

Краснов Владимир Михайлович
Физический Департамент
Fysikum, AlbaNova University Center, SE-10691 Stockholm, Sweden
+4655378606
vladimir.krasnov@fysik.su.se

Криштоп Владимир Григорьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+74965244016
vgkvgk@mail.ru

Крюков Руслан Николаевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79308154612
kriukov.ruslan@yandex.ru

Кудасов Юрий Брославович
Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия
+78313027239
yu_kudasov@yahoo.com

Кудрин Алексей Владимирович
Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79307153154
alex2983@yandex.ru

Кудрявцев Константин
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314385037
konstantin@ipmras.ru

Кудряшов Андрей Владимирович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
+79110274598
Kudriashov.av@phystech.edu

Кузикова Анна Васильевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79819623310
anna.kuzikova@yandex.ru

Кузин Сергей Вадимович
Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук
Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия
+79167950693
s.kuzin@lebedev.ru

Кузнецов Юрий Михайлович
Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79108704144
yurakz94@list.ru

Кузнецова Ирина Александровна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова
ул. Советская, 14, Ярославль, 150000, Россия
+79109710399
kuz@uniyar.ac.ru

Кузнецова Мария Сергеевна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79215581876
mashakuznecova@bk.ru

Кузьмин Леонид Сергеевич
Chalmers University of Technology
Gothenburg, SE-412 96, Sweden
+469055411291
kuzmin@chalmers.se

Кузьмин Михаил Валерьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927148
m.kuzmin@mail.ioffe.ru

Кузьмичев Светослав Александрович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+7(906)076-33-13
kuzmichev@mig.phys.msu.ru

Кузьмичева Татьяна Евгеньевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79031731649
kuzmichevate@lebedev.ru

Кукушкин Владимир Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79535590466
vakuk@ipfran.ru

Кукушкин Сергей Арсеньевич
Федеральное Государственное Бюджетное Учреждение Науки Институт Проблем Машиноведения Российской Академии Наук
Васильевский остров, Большой проспект, 61, Санкт-Петербург, 199178, Россия
+79112621702
sergey.a.kukushkin@gmail.com

Кулаковский Владимир Дмитриевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+74965222691
kulakovskulakovs@mail.ru

Кулебякина Евгения Владимировна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
173248-499-132-63-65
kulebyakinaev@lebedev.ru

Куликов Кирилл Вячеславович
Объединённый институт ядерных исследований
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия
+79652395265
kulikov@theor.jinr.ru

Куликова Дарья
Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова
ул. Сущевская, 22, Москва, 127055, Россия
+79266082952
dp.kulikova@yandex.ru

Кумар Ниранджан
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79290418062
kumar@ipmras.ru

Кункель Татьяна Сергеевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79778109395
tatyana_kunkel@mail.ru

Кунту Дарья Вадимовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79111636361
dariya.kuntu@mail.ioffe.ru

Кунцевич Александр Юрьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74991326822
kuntsevich.alexander@gmail.com

Кунькова Зоя Эдуардовна
Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия
+74965652469
zek@ms.ire.rssi.ru

Курдюбов Андрей
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79112723350
kurdyubov@yandex.ru

Курин Владислав Викторович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179483
kurin@ipmras.ru

Лебедев Александр Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927125
shura.lebe@mail.ioffe.ru

Лебедев Денис Владимирович
Институт аналитического приборостроения
Рижский пр., 26, Санкт-Петербург, 190103
+79315300733
denis.v.lebedev@gmail.com

Лебедев Михаил Вячеславович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927344
mleb@triat.ioffe.ru

Лебединская Анастасия Евгеньевна
Федеральное государственное унитарное предприятие федеральный научно-производственный центр «Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова»
Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950, ГСП-486, Россия
+79202563006
anastasia_le@mail.ru

Лелекова Анастасия Федоровна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Владимирский государственный университет им. Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых»

ул. Горького, 87, Владимир, 600000, Россия
+79964428776
lelekowa.a@yandex.ru

Литвяк Валентина Михайловна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79523945719
valiok.ok@gmail.com

Лихачев Кирилл Васильевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79992329085
kirill.likhachev@metalab.ifmo.ru

Лобанов Дмитрий Николаевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179465
dima@ipmras.ru

Логинов Артем
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79161497066
temalog97@gmail.com

Логинов Борис Альбертович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79853646093
b-loginov@mail.ru

Лозовой Кирилл Александрович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет»
пр. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия
+73822413517
lka@sibmail.com

Лопатин Алексей Яковлевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314385313
lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Лубенченко Александр Владимирович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет МЭИ»
ул. Красноказарменная, 14, Москва, 111250, Россия.
+79055410495
LubenchenkoAV@mpei.ru

Лучин Валерий Иванович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79047842714
luchin@ipmras.ru

Лысов Михаил Сергеевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79122345050
mikhail.lysov@urfu.ru

Мазаник Андрей Аркадьевич
Объединённый институт ядерных исследований
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия
+79199627354
mazanik@theor.jinr.ru

Мазов Лев Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+72580398
mazov@ipmras.ru

Майдэбура Ян Евгеньевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+79612269666
hnxyr5@gmail.com

Максимов Андрей Анатольевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+79055081866
maksimov@issp.ac.ru

Малышев Илья Вячеславович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79026815538
ilya-malyshev@ipmras.ru

Малышева Ирина Владимировна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79099148717
malysheva.iv@shg.ru

Мамин Ринат Файзрахманович
Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия
+78432721254
rf_mamin@yahoo.com

Мансуров Владимир Геннадьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833306945
vgmans63@gmail.com

Мармалюк Александр Анатольевич
Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха»
ул. Введенского, 3, Москва, 117342, Россия
+74953333325
almarm@mail.ru

Мартышкин Александр Александрович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского»
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия
+79873791538
aamartyshkin@gmail.com

Марычев Павел Михайлович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79302880122
observermp@yandex.ru

Маслов Дмитрий Андреевич
Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия
+78313027146
maslov_dem@mail.ru

Мастеров Дмитрий Вячеславович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79202587000
masterov@ipmras.ru

Матецкий Андрей Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
+79024865035
mateckij@iacp.dvo.ru

Матрозова Екатерина Андреевна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева»
ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79306706751
ematrozova@gmail.com

Махмудиан Мехрдад Махмудович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский национальный исследовательский государственный университет»
ул. Пирогова, 2, Новосибирск-90, 630090, Россия
+79130092799
m.makhmudian1@g.nsu.ru

Махов Иван Сергеевич
Санкт-Петербургский филиал федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“»
190008, г. Санкт-Петербург, ул. Союза Печатников, д. 16
+79817487894
makhoviv@gmail.com

Мельников Александр Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79103929860
melnikov@ipm.sci-nnov.ru

Мельников Григорий Юрьевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
464969638546496
grisha2207@list.ru

Меренков Алексей Владимирович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»
Ленинский пр., 4, Москва, 119991, Россия
+79168568953
merenkov.alexey92@gmail.com

Мехоношин Дмитрий Сергеевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79826171554
dmitry.mehonoshin@urfu.ru

Милахин Денис Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+7923-143-7037
dmilakhin@isp.nsc.ru

Миляев Михаил Анатольевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+73433783881
milyaev@imp.uran.ru

Милёхин Александр Германович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
082043833308204
milekhin@isp.nsc.ru

Миньков Григорий Максимович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+79226015461
grigori.minkov@imp.uran.ru

Миргазизова Екатерина Фануровна
Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
123458, Москва, ул. Таллинская, д.34
+79831379873
emirgazizova@inbox.ru

Миронов Виктор Леонидович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79030601267
mironov@ipmras.ru

Миронов Сергей Викторович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79519142322
sermironov@rambler.ru

Михайленко Михаил Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79990727677
mikhaylenko@ipmras.ru

Михайлов Андрей Валерьевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+78124284546
mikhailovav@yandex.ru

Михайлов Владислав Михайлович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
+79776114896
Mikhailov.vm@phystech.edu

Михайлов Николай Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833304967
mikhailov@isp.nsc.ru

Михайлова Татьяна Владиславовна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского»
295007, Республика Крым, г. Симферополь, проспект Академика Вернадского, 4
+79787438395
tatvladismikh@cfuv.ru

Михайловский Ростислав Викторович
Университет Ланкастера
Bailrigg, Lancaster LA1 4YW, UK
+449103814924
r.mikhaylovskiy@lancaster.ac.uk

Михалюк Алексей Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук

ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
+79146580032
mih-alexey@yandex.ru

Михеенков Андрей Витальевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук
Калужское шоссе, стр. 14, Троицк, 142190, Россия
+79060335332
mikheen@bk.ru

Мишин Алексей Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79535749948
mishin.nn@mail.ru

Мишина Елена Дмитриевна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский технологический университет»
пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия
+79165506239
mishina_elena57@mail.ru

Могунов Ярослав Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79213388056
mogunov@mail.ioffe.ru

Моисеев Константин
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122977929
mkd@iropt2.ioffe.ru

Моисеенко Илья Михайлович
Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+78452511179
quikc@yandex.ru

Морозов Константин Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79522764414
morzconst@gmail.com

Морозов Михаил Юрьевич
Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+78452511179
mikkym@mail.ru

Морозов Сергей Вячеславович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79056625685
more@ipmras.ru

Морозова Анна Сергеевна
Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул.Сибирский тракт, 10/7, г. Казань, 420029, Россия
+79376172526
morozova_anna_s@mail.ru

Москвин Александр Сергеевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+73432694431
alexander.moskvin@urfu.ru

Мотова Елена Сергеевна
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79103874714
es@ipmras.ru

Мохов Дмитрий
Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79052660803
dm_mokhov@rambler.ru

Мумляков Александр Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук
119991, г. Москва, Ленинский пр-т, 32а
+79251829290
irbit_oppozit@mail.ru

Мурагиджимана Теонесте
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Са-

марский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева»
Московское шоссе, 34, Самара, 443086, Россия
+79032202513
tmuragijimana@yahoo.fr

Мурзина Татьяна Владимировна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959393669
murzina@mail.ru

Мухаматчин Камиль Рафаилович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+71111111
mykamil@yandex.ru

Муханова Екатерина Дмитриевна
Сколковский институт науки и технологий
Территория Инновационного Центра “Сколково”, улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия
+71111111
mukhanova.ed@phystech.ru

Набиуллин Ильдар
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Каширское ш., 31, Москва, 115409, Россия
+79125969136
nabildar@yandex.ru

Нагаев Кирилл Эдуардович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293435
nag@cplire.ru

Настовьяк Алла Георгиевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833331475
alla@isp.nsc.ru

Нежданов Алексей Владимирович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200240282
nezhdanov@phys.unn.ru

Некипелов Сергей Вячеславович
Физико-математический институт, Федеральный исследовательский центр «Коми научный центр Уральского отделения Российской академии наук»
ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия
+78212391451
NekipelovSV@mail.ru

Некоркин Сергей Михайлович
Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79026815223
nekorkin@nifti.unn.ru

Некрасов Игорь Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук
ул. Амундсена, 106, Екатеринбург, 620016, Россия
+79122451427
nekrasov@iep.uran.ru

Нечай Андрей Николаевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+74561666
nechay@ipm.sci-nnov.ru

Никируй Кристина Эрнестовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
+79031286073
NikiruyKristina@gmail.com

Никитин Максим Валерьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79261859634
nikitin@cplire.ru

Никитов Сергей Аполлонович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293387
nikitov@cplire.ru

Никитченко Андрей Игоревич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79112373123
nikitchenko@mail.ioffe.ru

Николаев Сергей Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74991326448
nikolaev-s@yandex.ru

Николенко Антон Дмитриевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук
пр. ак. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия
+7(383) 329-43-47
A.D.Nikolenko@inp.nsk.su

Никонов Сергей Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79998048965
nikonow2014@gmail.com

Никулин Юрий Васильевич
Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+79603580392
yvnikulin@gmail.com

Никулов Алексей Васильевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79851534179
nikulovalexey@gmail.com

