



Учреждение Российской академии наук
Институт физики микроструктур РАН

Х Российская конференция по физике полупроводников

Нижний Новгород. 19-23 сентября 2011

Тезисы конференции

Институт физики микроструктур РАН
603950, Россия, Нижний Новгород, ГСП-105
Тел.: (831) 438 51 20, 438 52 26
Факс: (831) 438 55 53
E-mail: symp@ipm.sci-nnov.ru

Организаторы конференции

Отделение физических наук РАН;
Научный совет РАН по физике полупроводников;
Институт физики микроструктур РАН;
Нижегородский государственный университет
им. Н. И. Лобачевского;
Нижегородский фонд содействия образованию
и исследованиям.

Конференцию поддерживают

Российская академия наук;
Министерство образования и науки РФ;
Российский фонд фундаментальных
исследований.

Программный комитет

Председатель

И.В. Кукушкин *ИФТТ РАН, Черноголовка*

Программный комитет

Ж.И. Алферов *СПб АУ НОЦНТ РАН, Санкт-Петербург*
А.А. Андронов *ИФМ РАН, Нижний Новгород*
А.Л. Асеев *ИФП СО РАН, Новосибирск*
В.А. Волков *ИРЭ РАН, Москва*
С.В. Гапонов *ИФМ РАН, Нижний Новгород*
А.А. Гиппиус *ФИАН им. П. Н. Лебедева, Москва*
А.В. Двуреченский *ИФП СО РАН, Новосибирск*
В.С. Днепровский *МГУ, Москва*
А.Г. Забродский *ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург*
С.В. Зайцев-Зотов *ИРЭ РАН, Москва*
В.В. Кведер *ИФТТ РАН, Черноголовка*
Л.В. Келдыш *ФИАН им. П. Н. Лебедева, Москва*
Ю.В. Копаев *ФИАН им. П. Н. Лебедева, Москва*
П.С. Копьев *ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург*
З.Ф. Красильник *ИФМ РАН, Нижний Новгород*

Ученый секретарь

И.П. Акимченко *ОФН РАН, Москва*

В.Д. Кулаковский *ИФТТ РАН, Черноголовка*
Ю.Г. Кусраев *ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург*
И.Г. Неизвестный *ИФП СО РАН, Новосибирск*
В.И. Окулов *ИФМ УрО РАН, Екатеринбург*
А.А. Орликовский *ФТИ РАН, Москва*
Я.Е. Покровский *ИРЭ РАН, Москва*
А.А. Саранин *ИАПУ ДВО РАН, Владивосток*
Н.Н. Сибельдин *ФИАН им. П. Н. Лебедева, Москва*
Р.А. Сурис *ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург*
А.С. Терехов *ИФП СО РАН, Новосибирск*
В.Б. Тимофеев *ИФТТ РАН, Черноголовка*
В.В. Устинов *ИФМ УрО РАН, Екатеринбург*
Д.Р. Хохлов *МГУ, Москва*
А.В. Чаплик *ИФП СО РАН, Новосибирск*
Е.В. Чупрунов *ННГУ, Нижний Новгород*
В.И. Шашкин *ИФМ РАН, Нижний Новгород*

Организационный комитет

Председатель

З.Ф. Красильник *ИФМ РАН, Нижний Новгород*

Ученый секретарь

А.В. Новиков *ИФМ РАН, Нижний Новгород*

Оргкомитет

А.Г. Забродский *ФТИ им. Иоффе РАН, Санкт-Петербург*
А.И. Кузьмичев *ИФМ РАН, Нижний Новгород*
А.В. Иконников *ИФМ РАН, Нижний Новгород*
Р.Н. Литвинов *ИФМ РАН, Нижний Новгород*
Е.С. Мотова *ИФМ РАН, Нижний Новгород*

Заместители председателя

В.И. Гавриленко *ИФМ РАН, Нижний Новгород*
В.И. Шашкин *ИФМ РАН, Нижний Новгород*

Р.С. Малофеев *ИФМ РАН, Нижний Новгород*
А.В. Двуреченский *ИФП СО РАН, Новосибирск*
П.С. Копьев *ФТИ им. Иоффе РАН, Санкт-Петербург*
В.И. Окулов *ИФМ УрО РАН, Екатеринбург*
Н.Н. Сибельдин *ФИАН им. П. Н. Лебедева, Москва*

Спонсоры конференции



РФФИ



ННГУ



РОСНАНО

РОСНАНО



Волга-Флот-Тур

Волга-Флот-Тур



Newport®

Newport



Династия

Фонд «Династия»



Интек Аналитика



ООО «БРУКЕР»



ООО «РТИ, Криомагнитные системы»



INTERTECH Corporation



ООО «Техноинфо Лтд.»



ООО «Аналитические
Экс-Рэй Системы»



ЗАО «НТО»



ЗАО «НТ-МДТ»



Tokyo Boeki Group



ООО «ОПТЭК»

Объемные полупроводники

электрические и оптические свойства, релаксация носителей, сверхбыстрые явления, экситоны, фононы, фазовые переходы, упорядочение

Магнитная восприимчивость n -Ge вблизи фазового перехода изолятор – металл

А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.Л. Макарова, Т.В. Тиснек, С.И. Голощاپов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С. Петербург

anatoly.veinger@mail.ioffe.ru

Магнитная восприимчивость немагнитных полупроводников определяется присутствием в нем примесных центров или дефектов, содержащих некомпенсированные спины. Мелкие примеси обладают такими спинами и определяют парамагнитный вклад в магнитную восприимчивость вблизи фазового перехода изолятор – металл (ИМ). В этой области концентраций магнитная восприимчивость полупроводника меняется за счет обменного взаимодействия, которое является причиной упорядочения спинов. Явление в n -Ge:As и 4H-SiC:N рассмотрено в [1, 2] и изучалось с помощью электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).

Методика обладает высокой чувствительностью и способна выделять из всей совокупности явлений, которые вносят вклад в магнитную восприимчивость, ту составляющую, которая связана с мелкими примесными центрами. Однако, недостаток этой методики состоит в том, что она не дает абсолютных значений параметра и, кроме того, с ее помощью нельзя изучать вклад в магнитную восприимчивость тех примесей, которые по каким либо причинам не наблюдается ЭПР. К таким примесям относятся, в первую очередь, дырочные примеси в полупроводниках. В связи с этим, для измерения абсолютных значений магнитной восприимчивости необходимо привлекать другие методики, в частности СКВИД.

Эта методика, в свою очередь, имеет тот недостаток, что с ее помощью измеряется интегральная магнитная восприимчивость, вклад в которую дают все составляющие, а не только мелкие примеси. Для выделения вклада последних необходимо, в частности, учитывать вклад решетки полупроводника, а также вклады других парамагнитных примесей и дефектов. В связи с этим, целью настоящей работы является сравнение магнитной восприимчивости и ее температурной зависимости, полученных с помощью двух указанных выше методик.

Измерения проводились на одних и тех же образцах n -Ge:As в температурном интервале 2 – 100 К. Оказалось, что с помощью ЭПР регистрируется парамагнитный вклад в восприимчивость мелких примесных доноров. С приближением к критической точке фазового перехода ИМ парамагнитная восприимчивость при низкой температуре уменьшается за счет связывания спинов в антиферромагнитные пары. При $T < 4$ К наблюдается резкое увеличение восприимчивости.

Восприимчивость, измеренная с помощью СКВИД, оказалась диамагнитной. После вычитания из нее диамагнитной решеточной части оставшаяся часть чаще всего оказывалась парамагнитной. Однако, в отличие от ЭПР, зависящая от температуры часть парамагнитной восприимчивости составляла только малую долю. Основной вклад вносила не зависящая от температуры парамагнитная восприимчивость. С помощью сравнения с ЭПР удалось разделить зависящие и не зависящие от температуры ее части.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 10-02-00629), МОН РФ (грант Президента РФ НШ-3306.2010.2) и Президиума и ОФН РАН.

Список литературы

- [1] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, Е.Н. Мохов. ФТП, 37, 874 (2003).
- [2] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, С.И. Голощاپов. ФТП, 41, 812 (2007).

Инвертированные оптические фононы в ионно-ковалентных кристаллах

Е.А. Виноградов, Б.Н. Маврин, Н.Н. Новикова, В.А. Яковлев

Институт спектроскопии РАН, г. Троицк Московской области

evinogr@isan.troitsk.ru

В большинстве кристаллов с ионно-ковалентными связями между атомами, и особенно в их тройных твердых растворах типа AB_xC_{1-x} , где атомы C и B принадлежат одной группе таблицы Менделеева, наблюдаются дополнительные к правилам отбора (лишние) оптические фононы центра зоны Бриллюэна с инвертированными частотами продольных ω_{LO}^{add} и поперечных ω_{TO}^{add} оптических фононов: $\omega_{LO}^{add} < \omega_{TO}^{add}$. Эти «лишние» фононы расположены внутри ТО-ЛО расщепления основных фононов, где действительная часть диэлектрической проницаемости кристалла отрицательна [1–5].

В бинарных твердых растворах соединений $A_{1-x}B_xC$, в отличие от бинарных крайних соединений AC и BC , в элементарной ячейке содержатся не только «основные» диполи ($A-C$ и $B-C$), но и диполь ($A-B$) на порядок слабее основных. Диполь $A-B$ появляется из-за разной степени ионности (различия в зарядах Сцигетти) крайних соединений AC и BC . Величина продольно-поперечного расщепления фононов центра зоны Бриллюэна пропорциональна степени ионности соединений и для соединений A^2B^6 оказывается сравнимой с дисперсией фононов по всей зоне Бриллюэна. По этой причине в плотности оптических фононов возникает квазищель, в которую попадают колебания атомов примеси. В зависимости от параметров квазищели (ее ширины и глубины) колебания атомов примеси в ней следует рассматривать как квазилокальные или как квазирезонансные. В области квазищели действительная часть диэлектрической проницаемости кристаллов отрицательна – продольно-поперечное расщепление квазилокальных или квазищелевых колебаний атомов примесей оказывается инвертированным, т.е. продольные колебания примесных атомов обладают меньшей частотой, чем поперечные [1–5].

Приповерхностный слой кристалла, как правило, содержит довольно много дефектов упаковки, таких как вакансии, измененные межатомные расстояния (в том числе и вызванные механической полировкой кристаллов). Колебания вакансий могут попадать в область квази-щели в плотности оптических фононов и дать обсуждаемую здесь особенность в спектре отражения [4].

Исследованиям этих дополнительных диполей и связанных с ними оптических фононов, а также попытке дать объяснение их природы на примере монокристаллов твердых растворов $Zn_{1-x}Cd_xS$, $Zn_{1-x}Cd_xSe$, $Zn_{1-x}Cd_xTe$ и $ZnSe_xS_{1-x}$ и посвящен этот доклад [1–5].

Список литературы

- [1] Виноградов Е.А., Маврин Б.Н., Водопьянов Л.К. ЖЭТФ 126, 866 (2004).
- [2] Виноградов Е.А., Маврин Б.Н., Новикова Н.Н., Яковлев В.А. ФТТ 48, 1826 (2006).
- [3] E.A. Vinogradov, B.N. Mavrin, N.N. Novikova, V.A. Yakovlev, D.M. Popova. Laser Physics 19, 162 (2009).
- [4] Е.А. Виноградов, Б.Н. Маврин, Н.Н. Новикова, В.А. Яковлев, УФН 179, 313 (2009).
- [5] E.A. Vinogradov, B.N. Mavrin, et al., Phys. Status Solidi B 247, 1480 (2010).

Нелинейная проводимость квазиодномерного слоистого полупроводника TiS_3

И.Г. Горлова¹, В.Я. Покровский¹, С.Г. Зыбцев¹, А.Н. Титов², Н.Б. Болотина³, И.А. Верин³

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

²Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

³Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Москва

gorl@cplire.ru

Исследованы монокристаллические вискеры слоистого квазиодномерного полупроводника TiS_3 (параметры моноклинной кристаллической решётки: $a=0.497$ нм, $b=0.340$ нм, $c=0.880$ нм, $\beta=97,4^\circ$). Особый интерес к этому соединению связан с переходом металл-диэлектрик при $T \approx 200$ К [1]. Недавно на температурной зависимости сопротивления TiS_3 в направлении цепочек (по оси b) помимо известного ранее минимума при 200 К обнаружены особенности при 60 К и 20 К, которым соответствуют максимумы производной $d(\lg R)/d(1/T)$. Ниже 60 К вольтамперные характеристики (ВАХ) становятся нелинейными, что может быть связано с переходом электронов в коллективное состояние. Свойства TiS_3 в этом состоянии подобны свойствам квазиодномерных проводников с движущейся волной зарядовой плотности (ВЗП) [2].

В настоящей работе мы приводим результаты измерений ВАХ в направлении поперек цепочек (вдоль оси a). Обнаружена нелинейная проводимость в поперечном направлении. Нелинейность ВАХ вдоль оси a на порядок сильнее, чем вдоль оси b и наблюдается до более высоких температур, примерно до 100 К. Начатые нами структурные исследования методами рентгеновской дифракции в области температур от 300 до 50 К, показали, что при $T < 200$ К в направлении оси a возникают дополнительные рефлексы, возможно, связанные с несоизмеримой сверхструктурой с периодом 1,272 нм. Вдоль оси b никаких структурных изменений с понижением температуры пока не обнаружено. Результаты указывают на формирование ВЗП в направлении поперек цепочек. Такой необычный процесс наблюдается в соединении ZrTe_3 [3], которое как и TiS_3 является представителем трихалькогенидов переходных металлов IV группы. Однако, принимая во внимание, очень низкую для образования ВЗП концентрацию электронов (2×10^{18} см⁻³) и диэлектрический ход проводимости выше температуры перехода можно предположить, что в слоистом полупроводнике TiS_3 происходит другой электронный фазовый переход не связанный с ВЗП.

Список литературы

- [1] Pei-Ling Hsieh, C.M.Jackson, and G.Grüner, Solid State Commun., **46**, 505 (1983).
- [2] И.Г. Горлова, В.Я. Покровский, Письма ЖЭТФ **90**, 320 (2009).
- [3] R.Yomo, K.Yamaya, M.Abliz et al., Phys. Rev. B **71**, 132508 (2005).

Горячие электроны в нитриде индия

А.В. Дмитриев, Н.А. Масюков

Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва

dmitriev@lt.phys.msu.su

Исследование электрофизических свойств нитрида индия InN с решеткой типа вюрцита стало особенно актуально после того, как в работах [1, 2] было предложено новое значение ширины запрещенной зоны 0.7 эВ, а не 2 эВ, как считалось ранее. В обзорах [3, 4] подробно изложены современные экспериментальные данные, которые лежат в основе этого предположения. Меньшая величина запрещенной зоны открывает перспективы широкого применения сплавов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ нитрида индия и более широкозонного нитрида галлия в оптоэлектронике, в частности, в качестве высокоэффективных источников освещения [5]. Соответственно, возрастает интерес к исследованию электронных свойств InN и, в частности, к изучению транспортных свойств этого полупроводника в сильных электрических полях.

В данной работе теоретически исследован нелинейный электронный транспорт в сильных электрических полях в массивных образцах n-InN с учётом всех важнейших механизмов рассеяния электронов: столкновений с заряженными примесями, акустическими и оптическими фононами. Для вычислений была применена оптимизированная версия численного итерационного метода решения кинетического уравнения Больцмана, предложенного и развитого авторами в работах [6, 7].

В литературе встречаются различные наборы физических параметров исследуемого материала. Расчёты были проведены для четырех таких наборов в условиях, соответствующих условиям эксперимента [8], и результаты были сопоставлены с данными, полученными в этом эксперименте. Одинаково хорошее согласие было получено для двух наборов параметров, в одном из которых, более позднем, $\epsilon_g = 0.7$ эВ, а в другом, более раннем – 2 эВ.

С использованием более современного набора параметров, обеспечивающего очень хорошее соответствие результатов вычислений и эксперимента, были рассчитаны полевые зависимости дрейфовой скорости электронов в n-InN в широком диапазоне температуры решётки и концентрации свободных электронов. В отличие от предыдущих работ, была исследована область низких электронных концентраций, а также изучено влияние уровня компенсации, что позволило чётко выяснить относительную роль отдельных механизмов рассеяния в различных условиях. Найдены дифференциальные подвижности электронов в слабых и сильных полях.

Список литературы

- [1] V.Yu.Davydov, A.A.Klochikhin et al., *phys. stat. sol. (b)* **229**, R1 (2002).
- [2] V.Yu.Davydov, A.A.Klochikhin et al., *phys. stat. sol. (b)* **230**, R4 (2002).
- [3] В.Ю.Давыдов, А.А.Клочихин, *ФТП* **38**, 897 (2004).
- [4] W.Walukiewicz, J.W.Ager III, K.M.Yu et. al., *J. Phys. D* **39**, R83 (2006).
- [5] C.J.Humphreys, *MRS BULL* **33**, 459 (2008).
- [6] Н.А.Масюков, А.В.Дмитриев, *ВМУ (Серия 3) в.4*, 63 (2009).
- [7] Н.А.Масюков, А.В.Дмитриев, *Фундам. и прикладн. матем.* **15**, 77 (2009).
- [8] D. Zanato, N.Balkan, B.K.Ridley et al., *Semicond. Sci. Technol.* **19**, 1024 (2004).

Фазовые переходы и энергетический спектр электронов «реальных» полупроводников при атмосферном и всестороннем давлениях

С.Ф. Габиров, М.И. Даунов, И.К. Камилов

Институт физики Дагестанского научного центра РАН, Махачкала

i.daunov@mail.ru

По результатам количественного анализа экспериментальных данных об электронном транспорте в объемных кристаллах полупроводников $\text{Ge}\langle\text{Au}^2, \text{Sb}\rangle$, CdTe , ZnO , HgTe , InSb , InAs , $\text{CdSnAs}_2\langle\text{Cu}\rangle$:

– определены положения уровней энергии водородоподобных «мелких», глубоких и глубоких резонансных примесных центров относительно краев собственных зон при атмосферном давлении и зависимость энергетических зазоров между уровнями энергии примесных центров и краями собственных зон от всестороннего давления;

– выяснено, что эксперимент согласуется с концепцией независимости энергии глубоких примесных центров от давления относительно абсолютного вакуума;

– вычислены константы абсолютных объемных деформационных потенциалов экстремумов собственных зон;

– определены коэффициенты давления статической диэлектрической проницаемости и влияние ее зависимости от давления на энергию ионизации мелких примесных центров – эффект барического «вымораживания» в прямозонных полупроводниках;

– исследовано влияние гибридизации примесных состояний с состояниями зонного континуума на кинетические свойства полупроводников и электронные фазовые переходы металл-изолятор;

– уточнен критерий перехода металл-изолятор в сильно легированных компенсированных полупроводниках и выяснено, что концепция минимальной металлической подвижности – правило Иоффе-Ригеля носит универсальный характер;

– выяснено, что величины энергетических зазоров, в частности, коэффициент давления ширины запрещенной зоны, рассчитанные согласно известным законам дисперсии, с понижением температуры и увеличением давления аномально завышаются или занижаются ввиду усиливающегося влияния флуктуационного потенциала на энергетический спектр носителей заряда;

– показано, что в бесщелевых и квазibesщелевых полупроводниках «тяжелыми» электронами являются электроны зоны проводимости, локализованные в ямах крупномасштабного флуктуационного потенциала.

Особенности микроволнового низкотемпературного магниторезистивного эффекта в слабо легированном p -Ge, обусловленные вырождением валентной зоны

Т.В. Тиснек, А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, С.И. Голощанов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, С.Петербург
тел: (111)12-15-15, факс: (333)212-12-45, эл. почта: tatjana.tisnek@mail.ioffe.ru

Особенности микроволнового магниторезистивного эффекта (МРЭ) в слабо и сильно легированном Ge n - и p -типа были исследованы с использованием разработанной нами методики на основе электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [1 – 3]. Было обнаружено, что в слабо легированном (невырожденном) n -Ge наряду с классическим МРЭ наблюдается аномальное отрицательное магнитосопротивление (МС), которое ранее наблюдалось только в вырожденных полупроводниках. В слабо легированном p -Ge аномальное положительное МС обнаружено не было, а наблюдался сепаратный вклад в классическое МС легких и тяжелых дырок. Это указывало на то, что время межподзонных переходов между легкими и тяжелыми дырками много больше периода внешнего микроволнового поля (в нашем случае – 10 ГГц). Настоящая работа посвящена изучению взаимодействия между легкими и тяжелыми дырками в p -Ge в зависимости от кристаллографического направления и температуры.

Экспериментально изучалась зависимость производной микроволнового магнитопоглощения (ММП) в p -Ge от кристаллографического направления и температуры. При увеличении магнитного поля производная ММП уменьшалась в слабых полях, достигала некоторого минимума, и затем приближалась к нулю с отрицательной стороны. Минимум производной соответствует $\mu H_{\min} \approx 1$, т.е. все изменения поля минимума однозначно связаны с изменением подвижности.

При температурах ниже 30 К подвижность легких дырок не зависит от кристаллографического направления, что подтверждает изотропию их эффективной массы, а подвижность тяжелых дырок сильно зависит от кристаллографического направления. Причем, на зависимость подвижности от направления влияет не только анизотропия эффективной массы, но и анизотропия рассеяния.

При $T \leq 30$ К основной вклад в температурные зависимости подвижности дырок вносит рассеяние на акустических фононах и заряженных примесях. При этом легкие и тяжелые дырки взаимодействуют с ними одинаково, и подвижности одинаково изменяются с температурой. При более высоких температурах за счет взаимодействия легких и тяжелых дырок наклон температурной зависимости подвижности первых становится более крутым, а последних – уменьшается.

Таким образом, измерение ММП позволяет изучать вклад тяжелых дырок в МРЭ, что невозможно сделать при измерениях на постоянном токе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 10-02-00629), МОН РФ (грант Президента РФ НШ-3306.2010.2), Президиума и ОФН РАН.

Список литературы

- [1] A.I. Veinger *et al.*, Solid State Comm. **106**, 401 (1998).
[2] А.И. Вейнгер *др.* ФТП, **39**, 1159 (2005).
[3] A.I.Veinger *et al.*, Phys.Stat.Sol. (c), **5**, 835 (2008); Ann. der Physik **12**, 918 (2009).

Особенности симулированного излучения доноров V группы в одноосно деформированном кремнии

В.Н. Шастин¹, Р.Х. Жукавин¹, К.А. Ковалевский¹, В.В. Цыпленков¹,
S.G. Pavlov², U. Böttger², H. Riemann³, N.V. Abrosimov³ and H.-W. Hübers^{2,4}

¹Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

²Institut für Planetenforschung, Berlin

³Institut für Kristallzüchtung, Berlin

⁴Institut für Optik und Atomare Physik, Technische Universität Berlin, Berlin

shastin@ipm.sci-nnov.ru

На основе полученных экспериментальных данных и теоретических оценок обсуждается специфика терагерцового (4,9-5,4 ТГц) стимулированного излучения нейтральных доноров пятой группы (фосфор, мышьяк, сурьма, висмут) в одноосно деформированном кристаллическом кремнии при оптической накачке в условиях низких температурах $T < 15$ К. Обнаружено, что деформация кристалла кремния может существенно увеличить коэффициент усиления среды и повысить эффективность излучения. Наибольший положительный результат достигается при сжатии кристалла вдоль кристаллографического направления $\{100\}$. Показано, что преимущество деформированного кремния обусловлено совокупностью трех факторов. Это увеличение времени жизни верхних рабочих состояний благодаря подавлению междолинного рассеяния f-типа, связанного с излучением фононов, увеличение эффективности накачки этих состояний из-за уменьшения маршрутов релаксации и уменьшения внутренних потерь, связанных с поглощением ТГц излучения на отрицательно заряженных донорах (D-центрах). Принимая во внимание полученные за последнее время количественные данные о пороговой интенсивности накачки, делается вывод о достижимости режима непрерывной генерации на переходе $2p_0 - 1s(B_2)$ доноров (фосфор (5,4 ТГц), сурьма (5,1 ТГц), мышьяк (5,1 ТГц)).

Работа поддержана грантами НШ-5249.2010.2, РФФИ 11-02-97027-р_поволжье_а, 11-02-00957-а, ГК-П1432.

Замедление и искажение импульсов света в области экситонных резонансов в ZnO

Т.В. Шубина¹, М.М. Глазов¹, Н.А. Гиппиус², А.А. Торопов¹,
G. Pozina³, В. Monemar³, С.В. Иванов¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва

³Department of Phys., Chem. and Biology, Linköping University, Sweden

shubina@beam.ioffe.ru

Изменение формы импульсов света в средах с резонансными экситонными линиями необходимо учитывать при создании полностью оптических устройств обработки информации [1]. Мы представляем результаты исследования методом времяпролетной спектроскопии прохождения света в ZnO, обладающего, наряду с сильными экситон-поляритонными резонансами, многочисленными линиями экситонов, связанных на нейтральных и ионизованных донорах.

Обнаружено, что изменение контура светового импульса и его задержка (до 1.5 нс около 3.374 эВ) в целом определяются резонансами свободных экситонов. Резкое замедление групповой скорости вблизи А экситона ($E_T = 3.376 \pm 0.0002$ эВ) приводит к растяжению вдоль оси времени и спектральному сужению переднего фронта импульса. Линии связанных экситонов оказывают локальное воздействие, рассекая импульс на части и вызывая увеличение времен в непосредственной близости от них. Сила воздействия зависит от природы линий. Применение пикосекундных импульсов с перестраиваемой длиной волны позволило восстановить тонкую структуру экситонного спектра связанных экситонов, где число линий (18-20) почти в два раза больше наблюдаемого в спектрах фотолюминесценции. Сила осцилляторов доминирующих линий связанных экситонов невелика ($5 \cdot 10^{-6}$), что определяет малое сечение рассеяния фотонов и отсутствие заметной диффузной составляющей, характерной для GaN [2].

Моделирование формы импульсов, прошедших через кристаллы различной толщины (0.3-2.0 мм), а также отраженных от граней рефлексов (до 5 в одной серии), позволило уточнить экситонные параметры ZnO. Величины продольно-поперечного расщепления определены как 3 мэВ для А и 5 мэВ для В экситонов. Выявлены ограничения на однородную (3 ± 0.2 мэВ) и неоднородную (≤ 0.5 мэВ) ширины линий экситон-поляритонов, а также связанных экситонов (1 мэВ и 75 мэВ, соответственно), при превышении которых свет не мог бы проходить вблизи резонансов там, где он регистрируется. Сопоставление с данными полученными при анализе спектров отражения и люминесценции, позволило сделать заключение о неэквивалентности экситонных параметров, характеризующих внутреннюю и приповерхностную область кристаллов ZnO.

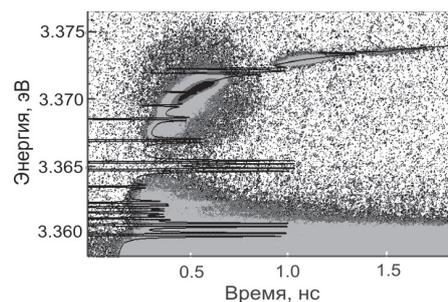


Рис. 1. Изображение светового сигнала, прошедшего через кристалл ZnO толщиной 0.3 мм, с нанесенной на него расчетной кривой времени задержки

Список литературы

- [1] D. S. Wiersma, Nature 452, 942 (2008).
[2] T. V. Shubina et al., Phys. Rev. Lett. 100, 087402 (2008).

Поверхность, пленки, слои

эпитаксия, атомная и электронная структура поверхности, адсорбция и поверхностные реакции, процессы формирования (самоорганизации) нанокластеров, СТМ и АСМ, оптическая микроскопия ближнего поля

Формирование упорядоченных террасированных поверхностей арсенида галлия в равновесных условиях

И.О. Ахундов¹, В.Л. Альперович^{1,2}, А.С. Кожухов²,
Д.В. Щеглов^{1,2}, А.В. Латышев^{1,2}, А.С. Терехов¹

¹ИФП СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

alper_v@mail.ru

Атомно-гладкие поверхности полупроводников необходимы для научных исследований, создания наноразмерных объектов и полупроводниковых приборов. Поверхности кремния, состоящие из регулярных атомно-гладких террас, разделенных ступенями моноатомной высоты, могут быть получены отжигом в вакууме [1]. Применение этого метода к соединениям $A^{III}B^V$ затруднено из-за высокой и различной летучести элементов III и V групп. В работе [2] был предложен метод получения террасированных поверхностей GaAs(001) путем отжига в условиях, близких к равновесию между кристаллом и парами мышьяка и галлия. Однако вопросы, касающиеся степени близости условий отжигов к равновесным, кинетики выглаживания, а также влияния стехиометрии и кристаллографической ориентации поверхности на процесс формирования террасированных поверхностей, оставались открытыми. В данной работе для выяснения этих вопросов были проведены эксперименты по выглаживанию образцов GaAs различных ориентаций с предварительно изготовленными меза-структурами.

Анализ положения моноатомных ступеней на структурированных подложках после последовательных отжигов не выявил значимых сдвигов среднего положения ступеней в сторону ниже- или вышележащих террас, что соответствовало бы отклонению условий отжига от равновесия в сторону роста или сублимации, соответственно. Установлено, что в пределах экспериментальной точности условия отжига поверхности являются равновесными, и скорость роста (или сублимации) не превышает 3×10^{-5} монослоя в секунду. Измерена кинетика изменения длины ступеней, которая более адекватно характеризует эволюцию морфологии террасированной поверхности по сравнению со среднеквадратичной шероховатостью [2]. Установлено, что длина ступеней уменьшается обратно пропорционально времени отжига. С целью выяснения вопроса о влиянии стехиометрии поверхности на процесс выглаживания, были проведены опыты по выглаживанию полярных поверхностей GaAs(111)A и GaAs(111)B. Установлено, что характерная температура, при которой начинается выглаживание поверхности GaAs(111)A, оканчивающейся преимущественно атомами галлия, приблизительно на 100°C ниже, чем для мышьяк-терминированной поверхности GaAs(111)B. Это различие предположительно свидетельствует о том, что обогащение поверхности галлием способствует термическому выглаживанию поверхности GaAs.

Работа поддержана РФФИ (грант 11-02-00991).

Список литературы

- [1] A.V. Latyshev, A.L. Aseev, A.B. Krasilnikov, and S.I. Stenin, Surf. Sci. 213, 157 (1989).
[2] V.L. Alperovich, I.O. Akhundov, N.S. Rudaya, D.V. Sheglov, E.E. Rodyakina, A.V. Latyshev and A.S. Terekhov, Appl. Phys. Lett. 94, 101908 (2009).

Исследование методом СТМ структурных свойств поверхности Si(001) и тонких слоев Ge/Si(001), получаемых в процессах МЛЭ

Л.В. Арапкина, Л.А. Крылова, В.А. Чапнин, К.В. Чиж, В.А. Юрьев

Институт общей физики РАН, Москва

arapkina@kapella.gpi.ru

В работе представлены результаты исследования структурных свойств поверхности Si(001) и тонких слоев Ge/Si(001), получаемых в процессах молекулярно-лучевой эпитаксии на разных стадиях роста структур. Исследования проводились на установке МЛЭ Riber EVA32, соединенной со сканирующим туннельным микроскопом GPI-300. В первой части доклада рассматриваются два метода получения чистой поверхности Si(001). (1) Удаление защитного слоя SiO₂ с использованием отжигов в интервале температур 750–950°C с облучением или без облучения слабым потоком атомов Si. Защитный слой SiO₂ формируется во время химической подготовки пластин. (2) Удаление защитного слоя с пассивированной атомами водорода поверхности Si:H с использованием отжигов в интервале температур 500–800°C. Защитный слой формируется во время химической подготовки пластин травлением в разбавленных или буферных растворах HF. Вторая часть доклада посвящена исследованию процессов роста тонких слоев Ge в интервале температур 360–650°C при толщине пленки Ge от 3 до 6 ML. Заданный интервал температур позволяет исследовать особенности зарождения квантовых точек Ge (Ge КТ) разного типа: hut- и dome-кластеров.

В ходе исследования наблюдалось резкое изменение структурных свойств исследуемых поверхностей в зависимости от температуры образца. Изменения происходили при температуре ~ 600°C. При исследовании процессов очистки поверхности Si(001) от слоя SiO₂ во время охлаждения образцов наблюдалась смена типа реконструкции поверхности: (2×1) переходила в c(8×8). Переход обратим; степень заполнения поверхности структурой c(8×8) уменьшалась с уменьшением скорости охлаждения образца [1, 2]. Исследование процессов удаления атомов водорода с поверхности Si:H показало, что использование отжигов при температуре выше 600°C приводит к получению чистых поверхностей с широкими моноатомными ступенями с реконструкцией c(4×4) [3]. Отжиги при температурах ниже 600°C приводят к получению чистой шероховатой поверхности, состоящей из узких моноатомных ступеней со структурой (2×1). Процесс зарождения Ge КТ имеет следующие особенности: при температурах процесса >600°C, в отличие от низкотемпературного процесса [4], существует альтернативный механизм образования Ge КТ, наблюдаемый как процесс «кристаллизации» первоначально образованных областей с избыточным содержанием атомов Ge, которые на СТМ-изображениях не «разрешаются» в какую-либо структуру, в объемные структуры Ge, полностью или частично ограниченные плоскостями {105}. Сравнение полученных результатов позволяет сделать вывод, что при температурах ~ 600°C происходят изменения в процессах миграции ad-атомов Si и Ge на поверхности Si(001).

Список литературы

- [1] L.V. Arapkina, V.A. Yuryev, et al, Письма в ЖЭТФ 92, 346 (2010).
- [2] L.V. Arapkina, V.A. Yuryev, et al., Nanoscale Research Letters 6 (2011), in press.
- [3] R.I.G. Uhrberg, J.E. Northrup, et al, Phys. Rev B 46, 10251 (1992).
- [4] L.V. Arapkina, V.A. Yuryev. Phys. Rev. B. 82, 045315 (2010).

Микрофотолюминесцентные исследования нанокколонок $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($0.2 < x < 0.5$)

К.Г. Беляев, А.А. Торопов, В.Н. Жмерик, А.М. Мизеров, С.В. Иванов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

belyaev.kirill@mail.ioffe.ru

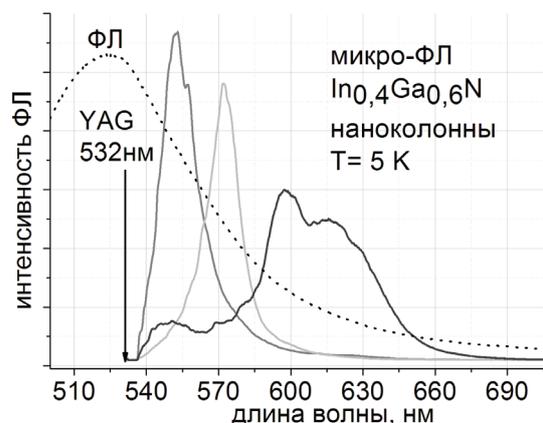
В эпитаксиальных слоях InGaN с высоким (более 30%) содержанием In наблюдаются эффекты фазового распада и упорядочивания, что приводит к образованию областей с разной концентрацией In . Следствием этих эффектов является значительное уширение линий и снижение интегральной интенсивности спектров люминесценции. Одним из способов повышения эффективности излучательной рекомбинации в III-нитридах является применение нанокolonчатых (НКС) структур [1].

Нами исследованы спектры микрофотолюминесценции (μ -ФЛ) НКС InGaN с относительно высокой (40%) концентрацией In , которые были получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота на N-полярных буферных слоях $\text{GaN}/\text{c-Al}_2\text{O}_3$. Для роста использовались температуры подложки $\sim 610^\circ\text{C}$ и азотообогащенные условия. Латеральные размеры нанокколонок составляют ~ 200 - 300 нм. Спектры μ -ФЛ измерялись в оптической схеме с разрешением ~ 1 мкм, при резонансном возбуждении в области спектра излучения локализованных экситонов.

Пространственная картина люминесценции структуры представляет собой набор близкорасположенных ярких точек преимущественно трех цветов: зеленые, желтые и красные. На рисунке показаны спектры μ -ФЛ, измеренные в трех характерных ярких точках разных цветов. Ширина спектральных линий оказалась существенно меньше ширины линии «интегральной» ФЛ, измеренной с разрешением 1 мм, при возбуждении выше края поглощения InGaN (пунктирная линия). Можно утверждать, что отдельные яркие точки соответствуют излучению отдельных нанокколонок или их групп. Таким образом, нанокolonчатый режим роста позволяет предотвратить эффект фазового распада и достигнуть большей однородности состава твердого раствора InGaN в пределах отдельных нанокколонок.

Существенным фактором, снижающим эффективность вывода излучения из НКС, является эффект Андерсоновской локализации света [2]. Значительное (до 5 раз) увеличение интенсивности ФЛ InGaN НКС было получено в результате напыления слоя диэлектрика Si_3N_4 .

Полученные результаты демонстрируют возможность существенного улучшения излучательных характеристик InGaN наноструктур в результате оптимизации режимов роста и последующей обработки структур.



Список литературы

- [1] Hiroto Sekiguchi, Katsumi Kishino, *Apl. Phys. Let.* 96, p. 231104 (2010).
[2] Yuta Inose, Masaru Sakai, *Phys. Rev B* 82, p. 205328 (2010).

О природе поверхностных состояний на границе раздела диэлектрик/InAs(111)A

Н.А. Валишева¹, О.Е. Терещенко^{1,2}, А.П. Ковчавцев¹, М.С. Аксенов², А.В. Царенко¹,
И.П. Просвирин³, А.В. Калинин³, С.Е. Кулькова⁴, С.В. Еремеев⁴, В.А. Голяшов²

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

³Институт катализа СО РАН им. Г.К. Борескова, Новосибирск

⁴Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск

valisheva@thermo.isp.nsc.ru

Из-за сложного строения переходной области природа поверхностных состояний (ППС) и центров захвата на границе раздела диэлектрик/полупроводник A_3B_5 , приводящих к закреплению уровня Ферми, до настоящего времени однозначно не определена. Поэтому, актуальным является установление взаимосвязи между структурным и химическим строением и электронными свойствами границы раздела. Для выяснения причин снижения до $<5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}/\text{эВ}^{-1}$ ППС на границе раздела фторсодержащий анодный слой/InAs(111)A в работе исследованы вольт-фарадные характеристики (ВФХ) МДП-структур с анодными слоями (5-15 нм) без фтора (АС) и с фтором (ФАС). Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии изучен состав слоев. Расчетами из первых принципов исследовано влияние кислорода и фтора на атомную и электронную структуру поверхности InAs(111)A.

Корреляция между изменением состава и параметрами МДП-структур (рис. 1) по-

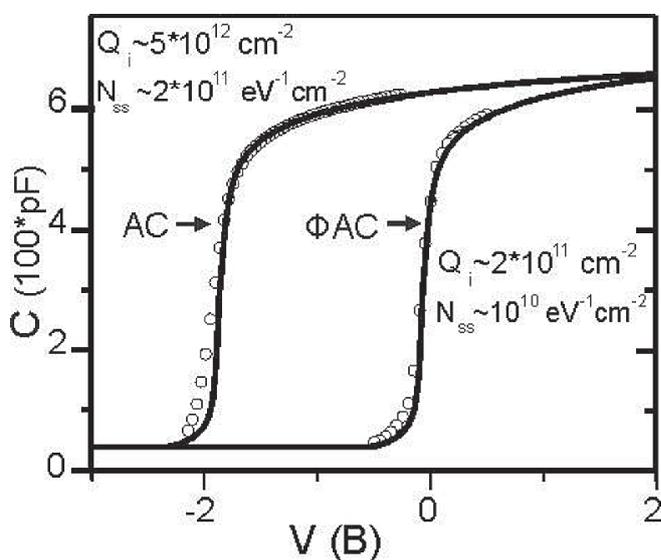


Рис. 1. ВФХ МДП-структур на InAs, $T=77\text{K}$, $f=10$ кГц(\circ) и теоретические кривые в отсутствии ПС, полученные решением самосогласованной задачи уравнений Шредингера и Пуассона в обогащении с учетом статистики Ферми для вырожденного электронного газа (сплошные линии)

казывает, что снижение встроенного заряда (Q_i) и ППС (N_{ss}) вблизи края валентной зоны в структурах Au($S=1,96 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$)/ФАС/InAs связано с образованием границы раздела InF_x/InAs . Расчеты из первых принципов, подтверждая этот вывод, показывают, что адсорбция кислорода индуцирует состояния в запрещенной зоне при значительном структурном изменении приповерхностных слоев InAs и локализации ПС на атомах мышьяка приповерхностного слоя. Адсорбция фтора приводит к выталкиванию состояний из запрещенной зоны. На чистой (1×1) поверхности InAs(111)A образование связей In-F приводит к устранению состояний, образованных p_z -орбиталями индия, и откреплению уровня Ферми.

Работа выполнена при поддержке междисциплинарного интеграционного проекта СО РАН № 99.

Механизм замещения атомов Sb на As в анионной подрешетке при формировании гетерограницы InAs/GaSb методом МЛЭ

Е.А. Емельянов, Д.Ф. Феклин, А.В. Васев, М.А. Пулято, Б.Р. Семягин,
В.В. Преображенский

ИФП СО РАН, Новосибирск

эл. почта: pvv@isp.nsc.ru

Напряженные короткопериодные сверхрешетки (СР) InAs/GaSb являются привлекательной альтернативой тройному твердому раствору кадмий-ртуть-теллур при создании фотодетекторов среднего и дальнего ИК диапазонов.

При формировании СР InAs/GaSb методом МЛЭ, при смене состава в падающих потоках, происходит экспозиция поверхностей слоев InAs и GaSb в потоках Sb и As, соответственно. Известно, что при этом происходит замещение одних атомов V группы другими с образованием переходных слоев [1, 2]. Кинетика образования таких слоев исследована недостаточно полно и не позволяет прогнозировать их состав и толщину для выбранных условий роста.

В работе методом дифракции быстрых электронов на отражение исследовано взаимодействие поверхности GaSb с потоками молекул As_2 , As_4 и Sb_4 в широком диапазоне условий роста. Проведены сравнительные эксперименты по взаимодействию потоков молекул As_2 и As_4 с сингулярной и вицинальной ($5,4^\circ$ к $[-110]$) поверхностями GaSb(001). Показано, что высокая плотность ступеней оказывает существенное влияние на процесс взаимодействия потока молекул As_4 с поверхностью GaSb, ускоряя (на порядок!) все его стадии. В случае молекул As_2 подобное влияние менее выражено.

Процесс взаимодействия молекул As_2 и As_4 с поверхностью GaSb(001) проходит через последовательные стадии: формирование примесной реконструкции, её упорядочение, замещение в верхнем слое атомов сурьмы мышьяком и, в финале, замещение нижележащих атомов сурьмы и образованием слоя GaAs с ухудшением морфологии поверхности.

Исследования показали, что добавление молекул Sb_4 в поток As_2 практически не меняет характер взаимодействия мышьяка с указанными поверхностями GaSb. Включение в поток As_4 молекул Sb_4 приводит к тому, что взаимодействие мышьяка с поверхностями прекращается. Это свидетельствует о том, что молекулы As_2 взаимодействуют с поверхностью GaSb преимущественно по механизму замещения, а молекулы As_4 – по вакансионному механизму. Отметим, что формирование фронта вакансий происходит главным образом на краях террас.

На основе полученных данных построена кинетическая модель взаимодействия мышьяка с поверхностью GaSb(001), учитывающая влияние его молекулярной формы. Получены кинетические константы такого взаимодействия.

Проведенные исследования позволили оптимизировать технологию выращивания короткопериодных СР InAs/GaSb. Выращены структуры, состоящие из 250 пар слоев InAs/GaSb. Анализ структурных свойств СР подтвердил справедливость модельных прогнозов.

Список литературы

- [1] Q. Xie et. al., J. Vac. Sci. Technol. B 12(2), 1125 (1994).
- [2] M. Losurdo et. al., J. Appl. Phys., 100, 013531 (2006).

Релаксационные процессы в слоях цезия на поверхности арсенида галлия

А.Г. Журавлев^{1,2}, И.Л. Сербин², П.А. Половодов², А.Г. Паулиш¹, В.Л. Альперович^{1,2}

¹ИФП СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

zhuravl@thermo.isp.nsc.ru

Атомные и электронные релаксационные процессы, происходящие на поверхности полупроводников при адсорбции, диффузии и аккомодации адатомов, представляют научный интерес и оказывают влияние на работу полупроводниковых приборов, таких как GaAs(Cs,O) фотокатоды с отрицательным электронным средством, однако физическая картина этих процессов далека от завершенности. Наблюдавшиеся в работе [1] немонотонная дозовая зависимость изгиба зон и гистерезис этой зависимости при адсорбции и последующей термодесорбции цезия косвенно свидетельствуют о формировании неравновесного адсорбционного слоя на поверхности Cs/GaAs. Цель данной работы заключается в исследовании релаксационных процессов на поверхности GaAs(001) с адсорбированными слоями цезия с помощью измерения кинетики спектров фотоотражения (ФО), квантового выхода фотоэмиссии (ФЭ), а также спектров энергетических потерь электронов (СЭПЭ). Для достижения этой цели использовался предложенный в [2] подход к спектроскопии систем с меняющимися параметрами, в котором спектры измеряются непрерывно в процессе нанесения адсорбата и при последующей релаксации в адсорбированном слое. Спектры, соответствующие фиксированным моментам времени и, следовательно, фиксированным значениям параметров, определялись путем интерполяции полученного массива данных [2].

Методом спектроскопии ФО показано, что при малых цезиевых покрытиях $q_{Cs} < 0.5$ ML, после выключения потока Cs происходит значительное уменьшение изгиба зон (на ~20%) и фотоэдс (на ~50%) с характерными временами ~3-10 минут. Это уменьшение обусловлено, предположительно, аккомодацией неравновесных адатомов. При больших покрытиях $q_{Cs} \geq 0.5$ ML, когда на поверхности Cs/GaAs происходит конденсация адатомов в двумерные металлические островки, изгиб зон и фотоэдс остаются практически постоянными. В то же время, при $q_{Cs} > 0.5$ ML в спектрах СЭПЭ после нанесения цезия наблюдалось затухание интенсивности плазменных пиков потерь, что свидетельствует о релаксационных процессах в структуре адсорбционного слоя с металлическим спектром электронных возбуждений. Изучена эволюция спектров квантового выхода ФЭ при нанесении цезия на поверхность GaAs(001) и в процессе последующей релаксации. Обсуждается возможное влияние рассеяния фотоэлектронов в двумерных цезиевых островках на эволюцию формы спектров квантового выхода ФЭ при переходе от $q_{Cs} < 0.5$ ML к $q_{Cs} > 0.5$ ML.

Работа поддержана РФФИ (грант 11-02-00991).

Список литературы

- [1] А.Г. Журавлев, В.Л. Альперович, Письма ЖЭТФ 88, 702 (2008).
[2] A.G. Zhuravlev, H.E. Scheibler, A.S. Jaroshevich, V.L. Alperovich. J. Phys.: Condens. Matter 22, 185801 (2010).

Основные вклады в проводимость эпитаксиальных слоев InN

Т.А. Комиссарова¹, М.А. Шахов¹, О. Драченко², В.Н. Жмерик¹, Р.В. Парфеньев¹,
Р. Paturi³, X. Wang⁴, A. Yoshikawa⁵, С.В. Иванов¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR), Dresden

³University of Turku, Finland

⁴Peking University, China

⁵Chiba University, Japan

komissarova@beam.ioffe.ru

Повышенный интерес к InN связан с предсказанными уникальными транспортными параметрами (низкой эффективной массой и высокой подвижностью) электронов, что делает InN перспективным материалом для применения в СВЧ-электронике. Однако экспериментальные значения фоновой концентрации n и подвижности μ электронов в InN намного уступают теоретически предсказанным. Кроме того, для разных образцов n и μ варьируются в очень широких пределах, и контролировать их не удается, так как неизвестны причины такого разброса данных. Отсутствует также понимание величины вклада различных подслоев (поверхностного, интерфейсного) пленок InN в их интегрально измеряемые электрические характеристики, а транспортные параметры таких подслоев и их варьирование для разных образцов достоверно неизвестны. Таким образом, в настоящее время отсутствует глубокое понимание электрических процессов, протекающих в InN. Целью данной работы стало исследование электрофизических свойств эпитаксиальных слоев InN с учетом всех возможных вкладов и в зависимости от условий роста и легирования.

Были исследованы пленки InN и InN:Mg, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота на подложках $c\text{-Al}_2\text{O}_3$ с буферным слоем GaN. Концентрация Mg варьировалась в диапазоне $[\text{Mg}] = 1.3 \times 10^{17} - 6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Измерены зависимости коэффициента Холла R_H и удельного сопротивления от магнитного поля B при температурах (4.2 ÷ 50) К в сильных импульсных магнитных полях до 63 Тл.

Обнаружение и анализ аномальных зависимостей R_H от B и двух серий осцилляций Шубникова-де Газа (ШдГ), соответствующих проводимости по объемному слою и двумерному поверхностному подслою InN, позволили установить наличие четырех вкладов в электрическую проводимость эпитаксиальных слоев InN: спонтанно формирующихся во время роста кластеров металлического In, приинтерфейсного, объемного и поверхностного подслоев, - с преобладающим влиянием первых трех. Впервые из осцилляций ШдГ определены значения n и μ поверхностных электронов и показано, что их значения варьируются для разных пленок InN. Анализ в рамках модели двух параллельно соединенных подслоев показал, что влияние поверхностного подслоя на измерения транспортных параметров объемного InN пренебрежимо мало в случае нелегированных и слабо легированных пленок InN с $n > 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $\mu > 1000 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Его влияние становится заметным только в сильно компенсированных слоях InN:Mg. Обнаруженная разница между концентрацией объемных электронов, определенной из холловских измерений, и концентрацией квантованных объемных электронов объяснена влиянием сильно дефектного приинтерфейсного подслоя вблизи гетерограницы InN/GaN.

Эпитаксия широкозонных III-нитридных слоев на кремнии: влияние ориентации поверхности

В.Н. Бессолов, Ю.В. Жилияев, **Е.В. Коненкова**, Н. Полетаев, Ш. Шарофидинов, М.П. Щеглов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

lena@triat.ioffe.rssi.ru

Цель работы – оценить возможности хлоридной газофазной эпитаксии HVPE для эпитаксиального выращивания широкозонных III-нитридных объемных слоев (GaN, AlN) на подложках разной ориентации Si(100), Si(111), Si(211), перспективных для интеграции кремниевой электроники и нитрид-галлиевой оптоэлектроники. В основу технологии положена идея J. Matthews [1], которая предполагает, что гетероэпитаксия при больших несоответствиях решеток слоя и подложки возможна с применением буферных ориентированных островковых нанокристаллов. Выяснение роли формирования буферных слоев в зависимости от ориентации поверхности кремниевой подложки при разных условиях (температура, применение иных промежуточных нанокристаллов) на качество III-нитридных слоев является основной задачей работы.

Методика роста: эпитаксиальное выращивание GaN слоев осуществлялось на Si(111), Si(100) либо Si(211) подложках, которые вращались в потоке водорода с частотой ~60 об./мин. Вначале формировался тонкий (< 100 нм) буферный слой AlN, а затем – основной слой GaN толщиной 10–20 мкм. Температура эпитаксии буферных слоев была 1000–1080°C, а основного – 1050°C.

Экспериментальные результаты: рентгеноструктурные исследования AlN и GaN слоев, выращенных на Si(100) и Si(111) показали, что полуширины кривых качания для брэгговского рефлекса (0002) – ω_θ слоев GaN, выращенных на Si(100) и Si(111) отличаются, однако их фотолюминесцентные характеристики близки (см. табл.). Как известно [2], энергия максимума коротковолнового пика фотолюминесценции GaN при комнатной температуре связана с упругими напряжениями в плоскости, параллельной гетерогранице σ_{xx} , соотношением:

$$hn_{300K}(\text{eV}) = 3.4285 + 0.0211 \sigma_{xx}(\text{GPa}).$$

Оценка величины упругих напряжений в слоях GaN показала, что остаточная деформация структур GaN/AlN/Si(100) существенно больше, чем структур GaN/AlN/Si(111).