Новиков Алексей Витальевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179480
anov@ipmras.ru

Новиков Павел Леонидович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833332519
novikov@isp.nsc.ru

Носач Евгений Владимирович
Московский Физико-Технический институт (национальный исследовательский университет)
141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.
+79154508132
evgeny.nosach@phystech.edu

Носкова Дарья Димитриевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79660356502
dasha.noskova.1998@mail.ru

Нургазизов Нияз Ильгизович
Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул.Сибирский тракт, 10/7, г. Казань, 420029, Россия
+78432319107
niazn@mail.ru

Нурмухаметов Алексей Русланович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия
+79050224405
srgalex@list.ru

Оболенский Сергей Владимирович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79524721946
obolensk@rf.unn.ru

Овчаренко Сергей Вадимович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский технологический университет»
пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия
+79168617300
serg30101993@gmail.com

Овчинников Александр Сергеевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
020749630502074
alexander.ovchinnikov@urfu.ru

Овчинников Сергей Геннадьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
+73912432906
sgo@iph.krasn.ru

Оганнисян Размик Ашотович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический ин-

ститут (национальный исследовательский университет)»
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
+79163484282
razo96@yandex.ru

Одинцов Сергей Александрович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского»
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия
+79379372633867
odinoff@gmail.com

Окомельков Александр Владимирович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия, 88
okom@ipmras.ru

Окулич Евгения
Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79307060757
eokulich@nifti.unn.ru

Оладышкин Иван Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200289787
oladyshkin@gmail.com

Орлов Виталий Александрович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский федеральный университет»
пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия
+79039233717
vaorlov@sfu-kras.ru

Орлова Екатерина Евгеньевна
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79063563919
orlova@ipmras.ru

Орлова Ксения Николаевна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Каширское ш., 31, Москва, 115409, Россия
+79502775499
budarina_na2013@mail.ru

Орлова Надежда Николаевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
229469629480627
honna@issp.ac.ru

Осин Александр Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук
пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79162858442
sashka_osin@mail.ru

Осинных Игорь Васильевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+7(383)330-44-75
igor-osinnykh@isp.nsc.ru

Осотова Ольга Игоревна
Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета
ул. Шевченко, 2Е, Таганрог, 347922, Россия
+79281288976
osotova@sfedu.ru

Охапкин Андрей Игоревич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179450
andy-ohapkin@yandex.ru

Павлов Виктор Георгиевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79112546340
vpavlov@ms.ioffe.ru

Павлова Татьяна Витальевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+79169109810
tania.v.pavlova@gmail.com

Памятных Сергей Евгеньевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79221697625
pamyatnykh.sergey@urfu.ru

Панкратов Андрей Леонидович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79051913223
alp@ipmras.ru

Папроцкий Станислав Константинович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79165457597
s.paprotskiy@gmail.com

Парафин Алексей Евгеньевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
115228314179493
parafin@ipmras.ru

Патрин Геннадий Семенович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский федеральный университет»
пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия
+73912912967
patrin@iph.krasn.ru

Пашенькин Игорь Юрьевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179488
pashenkin@ipmras.ru

Пашин Дмитрий Сергеевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79506150773
pashindmi@gmail.com

Пашкин Юрий Александрович
Университет Ланкастера
Bailrigg, Lancaster LA1 4YW, UK
+441524593268
y.pashkin@lancaster.ac.uk

Перекалов Александр Алексеевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79159311007
alexander.152rus@yandex.ru

Перетокин Артем Викторович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79040500182
aperetokin@ipmras.ru

Пермякова Ольга Олеговна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
+79504411477
o.permyakova@phystech.edu

Перов Анатолий Александрович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79202992054
wkb@inbox.ru

Пестов Алексей Евгеньевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179476
aepestov@ipm.sci-nnov.ru

Пестов Евгений Евгеньевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179485
pestov@ipmras.ru

Петров Илья Сергеевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет»
ул. Ленина, 30, Томск, 634050, Россия
+79528046872
iliaserpetrov@gmail.com

Петров Станислав Игоревич
Закрытое акционерное общество «Научное и технологическое оборудование»
пр. Энгельса, 27, Санкт-Петербург, 194156, Россия
+78123135451
petrov@semiteq.ru

Петров Юрий Владимирович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

«Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+78124284733
y.petrov@spbu.ru

Пещеренко Николай Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук
пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79857567966
peshcherenko@itp.ac.ru

Писарев Роман Васильевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+7905-273-2472
pisarev@mail.ioffe.ru

Пихтин Никита Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79213033739
nike@hpld.ioffe.ru

Пластовец Вадим
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79616338411
plastovec26@gmail.com

Платонов Данил Дмитриевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)»
ул. 2-я Бауманская, 5, стр.1, 105005, Россия
+79161162327
danillplaton0ff@yandex.ru

Плешков Роман Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79108789261
pleshkov@ipmras.ru

Подгаецкий Константин Андреевич
Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха»
ул. Введенского, 3, Москва, 117342, Россия
14275+79858714275
podgaetskykonstantin@yandex.ru

Покровский Вадим Ярославович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293459
vadim.pokrovskiy@mail.ru

Полевой Константин Борисович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)»
141700 Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер. д.9
+79017003542
polevoy.kb@phystech.edu

Ползикова Наталья Ивановна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293412
polz@cplire.ru

Полищук Ольга Витальевна
Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
812198452511179
polischuk.sfire@mail.ru

Полковников Владимир Николаевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79030601487
polkovnikov@ipmras.ru

Половинкин Андрей Владимирович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7 831 465 62 42
a.v.polovinkin@gmail.com

Полушкин Николай Игоревич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
79308089214
nip@ipmras.ru

Полякова Виктория Вадимовна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Южный федеральный университет»

ул. Большая Садовая, 105/42, Ростов-на-Дону, 344006, Россия
+79185702935
vpolyakova@sfedu.ru

Пономарев Сергей Артемьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+79231349186
s.ponomarev1@g.nsu.ru

Попов Владимир Геннадьевич
АО «ИнфоТеКС»
127287, Москва, Старый Петровско-Разумовский проезд, 1/23, стр. 1
+79154956121
sokhatiy@gmail.com

Попов Вячеслав Валентинович
Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+78452272401
popov_slava@yahoo.co.uk

Порохов Николай
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук
119991, г.Москва, Ленинский пр-т, 32а
+79153450520
nporokhov@gmail.com

Поташин Сергей Олегович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79215611298
sergeypotashin@gmail.com

Потехин Александр Александрович
Федеральное государственное унитарное предприятие федеральный научно-производственный центр «Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова»
Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950, ГСП-486, Россия
+79524775601
potehinrf@gmail.com

Приходько Кирилл Евгеньевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
+74991969215
prihodko_ke@nrcki.ru

Прошин Юрий Николаевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия
+78432337342
yurii.proshin@kpfu.ru

Пугач Наталия Григорьевна
Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»
Таллинская, д.34, Москва, 123458, Россия
+7495 772-95-90*15220
pugach@magn.ru

Пудалов Владимир Моисеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74991326780
pudalov@lebedev.ru

Пунегов Василий Ильич
Физико-математический инстиут, Федеральный исследовательский центр «Коми научный центр Уральского отделения Российской академии наук»
ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия
+78212391461
punegv@rambler.ru

Путилов Алексей Владимирович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79092982681
alputilov@mail.ru

Рагозин Евгений Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74991326329
enragozin@gmail.com

Радовская Виктория Вадимовна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79690837102
radovskaia.vv16@physics.msu.ru

Разова Анна Александровна
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79107997544
ania.razova@yandex.ru

Рахлин Максим Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79214059237
maximrakhlin@mail.ru

Рахмонов Илхом Рауфович
Объединённый институт ядерных исследований
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия
+79057544760
rahmonov@theor.jinr.ru

Ревин Леонид Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79202577978
rls@ipmras.ru

Резник Александр Николаевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+74179497
reznik@ipmras.ru

Резник Родион Романович
Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79110836901
moment92@mail.ru

Реунов Дмитрий Георгиевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79030527132
reunov_dima@ipmras.ru

Родионов Илья Анатольевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)»
ул. 2-я Бауманская, 5, стр.1, 105005, Россия
+7(499) 263-6531
irodionov@bmstu.ru

Родионов Сергей Александрович
Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова
ул. Сущевская, 22, Москва, 127055, Россия
+79165743445
sergeyrodionov93@yandex.ru

Родионова Валерия Викторовна
Балтийский федеральный университет им. И. Канта
ул. А. Невского, 14, Калининград, 236016, Россия
+79003468482
valeriarodionova@gmail.com

Рожанский Игорь Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79213063629
rozhansky@gmail.com

Ромашкин Руслан Витальевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79994638796
romashkin.nstu@gmail.com

Рощупкин Дмитрий Валентинович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79030071551
rochtch@iptm.ru

Рудаков Артур Олегович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79969601798
rudackovartur@ipmras.ru

Руденко Роман Юрьевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский федеральный университет»
пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия
+79659155869
Romanrudenko781@gmail.com

Рудык Николай Николаевич
Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета
ул. Шевченко, 2Е, Таганрог, 347922, Россия
78634371611
nnrudyk@sfedu.ru

Румянцев Владимир Владимирович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179482
rumyantsev@ipmras.ru

Рыбкин Артем Геннадиевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79045558672
arton@inbox.ru

Рыбкина Анна Алексеевна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79602366935
rybkina-anna@bk.ru

Рыков Артём Владимирович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79503694410
rykovsc@gmail.com

Рыльков Владимир Васильевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
+74991967100доб.3293
vvrylkov@mail.ru

Рязанов Валерий Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+79031279538
valery.ryazanov@gmail.com

Савельев Дмитрий Владимирович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА — Российский технологический университет»
119454, ЦФО, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78
+79160205776
dimsav94@gmail.com

Савинов Денис Александрович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179485#257
savinovda@ipmras.ru

Садова Елена Николаевна
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79107970593
sadova@ipmras.ru

Садовников Александр Владимирович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского»
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия
+79033868480
sadovnikovav@gmail.com

Салащенко Николай Николаевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314607692
salashch@ipmras.ru

Саломатова Елена Ивановна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского»
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия
+79172005800
e.salomatova2016@yandex.ru

Самарцев Илья Владимирович
Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79051924187
woterbox@mail.ru

Саматов Михаил Рустамович
Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»
Таллинская, д. 34, Москва, 123458, Россия
+79252170710
mrsamatov@edu.hse.ru

Самохвалов Алексей Владимирович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7(831) 4179485 +229
samokh@ipmras.ru

Самохвалов Андрей Александрович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»
пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия
+79214435524
andrey.s@burtsevlab.com

Сапожников Максим Викторович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179485
msap@ipmras.ru

Саранин Александр Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
4232310426
asaranin@gmail.com

Сатанин Аркадий Михайлович
Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова
ул. Сущевская, 22, Москва, 127055, Россия
+79775717415
sarkady@mail.ru

Сафин Ансар Ризаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
560459060656045
arsafin@gmail.com

Сафонов Антон Игоревич
Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
+79267051102
safonovanton1996@mail.ru

Сахаров Валентин Константинович
Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+78452391236
valentin@sakharov.info

Сахин Василий Олегович
Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия
+79509693296
urfinjus67@gmail.com

Сахоненков Сергей Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79215517302
sergei.sakhonenkov@gmail.com

Свалов Андрей Владимирович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+73433899706
andrey.svalov@urfu.ru

Селезнев Михаил Евгеньевич
Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+79063152195
mixanich94@mail.ru

Селезнёв Дмитрий Владимирович
Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
123458, Москва, ул. Таллинская, д.34
+79299131040
selezmsu@yandex.ru

Семенов Михаил Борисович
Пензенский государственный университет
440026, г. Пенза, ул. Красная, 40
+79631020725
misha29.02.1@gmail.com

Семиков Даниил Александрович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79527706420
semikov.da@mail.ru

Сербин Максим
Венский университет
Universitätsring 1, 1010 Wien, Австрия
430664
mserbyn@ist.ac.at

Серокурова Александра
ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению»
ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072, Республика Беларусь
+375445894373
aleksa.serokurova@yandex.by

Сивков Виктор Николаевич
Физико-математический институт, Федеральный исследовательский центр «Коми научный центр Уральского отделения Российской академии наук»
ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия
+78212391461
sivkovvn@mail.ru

Сивков Данил Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Коми научный центр Уральского отделения РАНления РАН
ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия
+78212244262
danjorno@yandex.ru

Ситник Леонид Леонидович
Российская академия наук
Ленинский просп., 14, Москва, 119991, Россия
+79161008462
llsitnik@pran.ru

Скоморохов Артем Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79210808400
artomskom@gmail.com

Скороходов Евгений Владимирович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79063624981
evgeny@ipmras.ru

Скрябина Ольга Викторовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+79164308012
oskrya@gmail.com

Слаутин Борис Николаевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79222185852
boris.slautin@urfu.ru

Слипченко Сергей Олегович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79217541917
serghpl@mail.ioffe.ru

Смагина Жанна Викторовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+79137562615
smagina@isp.nsc.ru

Смертин Руслан Маратович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79307041750
smertin_ruslan@ipmras.ru

Смирнов Александр Михайлович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79197240046
alsmir1988@mail.ru

Снигирев Анатолий Александрович
Балтийский федеральный университет им. И. Канта
ул. А. Невского, 14, Калининград, 236016, Россия
+79673546090
anatoly.snigirev@gmail.com

Соломонов Антон Викторович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+7911190297
asolomonov78@gmail.com

Соснов Евгений Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет)»
Московский пр., 26, Санкт-Петербург, 190013, Россия
+78124949239
sosnov@lti-gti.ru

Сошников Илья Петрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79219840160
ipsosh@beam.ioffe.ru

Степанов Андрей Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
649078314164907
step@ufp.appl.sci-nnov.ru

Степина Наталья Петровна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+7333-26-24
nstepina@mail.ru

Степихова Маргарита Владимировна
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79101215820
mst@ipmras.ru

Степушкин Михаил Владимирович
Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия
+79160799262
COKPOWEHEU@yandex.ru

Столяров Василий Сергеевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
890089037789008
vasiliy.stoliarov@gmail.com

Сторожевых Михаил Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+74995038144
capoeirista@yandex.ru

Сурдин Олег Михайлович
Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия
+78313027146
mossom1@rambler.ru

Суханова Татьяна Евгеньевна
Федеральное государственное унитарное предприятие «Ордена Ленина и ордена Трудового Красного Знамени научно-исследовательский институт синтетического каучука имени академика С.В. Лебедева»
ул. Гапсальская, 1, Санкт-Петербург, 198035, Россия
+79213984212
tat_sukhanova@bk.ru

Сушков Артем Александрович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79107968101
sushkovartem@gmail.com

Тааев Таа Абдуллаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук
ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, Республика Дагестан, 367003, Россия
+79624234911
taaev89@mail.ru

Тагиров Ленар Рафгатович
Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия
+79375926758
ltagirov@mail.ru

Таланов Юрий Иванович
Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия
+79274093402
talanov@kfti.knc.ru

Тарасов Андрей Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+79237087612
tarasov1916@yandex.ru

Тарасов Егор Валентинович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химии Дальневосточного отделения Российской академии наук
690022, г.Владивосток, пр. 100-летия Владивостока, 159
+79147278583
tarasov.ev@dvfu.ru

Тарасов Михаил Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79165826043
tarasov@hitech.cplire.ru

Тарасов Сергей
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук

ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79063537253
serge.tar@gmail.com

Тарасова Елена Александровна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79101202550
thelen@yandex.ru

Тартаковский Илья Иосифович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+74965228287
tartakov@issp.ac.ru

Татарский Дмитрий Аркадьевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79101082536
tatarsky@ipmras.ru

Темирязева Марина Павловна
Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия
+79165289530
mtemiryazeva@gmail.com

Темная Ольга Станиславовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79263942365
ostemnaya@gmail.com

Терещенко Олег Евгеньевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833307883
teresh@isp.nsc.ru

Тетельбаум Давид Исаакович
Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79601711942
tetelbaum@phys.unn.ru

Тимофеев Вячеслав Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+7(383)330-79-34
Vyacheslav.t@isp.nsc.ru

Титова Анастасия Михайловна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79307077108
asya_titova95@mail.ru

Титова Надежда Андреевна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет»
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
+74992461870
titovana@mail.ru

Тиходеев Сергей Григорьевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79163852262
tikh@gpi.ru

Ткачев Владимир
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Дальневосточный федеральный университет»
ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950, Россия
+79242317581
tkachev.vv@dvfu.ru

Товстун Сергей Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем химической физики Российской академии наук
пр. ак. Семенова, 1, Черноголовка, 142432, Россия
+79152783943
tovstun@icp.ac.ru

Толстихина Алла Леонидовна
Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук
Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия
+74991351100
alla@crys.ras.ru

Торопов Михаил Николаевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179476
write75@rambler.ru

Третьяков Олег Александрович
University of New South Wales
The University of New South Wales, Sydney, NSW 2052, Australia
+19793149655
o.tretiakov@unsw.edu.au

Трухин Валерий Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79217458563
valembr@mail.ru

Трушин Владимир Николаевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79036030749
trushin@phys.unn.ru

Тузиков Александр Михайлович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79092906263
alex.tuzikov21@gmail.com

Туманов Вадим Александрович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия
+79510607215
tumanvadim@yandex.ru

Тупчая Александра Юрьевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
+79841412116
tupchaya@iacp.dvo.ru

Туркин Ярослав Вячеславович
Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»
Таллинская, д.34, Москва, 123458, Россия
+79270539894
turkin.yaroslav@gmail.com

Турыгин Антон Павлович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79058060967
anton.turygin@urfu.ru

Удалов Олег Георгиевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200438574
udalovog@gmail.com

Уражцев Алексей
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79261364660
cksim@ya.ru

Успенская Людмила Сергеевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+79166459697
uspenska@issp.ac.ru

Уставщиков Сергей Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+783124179485
sergey@ipmras.ru

Уточкин Владимир
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79616390926
xenonum@bk.ru

Ушаков Дмитрий Владимирович
Белорусский государственный университет
пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика Беларусь
+375 295017190
ushakovdvu@gmail.com

Фадеев Михаил Александрович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79081593592
fadeev@ipmras.ru

Фатеев Денис Васильевич
Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ра-

диотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+792710440628452391237
fateevdv@yandex.ru

Фатеева Елизавета Сергеевна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
533349046053334
fateeva.liza@yandex.ru

Федотов Илья Алексеевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79307134416
fedotov.ilya.alekseevich@gmail.com

Федулов Фёдор Александрович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА — Российский технологический университет»
119454, ЦФО, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78
+79035200948
ostsilograf@ya.ru

Федянин Анатолий Евгеньевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79817962847
fedianin.a.e@mail.ru

Федянин Андрей Анатольевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959394544
fedyanin@nanolab.phys.msu.ru

Филатов Дмитрий Олегович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79107979536
dmitry_filatov@inbox.ru

Филатов Ярослав Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79818406663
yaroslav.filatov@mail.ioffe.ru

Филатова Елена Олеговна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79213334387
elenaofilatova@mail.ru

Филимонов Юрий Александрович
Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+78452272401
yuri.a.filimonov@gmail.com

Филиппов Николай Александрович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79687595514
filippov@ckp-miet.ru

Фомин Лев Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+74965244255
fomin@iptm.ru

Фоминов Яков Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук
пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79104661489
fominov@landau.ac.ru

Фраерман Андрей Александрович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179482
andr@ipmras.ru

Хабибуллин Рустам Анварович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук
Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия
+79104637930
khabibullin@isvch.ru

Хазанова Софья Владиславовна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский

государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623308
khazanova@phys.unn.ru

Хаймович Иван Михайлович
Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems
Nöthnitzer Straße, 38, Dresden, Germany
490000000000
ivan.khaymovich@gmail.com

Хайретдинова Динара Ринатовна
Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук
Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия
+79258442557
griadine@gmail.com

Хан Федор Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79774582350
khanfv@hitech.cplire.ru

Харинцев Сергей Сергеевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия
+7843215344
skharint@gmail.com

Хахулин Семён Андреевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)»
ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия
+79111856370
khsmn@ya.ru

Химич Сергей Григорьевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79026864890
sergeysamedi@gmail.com

Ходан Анатолий Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физической химии и электрохимии имени А. Н. Фрумкина Российской академии наук
Ленинский пр., 31, к. 4, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79161023288
anatole.khodan@gmail.com

Хомицкий Денис Владимирович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623304
khomitsky@phys.unn.ru

Хорошилов Владимир Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+79133768070
khorosvladimir@mail.ru

Хохлов Дмитрий Андреевич
Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова
ул. Сущевская, 22, Москва, 127055, Россия
+79852007166
mitkh@yandex.ru

Хохлов Дмитрий Ремович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959391151
khokhlov@mig.phys.msu.ru

Хохлов Николай Евгеньевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79811235771
n.e.khokhlov@yandex.ru

Храпай Вадим Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+79030026390
dick@issp.ac.ru

Хутиева Анна Борисовна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского»
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия
+79271032772
abkhutieva@gmail.com

Хыдырова Селби
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)»
ул. 2-я Бауманская, 5, стр.1, 105005, Россия
+79252973660
hydyrova.selbi@yandex.ru

Царьков Илья Михайлович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200013422
tsarkovm@gmail.com

Цуканов Дмитрий Анатольевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
+79147061711
tsukanov@iacp.dvo.ru

Цыбин Николай Николаевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314385555
tsybin@ipmras.ru

Цыпленков Вениамин Владимирович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179479
Tsyplenkov1@yandex.ru

Чарикова Татьяна Борисовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+73433783733
charikova@imp.uran.ru

Чекушкин Артем Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79661818657
chekushkin@hitech.cplire.ru

Ченцов Семен Игоревич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
310394991326448
semtch@gmail.com

Черненко Александр Васильевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+79150042171
chernen@yandex.ru

Чернышев Алексей Константинович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179476
aleksej_chernyshov@mail.ru

Чешев Дмитрий Леонидович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет»
ул. Ленина, 30, Томск, 634050, Россия
+79516288923
dlc2@tpu.ru

Чигинев Александр Валерьевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179486
chig@ipmras.ru

Чигинева Анна Борисовна
Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79108885037
chigineva@nifti.unn.ru

Чиков Александр Алексеевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79126998740
alex.chikov@yandex.ru

Чиненков Максим Юрьевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79163352127
chinenkov@inbox.ru

Чуйкин Олег Александрович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский государственный технический университет»

пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия
+79137756408
ChuikinOA@yandex.ru

Чхало Николай Иванович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79101094218
chkhalo@ipmras.ru

Шабельникова Яна Леонидовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+74965244214
janeshabeln@yandex.ru

Шадрин Антон
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79505485125
shadrin.anton@urfu.ru

Шамирзаев Тимур Сезгирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833304475
sha_tim@mail.ru

Шандыба Никита
Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета
ул. Шевченко, 2Е, Таганрог, 347922, Россия
+79286049241
shandyba.nikita@gmail.com

Шаненко Аркадий Аркадьевич
Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
123458, Москва, ул. Таллинская, д. 34
+7(977) 363 3499
ashanenko@hse.ru

Шапошников Роман Анатольевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
42699+79036042699
shaposhnikov-roma@mail.ru

Шарафуллин Ильдус Фанисович
Башкирский государственный университет
ул. Заки Валиди, 32, Уфа, Респ. Башкортостан, 450076
+79273418558
SharafullinIF@yandex.ru

Шарипов Мирзо Зокирович
Бухарский инженерно-технологический институт
ул. К. Муртазаева, 15, Бухара, 200117, Узбекистан
+998936249449
m.z.sharipov@rambler.ru

Шаров Сергей
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79601732082
sharov@ipmras.ru