Таблица

Величины ω_θ слоев AlN и GaN, и величины hn_{\max} для GaN при 77 К

Структура	AlN, ω_θ , arcmin	GaN, ω_θ , arcmin	Пик экстона GaN, эВ при 77 К	D-A реком GaN, эВ
GaN/AlN/Si(111)	35	10	3.43	3.24
GaN/AlN/Si(100)	120	33	3.39	3.26

Выводы. Таким образом, монокристаллические слои AlN и GaN были выращены методом HVPE на двухдюймовой Si(111) и Si(100) подложках, причем продемонстрировано, что технология HVPE перспективна для использования интеграции Si(100) CMOS технологии с GaN-технологией.

Список литературы

- [1] J.W.Matthews /USA Patent 4174422 Dec.30,1977
[2] A.Yamamoto, et al. // J. Crys. Growth, 261, 266 (2004).

Сверхпроводящие свойства кремниевых наноструктур

Н.Т. Баграев¹, Л.Е. Клячкин¹, **А.А. Кудрявцев¹**, А.М. Маляренко¹, В.В. Романов²

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Санкт-Петербургский государственный политехнический институт, Санкт-Петербург

kudriavtcev@mail.ioffe.ru

Сверхпроводящие свойства кремниевых наноструктур на поверхности Si (100) *n*-типа, которые представляют собой сверхузкие кремниевые квантовые ямы (СККЯ) *p*-типа, ограниченные δ -барьерами, сильнолегированными бором, проявляются в измерениях температурных и полевых зависимостей удельного сопротивления, термо-эдс, теплоемкости и статической магнитной восприимчивости. Данные исследований циклотронного резонанса, сканирующей туннельной микроскопии и ЭПР идентифицируют наличие в наноструктурированных δ -барьерах одиночных тригональных дипольных центров бора, B^+B^- , с отрицательной корреляционной энергией, которые сформированы вследствие реконструкции мелких акцепторов бора, $2B^0 \Rightarrow B^+B^-$ [1].

Полученные результаты свидетельствуют о том, что эти центры с отрицательной корреляционной энергией ответственны за перенос дырочных биполярнов малого радиуса на границе раздела СККЯ- δ -барьер, который, по-видимому, лежит в основе механизма высокотемпературной сверхпроводимости, $T_c=145\text{K}$ [1, 2]. Причем значение величины сверхпроводящей щели, 0.044 эВ, определенное с помощью измерений критической температуры при использовании вышеуказанных методик, согласуется с данными локальной туннельной спектроскопии и прямой регистрации туннельных ВАХ [1].

Квантование характеристик сверхпроводимости кремниевых наноструктур проявляется в температурных и полевых зависимостях теплоемкости и статической магнитной восприимчивости, которые демонстрируют осцилляции второго критического поля и критической температуры, возникающие вследствие квантования сверхтока. Полевые зависимости продольной эдс позволили исследовать зеemanовское расщепление состояний двумерных дырок и тем самым определить энергетические характеристики синглетной и возбужденной триплетной конфигураций дипольных центров бора, ответственных за спиновую поляризацию в СККЯ, ограниченной сверхпроводящими δ -барьерами [1].

Экстремально малое значение эффективной массы двумерных дырок ($m_{eff}=2.6 \cdot 10^{-4}m_0$) в СККЯ, которое было обнаружено при исследовании осцилляций Шубникова-де Гааза, спектров циклотронного резонанса и осцилляций Ааронова-Кашера, по-видимому, является главным аргументом в пользу биполярного механизма высокотемпературной сверхпроводимости, основанного на когерентном туннелировании дырочных биполярнов [2]. Этот вывод подтверждается наличием соответствующей локальной фононной моды ($\lambda=16.4$ мкм), которая вместе со сверхпроводящей щелью ($\lambda=26.9$ мкм) проявляется в спектрах пропускания инфракрасного диапазона длин волн [1].

Список литературы

[1] Bagraev N.T., Gehlhoff W., Klyachkin L.E., Kudryavtsev A.A., Malyarenko A.M., Oganessian G.A., Poloskin D.S., Romanov V.V., *Physica C*, 468, 840 (2008).

[2] Bagraev N.T., Galkin N.G., Gehlhoff W., Klyachkin L.E., Malyarenko A.M., *J. Phys. Condens. Matter*, 20, 164202 (2008).

Особенности пластической релаксации трёхмерных островков формируемых в процессе гетероэпитаксии Ge на Si(100)

В.А. Зиновьев¹, П.А. Кучинская¹, В.А. Армбристер¹,
А. Marzegalli², F. Boioli², R. Gatti², F. Montalenti², L. Miglio²

¹Институт Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск

²Universita di Milano-Bicocca, Milano

zinoviev@isp.nsc.ru

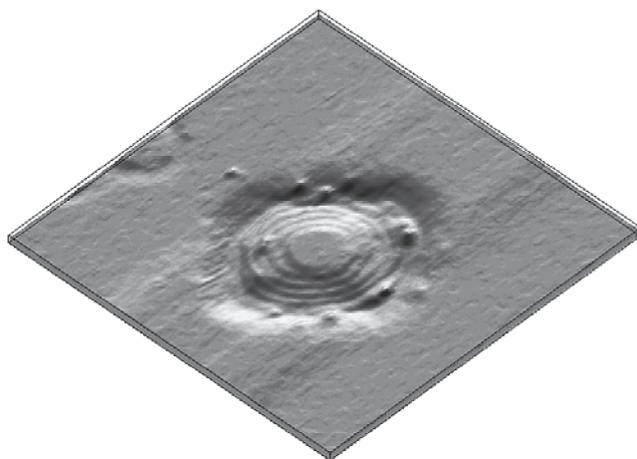


Рис. 1. АСМ – изображение участка поверхности (800 нм x 800 нм) после селективного травления трёх-мерного SiGe островка, содержащего дислокации несоответствия на границе раздела с Si подложкой

Методом сочетающим селективное химическое травление с последующим анализом поверхностного рельефа атомно-силовым микроскопом (АСМ), показано, что рельеф границы раздела трёхмерных SiGe островков, содержащих дислокации, с подложкой Si(100) представляет собой упорядоченную структуру в виде концентрических колец, отражающих зарождение в островке каждой новой дислокации. Период кольцевой структуры характеризует среднее расстояние, на которое успевает вырасти боковая граница островка между двумя последовательными актами зарождения дислокаций в островке. Центральная часть, «плато», указанной структуры соответствует размеру основания когерентного островка непосредственно перед зарождением в нём первой дислокации. Предложена аналитическая модель последовательного зарождения дислокаций в растущем SiGe островке на Si(100) подложке. Модель учитывает взаимодействие дислокации с полем деформации внутри напряжённого SiGe островка, собственную энергию дислокации и взаимодействие дислокации между собой. Расчёт на основе предложенной модели показал, что так же как в эксперименте с увеличением количества дислокаций в островке расстояние между последовательно введёнными дислокациями уменьшается и стремится к постоянной величине зависящей только от формы островка и его элементного состава.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 02-09-02-00882).

Сульфидная пассивация поверхности InSb (001)

И.В. Седова¹, Т.В. Львова¹, М.С. Дунаевский¹, А.Л. Шахмин², С.В. Иванов¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

²Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург

irina@beam.ioffe.ru

Антимонид индия и твердые растворы на его основе являются перспективными материалами для разработки оптоэлектронных приборов среднего ИК-диапазона. Электронные и оптические характеристики приборов в значительной степени определяются качеством интерфейса подложка InSb – эпитаксиальный слой. Ключевой проблемой технологии получения приборов является наличие на поверхности InSb трудно удаляемых нестехиометрических оксидов, химический состав и толщина которых зависят от условий окружающей среды и изменяются во времени. Предэпитаксиальный отжиг подложек InSb в атмосфере атомарного водорода является одним из способов решения этой проблемы [1].

В данной работе представлен альтернативный метод удаления оксидов путем химической пассивации поверхности InSb (100) в водных растворах $\text{Na}_2\text{S} \times 9\text{H}_2\text{O}$. Для выбора оптимальных режимов сульфидирования варьировались концентрация растворов и время обработки поверхности. Для исследования модификации поверхности InSb (100) в процессе пассивации использовались методы атомно-силовой микроскопии (АСМ) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФС). Проведен сравнительный анализ химического состава поверхности InSb в результате травления ионами аргона, сульфидной пассивации и отжига в вакууме до температуры 300°C . На поверхности InSb в результате обработки в 1М водном растворе $\text{Na}_2\text{S} \times 9\text{H}_2\text{O}$ образуются атомарно-гладкие террасы, разделенные одинарными и двойными ступенями (рис. 1), высота которых составляет ~ 0.3 и ~ 0.6 нм, соответственно. Из анализа данных РФС следует, что сульфидная пассивация приводит к практически полному удалению кислорода с поверхности InSb, что решает ключевую проблему эпитаксиальной технологии создания приборов.

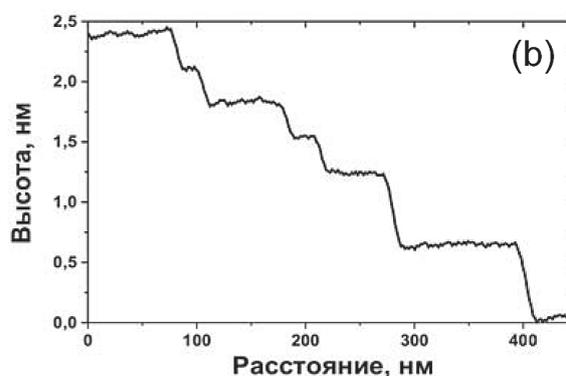
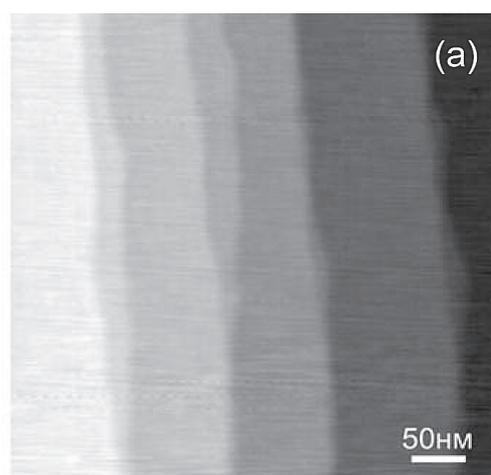


Рис. 1. АСМ топография пассивированной поверхности InSb (a) и профиль сечения поверхности (b)

Список литературы

[1] R. Tessler, C. Saguy, O. Klin, S. Greenberg, E. Weiss, R. Akhvediani, R. Edrei, and A. Hoffman, Appl. Phys. Lett. 88, 031918 (2006).

Терагерцовое излучение 2D- и 3D-электронов при их разогреве электрическим полем в эпитаксиальных слоях A^3B^5

В.А. Шалыгин¹, Л.Е. Воробьев¹, Д.А. Фирсов¹, Г.А. Мелентьев¹, А.Н. Софронов¹, Т.В. Шубина², В.Н. Жмерик², А.Н. Семенов², С.В. Иванов², В.В. Лундин², А.Е. Николаев², А.В. Сахаров², А.Ф. Цацульников², S. Suihkonen³, H. Lipsanen³

¹Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

³Helsinki University of Technology, Finland

gamelen@spbstu.ru

Терагерцовые (ТГц) источники излучения находят все более широкое применение, что стимулирует исследование различных механизмов ТГц излучения в полупроводниках (см. [1–3] и ссылки в этих работах). Исследование ТГц излучения, возникающего при разогреве электронов электрическим полем в нано- и микроструктурах на основе соединений A^3B^5 , в особенности нитридов, перспективно для разработки эффективных быстродействующих источников излучения.

В данной работе проведены исследования эмиссии ТГц излучения горячими 2D-электронами из селективно легированной гетероструктуры AlGaIn/GaN, а также горячими 3D-электронами из тонких (~ 1 мкм) эпитаксиальных слоев InSb, InAs, InN и GaN. Во всех образцах разогрев электронов осуществлялся латеральным электрическим полем. Эксперименты проводились при температуре жидкого гелия, ТГц излучение регистрировалось в полосе чувствительности фотоприемника Ge:Ga (энергии фотонов от 9.3 до 30.4 мэВ).

Теоретическое описание эмиссии ТГц излучения горячими электронами проведено с помощью модели Друде для электропроводности 2D(3D)-электронов, расчета излучательной способности тонкого (гораздо меньше длины волны излучения) проводящего слоя на непроводящей подложке и классической теории Планка для теплового излучения. Сопоставление расчета с экспериментом позволило найти полевые зависимости температуры горячих 2D(3D)-электронов. В гетероструктуре AlGaIn/GaN удается достичь в 4 раза более сильный разогрев 2D-электронов, чем в гетероструктуре AlGaAs/GaAs. При этом интегральная интенсивность ТГц излучения в указанном выше диапазоне достигает 150 мкВт/см².

Анализ показывает, что в исследованном диапазоне электрических полей ТГц излучение 2D-электронами из AlGaIn/GaN, а также 3D-электронами из InSb и InAs представляет собой тепловое излучение горячих носителей заряда. В то же время в эпитаксиальных слоях *n*-GaIn в области примесного пробоя доминирует ТГц излучение за счет внутрицентровых оптических переходов, а в эпитаксиальных слоях *n*-InN с ростом поля быстро нарастает излучение за счет рассеяния поверхностных плазмон-поляритонов на структурных дефектах.

Работа поддержана грантами РФФИ, а также ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы.

Список литературы

- [1] S.G. Pavlov et al., Phys. Rev. Lett. 96, 037404 (2006).
- [2] V.A. Shalygin, et al., J. Appl. Phys. 106, 123523 (2009).
- [3] T.V. Shubina, et al., Appl. Phys. Lett. 96, 183106 (2010).

Влияние параметров приповерхностных варизонных слоев на электрофизические и фотоэлектрические характеристики МДП-структур на основе HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии

А.В. Войцеховский¹, С.Н. Несмелов², С.М. Дзядх², В.С. Варавин³, С.А. Дворецкий³,
Н.Н. Михайлов³, Ю.Г. Сидоров³, М.В. Якушев³

¹Томский государственный университет, Томск

²Сибирский физико-технический институт Томского государственного университета, Томск

³Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

vav@elefot.tsu.ru

Молекулярно-лучевая эпитаксия HgCdTe предоставляет новые возможности оптимизации характеристик инфракрасных детекторов путем управления распределением состава CdTe по толщине эпитаксиальной пленки [1]. Актуальность исследования характеристик МДП-структур на основе варизонного HgCdTe определяется возможностью улучшения характеристик монолитных детекторов на основе HgCdTe. В работе исследовано влияние на электрофизические и фотоэлектрические характеристики МДП-структур на основе n(p)-Hg_{1-x}Cd_xTe (x=0.21-0.23) приповерхностных варизонных слоев с повышенным составом CdTe. Толщина варизонных слоев составляла 0.25–1.8 мкм, а состав на поверхности – 0.38–0.58.

В результате проведенных исследований показано, что приповерхностные варизонные слои существенно влияют на электрофизические и фотоэлектрические характеристики МДП-структур на основе n(p)-Hg_{1-x}Cd_xTe (x=0.21-0.23). Степень этого влияния определяется соотношением между толщиной варизонного слоя и толщиной области пространственного заряда (ОПЗ). При малой толщине варизонного слоя наблюдается подавление туннелирования через глубокие уровни в ОПЗ n-Hg_{1-x}Cd_xTe и подавление межзонного туннелирования в ОПЗ p-Hg_{1-x}Cd_xTe, а также увеличение дифференциального сопротивления ОПЗ и изменение зависимости концентрации неосновных носителей в ОПЗ от потенциала. Методика определения параметров границы раздела МДП-структур на основе варизонного HgCdTe описана в работе [2]. При большой толщине варизонного слоя наблюдается значительное увеличение дифференциального сопротивления ОПЗ и вольт-фарадные характеристики таких структур принимают высокочастотный вид на частотах порядка 10 кГц. Полученные результаты могут использоваться для улучшения характеристик МДП-детекторов на основе HgCdTe.

Список литературы

- [1] В.Н. Овсяк, В.В. Васильев, Н.Х. Талипов и др., в кн. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона, под ред. С.П. Сеницы, Наука, Нвсб. 2001, с.180.
[2] A.V. Voitsekhovskii, S.N. Nesmelov, S.M. Dzyadukh, V.S. Varavin, S.A. Dvoretckii, N.N. Mikhailov, Y.G. Sidorov, M.V. Yakushev, Opto-Electronics Review 18, №3, 263 (2010).

Формирование и свойства островков Ge на поверхности напряженного твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$

А.И. Никифоров, В.А. Тимофеев, С.А. Тийс, А.К. Гутаковский, О.П. Пчеляков

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

nikif@isp.nsc.ru

Наличие $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ слоев твердого раствора дает возможность модернизировать систему с квантовыми точками, помещая квантовые точки внутрь или поверх двумерной потенциальной ямы. Такая потенциальная яма представляет собой тонкий сплошной слой твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, изменение состава и толщины которого позволяет управлять энергетической структурой системы квантовая точка – слой твердого раствора [1, 2]. В такой системе возникают дополнительные внутризонные переходы носителей зарядов с уровней квантовой точки в двумерные подзоны твердого раствора.

Получена зависимость критической толщины морфологических переходов пленки германия от состава в процессе роста на поверхности твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ от его состава и толщины. Изучено влияние атомарно гладких нерелаксированных слоев GeSi на свойства массива островков германия.

Предварительно было проведено исследование начальных стадий роста тонких пленок $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ в достаточно широком диапазоне изменения x (процентное содержание Ge) при толщинах заведомо меньших значений, соответствующих пластической релаксации и ввода дислокаций несоответствия. По результатам анализа построена экспериментальная зависимость критической толщины 2D-3D перехода для слоя $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$.

С учетом полученных данных по росту пленки твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ были проведены измерения толщины эпитаксиальной пленки германия, на которой происходит переход от послойного роста смачивающего слоя к трехмерному росту с образованием островков и морфологический переход с изменением типа островков методом быстрых электронов непосредственно в процессе роста. Таким образом, был определен момент появления трехмерных островков Ge и морфологический переход от “hut”-островков к “dome”-островкам на поверхности твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ разного состава и различной толщины. Толщина, при достижении которой появляются трехмерные островки Ge соответствует переходу от двумерного механизма роста к трехмерному. На основе полученных экспериментальных данных установлена зависимость критической толщины пленки германия, на которой происходит переход от двумерного роста к трехмерному и переход, связанный с изменением формы островков германия (“hut” – “dome”), от состава и толщины твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$. Данные о морфологическом состоянии пленки германия на поверхности твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, полученные методом регистрации картины ДБЭ, подтверждаются анализом морфологических изменений поверхности пленки методом СТМ

Список литературы

- [1] Zhensheng Tao, Ning Zhan, Hongbin Yang, Yan Ling, Zhenyang Zhong, Fang Lu, Appl. Surf. Sci. 255, 3548–3551 (2009).
- [2] Д.В. Юрасов, Ю.Н. Дроздов, ФТП 42, №5, 582 (2008).

Влияние одноэлектронного туннелирования на спектр СТС на примере поверхности кремния Si(111)7×7

А.Б. Одобеску, С.В. Зайцев-Зотов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

arty@cplire.ru

Сканирующая туннельная спектроскопия (СТС) – мощный метод исследования электронной структуры поверхности и различного рода нанообъектов с атомным разрешением. Анализ формы вольт-амперных характеристик перехода туннельный зонд – туннельный промежуток – объект исследования позволяет выделить особенности в энергетическом спектре и плотности состоянии объекта исследования. Точность и достоверность результатов сильно зависят от качества и формы туннельного зонда (иглы). Поэтому подготовке игл уделяется особое внимание. Однако на данный момент нет достоверных критериев качества используемых игл *in situ*, кроме наличия СТМ изображения с атомным разрешением и анализа кривых подвода $I(z)$, которые должны иметь экспоненциальный характер, свидетельствующий о туннелировании через вакуумный барьер.

В данной работе на примере одной из наиболее хорошо изученных поверхностей полупроводников Si(111)7x7, обладающей металлическим характером проводимости поверхности, мы демонстрируем, что результаты, полученные методом СТС на одном и том же образце одной и той же W иглой, одинаково хорошей с точки зрения СТМ изображений с атомным разрешением и одинаковыми кривыми подвода, могут приводить к качественно различным выводам. Типичные результаты изображены на рис. 1. Видно, что в одних случаях в туннельных спектрах наблюдается энергетическая щель при нулевом напряжении смещения, а в других случаях спектр имеет металлический характер. На основе анализа вольт-амперных характеристик мы делаем вывод, что диэлектрическая щель при нулевом смещении является следствием одноэлектронного туннелирования через нанокластер на поверхности иглы. На наш взгляд именно различие в качестве иглы является одной из причин расхождений результатов [1, 2], получаемых методом СТС для поверхности Si(111)7x7.

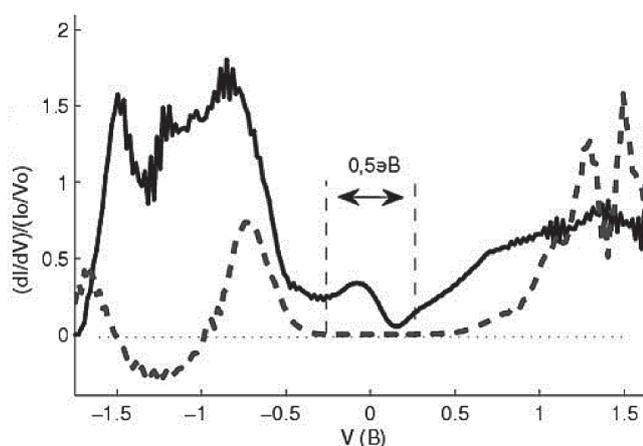


Рис. 1. Кривые дифференциальной проводимости для чистой иглы (сплошная линия) и для иглы с нанокластером (пунктирная линия), полученные на образце Si(111)7x7 (n-тип, $\rho = 1 \Omega \cdot \text{cm}$) при $T = 78\text{K}$. $I_0 = I(V_0)$, $V_0 = 1.8\text{V}$.

Список литературы

- [1] J.Mysliveček, A.Stróžecka, J. Steffl, P.Sobotík, I.Ošťádal, and B. Voigtländer, Phys. Rev. B, 73, 161302, (2006).
- [2] S.Modesti, H.Gutzmann, J.Wiebe and R.Wiesendanger, Phys. Rev. B 80, 125326, (2009).

Оптические свойства эпитаксиальных слоев твердого раствора Pb_{1-x}Eu_xTe ($0 \leq x \leq 1$)

Д.А. Пашкеев, Ю.Г. Селиванов, И.И. Засавицкий

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

pashkeev@sci.lebedev.ru

С целью определения зависимостей ширины запрещенной зоны (E_g) и показателя преломления (N) от состава и температуры изучены спектры пропускания эпитаксиальных слоев твердого раствора Pb_{1-x}Eu_xTe ($0 \leq x \leq 1$) при 80 и 295 К, а также спектры фотолюминесценции и фотопроводимости слоев для составов ($0 \leq x < 0,1$) при 77 К.

Из спектров пропускания в диапазоне волновых векторов от 650 см⁻¹ до 8000 см⁻¹ определена дисперсия N вблизи и ниже E_g полупроводника. При анализе полученных спектров для описания N использовалась эмпирическая формула Селмейра. Для составов $x \leq 0,05$ результаты хорошо согласуются с данными [1]. Отметим, что из-за окисления на воздухе слои EuTe хранились в вакууме, измерения их спектров пропускания также проводились в вакууме. В результате было получено значение $N = 2,25$ при $\lambda = 5$ мкм и $T = 295$ К, что меньше чем в других работах ($N = 2,29-2,43$ при тех же условиях).

Для более детального анализа изменения N с составом построены зависимости $N(x)$ для длины волны 5 и 10 мкм. Значение N нелинейно убывает с ростом x и в области $x \approx 0,1$ скорость изменения показателя преломления резко уменьшается. При $x \sim 0,5$ имеет место инверсия знака коэффициента изменения N с температурой. Такое поведение N согласуется с изменением знака коэффициента dE_g/dT твердого раствора в зависимости от состава.

Из спектров фотолюминесценции и фотопроводимости определена зависимость $E_g(x)$, которая для $x < 0,1$ выражается в виде [2]: $E_g(\text{эВ}) = 0,213 + 4,8x - 18,4x^2$. При других составах ($x > 0,1$) значение E_g оценивалось по краю поглощения в спектре на уровне пропускания материала в десять процентов.

Показано, что высококачественные эпитаксиальные слои твердого раствора Pb_{1-x}Eu_xTe ($0 \leq x \leq 1$) получались лишь при определенных условиях роста. При отклонении температуры роста от оптимального значения в образцах наблюдались неоднородности с размерами 1-10 мкм. В этом случае в спектрах излучения помимо основной линии (зона-зональные переходы) присутствовали дополнительные линии излучения, обусловленные неоднородностями [2].

Разработанная технология МЛЭ и полученные данные по $E_g(x)$ и $N(x)$ позволили нам создать на основе гетеропары Pb_{0,94}Eu_{0,06}Te/EuTe высокоотражающие брэгговские зеркала и лазер с вертикальным выводом излучения для ИК области спектра 4–5 мкм.

Список литературы

- [1] Shu Yuan, H. Krenn, G. Springholz, and G. Bauer. Phys. Rev. B 47, 7213 (1993).
 [2] Д.А. Пашкеев, Ю.Г. Селиванов, F. Felder, И. И. Засавицкий. ФТП 44, 891 (2010).

Контроль периодических планарных структур методом спектральной эллипсометрии

В.А. Швец, В.Н. Кручинин, В.Ш. Алиев, В.А. Селезнёв, **В.Я. Принц**

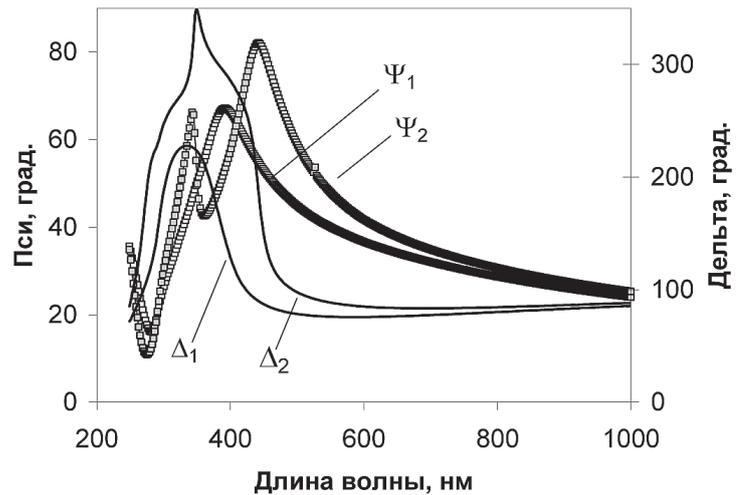
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск
shvets@isp.nsc.ru

В современной нанотехнологии широкое применение находят периодические в плоскости поверхности структуры с периодом порядка 100 нм, сформированные на полупроводниковой или диэлектрической подложке. Так, на основе наноимпринтинга возможно нанесение металлических полос шириной 30–100 нм на больших площадях ($>10 \text{ см}^2$), что позволяет создавать проволочно-решёточные поляризаторы (ПРП) для видимого и ультрафиолетового диапазонов. Для успешного развития технологии особое значение приобретают экспрессные методы контроля.

В данной работе представлены результаты эллипсометрического исследования ПРП структур на различных этапах её приготовления. Корректная интерпретация эллипсометрических измерений для таких структур предполагает проведение довольно сложных вычислений с использованием модели связанных волн. В работе показано, что в длинноволновом диапазоне спектра исследуемые структуры с хорошей точностью описываются в рамках традиционной оптической одно- или двухслойной модели. При этом слой с периодическим профилем можно задать в виде однородной оптически анизотропной среды с оптической осью перпендикулярной направлению полос.

Спектры эллипсометрических параметров, измеренные для таких структур, показанные на рисунке, обнаруживают хорошо выраженную анизотропию при ориентации полос вдоль луча (Ψ_1 , Δ_1) и перпендикулярно лучу (Ψ_2 , Δ_2). Величина этой анизотропии определяется отношением ширины полосы к периоду. При ориентации полос перпендикулярно плоскости падения в коротковолновой области спектра наблюдается аномальное поведение эллипсометрических параметров, обусловленное дифракционными эффектами – аномалия Вуда.

На основе проведённых исследований показано, что из эллипсометрических измерений в длинноволновой области спектра можно с требуемой для технологии точностью определять глубину профиля, возникающего при импринтинге, а также остаточную толщину фоторезиста под периодической структурой. При этом наилучшее совпадение измеренных и расчетных спектров получается для случая ориентации полос в плоскости падения. Результаты эллипсометрических данных подтверждаются данными АСМ и сканирующей электронной микроскопии.



Пирамидальные структуры при гомоэпитаксиальном росте на поверхности Si(111)-(7×7)

Д.И. Роголо, Л.И. Федина, С.С. Косолобов, А.В. Латышев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

rogilod@gmail.com

Методом *in situ* сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии (СВВ ОЭМ) исследовано формирование пирамидальных структур на поверхности Si(111) при осаждении Si в диапазоне температур 600–760°C. Скорость осаждения изменялась в диапазоне $R=10^{-3}-10^0$ МС/с ($1 \text{ МС} = 1,56 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$). Перед осаждением Si на

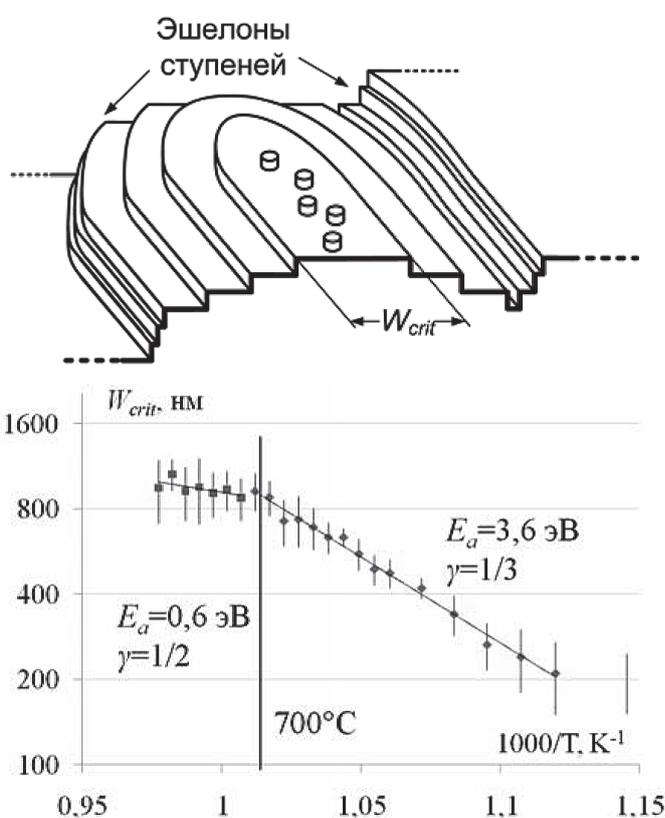


Рис. 1. Изображение пирамидальной структуры в момент зарождения островков роста (сверху) и зависимость W_{crit} от обратной температуры (снизу)

поверхности Si(111) формировались атомно-гладкие террасы, разделенные эшелонами ступеней [1]. При последующем росте Si возникали пирамидальные структуры, состоящие из разрастающихся монослоев (рис. 1). Ширина наиболее высокой террасы увеличивалась вплоть до некоторой величины W_{crit} , при которой на ней происходило зарождение двумерных островков со сверхструктурой Si(111)-(7×7), их разрастание и коалесценция с формированием новой террасы.

В результате изучения экспериментальной зависимости критической ширины террасы W_{crit} от температуры подложки (при $R=0,135$ МС/с) и скорости осаждения (при $T = 600, 650$ и 700°C) было обнаружено, что эффективная энергия активации зарождения и роста Si на Si(111)-(7×7) E_a и параметр γ в аппроксимации

$$R = W_{crit}^{-1/\gamma} \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right)$$

[2] имеют различные значения при $T < 700^\circ\text{C}$ ($\gamma = 1/3$, $E_a = 3,6$ эВ) и при $T > 700^\circ\text{C}$ ($\gamma = 1/2$, $E_a = 0,6$ эВ). В докла-

де обсуждаются механизмы роста Si на реконструированной поверхности Si(111)-(7×7) и причины различия кинетических ограничений в этих интервалах температур.

Список литературы

- [1] I. A.V. Latyshev et al., Surf. Sci., 213, 157 (1989).
 [2] Rosenfeld G. et al. Epitaxial growth modes far from equilibrium // The chemical physics of solid surfaces. Amsterdam: Elsevier, 1997. Vol. 8: Growth and properties of ultrathin epitaxial layers P. 66-101

Роль междоменных границ сверхструктуры (7×7) при эпитаксиальном росте Si /Si(111)

Е.Е. Родякина, Д.И. Рогило^{1,2}, С.С. Косолобов^{1,2}, А.В. Латышев^{1,2}

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

rodyakina@thermo.isp.nsc.ru

Эпитаксиальный рост тонких полупроводниковых слоёв является ключевым процессом в современных технологиях создания элементов микро- и нанoeлектроники. На формирование структуры поверхностей и границ раздела полупроводниковых структур помимо точечных дефектов влияет сверхструктурная реконструкция поверхности. В данной работе исследовалась морфология поверхности кремния (111), содержащая домены сверхструктуры (7×7) [1], после субмонослойного осаждения атомов кремния. Экспериментальные исследования поверхности кремния проводились методами *in situ* сверхвысоковакуумной отражательной электронной и *ex situ* атомно-силовой микроскопией. С целью исключить влияние на процесс роста атомных ступеней на поверхности формировались большие сингулярные участки (террасы), используя эффект эшелонирования ступеней при нагреве образца постоянным электрическим током [2].

На поверхность Si(111), содержащую широкие (более 10 мкм) террасы и охлаждённую до температуры 550°C, осаждено 0,2 МС (монослоя) атомов кремния. После закалки до комнатной температуры обнаружено формирование двух типов двумерных островков: мелкие однородно распределённые и редко расположенные дендритоподобные, а также цепочек мелких островков (см. рис. 1). При определённых условиях, в частности, при быстром охлаждении возможно сосуществование (7×7) и неперестроенной (1×1) даже при температурах ниже температуры сверхструктурного перехода [3]. Таким образом, цепочки островков образуются на узких междоменных границах, а дендриты вырастают между доменами сверхструктуры. В зависимости от времени формирования сверхструктуры, температуры от которой происходило быстрое охлаждение и температуры роста изменяются размер, среднее расстояние и толщина ветвей дендритных островков. Анализ формы и размеров дендритных островков позволяет сделать вывод о том, что, по-видимому, рост на неперестроенной поверхности происходит по механизму с ограниченной диффузией, характерному например для роста на поверхности металлов.

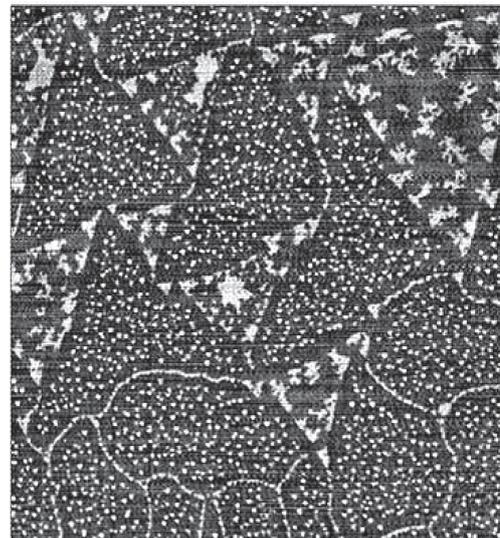


Рис. 1. АСМ-изображение (4x4 мкм²) поверхности Si(111) после роста

Список литературы

- [1] B. Voigtlander et al., Phys. Rev. Lett. 81-4, 858 (1998).
- [2] A.V. Latyshev et al., Surf. Sci. 213, 157 (1989).
- [3] L. Teufel et al., Thin Solid Films 264, 236-239 (1995).

Динамика атомов на реконструированных поверхностях кремния

А.А. Саранин, А.В. Зотов, Д.В. Грузнев

Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

saranin@iacp.dvo.ru

В настоящей работе были исследованы элементарные процессы и явления на реконструированной поверхности кремния, в которых динамика атомов имеет существенное значение.

На примере системы $\text{In}/\text{Si}(100)4\times 3$ была продемонстрирована возможность модификации (легирования) атомных кластеров, т. е. изменения их состава и структуры, приводящие к возникновению электронных состояний внутри запрещенной зоны [1] и изменению механических свойств кластеров [2]. Оказалось, что легирование приводит к замещению центрального атома Si двумя атомами In и образованию несимметричного кластера Si_6In_8 . Данный кластер имеет четыре эквивалентных состояния. Переключения между ними приводят к нестабильности таких кластеров при комнатной температуре.

Исследована динамика атомов Ge, адсорбированных на реконструированной поверхности $\text{Si}(111)'5\times 5'$ -Cu. Эта поверхность представляет собой слой силицида Cu_2Si моноатомной толщины, на поверхности которого формируется квазипериодический рельеф, состоящий из неправильных шестиугольных ячеек со средним размером $\sim 5,5$ периода подложки $\text{Si}(111)$ [3]. Исследования показали, что при комнатной температуре происходит захват атомов Ge внутри шестиугольных ячеек рельефа и их перескоки между отдельными позициями внутри ячейки. На основе статистического анализа СТМ-изображений, полученных при разных температурах, была оценена величина энергетических барьеров, определяющих миграцию атомов Ge на квазипериодическом рельефе поверхности $\text{Si}(111)'5\times 5'$ -Cu.

В результате статистического анализа парных расстояний между кластерами In на поверхности $\text{Si}(100)2\times 1$ было обнаружено существование предпочтительных «магических» расстояний между кластерами, равных нечетному числу димеров реконструкции подложки. Для каждого нечетного случая, волны попеременно наклоненных димеров от каждого кластера находятся в фазе в то время, как в случае четных расстояний в противофазе, вызывая возникновение структурного возмущения. Расчеты показали, что последний случай характеризуется более высокой энергией формирования за счет вклада упругой энергии антифазной границы доменов. Эта граница представляет собой топологический солитон с собственными локализованными электронными состояниями [4].

Список литературы

- [1] V. G. Kotlyar et al., Phys. Rev. Lett. 91, 026104 (2003).
- [2] A. A. Saranin et al., Phys. Rev. B. 74, 125304 (2006).
- [3] D. V. Gruznev et al., Surf. Sci. 604, 666 (2010).
- [4] M. Y. Lai et al., Phys. Rev. Lett. 106, 166101 (2011).

Структурные и транспортные свойства твердых растворов $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на GaAs (001)

А.Н. Семенов¹, Т.А. Комиссарова¹, В.А. Соловьев¹, Б.Я. Мельцер¹, А.А. Ситникова¹,
А.С. Гаврилов^{1,2}, С.В. Иванов¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 5, Санкт-Петербург

semenov@beam.ioffe.ru

Возрастающий интерес к гетероструктурам на основе InSb делает актуальными исследования транспортных свойств и структурного совершенства твердых растворов $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$, поскольку именно они используются в качестве комплиментарной пары при разработке и создании гетероструктур с двумерным каналом в InSb/AlInSb квантовой яме [1]. В данной работе сообщается об особенностях роста твердых растворов $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и исследовании их свойств методами просвечивающей и растровой электронной микроскопии (ПЭМ и РЭМ), рентгеновской дифрактометрии, а также с помощью измерения температурных зависимостей коэффициента Холла и удельного сопротивления в конфигурации Ван дер Пау в температурном диапазоне (77-300) К в магнитном поле 950 Э.

Объемные слои $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ толщиной 1-2 мкм различного состава ($0 < x < 0.6$) были выращены на подложках GaAs (100) ($\Delta a/a \sim 15\%$) с использованием установки МПЭ Riber 32P. Для инициализации роста AlInSb на подложках GaAs в условиях гигантского рассогласования периодов решеток ($\sim 14\%$) использовались буферный слой GaAs, поверхность которого предварительно выдерживалась под потоком сурьмы, и переходный буферный слой AlSb, имеющий $\sim 7\%$ рассогласование периода решетки с GaAs и AlInSb. Установлено, что особенностью гетеросистемы AlInSb/GaAs является высокая вероятность образования дефектов двойникования и предложены способы борьбы с ними. Определены оптимальные условия роста слоев $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ в широком диапазоне составов ($x < 0.6$). Проведенные исследования методами ПЭМ и РЭМ подтвердили достаточно высокое структурное качество выращенных сильно рассогласованных гетероструктур с плотностью дефектов вблизи поверхности менее $5 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$.

Температурная зависимость подвижности электронов исследованных слоев AlInSb была аппроксимирована зависимостью $\mu \sim T^p$, где величина p зависит от основного механизма рассеяния. Все выращенные объемные слои AlInSb демонстрировали сильную зависимость проводимости от содержания алюминия. Обнаружено, что увеличение содержания алюминия приводит к смене основного механизма рассеяния. В слоях с небольшим содержанием Al ($x < 0.15$) при высоких температурах одним из основных механизмов рассеяния является рассеяние на фононах, а рассеяние на заряженных центрах начинает преобладать только при понижении температуры ($T < 170 \text{ К}$). В слоях с высоким содержанием Al уже при комнатной температуре преобладает рассеяние на заряженных или нейтральных центрах, что приводит к уменьшению подвижности электронов при понижении температуры до 77К.

Список литературы

- [1] А.И. Иванов, А.В. Сидоров, Ж.З. Смирнов, ФТП 45, 4500 (2011).
[2] Л.В. Келдыш, в кн. Электронно-дырочные капли в полупроводниках, под ред. К.Д. Джеффриса и Л.В. Келдыша, Наука, М. 1988, с.7.

Концентрические моноатомные ступени на поверхности Si(111)

С.В. Ситников, С.С. Косолобов, А.В. Латышев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

sitnicovsv@gmail.com

Методами *in situ* сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии (СВВ ОЭМ) и *ex situ* атомно-силовой микроскопии (АСМ) проведены исследования кинетики движения моноатомных ступеней, ограничивающих концентрические двумерные отрицательные островки на поверхности Si (111). Расстояние между ступенями, в такой структуре может достигать 50 мкм, в зависимости от температуры подложки. Это позволило обнаружить формирование на террасах формирование макровакансий в процессе закалки со скоростью $\sim 400^\circ\text{C}/\text{с}$ от температур $1200\text{-}1350^\circ\text{C}$. Доля поверхности, занятая отрицательных островками составила $0,06 \pm 0,01$ МС.

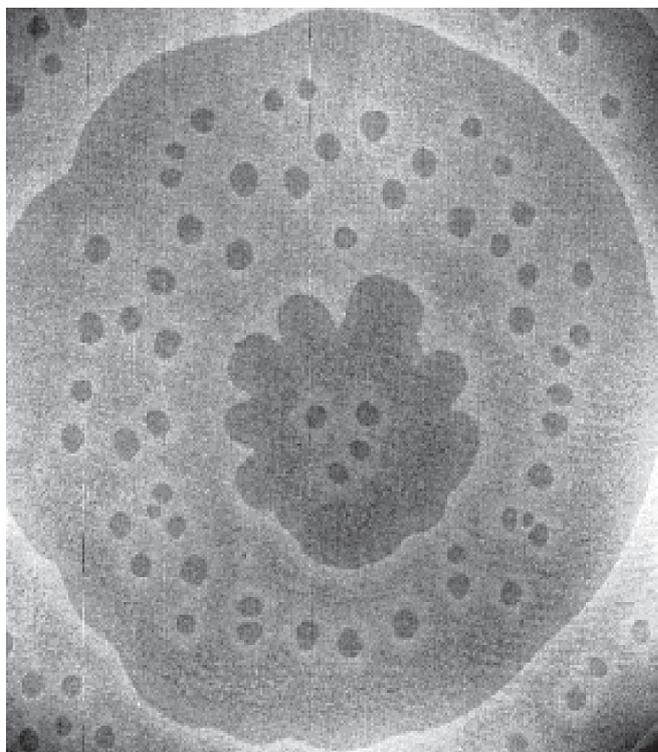


Рис. 1. АСМ-изображение (65×65 мкм²) дна лунки с концентрическими ступенями и отрицательными островками

Предварительно на поверхности образца кремния вытравливалась лунка глубиной 5-20 мкм с помощью ионно-лучевого травления низкоэнергетическими ионами аргона (1-4 кэВ). Далее образцы помещались в камеру СВВ ОЭМ, где в процессе высокотемпературного отжига (1300°C) на дне лунки формировались концентрические ступени, ограничивающие отрицательные двумерные островки. Размер сингулярных террас в зависимости от температуры отжига составлял от 10 (1190°C) до 50 мкм (900°C). Определены зависимости среднего диаметра островков d от времени отжига t при различных температурах на начальных стадиях зарождения островка в условиях сублимации и эпитаксиального роста. Показано, что в интервале температур $830\text{-}1000^\circ\text{C}$ - $d \sim t^{1/3}$, а при $1000\text{-}1200^\circ\text{C}$ - $d \sim t^{1/2}$. При эпитаксиальном росте в интервале температур $1000\text{-}1200^\circ\text{C}$ $d \sim t^{1/2}$. Обнаружено, что в процессе быстрого охлаждения ($400^\circ\text{C}/\text{с}$) образца от температуры $1200\text{-}1350^\circ\text{C}$ на широких террасах (>10 мкм) между атомными ступенями образуются отрицательные островки моноатомной глубины (рис. 1). Появление островков обусловлено увеличением концентрации точечных дефектов – вакансий при повышенных температурах. При быстром охлаждении на широких террасах вакансии не успевают встроиться в ступени, и объединяются в отрицательные островки. Полученные результаты обсуждаются в рамках расширенной теории Бартона-Кабреры-Франка, учитывающей влияние поверхностных вакансий.

Процессы формирования квантовых точек в многослойных Ge/Si структурах при эпитаксии из ионно-молекулярных пучков

Ж.В. Смагина¹, П.Л. Новиков^{1,2}, А.В. Ненашев^{1,2}, С.А. Рудин¹, В.А. Зиновьев¹,
С.А. Тийс¹, А.В. Мудрый³, А.В. Двуреченский^{1,2}

¹Институт физики полупроводников, Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск

³ГНПО Научно-технический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск

smagina@isp.nsc.ru

Импульсное ионное облучение в процессе эпитаксии Ge на Si обеспечивает повышение однородности трёхмерных островков (3D) Ge по размеру и увеличивает их плотность в массиве. Предложенный механизм ионного воздействия в процессе эпитаксии основывается на предположении, что при падении иона на поверхность создаются вакансионные комплексы, а в приповерхностной области – междоузлия. Оба типа дефектов служат эффективными центрами зарождения 3D островков [1]. В частности, междоузельные атомы стимулируют процесс зарождения, создавая благоприятные для него локальные области упругих деформаций растяжения. В настоящей работе методом молекулярной динамики (МД) рассчитана энергетическая поверхность структуры Si/Ge(001)-2x1, в приповерхностный слой которой встроены кластер из 5 атомов Ge в позициях тетраэдрических междоузлий. Обнаружено, что встроенный кластер существенно меняет потенциальный рельеф поверхности. В частности, над кластером сужается диффузионный канал, что благоприятствует образованию там наностроек при осаждении Ge. Этот результат служит дополнительным обоснованием феноменологической модели, включающей решение упругой задачи [1].

Модель роста Ge на Si была обобщена для случая роста многослойных структур из ионно-молекулярных пучков с учетом результатов, полученных методом МД. Обнаружено, что если облучение проводится только на первом слое Ge, то плотность островков уменьшается с каждым последующим слоем. 3D островки преимущественно растут над островками большого размера. Деформации, вводимые междоузельными атомами и островками малого размера, по-видимому, недостаточно велики, чтобы сформировать центр зарождения островка в верхнем слое. Расчётные данные хорошо согласуются с экспериментальными данными. Для сохранения высокой плотности островков (10^{12} см⁻²) ионное облучение необходимо проводить в каждом последующем слое Ge, создавая центры преимущественного зарождения 3D островков, либо менять толщину кремневого слоя, разделяющего Ge. Исследована фотолюминесценция (ФЛ) структур Ge/Si с нанокластерами Ge. Показано, что уменьшение латерального размера наностроек, выращенных при импульсном ионном облучении, приводит к высокоэнергетическому сдвигу пика ФЛ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 10-02-01181), Программы СО РАН и Программы фундаментальных исследований РАН «Нанотехнологии».

Список литературы

[1] Ж.В. Смагина, В.А. Зиновьев, А.В. Ненашев и др., ЖЭТФ, 2008, 133, с. 593.

Формирование наностроек Ge на структурированных подложках Si (моделирование методом молекулярной динамики)

П.Л. Новиков^{1,2}, Ж.В. Смагина¹, А.В. Двуреченский^{1,2}

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск

²Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

novikov@isp.nsc.ru

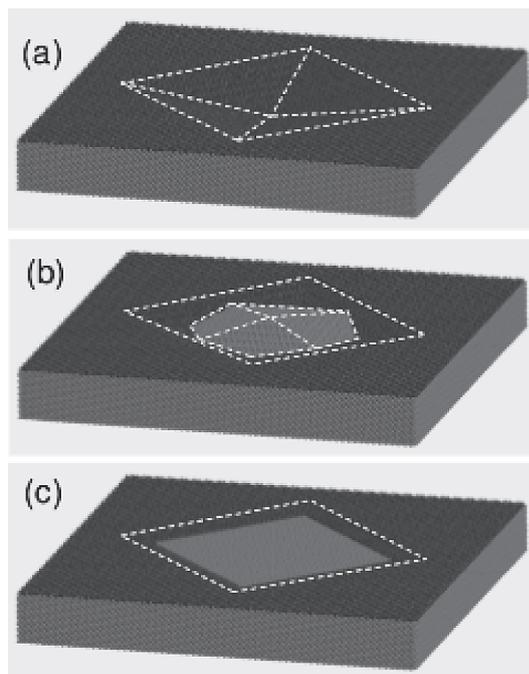


Рис. 1. Моделируемые структуры, заложенные в расчеты энергии методом МД. (а) незаполненная ямка; (б) hut-кластер в ямке; (с) двумерный островок в ямке

поверхность моделируемой структуры. Анализ энергетической поверхности показал, что в ямках располагается система глубоких минимумов, способствующих стоку Ge в ямки при осаждении Ge. Также в работе рассчитана энергия различных морфологий германия, заполняющего ямку (рис. 1). Показано, что при размере ямки меньше ~ 20 нм энергетически выгодно ее заполнение в режиме двумерно-слоевого роста, а при большем размере ямки формируется конфигурация наностройка Ge в форме hut-кластера с центром на доньшке ямки. Рассчитаны энергии наностроек Ge в ямке с различными ориентациями сторон hut-кластера. Показано, что для ямки, ориентированной по периметру вдоль (011), наиболее энергетически выгодной является конфигурация hut-кластера со сторонами основания, ориентированными вдоль (001).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 10-02-01181).

Список литературы

- [1]. Zh. Zhong, A. Halilovic, T. Fromherz, F. Schäffler, and G. Bauer, Appl. Phys. Lett. 82, 4779 (2003).

Вклад электронных поверхностных состояний, обусловленных силой зеркального изображения, в эмиссию электронов из ОЭС-фотокатодов

В.В. Бакин¹, С.Н. Косолобов¹, С.А. Рожков², А.С. Терехов¹, Г.Э. Шайблер¹

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск

²Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

terek@thermo.isp.nsc.ru

В работе нам впервые удалось наблюдать фотоэмиссию из поверхностных электронных состояний на границе раздела p-GaAs (Cs,O) – вакуум, обусловленных потенциалом силы зеркального изображения. Известно, что потенциал силы зеркального изображения, действующей на электрон вблизи границы раздела твёрдое тело – вакуум, формирует на «вакуумной» стороне интерфейса водородоподобный спектр поверхностных электронных состояний. Анализ энергетической диаграммы поверхности полупроводника с эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС) показывает, что энергетические положения этих поверхностных состояний не перекрываются с незаполненными состояниями зоны проводимости полупроводника. Следовательно, время жизни неравновесных электронов на этих состояниях может быть достаточно велико и при фотоэмиссии из полупроводника с ОЭС они должны заполняться фотоэлектронами.