Шастин Валерий Николаевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179479
shastin@ipmras.ru

Шатохин Алексей Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74991326329
shatohinal@gmail.com

Шашков Иван Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+7(496)522-83-58
shav@issp.ac.ru

Шевченко Мария Сергеевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79212519094
shevchenko@hitech.cplire.ru

Шевырин Андрей
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73308171
shevandrey@isp.nsc.ru

Шелухин Леонид Андреевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79818950651
shelukhin@mail.ioffe.ru

Шенина Мария Евгеньевна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79506163118
cyrix@bk.ru

Шибалов Максим Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук
119991, г.Москва, Ленинский пр-т, 32а
+79175757426
maxshibalov@gmail.com

Широких Никита Сергеевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79123341746
shirokikhnikita1@yandex.ru

Шитов Сергей Витальевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956384646
sergey3e@gmail.com

Шканакина Мария Дмитриевна
Российский квантовый центр
ул. Новая, 100, БЦ «Урал», дер. Сколково, Московская обл., Россия
+79879115670
m.shkanakina@rqc.ru

Шляпников Георгий Всеволодович
Universite Paris Sud
Bat. 100, 91405 Orsay, France
+33169157349
shlyapn@lptms.u-psud.fr

Шоболова Тамара Александровна
Федеральное государственное унитарное предприятие федеральный научно-производственный центр «Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова»
Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950, ГСП-486, Россия
+79506090111
tomasorokina@gmail.com

Шпагина Елена
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
+79688117956
mashpagina@yandex.ru

Штром Игорь Викторович
Институт аналитического приборостроения
Рижский пр., 26, Санкт-Петербург, 190103
+79112123425
igorstrohm@mail.ru

Шубина Татьяна Васильевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
15105(812)2927124
shubina@beam.ioffe.ru

Шуваев Алексей Михайлович
Венский университет
Universitätsring 1, 1010 Wien, Австрия
+436802306967
shuvaev@ifp.tuwien.ac.at

Шукринов Юрий Маджнунович
Объединённый институт ядерных исследований
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия
+789150442981
shukrinv@theor.jinr.ru

Шульман Александр Яковлевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79036159102
ash@cplire.ru

Шур Владимир Яковлевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+73433899568
vladimir.shur@urfu.ru

Шустин Максим Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
+79138308989
mshustin@yandex.ru

Щепетильников Антон Вячеславович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
244319153117986
shchepetilnikov@issp.ac.ru

Юнин Павел Андреевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179491
yunin@ipmras.ru

Юрасов Дмитрий Владимирович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179482
Inquisitor@ipmras.ru

Юсупов Ренат Альбертович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79852819648
yusupovrenat@hitech.cplire.ru

Яблонский Артем Николаевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179482
yablonsk@ipmras.ru

Яговцев Владимир Олегович
Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
123458, Москва, ул. Таллинская, д.34
+79175949681
vyagovtsev@hse.ru

Якунин Михаил Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
3433783644
yakunin@imp.uran.ru

Якунина Елена Михайловна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+79221461471
eyakuninaart@gmail.com

Яминский Игорь Владимирович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959391009
yaminsky@nanoscopy.ru

Авторский указатель

A
Abdelmoneim S.A. 21
Abecassis B. 736
Aeppli G. 175
Antonov D.A. 409
Antonov I.S. 409
Antysheva G.D. 513
Aubert T. 736

B
Balanta M.A.G. 228
Bayer M. 1063
Beckmann D. 57
Bel'kov V.V. 655
Belsley M. 651
Bernardo C.R. 651
Bolotin K. 473
Botha A.E. 17
Boubanga-Tombet S. 660
Bulanov S.V. 517
Burdov V.A. 651
But D. 675
Buzdin A. 7, 19

C
Caputo M. 175
Cerqueira F. 651
Chkhalo N.I. 513, 515
Chuvilin A.L. 368
Croitoru M.D. 7
Cunha D. 651

D
Dann S. 517
De Filpo G. 792, 946
Deβmann N. 790, 1067
Dil J.H. 175
Dubinov A.A. 660
Dzelzainis T. 517

E
Eroms J. 655
Esirkepov T.Zh. 517

F
Fernández F. 926
Filatov D.O. 409

G
Galeckas A. 958
Ganichev S.D. 655
Garakhin S.A. 515
Giulian R. 1031
Goltsman G.N. 9
Golub L.E. 655
Gorshkov O.N. 409
Gradoboev A.V. 658
Grinvald I.I. 653
Grittani G.M. 517
Gubbiotti G. 342

H
Hens Z. 736
Hu Q. 415
Huber R. 655
Hübers H.-W. 844, 1067
Hull G. 517

I
Iikawa F. 228

J
Jeong T.M. 517

K
Kachorovskii V. 655, 660
Kando M. 517
Kapustin R.V. 653
Karczewski G. 760
Kawachi T. 517
Kent A.J. 926
Khitun A. 232
Kieler O. 53
Kiriyama H. 517
Knap W. 660, 675
Koga J.K. 517
Koike M. 517
Kolesnikov A.O. 517
Kondo K. 517
Kopasov A.A. 11, 26
Kotov A.S. 409
Kotov A.V. 517
Kovalchuk S. 473
Krevchik P.V. 409
Krevchik V.D. 409
Kulikov K.V. 13, 17
Kumar M. 1031
Kumar N. 513, 515

L
Larrañaga A. 285
Lazpita P. 285
Lermusiax L. 736
Lev L.L. 175
Lindner K. 655
Liu X. 415
Lounis B. 7
Lysenko S. 926

M
Martinez G. 675
Mel'nikov A.S. 11, 19, 26
Mironov V.L. 173
Mitin V. 660
Mönch E. 655
Motamarri V. 15
Mruczkiewicz M. 208

N
Narahara K. 660
Nashaat M. 13, 17
Neely D. 517
Nezhdanov A.V. 513, 515
Noginova N. 214

O
Ogura K. 517
Orlita M. 992
Orlova K.N. 658
Otsuji1 T. 660
Ozheredov I.A. 409

P
Petrov V.N. 175
Petukhov A.N. 653
Pikuz T.A. 517
Pirozhkov A.S. 517
Plastovets V.D. 19
Pleshkov R.S. 513, 515
Pohl A. 1067
Polkovnikov V.N. 513, 515
Popov V.V. 660
Potashin S.O. 655
Pryakhina V.I. 653

R
Ragozin E.N. 517
Razumov A.V. 409
Riemann H. 1067
Rodrigues M. 651
Rúa A. 926
Rutckaia V.V. 1019
Ryzhii M. 660
Ryzhii V. 660

S
Sagisaka A. 517
Sameh M. 13, 17
Samoli M. 736
Sapozhnikov M.V. 173
Satou A. 660
Schellenberg P. 651
Semenov A.V. 9
Semenov I.M. 409
Semenov M.B. 409
Shadrivov I.V. 663
Shatokhin A.N. 517

Shkurinov A.P. 409
Shorokhov A.V. 409
Shukrinov Yu.M. 13, 17, 21
Shur M.S. 660
Silaev M.A. 24
Simonova A.V. 658
Soloviev A.A. 517
Strocov V.N. 175
Symes D.R. 517

T
Taniguchi T. 473, 655
Tatara G. 256
Tatarskiy D.A. 173
Taupin M. 127
Teissier R. 680
Tsar'kov I.M. 26

U
Usanov D.A. 175

V
Vasilevskiy M.I. 651
Vishnyakov E.A. 517
Vorotyntsev A.V. 653
Vorotyntsev I.V. 653

W
Watanabe K. 473, 655
Wei X. 415
Weiss D. 655
Wolf M.J. 57

X
Xu Z. 415

Y
Yadav D. 660
Yahniuk I. 655

Z
Zhamaldinov F.F. 658
Zhao Y. 415
Zharov A.A. 663
Zhu H. 484
Zinn T. 736

А
Абрамкин Д.С. 665
Абросимов Н.В. 1067, 790, 814
Абросимова Н.Д. 667, 669
Авдиенко П.С. 671
Аверина Н.И. 236, 673, 814
Аверкиев Н.С. 675
Аверьянов Д.В. 177
Агранат М.Б. 710
Азаров А.Ю. 958
Акзянов Р.Ш. 149
Акимов А.В. 926
Акишева А.В. 179
Акмаев М.А. 676
Акопян Н. 832, 994
Аладышкин А.Ю. 411, 413
Александров А.А. 242
Александров И.А. 964
Алексеев П. 1077
Алексеев П.А. 704, 778, 786
Алексеев С.Г. 116, 181
Алешкин В.Я. 678, 691, 697, 776, 881, 916, 920, 992, 996, 1081
Аликин Д.О. 415
Аликин Ю.М. 415
Алтухов И.В. 680, 972
Альперович В.Л. 1055
Алябина Н.А. 1035
Аминев Д.Ф. 802, 846
Амиров А.А. 313, 344
Амосов В.Н. 869
Андреев Б.А. 830, 903
Андреева М.А. 519
Андрианов А.И. 682
Аникиева Ю.А. 388
Анисимов А.Н. 1008
Анкудинов А.В. 279
Антипова В.Н. 313
Антонов А.В. 28, 1000
Антонов Д.А. 437
Антонов И.Н. 183, 437, 498, 858, 1071
Антонова И.В. 684, 1017
Антюшин Е.С. 521, 562
Аплеснин С.С. 185
Арапкина Л.В. 1023
Арсенин А.В. 1023
Арутюнов К.Ю. 30
Архипов М.В. 687
Архипов Р.М. 687
Архипова Е.А. 32, 689, 887, 968, 1006
Атепалихин А.А. 34
Атсаркин В.А. 214
Афанасьев Д.А. 762
Афанасьев М.М. 760
Афоненко А.А. 691, 693, 768, 948, 1039, 1043
Афоненко Ан.А. 693
Ахматханов А.Р. 191, 494
Ахсахалян А.А. 521, 624
Ахундов И.О. 820, 836, 1025

Б
Бабушкин И.В. 687
Багаев В.С. 871, 954
Багаев Т.А. 1043
Баграев Н.Т. 695
Баева Э.М. 36, 38
Баженов А.О. 1017
Баишева А.Х. 396
Байдакова М.В. 804
Байдусь Н.В. 697, 780, 784, 804, 948, 1049, 1061
Бакаров А.К. 1069
Бакина К.А. 566, 604, 606
Баклашов Д.И. 784
Бакурский С.В. 129
Балакирев С.В. 1065
Балясников Д.М. 682
Баранов А.Н. 680
Баранов Д.С. 129
Баранов П.Г. 1008
Бараш Ю.С. 159
Барков К.А. 151
Барышева М.М. 523
Барышникова К.В. 1019
Бастракова М.В. 40, 51, 112, 770
Батов И.Е. 57
Баулин Р.А. 519
Бегинин Е.Н. 208, 214, 311, 342, 390
Бедин С.А. 187
Бекин Н.А. 699
Белобородов И.С. 378
Белов А.И. 852, 958, 1031
Белов Д.А. 700
Белов П.А. 687
Белодедов М.В. 250
Белоновский А.В. 702, 729, 832, 930
Белых В.В. 189, 676, 856, 891
Бер Б.Я. 966
Березина Д.С. 786
Березовская Т.Н. 564
Берковиц В.Л. 704
Бернацкий Д.П. 417
Беспалов А.А. 42
Бибикова В.В. 706
Бизяев Д.А. 191, 419
Благодаткин А.В. 44
Блинов И. 246
Блошкин А.А. 1033
Бляхман Ф.А. 265
Бобров А.И. 708, 1049
Бобров Ю.А. 421
Богачев С.А. 557
Богданов А.А. 459
Богданов С.А. 689, 738, 887
Богомолов Д.Б. 665
Бодров С.Б. 710
Боженькина А.Д. 711