Наибольшее «накопление» фотоэлектронов должно происходить на мелких квазидискретных уровнях, примыкающих к уровню вакуума, поскольку плотность состояний на этих уровнях и время жизни захваченных на них фотоэлектронов наиболее велики. При приложении к фотокатоду тянущего электрического поля эти уровни (из-за малых энергий связи) опустошаются и дают вклад в фототок. Простым способом наблюдения фотоэмиссии из состояний данного типа является измерение вольт-амперной характеристики планарного вакуумного фотодиода с ОЭС-фотокатодом. При запирающих электрических полях между фотокатодом и анодом, дифференцирование вольт-амперной характеристики позволяет измерять энергетическое распределение эмитированных электронов по «продольным» энергиям.

При переходе от запирающих полей к тянущим в распределении фотоэлектронов по энергиям должен наблюдаться узкий пик, обусловленный увеличением фототока из-за опустошения квазидискретных поверхностных состояний тянущим электрическим полем. Такой пик наблюдался нами экспериментально (см. рисунок) на фотокатодах с атомарно-гладкой эмитирующей поверхностью. Изучены зависимости формы пика от температуры, плотности оптической накачки и геометрических размеров светового пучка, подтвердившие правильность предложенной интерпретации.

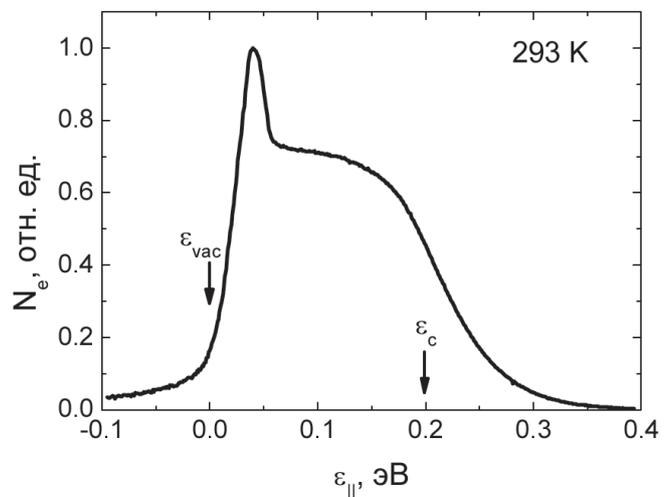


Рис. 1. Энергетическое распределение фото-электронов эмитированных ОЭС-фотокатодом

Реконструкционные переходы и атомно-слоевое травление поверхностей полупроводников $A^{III}B^V$

О.Е. Терещенко^{1,2}, К.В. Торопецкий^{1,2}, В.А. Альперович^{1,2}, С.В. Еремеев^{3,4},
А.В. Бакулин^{3,4}, С.Е. Кулькова^{3,4}

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова РАН, Новосибирск

²Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

³ИФПМ СО РАН, Томск

⁴Томский госуниверситет, Томск

teresh@thermo.isp.nsc.ru

Для современных нанотехнологий необходимо совершенствовать не только методы атомно-слоевого роста, но и методы атомно-слоевого травления полупроводников. Атомно-слоевое («цифровое») травление состоит в прецизионной пошаговой «разборке» кристалла путем удаления одного монослоя за другим при сохранении атомной гладкости поверхности. В докладе представлены недавние результаты по теоретическому обоснованию и экспериментальной реализации метода цифрового травления GaAs(001) [1,2].

Метод основан на прецизионном изменении стехиометрии и атомных реконструкций поверхности при адсорбции щелочных металлов и галогенов, селективно ослабляющих связи поверхностных анионов и катионов с подложкой на анион – и катион – обогащенных поверхностях, соответственно. Селективное ослабление связей поверхностных атомов обусловлено эффектами передачи заряда за счет разности электроорицательностей адатомов и атомов полупроводника, которые приводят к перераспределению электронной плотности в поверхностном слое. Установлено, что адсорбция цезия на As-обогащенную поверхность GaAs(001)-(2×4) и йода на Ga-обогащенную поверхность GaAs(001)-(4×2) действительно приводит к уменьшению электронной плотности на задних связях поверхностных атомов мышьяка и галлия, соответственно. Напротив, адсорбция йода на As-обогащенной и цезия на Ga-обогащенной поверхностях стабилизирует соответствующие реконструкции [1].

Экспериментально методами дифракции медленных электронов и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии показано, что последовательная адсорбция цезия и йода на As- и Ga-обогащенные поверхности GaAs(001), соответственно, и прогрев при $T \leq 450^\circ\text{C}$ позволяют осуществлять обратимые переходы между реконструкциями (2×4)/с(2×8) и (4×2)/с(8×2) [2]. Каждый переход сопровождается удалением половины монослоя GaAs. Таким образом, на примере GaAs(001) показано, что взаимодействие щелочных металлов и галогенов с реконструированными полярными поверхностями соединений $A^{III}B^V$ может быть использовано для осуществления атомно-слоевого травления, контролируемого реконструкционными переходами на поверхности.

Список литературы

- [1] О.Е. Терещенко, С.В. Еремеев, А.В. Бакулин, С.Е. Кулькова, Письма в ЖЭТФ 91, 511 (2010).
[2] О.Е. Терещенко, К.В. Торопецкий, В.Л. Альперович, Письма в ЖЭТФ, 87, 41 (2008).

Гетероструктуры пористый кремний/кристаллический кремний в нитевидных нанокристаллах

А.А. Тонких^{1,2}, N. Geyer², P. Werner², B. Fuhrmann³, H.S. Leipner³

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

²Max-Planck Institute of Microstructure Physics, Germany

³Interdisciplinary Center of Materials Science, Martin Luther University Halle-Wittenberg, Germany

tonkikh@mpi-halle.de

Нитевидные нанокристаллы (ННК) интересны с позиций фундаментальных исследований, а также перспективны для практических применений. ННК с контролируемыми параметрами на основе кремния можно получать методами химического травления кремниевых пластин, предварительно размеченных с помощью полистереновых наносфер [1]. Подобные объекты могут найти свое применение, например, в термоэлектрических устройствах на основе кремния [2].

Ранее было показано, что химическое травление кремния в водном растворе HF-H₂O₂ с применением металлического катализатора приводит, в случае высоко легированных подложек, к формированию пористых ННК [1].

Нами был применен метод молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) для получения слоев кремния селективно и прецизионно легированных бором. Это позволило установить, что упоривание кремния в ННК происходит при уровнях легирования выше, чем переход Мотта. При этом реакция химического растворения кремния, приводящая к упориванию, запускается за счет туннелирования дырок из вырожденного кремния в электролит через тонкий приповерхностный потенциальный барьер. Использование МПЭ позволяет контролируемо получать, см. рис. 1, гетероструктуры кристаллический кремний/пористый кремний в структуре ННК. Дополнительные преимущества в методе МПЭ могут быть получены от использовании Ge в качестве материала для «разметки» структуры ННК, как показано на рис. 1.

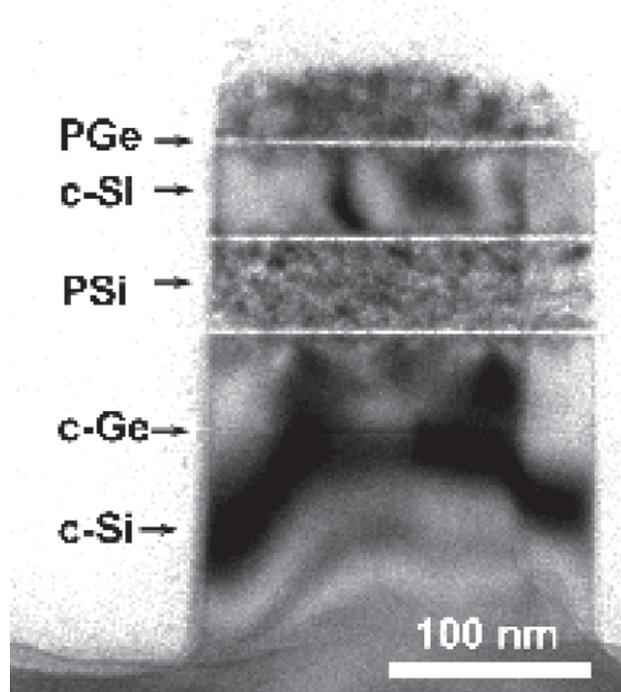


Рис. 1. ННК Si с чередованием слоев пористого (PSi) и кристаллического (c-Si) кремния; пористого (PGe) и кристаллического (c-Ge) германия. Изображение получено методом просвечивающей электронной микроскопии в геометрии поперечного сечения

Список литературы

- [1] Zh.Huang, N.Geyer, P.Werner, J.de Boor, and U.Gösele, *Adv. Mater.*, 23, 285 (2011).
[2] J.Tang, H.-T.Wang, D.H.Lee, M.Fardy, Z.Huo, T.P.Russell, and P.Yang, *NanoLett.*, 10, 4279 (2010).

Влияние микроструктуры на фотопроводимость пленок PbTe(In)

В.И. Черничкин¹, Л.И. Рябова¹, А.А. Добровольский¹, В.А. Касьян², З.М. Дашевский²,
С.Д. Ганичев³, В.В. Бельков⁴, Д.Р. Хохлов¹

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

²Университет Бен-Гурион, Бир Шева, Израиль

³Университет Регенсбурга, Регенсбург, Германия

⁴ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

vlchern@yandex.ru

Проводимость и фоточувствительность поликристаллических пленок на основе полупроводниковых материалов определяются как свойствами собственно кристаллических гранул, так и особенностями формирования межкристаллитных границ и поверхности зерен. Изменение микроструктуры пленок позволяет изменять тип и характер проводимости, индуцировать появление задержанной фотопроводимости и влиять на температуру ее появления. Все указанные процессы наблюдались в нано- и поликристаллических пленках на основе теллурида свинца, легированного индием.

Пленки PbTe(In) осаждались на полуизолирующие стеклянные или полиимидные подложки, температура которых T_s составляла -70 и 250 С. В качестве исходной шихты был использован монокристалл PbTe, легированный 0.5 ат.% In. Микроструктура, элементный и фазовый состав пленок исследовались методами AFM, SEM, XRD. Все пленки имели столбиковую структуру. Столбики выстраивались в направлении близком к перпендикулярному плоскости подложки. Диаметр столбиков, составляет ~60 нм у пленок, полученных на охлажденной подложке, и ~300 нм у пленок, осажденных на нагретую подложку. Исследование импеданс-спектров нанокристаллических пленок с размером зерна 60 нм выявило, что основной вклад в проводимость вносит транспорт через межкристаллитный барьер. Задержанная фотопроводимость наблюдается при $T < 150$ К и связана с модуляцией зонного рельефа.

Увеличение размера зерна приводит к смене типа проводимости с дырочного на электронный и переходу к металлическому типу температурной зависимости сопротивления, характерному для объемных кристаллов PbTe(In). При $T < 25$ К наблюдается задержанная фотопроводимость, связанная со свойствами метастабильных состояний примеси. Окисление поликристаллических пленок приводит к инверсии типа проводимости и появлению межкристаллитных барьеров.

Изучение фотоотклика в терагерцовом диапазоне проведено при длинах волн 90, 148 и 280 мкм в температурном интервале от 4.2 до 150 К. Фотопроводимость возбуждалась импульсами терагерцового газового лазера с оптической накачкой. При этом образцы не экранировались от фонового теплового излучения. Длительность импульсов составляла около 100 нс. В зависимости от микроструктуры и температуры наблюдался различный характер фотоотклика. Он может быть положительным или отрицательным, задержанным или повторяющим фронт прохождения импульса. Именно в терагерцовом диапазоне микроструктура оказывает наиболее значительное влияние на формирование фотоотклика. Обсуждаются возможные механизмы наблюдаемых эффектов.

Управление перемещением единичной адсорбированной молекулой неупругим туннельным током: учет взаимодействия колебательных мод

Ю.Е. Щадилова, С.Г. Тиходеев

Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

y.shchadilova@gmail.com

Сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) предоставляет уникальные возможности для управления единичными адсорбированными атомами [1] или молекулами. Например, диссоциацией и вращением молекулы O_2 на поверхности Pt(111) [2], перемещением молекулы CO по поверхности Pd(110) [3].

В нашей работе, мотивированной экспериментом [3], предложена теоретическая модель кинетики перемещения адсорбата по поверхности металла в случае, когда ответственная за перемещение колебательная мода адсорбата не возбуждается напрямую неупругим электронным током через адсорбированную молекулу. Модель основана на диаграммной технике Келдыша для неравновесных процессов [4–6] с учетом нелинейного взаимодействия между колебательными модами адсорбата и механизме «лестничного» надбарьерного возбуждения [7] ответственной за перемещение моды. Предполагается, что высокочастотная мода (ВЧМ) растяжения C–O (энергия ~ 230 meV) возбуждается напрямую неупругим туннельным током, а низкочастотная мода (НЧМ), ответственная за перемещение (энергия ~ 25 meV), ангармоническим образом связана с ВЧМ.

В рамках предложенной модели рассчитана вероятность прыжков молекулы CO по поверхности Pd(110) как функция приложенного напряжения между иглой СТМ и металлической подложкой (рис. 1). Таким образом, модель воспроизводит количественно пороговый характер зависимости при разности потенциалов, отвечающей порогу неупругого возбуждения высокочастотной моды.

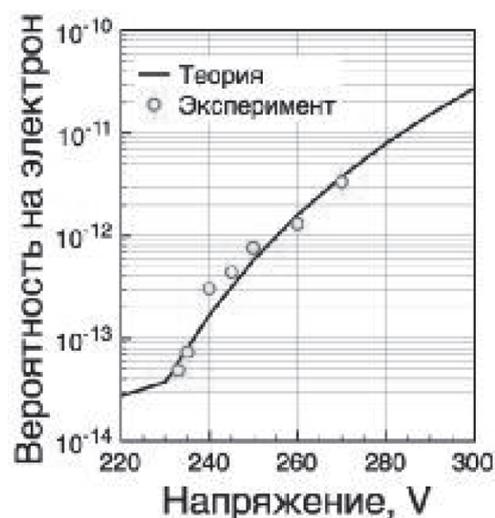


Рис. 1. Зависимость вероятности перемещения молекулы CO по подложке Pd(110) от разности потенциалов между подложкой и иглой СТМ. Эксперимент [3] (точки) и результаты расчета (сплошная линия)

Работа выполнена при поддержке РАН и Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (ГК П849).

Список литературы

- [1] D.M. Eigler, C.P. Lutz, and W.E. Rudge, Nature 352, 600 (1991).
- [2] B.C. Stipe, M.A. Rezaei, and W. Ho, Science 280, 1732 (1998).
- [3] T. Komeda et al., Science 295, 2055 (2002).
- [4] Л.В. Келдыш, ЖЭТФ 47, 1515 (1964).
- [5] П.И. Арсеев, Н.С. Маслова, ЖЭТФ 102, 1056 (1992).
- [6] S. Tikhodeev et al., Surf. Sci. 493, 63 (2001); Phys. Rev. B 70, 125414 (2004).
- [7] S. Gao et al., Solid State Commun. 84, 271 (1992).

Анизотропия магнетосопротивления пленок PbSnTe:In в сильных магнитных полях

А.Э. Климов, В.С. Эпов

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова РАН, Новосибирск

ser_avs@ngs.ru

Измерены зависимости тока от магнитного поля при $T=4,2$ К в структурах на основе эпитаксиальных пленок PbSnTe:In на подложках BaF₂ с содержанием SnTe около 26%. Образцы без освещения находились в «диэлектрическом состоянии», при котором преобладающим механизмом протекания тока был ток, ограниченный пространственным зарядом (ТОПЗ). Ранее в работе [1] были приведены экспериментальные результаты по сильной анизотропии магнетосопротивления тонких пленок

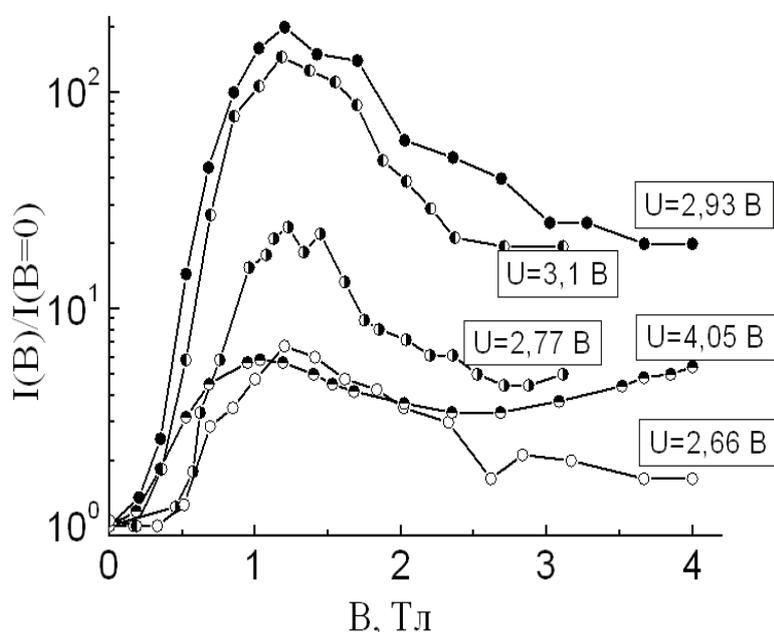


Рис. 1. Зависимость относительного изменения тока одного из образцов без освещения $I(B)/I(B=0)$ от величины магнитного поля. Магнитное и электрическое поля параллельны

правления как без освещения (рис. 1), так и при наличии подсветки в фундаментальной области поглощения PbSnTe:In. В частности, характерной особенностью кривых, показанных на рис. 1, является немонотонная зависимость относительного изменения тока от величины магнитного поля и приложенного напряжения. Анализ экспериментальных результатов проводится в рамках теории ТОПЗ при сложном энергетическом распределении ловушек в запрещенной зоне [2] с учетом сегнетоэлектрических особенностей PbSnTe:In.

Список литературы

- [1] A.Klimov, V.Sherstyakova, and V.Shumsky, *Ferroelectrics* 378:1, 101 (2009).
 [2] A.Klimov, V.Shumsky, *Physica B* 404, 5028 (2009).



Гетероструктуры и сверхрешетки

структурные и оптические свойства, электронный транспорт,
микрорезонаторы

Времена жизни электронов в многопериодных структурах квантовых ям с асимметричными барьерами

Ю.А. Алещенко, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, М.В. Кочиев, В.А. Цветков

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

yuriale@sci.lebedev.ru

С временным разрешением лучше 8 пс при температуре 10К выполнены исследования кинетики фотолюминесценции (ФЛ) в многопериодных структурах квантовых ям (КЯ) GaAs/AlGaAs с асимметричными по высоте барьерами, предложенных нами в качестве активного элемента униполярного лазера [1]. В таких структурах локализованное электронное состояние существует только в ограниченной области волновых векторов k в плоскости слоев. Этот эффект может быть использован для резкого повышения времени безызлучательной рекомбинации между лазерными подзонами в активном элементе униполярного лазера с нижней лазерной подзоной, обладающей свойством подобной трансформации. Структуры, предназначенные для межподзонной оптической накачки («фонтанный» режим), выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии и включали 70 периодов активного элемента 5.0/8.2/1.4/4.9/3.0/2.5/36.0/15.0, где прямым шрифтом указаны толщины (в нм) высоких барьеров $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$, жирным шрифтом – КЯ GaAs и курсивом – низкого барьера $Al_{0.09}Ga_{0.91}As$. Параметры структур, обеспечивающие подавление межподзонной безызлучательной релаксации между лазерными уровнями, были оптимизированы на основе расчета потенциального профиля из совместного решения уравнений Шредингера и Пуассона и времен межподзонной релаксации. Согласно расчетам, время безызлучательной релаксации между лазерными подзонами превышает 6 пс, т.е., в 4 раза выше соответствующего параметра для фонтанного лазера с симметричными барьерами. Высокое качество полученных структур и соответствие положений подзон расчетным значениям подтверждают данные рентгеновской дифракции, спектроскопии ФЛ и возбуждения ФЛ, а также ИК поглощения [2].

В исследованиях кинетики ФЛ возбуждение осуществлялось при энергии, (I) соответствующей расстоянию между первым дырочным уровнем и верхним лазерным состоянием, (II) несколько превышающей расстояние по энергии между вторым дырочным уровнем и нижним лазерным состоянием. В случае (I) обнаружено, что с ростом энергии регистрации до значений, отвечающих межзонным переходам с участием нижнего лазерного состояния, время рекомбинации уменьшается от значений, характерных для межзонной рекомбинации (~300 пс), до 9 пс и, таким образом, близко к расчетному времени безызлучательной релаксации между лазерными подзонами. В случае (II) время релаксации с нижнего лазерного состояния в первую электронную подзону, отстоящую от него на энергию LO фонона, оказывается ниже используемого временного разрешения. Продемонстрировано также эффективное подавление паразитного каскадного перехода между лазерными подзонами через состояния квазинепрерывного спектра.

Список литературы

- [1] Yu.A. Aleshchenko, V.V. Kapayev, Yu.V. Kopyayev, N.V. Korniyakov, Nanotechnology 11, 206 (2000).
[2] Ю.А. Алещенко, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, Ю.Г. Садофьев, М.Л. Скориков, Квантовая электроника 40, 685 (2010).

Режимы сильной и слабой экситон-фотонной связи в GaAs-микрорезонаторе с встроенными квантовыми ямами

В.В. Белых, Д.А. Мыльников, Н.Н. Сибельдин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

belykh@lebedev.ru

Уже почти два десятилетия исследования экситонных поляритонов в микрорезонаторах (МР) с встроенными квантовыми ямами привлекают повышенное внимание, вызванное возможностью наблюдения целого ряда интересных эффектов: бозе-конденсации и сверхтекучести газа поляритонов, стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния и др. [1]. Однако, даже при более низких, чем требуется для бозе-конденсации поляритонных плотностях, система вследствие межчастичных взаимодействий может перейти в так называемый режим слабой связи, в котором поляритонные состояния размыты [2].

Мы изучили спектрально-временную динамику излучения МР, выходящего под различными углами θ к нормали к плоскости МР, соответствующими двумерным волновым векторам $k = \omega/c \sin\theta$. Структура образца и условия его возбуждения описаны в работе [2]. Спектрально-временная динамика излучения регистрировалась с помощью спектрометра сопряженного со стрик-камерой.

При достаточно высокой плотности нерезонансного возбуждения в системе возникает лазерная генерация и наблюдается переход от режима слабой к режиму сильной связи с течением времени, что следует из положения пиков во время-разрешенных спектрах.

В работе обсуждаются кинетические зависимости ширины и спектрального положения линии излучения (считается, что именно эти параметры служат экспериментальной мерой экситон-фотонного взаимодействия), соответствующего нижней поляритонной ветви, измеренные в зависимости от угла регистрации θ и плотности возбуждения. В частности, показано, что кинетика спектрального положения линии излучения определяется уменьшением числа электронно-дырочных пар в системе, а кинетика ее ширины – в основном, скоростью остывания электронно-дырочной системы и характеризуется значительно меньшими временами.

Отдельно изучено пространственное распределение спектров излучения МР в режимах сильной и слабой связи. Показано, что наблюдаемое в некоторых работах «сосуществование» режимов сильной и слабой связи может быть связано с регистрацией излучения, отвечающего различным участкам возбуждающего пятна на образце. Установлено, что участки, соответствующие режиму слабой связи, распределены произвольным образом и, по-видимому, соответствуют расположению дефектов образца.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 08-02-01438), Программ фундаментальных исследований Президиума РАН и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Гос. контракт №П546).

Список литературы

- [1] H. Deng, H. Haug and Y. Yamamoto, Rev. Mod. Phys. 82, 1489 (2010).
[2] В.В. Белых, М.Х. Нгуен, Н.Н. Сибельдин, М.Л. Скориков, В.А. Цветков, А.В. Шарков, ЖЭТФ 136, 550 (2009).

Определение реального профиля концентрации свободных носителей заряда в НЕМТ-гетероструктурах на основе соединений InGaAs/AlGaAs/GaAs

П.Н. Брунков¹, М.Э. Рудинский¹, А.А. Гуткин¹, А.А. Ситникова¹, А.Ю. Егоров²,
О.И. Ронжин¹, А.А. Шахмин¹, Б.Я. Бер¹, Д.Ю. Казанцев¹, С.Г. Конников¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²СПб ФТНОЦ, Санкт-Петербург

brunkov@mail.ioffe.ru

Одним из наиболее широко используемых приборов современной сверхвысокочастотной (СВЧ) электроники являются гетероструктурные полевые транзисторы на основе полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$, известные в литературе как транзисторы с высокой подвижностью электронов (High Electron Mobility Transistor - НЕМТ). В приборах данного типа двумерный проводящий канал, представляющий из себя квантовую яму, и прилегающие к нему слои широкозонных полупроводников изготавливаются из нелегированного материала, что уменьшает рассеяние на ионах примеси свободных носителей заряда и, следовательно, обеспечивает их высокую подвижность в канале, а носители заряда, заполняющие канал и обеспечивающие его проводимость, создаются за счет легирования мелкими примесями пространственно отделенных от канала слоев широкозонного полупроводника. При разработке технологии НЕМТ-гетероструктур необходимо контролировать перераспределение свободных носителей заряда между двумерным каналом и неоднородно легированными широкозонными барьерами.

Для определения распределения концентрации свободных носителей заряда в полупроводниковых многослойных гетероструктурах широко используют метод электрохимического вольт-емкостного профилирования (ECV), основанный на циклическом чередовании процессов контролируемого электро-химического травления и измерения $C(V)$ характеристик, на основании которых определяется концентрация свободных носителей $N_{CV}(z)$ в приближении обедненного слоя. Следует отметить, что наличие в многослойной гетероструктуре низкоразмерных слоев характеризуется формированием уровней размерного квантования, что приводит к искажению профиля распределения свободных носителей $N_{CV}(z)$, так как приближение обедненного слоя не справедливо при резких изменениях концентрации свободных носителей с расстоянием, а также не учитывает сильную локализацию носителей заряда в квантовой яме на уровнях размерного квантования. Поэтому $N_{CV}(z)$ является эффективным профилем распределения концентрации свободных носителей и не совпадает с реальным распределением.