Божко С.И. 413
Бокова-Сирош С.Н. 905
Болдин М.С. 772
Болталин А.И. 85
Больгинов В.В. 74
Большаков А.П. 869, 972
Большаков Е.П. 598
Бондаренко Л.В. 431, 439, 451, 481, 492, 924
Бородавченко О.М. 810
Бородин Б.Р. 786, 826, 1077
Боряков А.В.708
Бострем И.Г. 238
Брагинский Л.С. 750
Бреев И.Д. 1008
Бричкин А.С. 1059
Бронзов Т.П. 598
Брюквина Л.И. 453
Бугаев А.В. 525
Бугай К.Е. 873
Буздин А.И. 121
Бузников Н.А. 285
Буйлов Н.С. 151
Бурдов В.А. 713
Буренина Д.С. 782
Бурцев А.А. 714
Бурцев В.А. 598
Бухараев А.А. 191, 419, 467, 469
Бухтияров А.В. 572, 1029
Бушуев В.А. 527
Бушуйкин П.А. 790
Быков А.И. 193, 195
Быков Ан.В. 421
Быков В.А. 183, 421
Бюхнер Б. 76

В

Валидов А.А. 76
Валиулин В.Э. 293
Вальков В.В. 46
Варавин В.С. 920
Вартапетов С.К. 869
Василиадис И. 30
Васильев А.Н. 193
Васильев В.К. 28
Васильев Д.Д. 151
Васильев Р.Б. 1014
Васильев Ю.Б. 716
Васильевский А.А. 1039
Васильевский И.С. 693, 840, 939, 1043
Васин К.В. 240
Васьковский В.О. 350
Вдовичева Н.К. 88, 127
Веденеев А.С. 362
Ведь М.В. 197, 228, 772, 808, 854
Ведяев А.В. 242
Вейшторт И.П. 1008
Вековшинин Ю.Е. 431
Вербус В.А. 1019
Верхогляд А.Г. 758
Вершинин А.В. 834
Веселов Д.А. 912
Вилков Е.А. 246, 258, 299, 500
Вилков И.В. 432, 604
Винарский В.П. 907
Виниченко А.Н. 840, 939, 1043
Винниченко М.Я. 718
Виноградов А.С. 606
Винокуров П.В. 676
Вихарев А.Л. 689, 738, 887
Вихрова О.В. 183, 197, 199, 252, 756
Вишняков Е.А. 529, 574
Владимирова М. 901
Власенко В.А. 47, 83
Власов А.С. 834
Водзяновский Я.О. 49
Водолазов Д.Ю. 144
Вожаков В.А. 51
Войцеховский А.В. 720
Волков В.А. 722, 800
Волков В.С. 1023
Волков Н.А. 912
Волков О.Ю. 723, 768
Волков П.В. 1006
Володин В.А. 810
Волченко Е.Н. 325
Вопилкин Е.А. 1006
Воробьев П.А. 59
Воронин А.В. 772, 808, 854
Воронцов В.А. 437, 682
Востоков Н.В. 479, 726
Вывенко О.Ф. 473
Вылегжанина М.Э. 488
Высоцкий С.Л. 263, 301, 303, 348, 357, 232, 352, 354

Г

Гавриленко В.И. 691, 700, 844, 881, 934, 1000, 1037, 1039, 1043
Гадомская А.В. 728
Гайнутдинов Р.В. 490
Гайсин А.У. 551, 610
Галанова С.В. 193, 195
Галиев Р.Р. 700, 768, 1043
Галимов А.И. 860
Галин М.А. 53
Галицын Ю.Г. 463, 914
Гамов Н.А. 786
Гарахин С.А. 531, 533, 545, 582, 584, 626
Гареев К.Г. 388
Гареева З.В. 201
Гарифуллин И.А. 76, 78
Гарифьянов Н.Н. 76, 135, 899
Гасенин В.В. 1075
Гатин А.К. 434, 443
Герасименко А.В. 366
Герасименко А.Ю. 250
Герасимов В.В. 790
Германенко А.В. 916
Гетман Д.В. 598
Гимазов И.И. 55, 135
Гинзбург Н.С. 862
Гиппиус А. 246
Гиппиус Н.А. 742, 766, 889
Гиршова Е.И. 702, 729, 930
Глазкова Д.А. 1002
Глазов М.М. 676, 731
Глазов С.Ю. 734
Гогина О.А. 473
Голдырева Е.С. 1017
Голиков О.Л. 1027, 1045
Голикова Т.Е. 57
Головатенко А.А. 736
Головчанский И. 475
Голубок А.О. 459
Гольцман Г.Н. 36, 38
Голяшов В.А. 820, 836, 1017, 1025, 1029
Гончаров Б.В. 61, 63
Горай Л.И. 564
Горбачев А.М. 738, 887
Гордеева А.В. 123
Горев Р.В. 217, 436
Горелов А.А. 939
Горн Д.И. 720
Горнаков В.С. 203, 398
Горский А.С. 15
Горчавкина А.А. 40
Горшков А.П. 858, 1049
Горшков Д.В. 836
Горшков О.Н. 437, 498, 1071
Горшунов Б.П. 147
Горьковенко А.Н. 350
Горюнов А.В. 1006
Горюнов Ю.В. 206
Грачев А.А. 208
Грибакин Б.Ф. 740
Грибко В.В. 535
Григорьев П.Д. 59
Гридчин В.О. 994, 1077
Гринберг Я.С. 133, 157
Гришин М.В. 434, 443
Громыко Д.А. 742
Грузнев Д.В. 431, 439, 451, 481, 492, 924

Грязнева Т.А. 744
Губанов В.А. 210, 212, 214
Губанова Ю.А. 214
Гудина С.В. 746
Гультиков Н.В. 748, 912
Гуляев Д.В. 750
Гунбина А.А. 137
Гурович Б.А. 61, 63
Гусев Е.Э. 547
Гусев Н.С. 144, 216, 217, 236, 295, 332, 336, 346, 368, 436, 673
Гусев П.Э. 547
Гусев С.А. 144, 216, 295, 368, 370, 291
Гусева В.Е. 537
Гусева Ю.А. 782, 786
Гусейнов Д.В. 236, 673, 814
Гутаковский А.К. 665
Гущина Е.В. 752

Д
Давыдов В.Ю. 893, 895
Данилов Д.В. 199
Данилов Ю.А. 183, 197, 199, 224, 252, 754, 756
Данильцев В.М. 968
Дворецкий Д.А. 873
Дворецкий С.А. 720, 746, 758, 881, 920, 934, 992, 1000, 1081
Двуреченский А.В. 810, 1012
Девицкий О.В. 137
Девятериков Д.И. 220, 404
Девятов Э.В. 159, 962
Дегоев М.М. 760
Дегтяренко А.Ю. 47
Дедкова А.А. 539, 541
Деева А.А. 954
Деменев А.А. 889
Дементьев П.А. 441
Дементьева Е.В. 441
Демидов В.В. 214
Демидов Е.С. 327, 329, 762
Демидова Н.Е. 762
Демин В.А. 297, 362
Демин Г.Д. 222, 234, 543, 553, 744
Демина П.Б. 197, 224, 228, 248, 772, 808, 854
Денисов К.С. 338
Денисов Н.В. 465, 481
Денисов С.А. 437, 858, 1035
Денисова Е.А. 267, 392
Дерябин С.А. 810
Джапаридзе М.В. 384
Джиоев Р.И. 885
Джумалиев А.С. 348
Дзядух С.М. 720
Дивин Ю.Я. 723
Дижур С.Е. 181, 680, 972
Дикарева Н.В. 772
Димитракопулос Г.П. 30
Дирко В.В. 907
Дмитриев Д.В. 750, 764, 848
Дмитриев Д.С. 562
Дмитриева О.А. 766
Днепровский В.С. 1014
Долбня И.П. 626
Долгов А.К. 768
Долгополова М.В. 392
Долуденко И.М. 187, 226, 246, 386, 500
Дорофеенко А.В. 299
Дорохин М.В. 197, 199, 216, 224, 228, 248, 271, 277, 770, 772, 808, 854, 877, 1073
Дохликова Н.В. 443
Драгунова А.С. 834, 994
Дремов В.В. 475
Дровосеков А.Б. 230
Дроздов М.Н. 669, 689, 726, 738, 887, 968
Дрязгов М.А. 65
Дубинин И.С. 545
Дубинов А.А. 678, 691, 774, 776, 881, 1000
Дудин Ю.А. 183, 224, 252, 708, 1073
Дудко Г.М. 232, 263, 348, 352, 354, 357
Дулебо А.И. 838
Дунаевский М.С. 441, 752, 778
Дуров К.В. 780, 804
Дьяков С.А. 742, 974, 1012, 1021
Дюжев Н.А. 222, 234, 445, 539, 541, 543, 547, 744
Дюжев Н.И. 553
Дюжиков И.Н. 723, 768

Е
Евдокимов А.Е. 885
Европейцев Е.А. 782, 786
Евсиков И.Д. 445
Егоров С.В. 74
Ежевский А.А. 236, 673, 814
Екомасов Е.Г. 238
Елесин А.Г. 758
Елисеев И.А. 826, 893
Елисеев Н.Н. 714
Елисеев С.И. 598
Елисратов А.А. 67
Елькина А.И. 32, 53
Емельянов А.В. 297, 362
Емельянов Е.А. 665
Еналдиев В.В. 800
Еремеев С.В. 924
Еременко М.М. 1065
Еремин М.В. 240, 309
Ерофеева И.В. 808, 854
Ерхова Н.Ф. 529, 557, 612
Ершов А.В. 780, 792, 804, 858, 708
Ерыженков А.В. 340, 1002

Ж
Жакетов В.Д. 68, 220
Железнякова Д.Е. 135
Живулько В.Д. 810
Жигалина О. 246
Жидяев К.С. 784, 948, 950, 1061
Жижин Е.В. 895
Жмерик В.Н. 782, 786
Жолудев М.С. 788
Жук Н.А. 566
Жукавин Р.Х. 790, 842, 1067
Жуков А.А. 447, 449
Жуков А.О. 792, 946
Жуков Н.Д. 794
Жукова Е.С. 147, 500
Журавлев К.С. 463, 750, 764, 848, 908, 914, 964, 966
Журавлев М.Е. 242
Журенко С. 246

З
Забавичев И.Ю. 706, 797, 1045
Заболотных А.А. 722, 799, 800, 801
Забродин И.Г. 531, 562
Заверткин П.С. 529
Заворницын Р.С. 244
Завражнов А.Ю. 808
Завьялов В.В. 30
Загороднев И.В. 801
Загорский Д.Л. 226, 246, 500
Задиранов Ю.М. 782
Зазымкина Д.А. 802
Зайцев А.В. 780, 804
Зайцев С.И. 504
Зайцева В.Е. 142
Зайцев-Зотов С.В. 496
Зарипов Р.Б. 55
Заславский В.Ю. 862
Захаров А.М. 706

Захаров В.Е. 877
Захаров Д.М. 137
Захожев К.Е. 806
Звездин А.К. 195, 201
Звездин К.А. 400
Зверев М.М. 786
Звонков Б.Н. 199, 228, 271, 877, 950
Здоровейщев А.В. 197, 224, 248, 252, 277, 364, 756, 808, 852
Здоровейщев Д.А. 183, 248, 252, 277, 772, 808
Зеленов Ф.В. 185
Земляков В.Е. 1027
Зенова Е.В. 119, 163, 936
Зиганшин М.А. 467, 469
Зиганшина С.А. 467, 469
Зиновьев В.А. 810, 812, 1012
Зиновьева А.Ф. 810
Злотников А.О. 70
Золотарев К.В. 572
Золотов Н.А. 388
Золотов Ф.И. 38
Зорина М.В. 549, 576, 578, 620, 624
Зотов А.В. 431, 439, 451, 465, 481, 492, 924
Зубавичус Я.В. 1029
Зубанов И.А. 236, 673, 814
Зубков С.Ю. 271, 380, 754, 780, 804, 877, 1073
Зуев С.Ю. 586, 521, 523, 531, 608, 612
Зыбцев С.Г. 952, 982
Зябловский А.А. 299