Показано, что реальный профиль распределения свободных носителей заряда в многослойной НЕМТ-гетероструктуре может быть получен из анализа $N_{CV}(z)$ зависимости с использованием численного моделирования на основе самосогласованного решения одномерных уравнений Шредингера и Пуассона [1].

Для определения электро-физических параметров НЕМТ-структур наряду с ECV профилированием применялся комплекс взаимодополняющих методов, включающий в себя просвечивающую электронную микроскопию, вторичную ионную масс-спектрометрию и локальную катодoluminesценцию.

Список литературы

- [1] П.Н. Брунков и др., ФТП 45, 829 (2011).

Узкозонные гетероструктуры с квантовыми ямами на основе HgTe/CdTe

В.И. Гавриленко¹, К.Е. Спирин¹, А.В. Иконников¹, М.С. Жолудев¹, А.В. Антонов¹,
А.А. Ластовкин¹, В.В. Румянцев¹, В.Я. Алешкин¹, С.А. Дворецкий², Н.Н. Михайлов²

¹Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

gavr@ipmras.ru

Гетероструктуры с квантовыми ямами на основе HgTe/CdTe обладают рядом замечательных свойств, связанных в первую очередь с бесщелевой зонной структурой HgTe. В них реализованы квантовый холловский спиновой изолятор [1], двумерный полуметалл [2], наблюдается гигантское спиновое расщепление (до 30 мэВ) [3,4]. Еще в 1979 году было отмечено, что сверхрешетки HgTe/CdTe являются более перспективным материалом для создания межзонных приемников длинноволнового ИК (ТГц) излучения по сравнению с объемным материалом CdHgTe [5], причём ширину запрещенной зоны можно варьировать путем изменения ширины ямы [6]. Однако до настоящего времени фототклик в ТГц диапазоне в таких структурах продемонстрирован не был. Оригинальная часть доклада посвящена ТГц спектроскопии узкозонных гетероструктур с квантовыми ямами на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_{1-y}\text{Hg}_y\text{Te}$, выращенных в ИФП СО РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии [7].

В структурах с 2D электронным газом с рекордно низкой концентрацией $6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ при $T = 4.2 \text{ К}$ наблюдалось широкое плато квантового эффекта Холла (подвижность около $7 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$). Из измерений циклотронного резонанса с помощью серии квантовых каскадных лазеров ТГц диапазона определены эффективные массы электронов, достигающие $0.003m_0$ (минимальное значение), что свидетельствует о малой ширине запрещенной зоны [8]. В структурах без 2D электронного газа при $T = 4.2 \text{ К}$ помимо межзонной фотопроводимости обнаружена мощная полоса в области 7-40 мэВ, связанная по-видимому с фотовозбуждением носителей, локализованных на флуктуациях случайного потенциала в квантовых ямах твердого раствора HgCdTe. Для структур с шириной запрещенной зоны более 25 мэВ межзонная фотопроводимость наблюдалась также при $T = 77 \text{ К}$. Проведенные расчеты зонной структуры на основе модели Кейна $8 \cdot 8$ показали, что определенные экспериментально значения эффективных масс и ширины запрещенной зоны хорошо согласуются друг с другом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 11-02-00958), ФЦП ННПКИР (ГК 16.740.11.0321), Минобрнауки (грант МК-1114.2011.2) и РАН.

Список литературы

- [1] M.König et al., Science 318, 766 (2007).
- [2] G.M.Gusev et al., Phys. Rev. Lett. 104, 166401 (2010).
- [3] Y.S. Gui et al., Phys.Rev. B, 70, 115328 (2004).
- [4] К.Е.Спирин и др. Письма ЖЭТФ, 92, 65 (2010).
- [5] J.H.Schulman, N.C.McGill. Appl. Phys. Lett. 34, 663 (1979).
- [6] C.H.Grein et al., J. Electronic Materials, 34, 905 (2005).
- [7] S.Dvoretzky, N.Mikhailov et al., J. Electronic Materials, 39, 918 (2005).
- [8] А.В.Иконников и др. Письма ЖЭТФ, 92, 837 (2010).

Время формирования, остывания и излучательной рекомбинации ЭКСИТОНОВ В ДВОЙНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ

В.Я. Алешкин¹, Л.В. Гавриленко¹, Д.М. Гапонова¹, З.Ф. Красильник¹, Д.И. Крыжков¹,
Д.И. Курицын¹, С.М. Сергеев¹, В.Г. Лысенко², Claus V. Sørensen³

¹Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

²Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов, Черноголовка

³Mikroelektronik Centret, Danmarks Tekniske Universitet, DK-2800 Lyngby, Denmark.

aritany@ipm.sci-nnov.ru

Измеряемое время нарастания экситонной фотолюминесценции (ФЛ) определяется не только формированием экситона, но и его остыванием до $k=0$. Т.е. это время появления фотоактивного экситона. Чтобы отделить время формирования экситона от времени остывания требуется измерение дополнительных зависимостей кинетики ФЛ от мощности и энергии кванта накачки, температуры образца и т.д. В данной работе исследовались кинетики ФЛ экситонов в двойных квантовых ямах (ДКЯ) при мощности накачки от 0.1 мВт до 5 мВт, температура образца изменялась от 8 до 50 К. С помощью уравнений баланса промоделированы процессы формирования и рекомбинации экситонов. Исследуемая *n-i-n* гетероструктура GaAs/Al(Ga)As, содержала двойные туннельно-связанные ДКЯ GaAs/AlAs/GaAs (124/11/121 Å). Более подробно описание структуры см. в [1].

На рисунке 1 приведены кинетики ФЛ прямого экситона (электрон и дырка локализованы в одной КЯ) при накачке с мощностью 1 мВт (верхние кривые) и при накачке с мощностью 0.1 мВт (нижние кривые). Видно, что время жизни экситона растет с увеличением температуры образца [2]. Кроме того, при увеличении мощности накачки удлиняется время нарастания ФЛ. Однако сравнивая две кинетики с мощностью возбуждения 1 мВт, можно видеть, что увеличение температуры до 30 К почти не влияет на время нарастания ФЛ, поэтому можно предположить, что время нарастания в большей степени определяется формированием экситона, а не остыванием. Для подтверждения предположений выполнены расчеты.

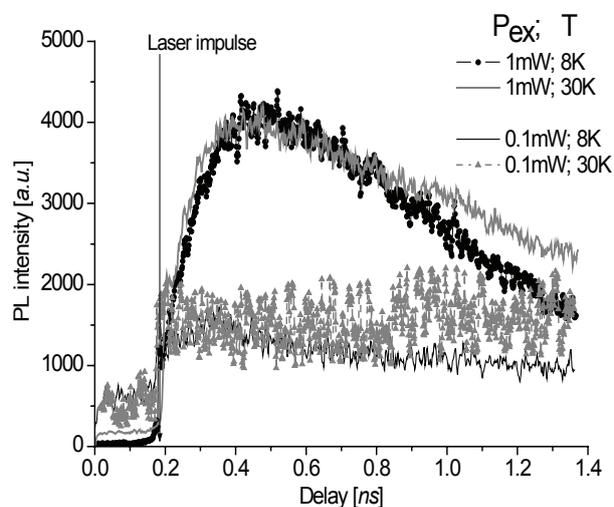


Рис. 1. Кинетики ФЛ прямого экситона в двойной КЯ при $T=8\text{K}$ (черный) и $T=30\text{K}$ (серый)

Видно, что время жизни экситона растет с увеличением температуры образца [2]. Кроме того, при увеличении мощности накачки удлиняется время нарастания ФЛ. Однако сравнивая две кинетики с мощностью возбуждения 1 мВт, можно видеть, что увеличение температуры до 30 К почти не влияет на время нарастания ФЛ, поэтому можно предположить, что время нарастания в большей степени определяется формированием экситона, а не остыванием. Для подтверждения предположений выполнены расчеты.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№10-02-01195), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» ГК № 02.740.11.5159.

Список литературы

- [1] В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко, Д.М. Гапонова и др., Письма в ЖЭТФ 93, 7 (принято в печать).
[2] D. Sanvitto, R.A. Hogg, A.J. Shields et al, Phys. Rev. B 62, R13 294 (2000).

Формирование и исследование двухбарьерных туннельных структур на кремнии

А.А. Гисматулин¹, Г.Н. Камаев^{1,2}, А.Х. Антоненко¹,
С.А. Аржанникова^{1,2}, М.Д. Ефремов²

¹Институт Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

kamaev@isp.nsc.ru

Резонансно-туннельные полупроводниковые наноструктуры (РТПН) с искусственной периодичностью и пониженной размерностью интенсивно исследуются в течение последних лет. Наиболее привлекательными свойствами структур являются быстродействие, отрицательное дифференциальное сопротивление, зарядовые явления. РТПН на основе кремния дают ряд преимуществ за счет совместимости со стандартной промышленной кремниевой технологией.

В работе тестовые структуры, состоящие из чередующихся слоев α -Si:H и SiO_2 , были изготовлены на высоколегированных подложках кремния n-типа (КЭМ-0,002) и p-типа (КДБ-0,003) на отечественной установке плазмохимического осаждения с широкоапертурным источником и индуктивным возбуждением (частота генератора возбуждения 13,56 МГц). На подложке кремния создавался слой окисла кремния толщиной около 60 Å путем обработки в плазме кислорода. Затем проводилось осаждение пленки аморфного кремния толщиной 90 Å из моносилана. Далее пленка α -Si:H прокислялась с поверхности на глубину в плазме кислорода, так что толщина оставшейся части α -Si:H после этого составляла около 40 Å. Определение толщины и оптических констант пленок в ходе плазменной обработки осуществлялось с помощью встроенного в камеру спектрального эллипсометра EM-70. Отжиг структур проводился при температуре 900°C в атмосфере аргона.

На полученных структурах измерялись ВАХ, CV- и GV-характеристики в интервале частот 1 МГц÷100 Гц на установке Agilent E4980A LCR-Meter до и после отжига. Встраивание пленки кремния между слоями ультратонкого оксида приводит к существенной зависимости емкости структуры от частоты измерения – резкое возрастание при уменьшении частоты измерительного сигнала в области напряжений смещения, соответствующих режиму обогащения. Сопоставление CV- и GV-характеристик показывает, что наблюдаемые особенности в том и другом случае возникают при одних и тех же напряжениях, и скорее всего, имеют общую причину. На кривых ВАХ (рис. 1) проявляются ступеньки, участки с отрицательным дифференциальным сопротивлением, которые могут свидетельствовать о резонансном туннелировании.

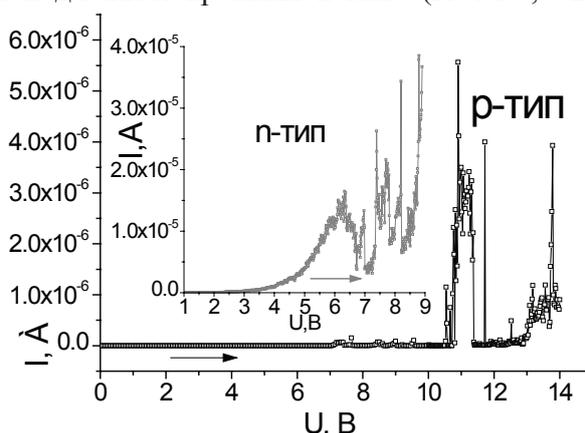


Рис. 1. ВАХ двухбарьерной структуры $\text{SiO}_2/\text{Si}/\text{SiO}_2$ на подложке сильнолегированного кремния n- и p-типа после отжига

Работа поддержана проектом РФФИ №09-07-00248а.

Взаимодействие носителей заряда и экситонов в электрическом поле поверхностной акустической волны в GaAs/AlAs сверхрешетках второго рода

Д.В. Гуляев, К.С. Журавлев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

gulyaev@thermo.isp.nsc.ru

Носители заряда приобретают в электрическом поле поверхностной акустической волны (ПАВ) кинетическую энергию, что проявляется главным образом в ионизации экситонов, с последующим захватом электронов и дырок в минимумы и максимумы волны. Сопутствующее увеличение времени жизни неравновесных носителей заряда вызывает возрастание концентрации носителей заряда при том же уровне возбуждения и, как следствие, усиление взаимодействия носителей заряда между собой. В прямозонных структурах это взаимодействие маскируется остальными эффектами. С другой стороны, в GaAs/AlAs сверхрешетках (СР) 2-го рода с изначально большим временем жизни носителей заряда взаимодействие между свободными носителями заряда и экситонами в электрическом поле ПАВ существенно ускоряет кинетику фотолюминесценции (ФЛ) экситонов [1]. В данной работе для исследования были выбраны GaAs/AlAs СР с Xху нижним электронным состоянием, в которых взаимодействие между экситонами и носителями заряда, разогретыми электрическим полем ПАВ, оказывает доминирующее влияние на вероятность рекомбинации экситонов.

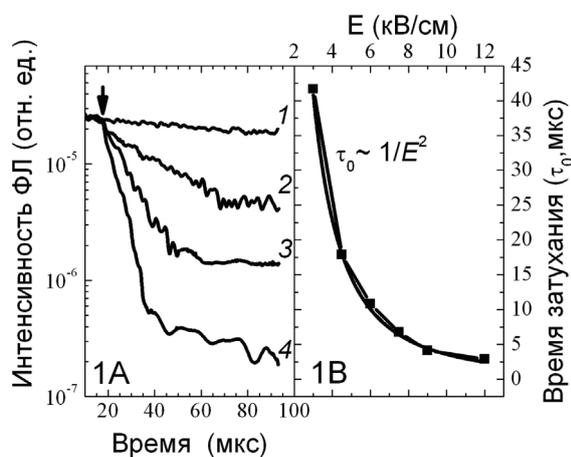


Рис. 1. А) Кинетика затухания ФЛ Xху экситонов. Напряженность электрического поля (1) 0, (2) 4.5, (3) 6, (4) 12 кВ/см. В) Зависимость времени затухания Xху экситонов от напряженности электрического поля

электрического поля (рис. 1В). Мы предполагаем, что наблюдаемая зависимость может быть связана с тем, что с ростом напряженности электрического поля увеличиваются как число носителей заряда, выбрасываемых с локализованных уровней, так и скорость, приобретаемая ими в электрическом поле.

Список литературы

- [1] Д.В. Гуляев, К.С. Журавлев, ФТП 41, 211, (2007).

Акустические и оптические фононы в короткопериодных гексагональных сверхрешетках GaN/AlN

В.Ю. Давыдов¹, А.Н. Смирнов¹, М.Б. Смирнов², Ю.Э. Китаев¹, М.А. Яговкина¹,
М.М. Рожавская¹, Е.Е. Заварин¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²НИИ физики им. В.А. Фока, Санкт-Петербург

valery.davydov@mail.ioffe.ru

Представлены результаты исследований динамики кристаллической решетки короткопериодных гексагональных сверхрешеток (СР) GaN/AlN в области акустических и оптических фононов. Образцы были выращены методом MOVPE в горизонтальном реакторе при температуре 1050°C на подложках (0001) Al₂O₃ с использованием буферных слоев GaN и AlN. Период СР (d_p) изменялся от 2 до 5 нм, а толщина структур варьировалась в диапазоне от 0.3 до 1 мкм.

Впервые в рамановских спектрах таких структур были обнаружены линии с частотами меньше, чем частоты линий, связанных с рассеянием света на сложенных продольных акустических фононах симметрии A_1 . Основываясь на результатах симметричного анализа колебательного спектра СР, эти линии были приписаны проявлению в спектре сложенных поперечных акустических фононов симметрии E_1 . С использованием разных геометрий рассеяния и энергий возбуждения в диапазоне (1.83÷2.81 эВ) была получена новая информация об особенностях дисперсии продольных и поперечных акустических фононов в гексагональных СР.

Впервые было обнаружено, что рамановские спектры короткопериодных СР GaN/AlN в области продольных оптических фононов AlN содержат набор максимумов, количество и частотное положение которых зависят от периода СР (рис. 1). Теоретико-групповой анализ спектров позволяет связать наблюдаемую структуру с фононами симметрии $A_1(LO)$, локализованными в слоях AlN.

С использованием литературных данных о деформационных потенциалах фононов в GaN и AlN были выполнены оценки характера и величины деформаций в слоях, составляющих СР. Было установлено, что плоскостные деформации (exx) в слоях GaN имеют характер сжатия, а в слоях AlN они имеют характер растяжения. При этом деформации в слоях GaN растут, а в слоях AlN их величина падает с уменьшением периода СР. В самой короткопериодной СР величина деформации оказывается одинаковой для обоих слоев.

Начаты расчеты из первых принципов динамики кристаллической решетки короткопериодных гексагональных СР GaN/AlN с целью создания количественного метода диагностики таких структур по данным рамановской спектроскопии.

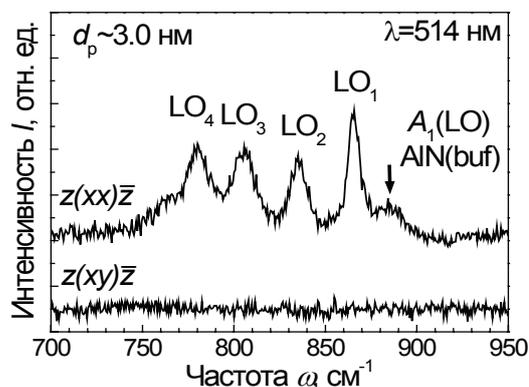


Рис. 1. Рамановские спектры СР GaN/AlN в области продольных оптических фононов

Работа поддержана РФФИ (Грант 09-02-01280), ННС-РФФИ (Грант 08-02-92003-ННС) и программой РАН «Физика новых материалов и структур».

Прямозонные Ge и InGaAs/Ge квантовые ямы в GaAs

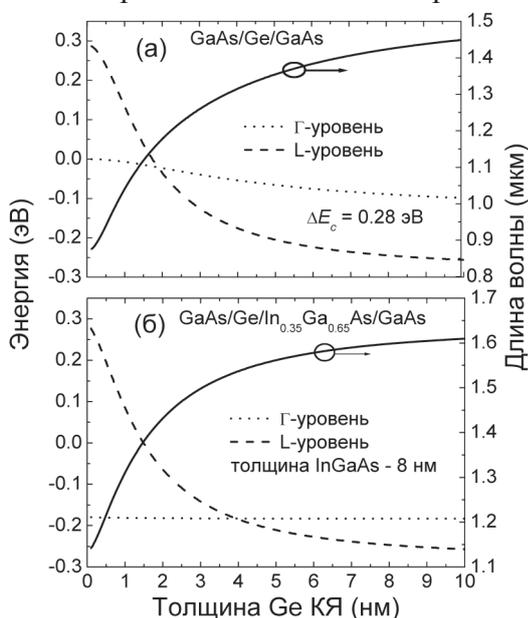
В.Я. Алешкин¹, А.А. Дубинов¹, Б.Н. Звонков², К.Е. Кудрявцев¹, А.Н. Яблонский¹

¹Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

²НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

sanya@ipm.sci-nnov.ru

Данная работа посвящена исследованию возможности создания эффективных светоизлучающих структур в 1.3–1.5 мкм диапазоне на основе GaAs с квантовой ямой (КЯ) Ge и комбинированной КЯ, содержащей слои Ge и InGaAs. Ge – непрямозонный полупроводник, разница между энергиями L- и Г- долин составляет всего 136 мэВ, длина волны прямого оптического перехода ~ 1.55 мкм при температуре 300 К.



При достаточно малых толщинах КЯ Ge в GaAs возможен случай, когда в КЯ нижней подзоной размерного квантования зоны проводимости будет Г-подзона (см. рис. а). Это связано с тем, что для узких КЯ положение по энергии нижней подзоны стремится к положению дна зоны в окружающих КЯ барьерах (GaAs) в соответствующей точке импульсного пространства. Так как в GaAs нижней долиной в зоне проводимости является Г-долина, а вышележащая L-долина отнесена примерно на 300 мэВ, то в узкой КЯ Ge нижний уровень L-долины находится выше нижнего уровня Г-долины.

В структуре, содержащей слои Ge и InGaAs, можно подобрать толщину слоя Ge и толщину и состав слоя InGaAs такие, что дно зоны проводимости в такой КЯ будет находиться в Г-долине InGaAs, а потолок валентной зоны – в слое Ge. Энергия излучательных переходов электронов из зоны проводимости InGaAs в валентную зону Ge в таких КЯ соответствует диапазону длин волн 1.3–1.5 мкм (рис. б). Такие излучательные переходы электронов являются прямыми в импульсном пространстве (потолок валентной зоны в Ge и дно зоны проводимости в InGaAs располагаются в Г-точке), но непрямыми в координатном пространстве. Благодаря малой массе электронов в Г-долине Ge и не очень большому разрыву энергии Г-долины на гетеропереходе Ge/InGaAs электроны дна нижней подзоны размерного квантования зоны проводимости глубоко проникают в Ge, обеспечивая достаточно большое перекрытие волновых функций валентной зоны и зоны проводимости. Вероятность межзонной излучательной рекомбинации в комбинированной КЯ будет всего лишь в 5.6 раз меньше, чем в InGaAs КЯ, что достаточно для построения на таких КЯ активных сред.

В работе также представлены первые экспериментальные результаты по росту таких структур и наблюдению фотолюминесценции из них.

Работа выполнена в рамках РФФИ (№№ 11-02-00488, 11-02-97020-Поволжье), программы РАН «Физические и технологические исследования полупроводниковых лазеров, направленные на достижение предельных параметров».

Взаимодействие квантовых ям InGaAs/GaAs с дельта-легированными слоями

В.И. Зубков¹, А.В. Кудрин², О.В. Кучерова¹, Ю.А. Данилов², Б.Н. Звонков²

¹Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
им. В.И.Ульянова (Ленина) «ЛЭТИ», Санкт-Петербург

²Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского госуниверситета
им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород

vizubkov@mail.eltech.ru

Методами численного моделирования и измерения вольт-фарадных характеристик в широком интервале температур изучалось распределение носителей заряда в гетероструктурах, содержащих квантовую яму (КЯ) и дельта-легированный слой. Для этого методом МOCVD в НИФТИ ННГУ были выращены структуры на подложке GaAs, содержащие КЯ $\text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ шириной 10 нм и дельта-слой углерода, удаленный от КЯ вглубь образца на расстояние 13 нм, а также реперные структуры, содержащие только квантовую яму InGaAs/GaAs и только одиночный дельта-легированный слой углерода в матрице GaAs. Измерения вольт-фарадных характеристик производились в диапазоне температур от 6 до 325 К на автоматизированной установке спектроскопии адмиттанса, состоящей из LCR-метра Agilent E4980A, гелиевого криостата замкнутого цикла Janis и контроллера температуры LakeShore 331.

Потенциально известно, что дельта-легированный слой может являться эффективным поставщиком носителей заряда в расположенную рядом квантовую яму. В работе изучался экспериментально (рис. 1) и теоретически сравнительный характер распределения носителей заряда в таких гетероструктурах в зависимости от температуры и расстояния между ямой и дельта-слоем. Проведено математическое моделирование наблюдаемого профиля концентрации носителей заряда в структуре с одиночной КЯ InGaAs/GaAs, структуры с одиночным дельта-легированным слоем углерода и структуры с КЯ InGaAs/GaAs и дельта-легированным слоем в матрице GaAs. При моделировании применялся численный самосогласованный расчет уравнений Шредингера и Пуассона [1, 2]. Рассчитывалось положение уровня квантования в КЯ от расстояния между квантовой ямой и дельта-слоем.

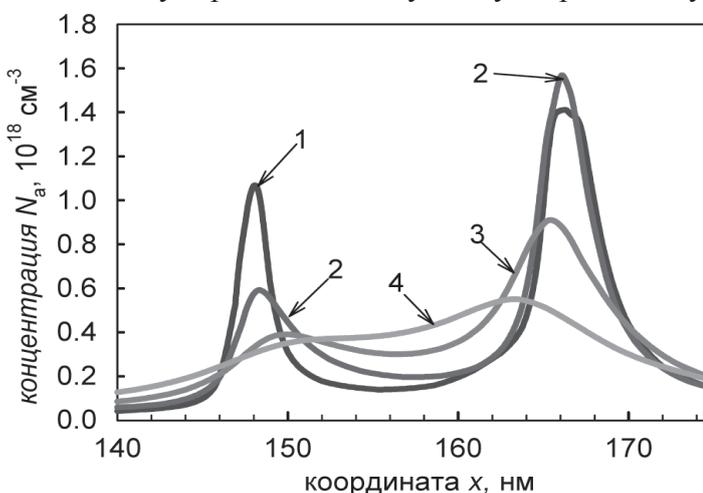


Рис. 1. Наблюдаемые профили концентрации носителей заряда в структуре с КЯ $\text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}/\text{GaAs}$ и дельта-слоем углерода, измеренные при температуре 1 – 20 К, 2 – 80 К, 3 – 180 К, 4 – 294 К

Список литературы

- [1] В.И.Зубков, ФТП 40, 1236 (2006).
[2] В.И.Зубков. Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмиттанса. «Элмор», СПб. 2007, 220 с.

Фотолюминесценция квантоворазмерных слоёв германия гетероструктур ZnSe/Ge/ZnSe/GaAs

Ю.И. Иошкин¹, Т.М. Бурбаев¹, М.Н. Гордеев¹, С.П. Супрун²

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

²Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

ioshkin87@mail.ru

Большие времена жизни экситонов и стабильность электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) в кремнии и германии дают возможность в гетероструктурах на их основе, в условиях пространственного ограничения, реализовать условия для образования квазидвумерных конденсированных состояний.