И
Иванов А.А. 72, 153, 315
Иванов А.С. 816, 1045
Иванов В.Е. 350
Иванов Д.А. 461
Иванов Н.А. 453
Иванов С.В. 786
Ивков С.А. 151
Ивлюшкин Д.В. 529
Игнатьев И.В. 740, 918
Иго А.В. 818
Иконников А.В. 700, 956
Ильин А.И. 72
Ильин Н.А. 756
Ильин О.И. 455, 998
Ильина М.В. 455, 998
Ильинская Н.Д. 680
Илькив И.В. 832, 834
Ильясов А.И. 362
Ионин А.С. 74
Ионин В.В. 714
Иоселевич П.А. 110
Исаев В.А. 689, 738, 887
Исаенко С.И. 606
Исмагилов Р.Р. 905
Исхаков Р.С. 267, 392
Ичеткин Д.В. 362
Ичкитидзе Л.П. 250
Ищенко Д.В. 820, 836, 1025

К
Кабаев К.С. 228
Кабальнов Ю.А. 897
Кабанов Ю.П. 203, 398
Кавеев А.К. 822
Каверин Б.С. 432, 604, 606
Кавокин К.В. 760, 885, 901
Каган М.С. 680, 972
Кадыров Л.С. 147
Казанов Д.Р. 826
Казанцев Д.М. 1055
Казанцев Д.Ю. 966
Казанцева И.А. 498
Калашников Д.С. 475
Калашникова А.М. 926
Калевич В.К. 760, 901
Калентьева И.Л. 183, 199, 224, 252
Калинин Ю.Е. 362
Калинина Е.А. 236, 673, 814
Калинкин С.В. 166
Калинников М.А. 830, 903
Калитеевский М.А. 702, 729, 832, 930
Калябин Д.В. 299, 374
Камашев А.А. 76, 78
Каневский В. 246
Караборчев А.А. 850
Каравайников А.В. 291
Карамов Д.Д. 457
Каратаев А.В. 551, 610
Каратеев И.А. 47, 177
Карачкин С.В. 706
Караштин Е.А. 217, 254, 256, 258, 289
Кардакова А.И. 38
Карелина Л.Н. 74
Карлина Л.Б. 834
Каськов И.А. 562
Катаев В. 76
Кашин В.В. 952
Керсновский Е.С. 151
Кетков С.Ю. 432
Кехигас Т. 30
Кецко В.А. 360
Кибис О.В. 80, 260
Ким П.П. 543, 553
Ким Т.М. 102, 166
Кириенко В.В. 1033
Кириченко А.Н. 869
Кириченко А.С. 557
Кириченко Д.В. 1065
Киселев А.В. 714
Кислинский Ю.В. 261, 269
Кичин Г.А. 400
Клементьев Д.С.708
Кленов Н.В. 40, 51
Клепикова А.С. 153
Климов А.А. 269
Климов А.Э. 836
Клоков А.Ю. 838
Клочков А.Н. 840, 939, 1043
Князев Б.А. 790
Ковалев О.А. 230
Ковалевский К.А. 790, 842, 1067
Коваленко С.Ю. 566
Кодочигов Н.Е. 1027
Кожевников А.В. 232, 263, 301, 303, 352, 354, 357
Кожина Е.П. 187
Кожухов А.С. 914, 966, 1025
Козабаранов Р.В. 193, 195, 275
Козлов А.Г. 366
Козлов Д.В. 844
Козлов Н.В. 265
Козлов Ю.Ю. 980
Козловский В.И. 786, 846
Козырев А.А. 912
Козырев Н.В. 760
Колбатова А.И. 36
Колесников А.О. 555, 574
Колесников Н.Н. 159, 962
Колесникова В.Г. 313
Колесов В.В. 952
Колмычек И.А. 281, 295
Колобкова Е.В. 891
Колосовский Д.А. 764, 848
Колосовский Е.А. 750
Колпакова Ю.И. 547
Коляда Д.В. 850
Комаров В.А. 325
Комаров Д.А. 63
Комков О.С. 671, 850, 1033, 1051
Комнину Ф. 30
Комогорцев С.В. 392, 267
Конаков А.А. 852, 922, 958
Конашук А.С. 525

Кондратьев О.А. 177
Константинидис Г. 30
Константинян К.И. 261, 269
Коплак О.В. 203
Коптев Е.С. 1017
Копьев П.С. 1010
Корнеев А.А. 65
Корнеева Ю.П. 65
Корнилов В.М. 457
Королев Д.С. 852, 958, 1031
Королева А.В. 895
Коростелин Ю.В. 846
Короткова М.Г. 854
Коротнева А.Р. 189, 856
Коршунов А.С. 193, 195, 275
Коршунов М.М. 81
Корытин А.И. 710
Коряжкина М.Н. 858, 1071
Кособоков М.С. 415, 494
Кособукин В.А. 704
Костюченко Н.В. 195
Косырев Н.Н. 325
Котляр В.Г. 492
Котляр К.П. 832, 834, 994, 1077
Котов В.В. 421
Котова Л.В. 860
Котомина В.Е. 437
Кох К.А. 1017, 1025
Коханенко А.П. 907
Кочаровская Е.Р. 862, 864, 866
Кочаровский В.В. 139, 864, 866
Кочаровский Вл.В. 139, 864, 866
Кочиев М.В. 676
Кошелец В.П. 34, 49, 147, 155, 161, 168
Кошельчук М.Ю. 706
Кравцов Е.А. 220, 327, 404
Краев С.А. 689, 726, 968, 1006
Красилин А.А. 279
Красильник З.Ф. 830, 903, 1021
Красильников А.В. 869
Красильникова Л.В. 903
Кривобок В.С. 846, 802, 838, 871, 954
Криштоп В.Г. 500, 873
Круглов А.В. 437, 858
Крупин А.Ю. 810
Крыжановская Н.В. 834, 994
Крюков А.В. 784
Крюков Р.Н. 183, 271, 277, 380, 754, 756, 780, 804, 852, 877, 879, 1031, 1073
Кугель К.И. 293
Кудасов Ю.Б. 193, 195, 273, 275
Кудрин А.В. 197, 199, 380, 879, 1031
Кудрявцев К.Е. 830, 881, 903, 934, 1037
Кудрявцева Е.О. 469
Кузин С.В. 557, 612
Кузнецов А.Ю. 958
Кузнецов М.А. 327, 329
Кузнецов Ю.М. 183, 199, 248, 277, 808, 854, 1073
Кузнецова И.А. 883
Кузнецова М.С. 885
Кузьмин Л.С. 44, 123
Кузьмин С.А. 338
Кузьмичев С.А. 83, 85
Кузьмичева Т.Е. 83, 85
Кукенов О.И. 907
Куковицкий Е.Ф. 1004
Кукотенко В.В. 790
Кукушкин В.А. 887, 1061
Кукушкин С.А.95
Кулагина М.М. 782, 786
Кулаковский В.Д. 889
Кулебякина Е.В. 891
Кумар Н. 578, 582, 584
Кункель Т.С. 279
Кунцевич А.Ю. 87, 838
Куприянов М.Ю. 129
Курдюбов А.С. 740
Курин В.В. 53, 88
Курляндская Г.В. 265, 285, 350
Кусраев Ю.Г. 760
Кутин А.А. 488
Кутузов Л.В. 61, 63

Л

Ладугин М.А. 748, 912, 980, 1043
Латышев А.В. 986
Лачинов А.Н. 457
Лебедев А.А. 893
Лебедев Д.В. 459
Лебедев М.В. 895
Лебедев С.В. 895
Лебедев С.П. 893
Лебединская А.Е. 897
Левада Е.В. 313
Левин А.А. 804
Левицкий В.С. 704
Левичев М.Ю. 53, 114, 144
Леесмент С.И. 421
Леонардо Л. 832
Леонтьев А.В. 78, 899
Леонтьев А.П. 281
Лепаловский В.Н. 285, 350
Лесников В.П. 197, 277, 380, 754, 756, 879
Лешко А.Ю. 1010
Литвяк В.М. 901
Лифшиц М.Б. 338, 675
Лихачев А.И. 901
Лихолетова М.В. 1002
Лобаев М.А. 689, 738, 887
Лобанов Д.Н. 830, 903
Лобинцов А.В. 980
Лобода И.П. 612
Логинов А.Б. 905
Логинов Б.А. 905, 952
Логунов М.В. 275
Лозовой К.А. 907
Локк Э.Г. 210, 283, 311, 390
Ломов А.А. 137
Лопатин А.Я. 521, 523, 531, 533, 560, 580, 612
Лотин А.А. 714
Лошкарев И.Д. 1033
Лубенченко А.В. 461
Лубенченко О.И. 461
Лузанов В.А. 181
Луккарева С.А. 386
Лукьяненко А.В. 321
Лукьянов А.Ю. 1006
Лукьянцев Д.С. 461
Лучин В.И. 523, 560
Лысов М.С. 323
Львова Т.В. 895
Лютецкий А.В. 912
Ляшко С.Д. 291

М

Мазов Л.С. 90, 92, 94
Майдэбура Я.Е. 908
Майзлах А.А. 496
Макаров И.В. 193, 195, 275
Макаров С.Н. 758
Макаров Ю.Н. 893
Макарова И.П. 490
Макарова М.В. 244
Макарочкин И.А. 350
Макарцев И.В. 711
Максимов А.А. 910
Малехонова Н.А. 1049
Малехонова Н.В.708
Малиева Е.М. 63

Малин Т.В. 463, 908, 914, 964, 966
Малкин А.М. 862
Малых Д.А. 752
Малышев И.В. 281, 521, 562, 592, 612, 614, 622, 626
Мамин Р.Ф. 78, 899
Мамонов Е.А. 295, 336
Мансуров В.Г. 463, 908, 914
Манцевич В.Н. 1014
Мараров В.В. 465
Маремьянин К.В. 1043
Маркелов А.С. 535, 946
Мармалюк А.А. 748, 912, 980, 1043
Мартынов Л.Н. 780
Мартышкин А.А. 283
Маслов Д.А. 193, 195, 275
Мастеров Д.В. 28, 32, 96, 98, 114
Матецкий А.В. 465, 481
Матрозова Е.А. 10, 44
Матюнина К.С. 852
Махиборода М.А. 547
Махмудиан М.М. 1079
Махмудиан Мехрдад М. 1079
Махов И.С. 718
Машанов В.И. 850, 1033
Машин А.И. 762, 792, 946
Медведев Б.К. 234
Мельников А.С. 121, 127
Мельников Г.Ю. 285
Менщиков Р.В. 956
Меньшиков Р.В. 720
Меренков А.В. 102, 166
Мехоношин Д.С. 323
Мещанинов С.А. 869
Микитчук Е.П. 729
Милахин Д.С. 463, 914, 964
Миляев М.А. 244, 287
Миньков Г.М. 916
Миргородская Е.Н. 364
Миронов В.Л. 289, 482
Миронов С.В. 121
Михайленко М.С. 562, 576, 578, 612, 620, 622
Михайлов А.В. 885, 918
Михайлов А.Н. 28, 852, 958, 960, 1031
Михайлов Н.Н. 720, 746, 758, 881, 916, 920, 934, 956, 992, 1000, 1037, 1081
Михайлова А.М. 922
Михайлова И.В. 151
Михайлова Т.В. 291
Михалевский В.А. 714
Михалюк А.Н. 431, 439, 451, 481, 492**, 924**
Михеенков А.В. 293
Мишин А.В. 864, 866
Могунов Я.А. 926
Можаров А.М. 459
Моисеев К.М. 151
Моисеенко И.М. 928, 1041
Молостова О.С. 780
Монахов М.П. 193, 195
Морозов И.В. 83, 85
Морозов К.М. 702, 729, 930
Морозов М.Ю. 932
Морозов С.В. 28, 691, 700, 788, 844, 881, 934, 992, 1000, 1037
Морозова А.С. 467, 469
Морозова Е.Е. 1037
Москаль И.Е. 261
Москвин А.С. 104
Мотин П.А. 502
Мохов А.А. 267
Мохов Д.В. 564
Мохов Е.Н. 1008
Мудрый А.В. 810
Мумляков А.М. 119, 163, 936
Мурзанев А.А. 710
Мурзина Т.В. 295, 336, 372
Мусатов В.И. 384
Мухаматчин К.Р. 770
Мухин И.С. 459
Мяконьких А.В. 976