Так, недавно [1] ЭДЖ была обнаружена в кремниевых гетероструктурах Si / SiGe/ Si II рода, в напряженном слое SiGe, образующим барьер для электронов и квантовую яму (КЯ) для дырок на зонной диаграмме. В настоящей работе предпринята попытка обнаружения ЭДЖ в гетероструктуре ZnSe / Ge / ZnSe/GaAs I рода, в квантоворазмерном слое Ge «зажатом» слоями широкозонного ZnSe и образующим КЯ как для электронов, так и для дырок глубиной ~ 1 эВ. Исследования проводились методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) в диапазоне температур 1.8-300 К и уровней возбуждения 0.01–1000 Вт/см².

Гетеросистема ZnSe / Ge / ZnSe/GaAs не напряжена [2]. На начальной стадии эпитаксии формируются трехмерные наноструктуры Ge (квантовые точки, КТ). По мере возрастания «технологической» толщины d_i осажденного Ge плотность наноструктур растет, увеличиваются их размеры, затем основания островков сливаются, образуя двумерный слой. Исследовались структуры 2-х типов с величинами $d_i = 3.4$ нм и 10 нм.

В первом случае слой состоял из системы отдельных КТ, высотой 5 нм [2], во втором случае образовывался двумерный слой. В спектрах ФЛ структур с $d_i = 3.4$ нм, кроме линий от подложки (GaAs), наблюдалась широкая линия с максимумом примерно 970 мэВ, обусловленная, как мы полагаем, излучением КТ Ge. В спектрах ФЛ структур с $d_i = 10$ нм, кроме слабой линии КТ наблюдалась широкая линия при энергии 1200 мэВ, обусловленная, как мы полагаем, излучением двумерного слоя (КЯ) Ge. Энергетическое положение линий обусловлено размерным квантованием. Интенсивность ФЛ КТ значительно уменьшалась с возрастанием температуры от 1.8 до 300 К. Интенсивность ФЛ КЯ при гелиевых температурах пороговым образом возрастала с ростом накачки. При фиксированном уровне накачки интенсивность ФЛ КЯ пороговым образом возрастала с понижением температуры. Исходя из спектрального положения линий ФЛ КЯ и порогового характера зависимости их интенсивности от уровня накачки и температуры, мы полагаем, что при гелиевых температурах мы наблюдали излучение квазидвумерной ЭДЖ в слое Ge гетероструктуры.

Работа поддержана программами РАН и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт № П546).

Список литературы

[1] Т.М. Бурбаев, М.Н. Гордеев и др. Письма в ЖЭТФ, 92, 341, (2010).

[2] И.Г. Неизвестный, С.П. Супрун, А.Б. Талочкин и др. ФТП 35 1135 (2001).

Кинетика экситонов и трионов в мелких квантовых ямах нелегированных GaAs/AlGaAs структур

М.В. Кочиев, Н.Н. Сибельдин, М.Л. Скориков, В.А. Цветков

ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва

kochievmv@mail.ru

Проведены исследования фотолюминесценции (ФЛ) и кинетики ФЛ номинально нелегированной структуры GaAs/Al_{0.05}Ga_{0.95}As, содержащей две мелкие туннельно изолированные квантовые ямы (КЯ) шириной $d = 3$ и 4 нм, разделенные барьером шириной 60 нм ($E_g^{\text{GaAs}} = 1,519$ эВ, $E_g^{\text{AlGaAs}} = 1,600$ эВ при $T = 4,2$ К). Для регистрации кинетических зависимостей и спектров ФЛ КЯ использовалась стрик-камера, сопряженная со спектрометром. Временное разрешение установки составляло ≈ 10 пс, спектральное – $0,6$ мэВ. Возбуждение структуры осуществлялось короткими световыми импульсами второй гармоники (длина волны 386 нм) излучения перестраиваемого Ti-сапфирового лазера с синхронизацией мод (длительность импульсов $2,5$ пс, спектральная ширина 1 мэВ, частота повторения 76 МГц). Средняя мощность накачки образца составляла ≈ 5 мВт/см². Исследования кинетики ФЛ проводились при $T = 5$ К.

Усредненный по времени спектр экситонной ФЛ КЯ в этих условиях состоит из двух полос люминесценции примерно равной интенсивности, отстоящих друг от друга на ≈ 8 мэВ и отвечающих рекомбинационному излучению широкой (W; низкоэнергетическая полоса) и узкой (N) КЯ. В каждой из полос хорошо различимы две близко расположенные линии (спектральное расстояние между ними равно ≈ 1 мэВ). Повышение температуры до 15 К приводит к гашению низкоэнергетической компоненты в каждой из полос. Низкоэнергетические компоненты в этих полосах являются линиями рекомбинационного излучения заряженных экситонных комплексов (трионов), а высокоэнергетические – свободных экситонов с тяжелыми дырками в КЯ [1].

После импульса возбуждения интенсивности линий ФЛ КЯ вначале возрастают, достигая максимума через ~ 200 пс для линий свободных экситонов и ~ 300 пс для трионных компонент, и затем экспоненциально затухают сперва довольно быстро (до $t \sim 1,2$ нс), а потом значительно медленнее. При этом трионная ФЛ спадает заметно медленнее, чем ФЛ свободных экситонов: $\tau_{\text{FE}}^{\text{N}} \approx 180$ (660) пс, $\tau_{\text{Tr}}^{\text{N}} \approx 230$ (830) пс и $\tau_{\text{FE}}^{\text{W}} \approx 140$ (450) пс, $\tau_{\text{Tr}}^{\text{W}} \approx 220$ (900) пс (в скобках указаны времена затухания при $t > 1,2$ нс). Времена затухания люминесценции трионов в ямах довольно близки, а свободных экситонов – заметно различаются. При $t > 1,2$ нс времена затухания излучения свободных экситонов в КЯ, приведенные в скобках, совпадают с временами жизни свободных экситонов в этих КЯ в условиях, при которых трионы не образуются [2].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 11-02-01310), Программы Президиума РАН № 21, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Гос. контракт № П 546) и Учебно-научного комплекса ФИАН.

Список литературы

- [1] N.N. Sibeldin, M.L. Skorikov and V.A. Tsvetkov, Nanotechnology 12, 591 (2001).
[2] М.В. Кочиев, М.Х. Нгуен, В.А. Цветков, Научно-техн. ведомости СПбГПУ. Физ.-мат. науки, № 3, 58 (2010).

Зависимость времени потери когерентности от температуры в гетероструктурах GaAs/AlGaAs

В.Я. Алешкин¹, Л.В. Гавриленко¹, Д.М. Гапонова¹, З.Ф. Красильник¹, Д.И. Крыжков¹, Д.И. Курицын¹, С.М. Сергеев¹, В.Г. Лысенко², Claus V. Sørensen³

¹Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

²Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов, Черноголовка

³Mikroelektronik Centret, Danmarks Tekniske Universitet, Denmark

dk@ipm.sci-nnov.ru

Когерентная спектроскопия является мощным инструментом для исследования процессов рассеяния, в том числе обусловленных электрон-электронным взаимодействием [1]. В данной работе исследовалась кинетика когерентного оптического отклика (время потери когерентности) гетероструктуры GaAs/AlGaAs в направлении отраженного от поверхности образца фемтосекундного лазерного импульса с энергией фотона, резонансной основному переходу в квантовой яме (КЯ). Воздействующее на структуру с КЯ лазерное излучение создает поляризацию среды P (дипольный момент единицы объема), которая является источником когерентного излучения на длине волны возбуждающего лазера, распространяющимся в направлении отраженного от поверхности образца лазерного импульса. По окончании воздействия лазерного импульса поляризация исчезает не сразу, а по мере потери фазы созданных диполей в силу взаимодействия с электронной и фононной подсистемами. Вместе с релаксацией поляризации затухает и когерентное излучение, остается только спонтанная фотолуминесценция, не имеющая

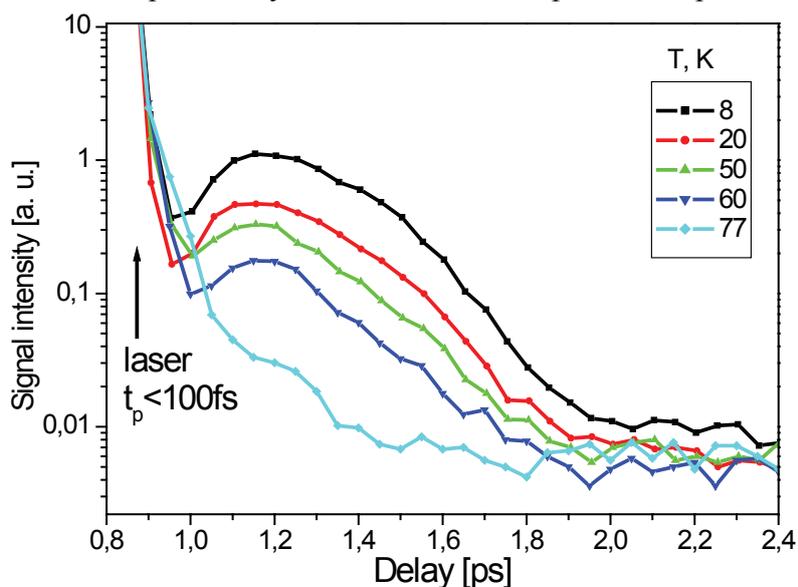


Рис. 1. Оптический отклик от структуры с двойными КЯ при резонансном возбуждении фемтосекундными импульсами

выделенного направления распространения. На рис. 1 приведена зависимость времени потери когерентности от температуры для гетероструктуры GaAs/AlGaAs с двойными КЯ. Видно, что при увеличении температуры время потери когерентности уменьшается и при $T = 77$ К становится сравнимым с длиной лазерного импульса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№10-02-01195), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» ГК № 02.740.11.5159.

Список литературы

[1] Steven T. Cundiff, Optics Express Vol. 16, No. 7, 4639 (2008).

Структурные и оптические свойства многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками

Ю.Н. Дроздов¹, З.Ф. Красильник¹, К.Е. Кудрявцев¹, **Д.Н. Лобанов¹**, С.В. Оболенский²,
М.В. Шалеев¹, Д.В. Шенгуров¹, А.А. Тонких¹, N.D. Zakharov³, P. Werner³

¹Институт физики микроструктур РАН, Афонино

²Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

³Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Germany

dima@ipm.sci-nnov.ru

Гетероструктуры с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками являются одним из перспективных объектов для создания различных оптических компонентов кремниевой оптоэлектроники, так как в них при комнатной температуре наблюдаются сигналы люминесценции и фотопроводимости (ФП) в области длин волн 1.3–1.55 мкм. В данной работе представлены результаты исследования влияния параметров структур и нейтронного облучения многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) наноструктурами на их электролюминесценцию (ЭЛ) и ФП.

Исследуемые структуры представляли собой р-і-п диоды, в нелегированную і-область которых при температуре 600°C была встроена решетка с Ge(Si) самоформирующимися наноструктурами. Число периодов решетки с островками варьировалось от 10 до 40, а толщина «спейсерного» слоя Si, разделяющего соседние слои с островками, менялась в широком диапазоне $d_{Si} = 7 - 70$ нм. Выбор температуры формирования островков основан на результатах предыдущих исследований показавших, что температура роста островков в 600°C является оптимальной для формирования светоизлучающих структур [1].

Выявлена нелинейную зависимость сигналов ЭЛ и ФП от толщины «спейсерного» слоя Si. Наибольшее значение внешней квантовой эффективности ЭЛ в диапазоне длин волн 1.3–1.55 мкм было получено для структур с толщиной «спейсерного» слоя Si $d_{Si} = 15-20$ нм. Уменьшение сигнала ЭЛ от островков при уменьшении $d_{Si} < 12$ нм связывается с увеличением числа дефектов в структуре и ухудшением локализации носителей заряда вследствие диффузионного перемешивания материала островка и окружающей Si матрицы. Уменьшение сигнала ЭЛ от островков в структурах с $d_{Si} > 25$ нм связывается с экспериментально наблюдаемым в данном типе структур формированием протяжённых дефектов. Показано, что интенсивность сигнала ФП от островков в диапазоне длин волн 1.3–1.55 мкм коррелирует с интенсивностью сигнала ЭЛ в том же спектральном диапазоне.

Исследования воздействия нейтронного облучения на структуры показали более высокую стойкость к радиационному воздействию сигналов ЭЛ и ФП от Ge(Si) островков по сравнению с этими сигналами от кремния, что связывается с эффективной пространственной локализацией носителей заряда в островках.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, Министерства науки и образования, гранта № МК-7694.2010.2 и программ Российской академии наук.

Список литературы

[1] Лобанов Д.Н., и др., ФТП 43, 332 (2009).

Дефазировка поляритонных волн в квантовой яме GaAs/AlGaAs, индуцированная однородным электрическим полем

Д.К. Логинов, Е.В. Убыйвовк, В.Г. Давыдов, Ю.К. Долгих, Ю.П. Ефимов,
С.А. Елисеев, В.В. Петров, И.В. Игнатъев

Санкт-Петербургский госуниверситет, Санкт-Петербург

loginov999@gmail.com

В квантовых ямах (КЯ) на основе GaAs/AlGaAs, ширина которых превосходит в десятки раз диаметр экситона, могут наблюдаться экситонные состояния с ненулевым волновым вектором трансляционного движения K [1, 2]. Эти состояния проявляются в оптических спектрах отражения КЯ как осцилляции коэффициента отражения благодаря интерференции волн экситонных поляритонов, движущихся во встречных направлениях. Условия интерференции этих волн могут быть нарушены при приложении однородного поля. вектор напряженности которого F сонаправлен с волновым вектором

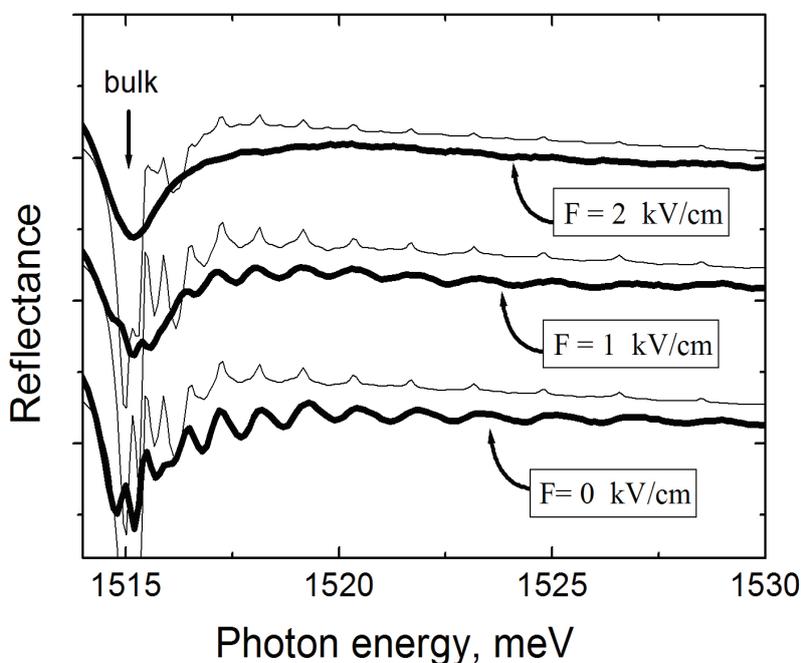


Рис. 1. Спектры отражения наноструктуры с КЯ при различных величинах электрического поля F . Жирные линии – эксперимент, тонкие – расчет

спектральная особенность, связанная с основным экситонным состоянием с $K = 0$, сохраняет свою интенсивность и наблюдается в спектрах при любых рассмотренных значениях поля.

движения экситона: $F \parallel K$. Потеря когерентности процесса может произойти из-за появления в экситонном гамильтониане слагаемого вида:

$$\delta H = \frac{e}{c^2} \frac{KF}{\mu M},$$

которое и приведет к дефазировке волн, двигающихся параллельно и антипараллельно вектору F . Такая дефазировка вызовет затухание спектральных осцилляций, обусловленных экситонными состояниями с ненулевым волновым вектором $K \neq 0$ вплоть до полного их исчезновения (рис. 1). При этом основная

Список литературы

- [1] В.А. Киселев, Б.С. Разбирин, И.Н. Уральцев, Письма ЖЭТФ 18, 504 (1973)
[2] Д.К. Логинов, Е.В. Убыйвовк, Ю.П. Ефимов, В.В. Петров, С.А. Елисеев, Ю.К. Долгих, И.В. Игнатъев, В.П. Кочерешко, А.В. Селькин, ФТТ 48, 1979 (2006).

Тонкие структурные особенности напряженных гетероэпитаксиальных систем $\text{Si}(001)/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, $\text{GaAs}(001)/\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ и $\text{GaAs}(001)/\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$

В.П. Мартовицкий

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

martov@yandex.ru

Сочетание нескольких рентгенодифракционных методик исследования напряженных гетероэпитаксиальных систем $\text{Si}(001)/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, $\text{GaAs}(001)/\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ и $\text{GaAs}(001)/\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$, получаемых методами молекулярно-пучковой эпитаксии и парофазной эпитаксией из металлоорганических соединений выявило пониженную концентрацию легирующего элемента с большим атомным (ионным) радиусом на начальных этапах роста с постепенным накоплением его в адсорбционном слое. При последующем росте первых нанометров покровного слоя легирующий элемент входит в его решетку. Поэтому тонкие квантовые ямы (4–8 нм) имеют треугольную форму распределения примеси по толщине (вместо прямоугольной). А в более толстых слоях повышается вероятность лавинообразного вхождения легирующего элемента в решетку.

Определение концентрации легирующего элемента в тонких одиночных слоях (4–8 нм) только по кривым качания (004) дает ошибку в несколько процентов. Это связано с невозможностью разделения вкладов в интенсивность и полуширину очень широкой кривой качания от концентрации легирующей примеси и от толщины самого слоя. Ошибка может быть существенно понижена, если сначала прописать рефлектометрическую кривую, позволяющую определить толщину слоя с точностью до 0.1 нм. В более толстых слоях или в периодических структурах с тонкой квантовой ямой и толстым барьерным слоем совместный анализ кривой качания (004) и рефлектометрической кривой позволяет определять толщины переходных слоев, а также диффузионное размытие границ раздела. Нами было установлено, что в периодических структурах толщина диффузионного слоя возрастает с удалением границы раздела от верхней границы образца. То есть, чем дальше выросший слой отжигается за время роста последующих слоев, тем большую толщину имеет переходный слой, который может достигать 10 нм и более.

Запись двумерных областей вблизи узлов обратной решетки (004) и (113) позволяет выявлять диффузное рассеяние от микротрещин в напряженных образцах $\text{Si}(001)/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ или анизотропное уширение рефлексов из-за диффузии катионов по плоскостям $(111)_A$ в структурах $\text{GaAs}(001)/\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ и $\text{GaAs}(001)/\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$. Еще большее диффузионное размытие рефлексов на двумерных областях наблюдается в периодических структурах с квантовыми точками $\text{Ge}_{1-y}\text{Si}_y$ и $\text{In}_{1-y}\text{Ga}_y\text{As}$. Возрастание концентрации точечных дефектов приводит к характерному изгибанию дифракционных пятен на двумерных картинах обратного пространства.

Большинство исследованных образцов не содержали дислокаций несоответствия или же релаксация напряжений в них не превышала нескольких процентов. Поэтому появление диффузного рассеяния на двумерных картинах обратного пространства и аномально высокая диффузия легирующего элемента через границы раздела, а также особенности оптических свойств в таких структурах позволяют сделать вывод о возрастании концентрации вакансий с ростом упругой энергии несоответствия, которое происходит еще до начала развития процесса пластической релаксации напряжений несоответствия.

Влияние интерфейсных фононов на формирование полярных состояний в квантовых наноструктурах

А.Ю. Маслов, О.В. Прошина

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург

maslov.ton@mail.ioffe.ru

В материалах с высокой степенью ионности взаимодействие заряженных частиц с полярными оптическими фононами может приводить к возникновению полярных состояний большого радиуса. Обычно при построении теории полярных состояний в наноструктурах принимается во внимание, главным образом, модификация электронного спектра. С другой стороны, фундаментальным свойством гетероструктур является появление интерфейсных фононов, локализованных вблизи гетерограницы. Спектр интерфейсных фононов и энергия взаимодействия зависят от диэлектрических свойств материала квантовой наноструктуры.

В данной работе построена теория полярных состояний в квантовых ямах, проволоках и точках с учетом взаимодействия заряженных частиц и экситонов как с объемными, так и с интерфейсными оптическими фононами. Найдены условия, при которых происходит значительное усиление электрон–фононного взаимодействия в квантовых наноструктурах.

Для узкой квантовой ямы и проволоки главный вклад в энергию связи полярона может быть записан в виде:

$$E_{pol} = \frac{me^4}{\hbar^2 (\epsilon_{opt}^{(b)})^2} \gamma \quad (1)$$

Здесь $\epsilon_{opt}^{(b)}$ – оптическая диэлектрическая проницаемость материала барьера. Коэффициент γ равен 0.4 в квантовой яме и не зависит от свойств фононного спектра. В квантовой проволоке параметр γ содержит логарифмическую зависимость от радиуса проволоки и от отношения фононных частот для материала проволоки и окружающего материала. Как видно из уравнения (1), диэлектрические свойства материала барьеров играют определяющую роль при нахождении энергии связи полярона. Это обусловлено именно взаимодействием заряженных частиц с интерфейсными фононами [1–3]. При этом существенный полярный эффект возникает даже если квантовая яма или квантовая проволока изготовлены из неполярного или слабо полярного материала, а барьеры – из материала с высокой степенью ионности. И наоборот, использование в качестве барьеров материала с низкой степенью ионности дает возможность подавить электрон–фононное взаимодействие даже в случае, когда квантовая структура изготовлена из высокоионного материала. Обе ситуации могут быть реализованы в квантовых ямах и проволоках на основе гибридных структур типа A^2B^6/A^3B^5 .

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ (проект N 09-02-00902-а) и программы Президиума РАН «Фундаментальные исследования нанотехнологий и наноматериалов» (проект N 27).

Список литературы

- [1] A.Yu. Maslov, O.V. Proshina, and A.N. Rusina, J. Lumines 129, 1934 (2009).
- [2] A.Yu. Maslov, and O.V. Proshina, Superlattices Microstr. 47, 213 (2010).
- [3] A.Yu. Maslov, and O.V. Proshina, Nanoscale Res. Lett. 5, 1744 (2010).

Исследование спектров и кинетики ФЛ гетероструктур с КЯ GaAsSb/GaAs и InGaAs/GaAsSb/GaAs в области 1–1.3 мкм

С.В. Морозов¹, А.Г. Спиваков¹, Д.И. Крыжков¹, А.Н. Яблонский¹, Д.И. Курицын¹, Л.В. Гавриленко¹, Д.М. Гапонова¹, В.И. Гавриленко¹, Yu.G. Sadofyev², Б.Н. Звонков³

¹Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

²Trion Technology, USA

³НИФИ ННГУ им. Лобачевского, Н. Новгород

more@ipm.sci-nnov.ru

Система GaAs_{1-x}Sb_x/GaAs с молярной долей сурьмы около 35% интенсивно исследуется в последние годы в связи с возможностью создания лазера на 1.3 мкм, работающего при T=300K. В данной работе в структурах GaAs_{0.64}Sb_{0.36}/GaAs при исследовании спектров ФЛ при T=77K с ростом уровня возбуждения впервые обнаружено «переключение» типа оптического перехода от непрямого к прямому (см. рис. 1), обусловленное вытеснением электронного уровня из интерфейса на гетерогранице. Результаты этих исследований подтвердились измерениями кинетик релаксации ФЛ, измеренных в различных точках спектра при импульсном фемтосекундном возбуждении. По мере сдвига в высокоэнергетическую область спектра ФЛ от 1230 до 1160 нм (рис.1) время релаксации уменьшается от ~10 нс при 1230 нм – область непрямых переходов, до ~ 1.5 нс при 1160 нм – область прямых переходов (см. вставку на рис. 1).

Различие ширин запрещенных зон ΔE_g в гетеросистеме GaAsSb/GaAs приходится главным образом на разрыв в валентной зоне. Для улучшения локализации электронов в зоне проводимости впервые выращены гетероструктуры с двойной квантовой ямой (КЯ) In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs_{0.8}Sb_{0.2}/GaAs. В этом случае электроны эффективно локализованы в КЯ InGaAs, а дырки в КЯ GaAsSb, что должно привести к увеличению эффективности межзонной излучательной рекомбинации и уменьшению энергии оптического перехода. Первые предварительные исследования спектров ФЛ при T=300 K показали увеличение сигнала ФЛ и сдвиг положения максимума пика ФЛ в длинноволновую область ($\lambda_{ФЛ} \approx 1080$ нм) по сравнению с аналогичной структурой GaAsSb/GaAs ($\lambda_{ФЛ} \approx 1010$ нм). Отметим, что на данной стадии работы для отработки методики роста структур с двойными КЯ In_xGa_xAs/GaAs_{1-y}Sb_y/GaAs было уменьшено содержание Sb \approx до 20 %.

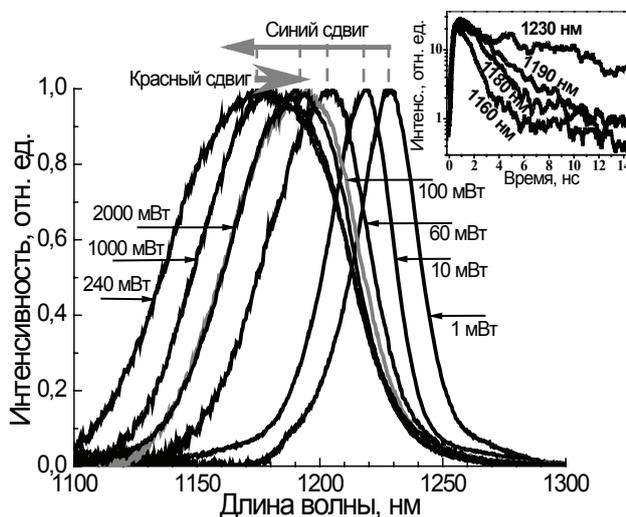


Рис. 1. Типичные спектры ФЛ структур GaAs_{0.64}Sb_{0.36}/GaAs при непрерывном возбуждении ($\lambda_{ex} = 532$ нм) для различного уровня накачки при T = 77 K. На вставке приведены кинетики релаксации сигнала ФЛ, измеренные в различных участках спектра

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ №11-02-00645, №10-02-01195 и РАН.