Н

Набиуллин И.С. 939
Нагаев К.Э. 942
Нагалюк С.С. 1008
Назаров А.А. 630
Напольский К.С. 281
Настовьяк А.Г. 944
Наумова Л.И. 244, 287
Нащекин А.В. 564, 901
Небогин С.А. 453
Неверов В.Н. 749, 1081
Негин А.В.708
Недвига А.С. 291
Нежданов А.В. 183, 498, 682, 762, 780, 792, 804, 852, 946,708, 1031, 1049
Незнахин Д.А. 267, 392
Неизвестный И.Г. 944
Некипелов С.В. 566, 604, 606
Некоркин С.М. 697, 784, 948, 950, 1061
Немцев И.В. 267, 392
Ненашев А.В. 1017
Несмелов С.Н. 720
Нечаев Д.В. 782, 786
Нечай А.Н. 521, 531, 533, 537, 562, 568, 570, 580
Никируй К.Э. 297, 362
Никитенко Ю.В. 68, 220
Никитин М.В. 952
Никитинский О.С. 185
Никитов С.А. 116, 181, 232, 275, 299, 342, 374
Никифоров А.И. 1033
Николаев В.В. 832
Николаев И.Д. 956
Николаев С.Н. 230, 362, 802, 838, 871, 954
Николенко А.Д. 529, 572, 588, 1029
Николичев Д.Е. 271, 380, 754, 780, 804, 877, 1031, 1073
Никольская А.А. 852, 958, 1031
Никонов А.Е. 362
Никонов С.А. 982
Никулин Ю.В. 232, 263, 301, 303, 352, 354, 357
Никулов А.В. 106
Новиков А.В. 673, 697, 830, 903, 974, 1012, 1019, 1021
Новиков А.С. 498
Новиков П.Л. 812
Новиков С.М. 1023
Новиков С.Н. 893
Новикова К.Н. 459
Новикова Н.Н. 914
Новицкий Н.Н. 360
Носач Е.В. 574
Носкова Д.Д. 234, 305, 307
Нугуманов А.Г. 396
Нургазизов Н.И. 191, 419
Нурмухаметов А.Р. 240, 309

О

Оболенская Е.С. 816, 1045
Оболенский С.В. 667, 669, 706, 711, 797, 816, 897, 990, 1027, 1045, 1075
Образцов А.Н. 905
Образцова Е.Д. 1017
Объедков А.М. 432, 604, 606
Овсянников Г.А. 261, 269

Овчаров А.В. 47
Овчинников А.В. 710
Овчинников А.С. 238
Оганнисян Р.А. 475
Одинцов С.А. 311, 344
Озерин С.А. 434
Окишев Р.Ю. 858
Окулич В.И. 960
Окулич Е.В. 960
Омельянчик А.С. 313
Онищенко Е.Е. 871, 954
Орехова К.Н. 786
Орешкин Г.И. 553
Орлов В.А. 315, 317, 319, 321
Орлова А.Н. 370, 948
Орлова И.Н. 315, 317, 319, 321
Орлова Н.Н. 962
Осин А.С. 108
Осинных И.В. 964, 966
Осинцева Н.Д. 790
Осипов А.В. 695
Османов С.В. 291
Осотова О.И. 455, 998
Островский П.М. 110
Охапкин А.И. 968, 1006

П
Павельев Д.Г. 816, 1045
Павлов В.Г. 417
Павлов Д.А. 682, 948, 958, 1031
Павлов О.Н. 461
Павлов С.А. 28, 32, 96, 98, 114
Павлов С.Г. 1067
Павлов С.И. 826
Павлова А.Ю. 287
Павлова Т.В. 471, 970
Павловский В.В. 496, 768
Паволоцкий А.Б. 461
Памятных Л.А. 323
Памятных С.Е. 323
Панарин В.А. 912
Панина Л.В. 386
Панков С.В. 950
Панкратов А.Л. 44, 123
Панов Ю.Д. 104, 394
Панфилов А.С. 1049
Паперный В.Л. 453
Папроцкий С.К. 680, 972
Парафин А.Е. 28, 32, 96, 98, 114, 183, 199, 756
Парфенов О.Е. 177
Патраков Е.И. 287
Патрин Г.С. 315, 317, 325
Пахомов А.В. 687
Пашенькин И.Ю. 144, 327, 329, 332, 336, 346, 370
Пашин Д.С. 40, 112
Пащин Н.С. 836
Пензяков Г.А. 57
Перваков К.С. 47, 55, 83, 135
Перекалов А.А. 521, 531, 533, 537, 562, 568, 570, 580
Перетокин А.В. 974, 1012, 1019, 1021
Пермяков Д.В. 459
Пермякова О.О. 976
Перов А.А. 978
Перцов А.А. 557
Пестов А.Е. 521, 531, 533, 549, 562, 576, 578, 580, 612, 620, 622
Пестов Е.Е. 114
Петржик А.М. 261, 269
Петров М.И. 1019
Петров Ю.В. 216, 473
Петрова О.В. 566, 604, 606
Петрушков М.О. 665
Петухова О.Е. 153
Пикунов П.В. 978
Пиманов Д.А. 44
Пирогов Е.В. 564
Писарев Р.В. 334
Питиримова Е.А. 756, 1031
Пихтин Н.А. 912, 1010
Платонов А.В. 860
Платонов В.В. 193, 195, 275
Плешков Р.С. 531, 562, 582, 584, 612
Погосов А.Г. 1069
Подгаецкий К.А. 980
Подгорная И.А. 734
Подгорных С.М. 746, 1081
Покровский В.Я. 952, 982
Полевой К.Б. 475
Ползикова Н.И. 116, 181
Полищук О.В. 984
Полковников В.Н. 531, 545, 562, 582, 584, 586, 588, 596, 608, 612, 626
Половинкин А.В. 376
Полунин И.Н. 706
Полушкин Н.И. 327, 329
Полывянова М.Р. 455, 998
Поляков В.В. 421, 477
Пономарев Д.С. 700, 806, 848, 1043
Пономарев С.А. 986
Попов В.В. 928, 932, 984, 1041
Попов В.Г. 873, 988
Попов М.Р. 153, 746, 1081
Попова Е.А. 193
Порохов Н.В. 119, 163, 936
Потанина Е.А. 630
Потехин А.А. 706, 990, 1045
Поткина М.Н. 402
Пошакинский А.В. 826, 860
Преображенский В.В. 665
Приходько К.Е. 61, 63
Проглядо В.В. 244, 287, 404
Прокопенко В.С. 319, 321
Протопопов Д.Е. 1055
Прошин Ю.Н. 142
Пручкина А.А. 871
Пугачев М.В. 838
Пудалов В.М. 55
Пудиков Д.А. 1002
Пудонин Ф.А. 305, 307
Пузанов А.С. 706, 797, 990, 1027, 1045
Пунегов В.И. 590
Путилов А.В. 121
Путято М.А. 665
Пушкарев С.С. 700, 768, 1043
Пьянзина Е.С. 179

Р
Рагозин Е.Н. 574, 555
Радищев Д.Б. 738, 887
Радовская В.В. 336
Раевский А.О. 116, 181
Разова А.А. 992
Разумов В.Ф. 728
Ракицкий М.А. 338
Ракшун Я.В. 626
Ралин А.Ю. 388
Ральченко В.Г. 869, 972
Рахлин М.В. 860
Ращенко С.В. 626
Ревин А.А. 922
Ревин Л.С. 100, 123
Резник А.Н. 479
Резник Р.Р. 832, 994, 1077
Ремесник В.Г. 920
Ремизов С.В. 67
Репин П.Б. 193, 195
Реунов Д.Г. 562, 592
Рогило Д.И. 806, 986
Рогожин А.Е. 976
Рогожкина Н.В. 114
Родина А.В. 736
Родионов Д.А. 801

Родионов Н.Б. 869, 972
Родионова В.В. 313, 344
Родионова В.П. 869
Родякина Е.Е. 1012
Рожанский И.В. 338
Розанов Н.Н. 687
Романенко Д.В. 283
Ромашкина А.М. 295
Россоленко А.Н. 74
Рощупкин Д.В. 594
Рудаков А.О. 996
Руденко К.В. 976
Руденко Р.Ю. 319, 321
Рудин С.А. 812
Рудык Н.Н. 455, 998
Румянцев В.В. 844, 881, 934, 992, 1000, 1037
Рут О.Э. 916
Рыбальченко Г.В. 496
Рыбин Д.А. 40
Рыбин М.Г. 1017
Рыбкин А.Г. 340, 1002
Рыбкина А.А. 340, 1002
Рыжкова М.В. 502
Рыльков В.В. 230, 297, 362
Рябов М.А. 437
Рябоштан Ю.Л. 912
Рязанов В.В. 57

С
Савельев В.В. 1047
Савельев Д.В. 384
Савенко О.В. 883
Савинов Д.А. 28
Садовников А.В. 208, 210, 212, 214, 252, 283, 299, 311, 342, 344, 390
Саенко А.В. 477
Салащенко Н.Н. 521, 531, 533, 537, 560, 562, 568, 570, 578, 596, 620, 628
Саломатова Е.И. 344
Самарцев А.В. 948
Самарцев И.В. 697, 784, 950
Саматов М.Р. 125
Самохвалов А.А. 598
Самохвалов А.В. 127
Самусев А.К. 459
Сапожников М.В. 295, 327, 329, 332, 346, 436
Саранин А.А. 431, 439, 451, 465, 481, 492, 924
Сарвадий С.Ю. 434, 443
Саркисян А.А. 718
Сатанин А.М. 40, 51, 67
Сафин А.Р. 299, 374
Сафонов А.В. 706
Сафонов А.И. 600
Сафонов Д.А. 840
Сафронов А.П. 265
Сахаров В.К. 232, 303, 344, 348, 352, 354, 357
Сахин В.О. 1004
Сахоненков С.С. 582, 602, 616
Свалов А.В. 285, 350
Свечников М.В. 545, 582, 584, 586
Свиридов Д.Е. 786
Седов Е.А. 30
Седова И.В. 671
Селезнев М.Е. 232, 301, 303, 352, 354, 357
Селезнева Е.В. 490
Селемир В.Д. 193, 195, 275
Селищев С.В. 250
Семенов А.В. 36, 38
Семенов А.Н. 786
Семенов Н.М. 432
Семиков Д.А. 1006
Сенников П.Г. 814
Сергеев А.С. 862
Сергеев Ю.А. 710
Сергушичев К.А. 598
Серокурова А.И. 360
Сертсу М.Г. 586
Сивков В.Н. 566, 604, 606
Сивков Д.В. 566, 604, 606
Сидоренко К.В. 780, 708, 1049
Сидоров Г.Ю. 720, 836
Сизов Ю.Е. 869
Синицын В.Е. 238
Синченко А.А. 59
Ситников А.В. 230, 362
Скандаков Р.Н. 566, 604, 606
Скворцов И.В. 1033
Скирдков П.Н. 400
Скоморохов А.М. 1008
Скориков М.Л. 891
Скороходов Е.В. 289, 291, 332, 370, 482, 830, 903
Скрылев А.А. 792, 946
Скрябина О.В. 129, 131
Слаутин Б.Н. 484
Слипченко С.О. 912, 1010
Слышкин А.В. 439
Смагина Ж.В. 810, 812, 974, 1012, 1021
Смагулова С.А. 676
Смертин Р.М. 531, 608
Смирнов А.А. 598
Смирнов А.М. 1014
Смирнов А.Н. 893, 895
Смирнов Д.С. 1063
Смирнова М.О. 840
Соболев К.В. 313
Собьянин Д.Н. 856
Соколов А. 586
Соколов И.С. 177
Солдатенков Ф.Ю. 704
Солдатенкова М.Д. 38
Соловьев А.А. 521, 580
Соловьев И.И. 40, 51
Солодовник М.С. 1065
Соломонов А.В. 551, 610
Соломонов Н.А. 459
Сорокин С.В. 671
Соснов Е.А. 486
Сотничук С.В. 281
Сохина Е.Т. 137
Сошников И.П. 834
Спирин М.Г. 728
Ставринидис А. 30
Ставринидис Г. 30
Стародубцев М.В. 521, 580
Степанов А.Н. 710
Степина Н.П. 820, 1017
Степихова М.В. 974, 1012, 1019, 1021
Степушкин М.В. 364
Стогний А.И. 212, 275, 348, 360
Столяров В.С. 129, 475
Сторожевых М.С. 1023
Сторчак В.Г. 177
Стоякин В.В.708
Стрелков И.С. 193, 195, 275
Струля И.Л. 549
Студеникин С.А. 1053
Ступак М.Ф. 758
Субботин И.А. 600
Султанов А.Н. 133
Султанов О.С. 918
Супрун С.П. 836
Сурдин О.М. 193, 195, 275
Суслин Г.С. 366
Суханова Т.Е. 488
Сухоруков А.В. 236, 673, 814
Сушков А.А. 682

Т
Таланов Ю.И. 55, 135, 1004
Талденков А.Н. 177
Таран Д.А. 682
Тарасов А.В. 340, 1002
Тарасов А.С. 820, 836, 1025
Тарасов Е.В. 366

Тарасов М.А. 137
Тарасов С.В. 139
Тарасова Е.А. 990, 1027, 1045
Тартаковский И.И. 910
Тархов М.А. 119, 163, 936
Татарский Д.А. 216, 217, 248, 289, 332, 368, 370, 482
Тейтельбаум Г.Б. 55, 135, 1004
Телышев Д.В. 250
Темирязев А.Г. 248, 252, 295, 364, 372
Темирязева М.П. 248, 252, 295, 364, 372
Темная О.С. 299, 374
Терешина И.С. 195
Терешко С.Н. 889
Терещенко О.Е. 572, 820, 822, 836, 1017, 1025, 1029
Тертышник А.Д. 1006
Тетельбаум Д.И. 28, 852, 958, 960, 1031
Тийс С.А. 463
Тимонина А.В. 159, 962
Тимофеев А.А. 840
Тимофеев В.А. 850, 1033
Титова А.М. 1035
Титова Н.А. 36, 38
Тиходеев С.Г. 742, 766
Ткаченко И.А. 366
Товарнов Д.А. 547
Товстун С.А. 728
Тогушова Ю.Н. 81
Токарев В.А. 784
Токмачев А.М. 177
Толстихина А.Л. 490
Торопов А.А. 782, 786
Торопов А.И. 764, 848
Торопов М.Н. 521, 562, 612, 614, 622, 624, 626
Трапезников А.Г. 869
Тризнова А.Д. 38
Трифонов А.В. 740, 918
Трошкин А.О. 1037
Трошков С.И. 671, 782, 786
Труфанов А.Н. 897
Трушин В.Н. 535, 1031
Тузиков А.М. 376
Туманов В.А. 142
Тупчая А.Ю. 431, 439, 451, 481, 492**, 924**
Турыгин А.П. 415, 494

У

Убыйвовк Е.В. 994
Уваров О.В. 1023
Удалов О.Г. 378, 436
Ужаков И.Н. 720, 920
Уласевич Б.А. 521, 626
Улин В.П. 704
Улитко В.А. 104
Усанов Д.А. 792, 946
Усиков А.С. 893
Усикова А.А. 680
Усманов И.И. 954
Успенская Л.С. 131
Уставщиков С.С. 28, 144
Устименко Р.В. 718
Устинов А.В. 102, 166
Устинов В.В. 244, 287
Утас О.А. 492
Утас Т.В. 492, 924
Уточкин В.В. 881, 934, 1000, 1037
Ушаков А.Д. 415
Ушаков Д.В. 691, 693, 768, 948, 1039, 1043

Ф

Фадеев М.А. 934, 1000, 1037
Фатеев Д.В. 928, 984, 1041
Фатеева Е.С. 616
Фахретдинов М.И. 238
Федина А.Д. 234
Федонин М.П.708
Федосенко Е.В. 820, 836
Федотов И.А. 380
Федотов Н.И. 496
Федулов Ф.А. 382
Федянин А.Е. 926
Фельк В.А. 267
Фетисов Л.Ю. 382, 384
Фетисов Ю.К. 382
Фещенко А.А. 350
Филатов Д.О. 437, 498, 858, 1071
Филатов Е.В. 910
Филатова Е.О. 525, 551, 582, 602, 610, 616, 618
Филимонов Ю.А. 232, 263, 301, 303, 348, 352, 354, 357
Филиппенко Л.В. 34, 155, 161, 168
Филиппов А.В. 193, 195
Филиппов Н.А. 445
Фильнов С.О. 1002
Фирсов Д.А. 718
Фирсов Д.Д. 671, 850, 1051, 1033
Флоринский И.В. 541
Фомин Л.А. 258, 500
Фоминов Я.В. 76, 108, 110
Фоминский М.Ю. 137, 168
Фомичев С.А. 713
Фраерман А.А. 289, 327, 329, 332, 346
Фролов Н.Ю. 838

Х

Хабибуллин Р.А. 693, 700, 723, 768, 1039, 1043
Хазанов А.А. 794
Хазанова С.В. 1027, 1045, 1047, 1049
Хайбуллин Р. 246
Хайдуков Ю.Н. 68
Хаймович И.М. 15, 127
Хайретдинова Д.Р. 226, 386
Хан Ф.В. 34, 147
Харитонский П.В. 388
Харламов В.А. 708
Хахулин С.А. 1051
Хвальковский Н.А. 680, 972
Хивинцев Ю.В. 232, 303, 348, 352, 354, 357
Химич С.Г. 271
Хмельницкий Р.А. 869, 972
Хомицкий Д.В. 228, 1053
Хорошилов В.С. 1055
Хоршев С.К. 114
Хохлов Д.А. 149
Хохлов Д.Р. 700, 956
Храмцов Е.С. 740
Храпай В.С. 36
Хрыкин О.И. 689, 726, 968
Худченко А.В. 49, 147
Хутиева А.Б. 390
Хыдырова С. 151

Ц

Царик К.А. 445
Цуканов Д.А. 502
Цыбин Н.Н. 521, 523, 531, 533, 560, 580, 612
Цыпленков В.В. 790, 922, 1057, 1067
Цырлин Г.Е. 832, 1077
Цырлин Г.Э. 994

Ч

Чалков В.Ю. 858, 1035
Чарикова Т.Б. 153
Чашин Д.В. 382
Чеканова Л.А. 267, 392
Чекушкин А.М. 137, 147, 155

Чен С.М. 201
Ченцов С.И. 802, 838, 871
Чербунин Р.В. 901
Черемных Н.А. 185
Черкасов Д. 246
Черкова С.Г. 810
Черненко А.В. 1059
Черненко Н.Е. 1065
Чернов В.А. 626
Черноглазов К.Ю. 362
Чернопицский М.А. 838, 954
Чернышев А.К. 576, 578, 620, 622, 612
Честухин В.В. 265
Чефонов О.В. 710
Чеченин Ю.И. 950
Чибирев А.О. 899
Чигарев С.Г. 246, 258, 500
Чигинев А.В. 44
Чигинева А.Б. 784, 948, 950, 1061
Чигиринский Ю.И.708
Чиликов А.А. 950
Чичков В.И. 102, 166
Чопорова Ю.Ю. 790
Чуйкин О.А. 157
Чукланов А.П. 191, 419
Чупраков С. 246
Чупрунов Е.В. 535
Чучалин В.А. 338
Чхало Н.И. 521, 523, 531, 533, 537, 545, 549, 560, 562, 568, 570, 576, 578, 580, 582, 584, 586, 588, 592, 596, 608, 612, 614, 620, 622, 624, 626, 628

Ш
Шабанов А.В. 267
Шабанова О.Г. 267
Шабельникова Я.Л. 504
Шадрин А.В. 261, 269, 394
Шадрин А.М. 307
Шамирзаев Т.С. 1063
Шандыба Н.А. 1065
Шапошников А.Н. 291
Шапошников Р.А. 586, 588
Шарафуллин И.Ф. 396
Шарко С.А. 360
Шарков А.И. 838
Шаров В.А. 564
Шастин В.Н. 790, 842, 922, 1057, 1067
Шатохин А.Н. 555, 574
Шаферс Ф. 586
Шашкин И.С. 1010
Шашков И.В. 203, 398
Шварц Н.Л. 944
Швец В.А. 920
Швецов О.О. 159
Шевлюга В.М. 471, 970
Шевченко М.С. 161
Шевырин А.А. 1069
Шелушинина Н.Г. 153, 746
Шенгуров В.Г. 858, 1035
Шенгуров Д.В. 1019, 1037
Шенина М.Е. 437, 498, 858, 1071
Шерешевский И.А. 88, 127
Шерман Е.Я. 1053
Шерстнев И.А. 305, 307
Шерстобитов А.А. 916
Шестак Л.И. 912
Шестаков Д.В. 792, 946
Шибалов М.В. 119, 163, 936
Шикин А.М. 1002
Шилов А.И. 85
Широких Н.С. 1073
Шитов С.В. 102, 166
Шишкин А.Г. 129
Шиян Я.Г. 325
Шканакина М.Д. 400
Шкляев А.А. 1069
Школдин В.А. 459
Шмаков В.А. 269
Шматов Г.А. 323
Шоболов Е.Л. 1075
Шоболова Т.А. 1075
Штренталь Д.В. 944
Штром И.В. 1077
Штыгашев А.А. 133
Шуб Б.Р. 434, 443
Шубина Т.В. 860, 782, 786, 826
Шубина К.Ю. 564
Шугаров А.С. 529
Шуман И. 76
Шумилин А.В. 1063
Шуплецов А.В. 838
Шур В.Я. 191, 415, 484, 494, 506
Шустин М.С. 402
Шушунов А.Н. 708, 1049

Щ
Щеглов Д.В. 986
Щеголев А.Е. 40
Щелкачев Н.М. 293
Щитов А.М. 950

Э
Эдельман В.С. 137
Энтин М.В. 1079

Ю
Югова И.Ю. 918
Юлдашева А.Р. 396
Юлдашева Д.К. 728
Юнин П.А. 183, 199, 217, 630, 669, 697, 726, 830, 903, 968
Юрасов Д.В. 673, 697, 1019, 1021
Юрасова Е.В. 547
Юртова Л.И. 1049
Юрьев В.А. 1023
Юсупов А.Р. 457
Юсупов Р.А. 168

Я
Яблоков А.А. 123
Яблонский А.Н. 1021
Яговкина М.А. 671, 786
Яковлев В.А. 914
Яковлев Д.Р. 189, 1063
Яковлева А.А. 879
Яковчук В.Ю. 321, 325
Якунин М.В. 746, 1081
Якунин С.Н. 600
Якунина Е.М. 404
Якушев М.В. 720
Яминский И.В. 508
Ячук В.А. 461

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Материалы XXVI Международного симпозиума

Нижний Новгород, 14–17 марта 2022 г.

Том 2: секция 3

В авторской редакции

Институт физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
Тел.: (831) 4179482 +262, (831) 4179476+520, факс: (831) 4179464
e-mail: symp@nanosymp.ru, Internet: nanosymp.ru

Формат 60×90 1/8.
Гарнитура «Times». Усл. печ. л. 60,6. Заказ № 609.

Подготовка электронной версии: *М.Л. Тимошенко, В.В. Шеина*

Отдел дизайна РИУ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37
Тел. (831) 433-83-25