Температурное тушение ФЛ и механизмы рекомбинации носителей в самоорганизованных квантовых точках ZnTe/CdTe/ZnTe

А.Н. Резницкий¹, С.А. Пермогоров¹, А.А. Клочихин^{1,2}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

²ПИЯФ им. Б.П. Константинова, Санкт-Петербург

sergei.permogorov@mail.ioffe.ru

Мы исследовали спектры фотолюминесценции (ФЛ) и температурную зависимость интегральной интенсивности ФЛ гетероструктур ZnTe/CdTe/ZnTe, содержащих три изолированных КЯ с прогрессивно увеличивающимся содержанием CdTe (1.8, 2.5 и 4.3 монослоя), разделенных толстыми (60 нм) барьерами ZnTe. В результате процессов самоорганизации в КЯ образуется система квантовых точек (КТ), обогащенных по содержанию Cd. Измерения ФЛ проведены при температурах 6–250 К при возбуждении линией 488 нм Ar⁺ лазера в области энергий выше края собственного поглощения ZnTe. Плотность оптического возбуждения варьировалась в интервале 0.062–20 Вт·см².

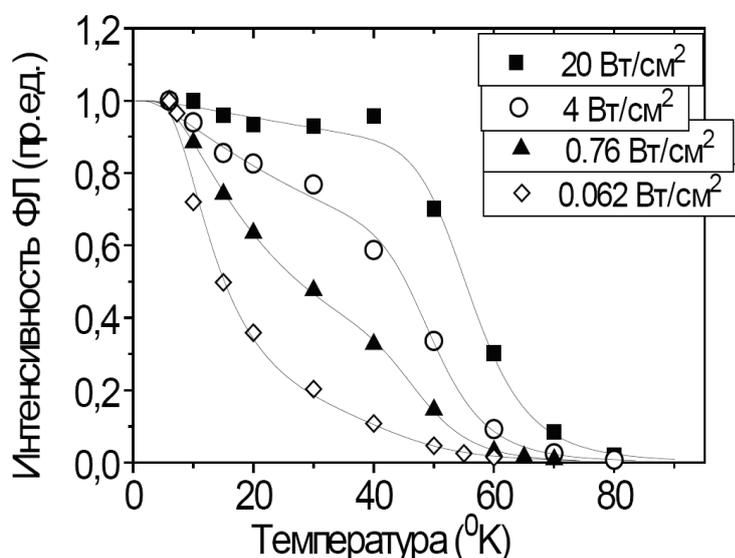
Обнаружено, что для всех трех КЯ общий характер температурного тушения ФЛ аналогичен. В качестве примера на рисунке приведены экспериментальные результаты для КЯ с наименьшим содержанием Cd.

Следует отметить основные черты полученных результатов. Во-первых, характер температурного затухания интенсивности ФЛ сильно зависит от плотности оптического возбуждения. Во-вторых, кривые затухания имеют сложный характер и не могут быть описаны простой активационной формулой. Для описания этих кривых нам пришлось использовать двухэкспоненциальную функцию с двумя активационными энергиями:

$$I_{PL}(T)/I_0 = 1/[1 + \alpha \exp(-E_1/kT) + \beta \exp(-E_2/kT)] \quad (1)$$

Мы предполагаем, что проявление двух энергий активации, сильно отличающихся по величине (см. таблицу), соответствует независимым процессам термического выброса электронов и дырок из квантовых точек.

Плотность накачки (Вт/см ²)	20	4	0.76	0.062
Параметр E_1 (мэВ)	0.56	0.56	1.4	2.1
Параметр E_2 (мэВ)	53.5	46.6	44.9	30.2



При больших плотностях накачки в области низких температур наблюдается насыщение термического тушения интенсивности ФЛ (см. рисунок). Мы считаем, что такое поведение отражает насыщение центров безизлучательной рекомбинации фотовозбужденными носителями.

Обсуждаются возможные причины обнаруженной зависимости энергий активации температурного тушения от плотности мощности оптического возбуждения.

Выращивание гетероструктур AlGaN с высоким структурным совершенством на установке МЛЭ STE3N2

А.Н. Алексеев¹, Д.М. Красовицкий², С.И. Петров¹, В.П. Чалый²

¹ЗАО «НТО», Санкт-Петербург

²ЗАО «Светлана- РОСТ», Санкт-Петербург

petrov@semiteq.ru

Благодаря своим уникальным свойствам нитриды металлов третьей группы (III-N) весьма перспективны для создания приборов на их основе. Основной проблемой при выращивании материалов III-N является отсутствие дешевых и согласованных по параметру решетки подложек, что усложняет задачу получения приборных гетероструктур.

ЗАО «НТО» (SemiTEq JSC) является лидирующим российским производителем установок молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) InAlGa_n, InAlGaAs, широкозонных соединений A²B⁶ и других. В данной работе представлены результаты выращивания разработанной в ЗАО «Светлана-Рост» многослойной нитридной гетероструктуры (МГС) на подложках Al₂O₃ и i-SiC на отечественной специализированной установке МЛЭ STE3N3 (ЗАО «НТО»). Уникальными особенностями данной установки является расширенный диапазон температур подложки (до 1200°C) и отношений V/III.

Выращивание на начальной стадии роста «толстых» (более 200 нм) слоев AlN при экстремально высокой для МЛЭ температуре (1100–1150°C), а затем выращивание переходных областей между слоями разного состава (включая сверхрешетки) привело к улучшению свойств всей МГС AlN/AlGa_n/Ga_n и слоя Ga_n в частности. Плотность дислокаций в Ga_n была понижена на 1,5-2 порядка по сравнению с выращиванием на традиционном зародышевом слое AlN. Уменьшение плотности дислокаций привело к значительному увеличению подвижности электронов в слоях Ga_n. Максимальная подвижность электронов в слаболегированном Ga_n толщиной 1,5 мкм составляет 600–650 см²/Вс при концентрации 3–5·10¹⁶ см⁻³, что находится в числе лучших значений, достигнутых в мире на сегодняшний день, и свидетельствует о высоком кристаллическом совершенстве материала [1, 2].

На разработанных гетероструктурах были получены тестовые транзисторы с длиной затвора 0,5 мкм, демонстрирующие статические параметры мирового уровня (ток стока 1 А/мм, крутизна 200 мС/мм, пробивные напряжения более 150 В) и малосигнальные s-параметры (f₁ до 20 ГГц, f_{max} до 55 ГГц), подтверждающие перспективность использования данных гетероструктур для элементной базы X-диапазона. На гетероструктурах, выращенных на подложках карбида кремния, были реализованы широкополосные усилители, работающие в диапазоне 30 МГц–4,0 ГГц с коэффициентом усиления (Gain) 17–25 дБ, выходной мощностью 2,5 Вт и КПД 30%. Кроме того, были получены усилители мощности С-диапазона с выходной мощностью 10 Вт. Транзисторы продемонстрировали долговременную стабильность параметров в течение более 3500 часов при температуре 85°C.

Список литературы

- [1] I.Akasaki and H.Amano, Jpn. J. Appl. Phys. 45, 9001 (2006).
- [2] James B. Webb, H. Tang, J.A. Bardwell, S. Moisa, C. Peters, T. MacElwee, Journal of Crystal Growth 230, 584 (2001).

Ванье-штарковская локализация и терагерцовое излучение в естественной сверхрешетке карбида кремния

В.И. Санкин, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, А.Г. Петров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

sankin@mail.ioffe.ru

Описание электронов, основанное на модели свободных носителей, является адекватным только в слабых полях и в широкой зоне. В сильных полях, когда энергия электрона на длине свободного пробега сравнима с шириной минизоны проводимости, как это имеет место в искусственной (ИСП) или естественной (ЕСР) сверхрешетках, электроны становятся локализованными и, согласно полуклассическому описанию, начинают осциллировать с частотой $\nu = eFa/h$. Здесь ν – частота блоховских осцилляций (БО), F – электрическое поле, a – период сверхрешетки, h – постоянная Планка. Квантовое описание дает аналогичное выражение для частоты переходов между уровнями Ванье, на которые расщепляется минизона. Изначально основные усилия исследователей были сконцентрированы на изучении явления отрицательной дифференциальной проводимости в таких системах. Были предприняты и многочисленные попытки обнаружить терагерцовое (ТГц) излучение, вызванное блоховскими осцилляциями электронов в ИСП. Тем не менее, вплоть до настоящего времени эти попытки не дали положительных результатов.

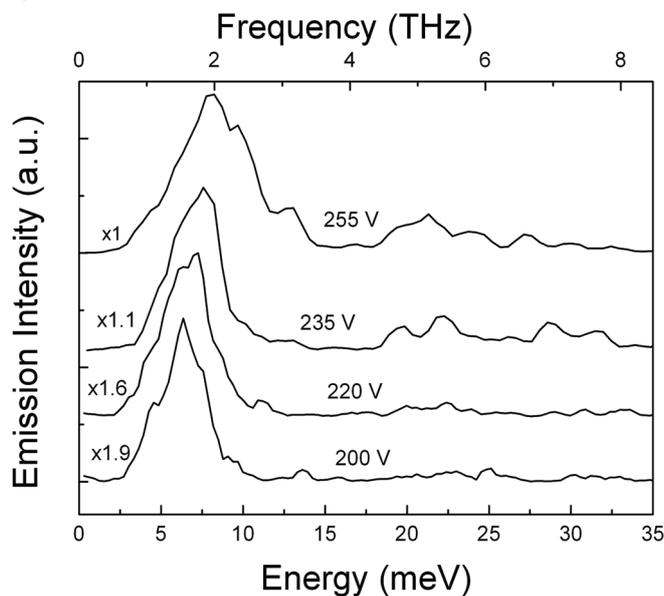


Рис. 1. Характерные спектры ТГц излучения

В данной работе сообщается о первом экспериментальном наблюдении ТГц электролюминесценции в $n^+n^-n^+$ SiC структурах с ЕСР при $T = 7-10$ К, в характерном поле 85 кВ/см. Спектр излучения (см. рис. 1) представляет собой одиночную линию, хорошо описываемую лоренцевым контуром. Мощность излучения составляет порядка 10 мкВт при внешней квантовой эффективности 1%. Энергия максимума линии ТГц излучения испытывает линейное смещение в коротковолновую область с увеличением поля. ТГц излучение линейно поляризовано преимущественно вдоль оси ЕСР. Обнаруженное ТГц излучение адекватно описывается теорией блоховских осцилляторов, приведенной в работе.

Ранее полученные в структурах SiC с ЕСР отрицательная дифференциальная проводимость, многочисленные резонансы, обусловленные сильной локализацией и, обнаруженное в настоящей работе ТГц излучение, являются убедительным доказательством ванье-штарковской локализации в кристаллах со сверхрешеткой. Важно добавить, что геометрия эксперимента не была оптимальной, что позволяет в будущем существенно увеличить эффективность излучения. По-видимому, ИСП не являются оптимальным объектом для наблюдений ТГц излучения в режиме БО. Возможные причины последнего обсуждаются в работе.

Влияние внешнего электрического поля на кинетику фотолюминесценции в широкозонных A_2B_6 гетероструктурах 2-го типа

А.А. Максимов¹, И.И. Тартаковский¹, Е.В. Филатов¹, Д.Р. Яковлев^{2,3}

¹Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

²Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, Germany

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

tartakov@issp.ac.ru

В гетероструктурах 2-го типа минимумы энергии для электронов и дырок находятся в соседних слоях структуры. В таких системах в процессе релаксации фотовозбужденных носителей по энергии происходит их пространственное разделение, в результате чего формируются чередующиеся слои электронов и дырок. При этом в спектре фотолюминесценции (ФЛ) наблюдаются как пространственно-прямые (излучательная рекомбинация электронов и дырок, находящихся в одном слое), так и пространственно-непрямые (электроны и дырки находятся в соседних слоях) оптические переходы.

В настоящей работе проведено детальное изучение влияния приложенного внешнего электрического поля на кинетику фотолюминесценции в гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe, которые обладают большой величиной локализуемого потенциала как для электронов (в слое ZnSe), так и для дырок (с минимумом энергии в слое BeTe).

Влияние сильных электрических полей на скорость релаксации фотовозбужденных дырок в процессе формирования пространственно разделенных слоев электронов и дырок в гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe определялось по кинетике прямых оптических переходов ФЛ. Была измерена зависимость времени ухода дырок τ из слоя ZnSe в слой BeTe от приложенного напряжения при различных уровнях лазерной накачки. Обнаружено уменьшение величины τ с увеличением приложенного напряжения. Эти исследования были выполнены при низких температурах с использованием лазеров с фемтосекундной (80 фс) длительностью импульсов и регистрацией кинетики ФЛ с высоким временным разрешением до ~ 2 пс.

Обнаружено также существенное (в сотни раз) уменьшение интенсивности ФЛ в области прямых оптических переходов при изменении приложенного к структуре ZnSe/BeTe электрического поля.

Выполнены численные расчеты волновых функций электронов и дырок при приложенном к структуре ZnSe/BeTe напряжении. Данные расчетов показали, что при приложении поля увеличивается вероятность ухода дырки с первого надбарьерного состояния в слой BeTe, а также существенно уменьшается перекрытие волновых функций электрона в основном и дырки в первом надбарьерном состоянии в слое ZnSe. Каждый из этих эффектов приводит к уменьшению интегральной интенсивности свечения прямого перехода, что находится в хорошем согласии с экспериментальными результатами. Сопоставление данных эксперимента с расчетом позволили также определить параметры барьера Шоттки для контакта Au-ZnSe.

Экситонный спектр квантовых ям ZnO/ZnMgO

А.А. Торопов¹, М.А. Бобров¹, С.В. Иванов¹, А. El-Shaer², А. Bakin², А. Waag²

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

²Institute of Semiconductor Technology, Braunschweig, Germany

toropov@beam.ioffe.ru

Оксид цинка, тройные твердые растворы $Zn_{1-x}Mg_xO$ и гетероструктуры на их основе представляют интерес как перспективные материалы для оптоэлектроники в ультрафиолетовой и фиолетовой областях спектра. Одной из нерешенных проблем в этой области является воспроизводимое изготовление квантовых ям ZnO/ZnMgO с достаточно высоким структурным качеством. Для лучших на сегодняшний день структур приведенная в публикациях ширина пика экситонного поглощения при низкой температуре превышает 20–30 мэВ, что связано со спецификой роста гетероструктур полупроводников со структурой вюрцита и ухудшением структурного качества и однородности тройного твердого раствора $Zn_{1-x}Mg_xO$ по мере возрастания x вследствие того, что MgO имеет решетку каменной соли. Следствием большого неоднородного уширения является заметное ухудшение характеристик перспективных светоизлучающих приборов [1]. Кроме того, невозможность спектрального разрешения экситонной структуры, определяемой расщеплением валентной зоны вюрцитного полупроводника (А, В и С экситоны) и размерным квантованием носителей, препятствует использованию экситонной спектроскопии в качестве мощного метода определения фундаментальных параметров гетероструктур.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных оптических исследований высококачественных структур с квантовыми ямами ZnO/ZnMgO разной толщины, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией кислорода на с-сапфире и содержащих оптимизированную последовательность буферных слоев. Качество изготовленных образцов позволило впервые для таких квантовых ям разрешить пики поглощения экситонов, включающих дырки, соответствующие различным валентным зонам (А и В) и различным уровням размерного квантования в квантовой яме. Теоретически спектр экситона в квантовой яме определялся в результате численного решения уравнения Шредингера в приближении огибающих функций вариационным методом с учетом упругих напряжений в структуре, а также спонтанной и пьезоэлектрической поляризации. Сравнение экспериментальных данных с численным расчетом позволило уточнить значения мало изученных фундаментальных параметров оксида цинка: эффективных масс дырок для А и В валентных зон, а также определить величины встроенных электрических полей и упругих деформаций в структурах с квантовой ямой.

Список литературы

[1] T.V. Shubina, A.A. Toropov, O.G. Lublinskaya, P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov, A.El-Shaer, M. Al-Suleiman, A. Bakin, A. Waag, A. Voinilovich, E.V. Lutsenko, G.P. Yablonskii, J.P. Bergman, G. Pozina, and B. Monemar, Appl. Phys. Lett. 91, 201104 (2007).

Радиальные и аксиальные Si-Ge гетеропереходы в нановискерах

А.Г. Настовьяк, И.Г. Неизвестный, **Н.Л. Шварц**

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

nataly.shwartz@gmail.com

С помощью Монте-Карло моделирования исследован процесс формирования радиальных и аксиальных гетероструктур Si-Ge на основе нановискеров (НВ), выращенных по механизму пар-жидкость-кристалл. Рассмотрены различные варианты создания НВ Ge покрытых оболочкой Si. На рис. 1а показана зависимость радиальной скорости роста от энергии активации диссоциации кремнийсодержащий прекурсоров E_{dissP} . Уменьшение энергии диссоциации прекурсоров приводит к формированию радиальной гетероструктуры. Показано, что введение дополнительных активных веществ, либо выступающих в качестве сурфактанта, уменьшающего диффузионную длину адатомов,

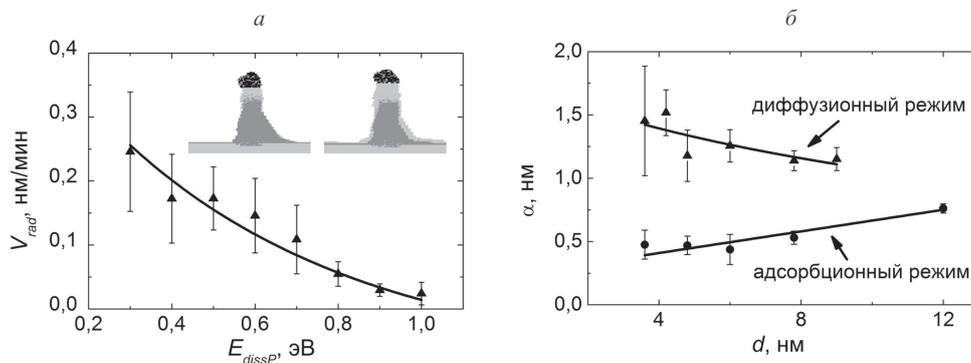


Рис. 1. Зависимость а) радиальной скорости роста кремниевой оболочки от энергии активации диссоциации прекурсора E_{dissP} ; б) ширины аксиальных гетеропереходов Si-Ge α от диаметра вискера

либо инициирующих затвердевание капли катализатора, способствует формированию кремниевой оболочки. Найдено, что размытость аксиальных гетеропереходов Si-Ge, связана с постепенным изменением состава капли катализатора при переключении потоков. Исследована зависимость состава переходного слоя $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ от соотношения потоков и длительностей осаждения германия и кремния. Найдено, что ширина аксиальных гетеропереходов Si-Ge α зависит от диаметра НВ. В адсорбционном режиме роста она линейно возрастает с диаметром, а в диффузионном убывает (рис. 1б). Это означает, что при уменьшении толщины нановискера резкие гетеропереходы в системе Ge-Si можно получить только при CVD росте, когда не существенна диффузионная составляющая роста. Уширение ГП с увеличением диаметра НВ наблюдалось экспериментально при CVD росте [1]. Увеличение ширины ГП с уменьшением диаметра является теоретическим предсказанием для МЛЭ роста.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и в рамках проекта «Механизмы роста и характеристики Si и Si/Ge нановискеров» по программе фундаментальных исследований Президиума РАН № 21.30.

Список литературы

[1] T. E. Clark, P. Nimmatoori, K.-K. Lew, L. Pan, J. M. Redwing, E. C. Dickey. Nano Lett. 8, 1246 (2008).

Вычисление профиля концентраций носителей заряда и магнетосопротивления в модулированно легированных структурах с широкой квантовой ямой в сильных магнитных полях

Л. Щурова

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

ljusia@gmail.com

Мы исследовали равновесное состояние системы ферми-электронов в модулированно легированных структурах с широкой квантовой (потенциальной) ямой, испытывающих воздействие электрического поля легирующих ионов и магнитного поля, приложенного параллельно плоскости квантовой ямы. Модель сформулирована для электронной системы достаточно высокой плотности (с длиной волны де-Бройля меньшей ширины квантовой ямы), когда вследствие взаимодействия носителей заряда с электрическими полями легирующего слоя формируется эффективно трехмерное состояние носителей заряда с неоднородной плотностью. Распределение концентраций носителей заряда $n(z)$ в поперечном сечении потенциальной ямы вычислялось из уравнения

$$e \cdot \left(-E_i + \frac{4\pi \cdot e}{\chi} \cdot \int_0^z n(\zeta) \cdot d\zeta \right) = n(z)^{-1/3} \frac{3 \cdot (3\pi^2)^{2/3}}{2} \frac{\hbar^2}{m} \frac{d}{dz} n(z), \quad (1)$$

где E_i – неэкранированное электрическое поле легирующего слоя. Уравнение (1) описывает, в рамках гидродинамического подхода, равновесие (каждом интервале dz потенциальной ямы) сил притяжения носителей заряда к слою заряженных ионов и сил отталкивания их от границы раздела барьера и ямы вследствие фермиевского давления. Мы получили аналитическое решение уравнения (1), которое выражается через гипергеометрические функции и является справедливым при любых соотношениях между длиной экранирования и шириной ямы [1].

Также в рамках гидродинамического приближения вычислен профиль концентраций $n(z)$ в квантовой яме в параллельном магнитном поле H_x , когда на свободные носители заряда, помимо сил электрического происхождения, действует сила Лоренца, и уравнение равновесия сил принимает вид

$$\left(-e \cdot E_i + \frac{4\pi \cdot e^2}{\chi} \cdot \int_0^z n(\zeta) \cdot d\zeta \right) - \frac{e^2}{c^2} \cdot \frac{1}{12} \cdot \frac{3^{1/3} \cdot \pi^{-4/3}}{m} \cdot \frac{1}{3} \cdot H_x^2 \cdot n^{-5/3}(z) \frac{\partial n(z)}{\partial z} = (n(z))^{-1/3} \frac{3 \cdot (3\pi^2)^{2/3}}{2} \frac{\hbar^2}{m_h} \frac{\partial n(z)}{\partial z}.$$

Мы получили аналитическое решение этого уравнения [2]. Вблизи границы барьера и ямы, где нарушается применимость гидродинамического подхода, для вычисления $n(z)$ использовалось уравнение Шредингера, в котором учитывалось влияние электрических и магнитных полей. Численные значения $n(z)$ представлены для модулированно легированной гетероструктуры Si(B)/SiGe/Si. Показано, что сопротивление в таких структурах определяется узкой квазиклассической областью с высокой концентрацией носителей заряда. Большое положительное магнетосопротивление может быть связано с перераспределением частиц в поперечном сечении ямы в сильном магнитном поле. Выполненные расчеты магнетосопротивления сравниваются с результатами измерений, полученными в Физико-техническом институте им. Иоффе [3].

Список литературы

- [1] L. Shchurova, Annalen der Physik 18, 928 (2009).
- [2] L. Shchurova, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, in press.
- [3] I. L. Drichko et al., Phys. Rev. B 79, 205310 (2009).

Двумерные системы

структурные, электронные, магнитные свойства, туннелирование, локализация, фононы, плазмоны, квантовый эффект Холла, корреляционные эффекты

Слабая локализация электронов в графене в недиффузионном режиме

Н.С. Аверкиев, М.О. Нестоклон, С.А. Тарасенко

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

averkev@les.ioffe.ru

Квантовые свойства носителей заряда в двумерных слоях графена представляют собой один из наиболее интересных предметов исследования в физике наноструктур. Это обусловлено особенностями зонной структуры графена: отсутствием массы носителей, сложным видом волновой функции и особенностями их симметрии по отношению к инверсии времени. Экспериментально обнаружено, что электроны и дырки в графене обладают высокой подвижностью, что открывает возможности для изучения квантовых поправок к проводимости в широком интервале температур и магнитных полей [1]. Особенностью высокоподвижных структур является то, что в них в относительно небольших магнитных полях магнитная длина сравнивается с длиной свободного пробега электронов, поэтому для описания слабой локализации необходим учет интерференции на замкнутых траекториях, содержащих небольшое число рассеивателей. Существующие на настоящий момент теории не применимы в данном недиффузионном режиме. В докладе представлена теория слабой локализации электронов в графене, справедливая во всем диапазоне классически слабых полей при произвольном соотношении между длиной свободного пробега и магнитной длиной.

Эффект слабой антилокализации носителей заряда в графене обусловлен специфическим видом волновых функций и характером рассеяния. Матричный элемент упругого внутриволнового рассеяния электрона на примеси (симметрия A_1) имеет вид [2]

$$V(\varphi, \varphi') = a \{ \exp[i(\varphi' - \varphi) + 1] \} / 2, \quad (1)$$

где a – параметр, φ и φ' – полярные углы начального и конечного волновых векторов. Выражение (1) показывает, что при рассеянии на примеси фаза волновой функции меняется на $[\varphi - \varphi']/2$. В результате при прохождении замкнутой траектории в прямом направлении волновая функция приобретает фазу $\pi/2$, а при прохождении в обратном – фазу $-\pi/2$. Разность фаз прямой и обратной волны равняется π , и имеет место деструктивная интерференция волн, приводящая к антилокализации и отрицательной магнетопроводимости. Приведенные рассуждения справедливы при произвольном соотношении длины свободного пробега и магнитной длины, поэтому знак магнетопроводимости не изменяется во всем диапазоне классически слабых магнитных полей (без учета междолинных переходов). Для выяснения точного вида зависимости проводимости от магнитного поля были проведены соответствующие вычисления. Показано, что квантовая поправка к проводимости уменьшается как $B^{-1/2}$ при больших магнитных полях, и диффузионное приближение приводит к заметному отличию от точных расчетов уже в полях ~ 30 мТл, соответствующих экспериментальным условиям [1]. Развитая теория позволяет вычислить значение квантовой поправки к проводимости в нулевом магнитном поле и определить температурную зависимость времени сбоя фазы волновой функции в каждой долине из сопоставления с экспериментальными данными.

Список литературы

- [1] F.V. Tikhonenko et al., Phys. Rev. Lett. 100, 056802 (2008).
[2] E. McCann et al., Phys. Rev. Lett. 97, 146805 (2006).

Разрушение виртуального перехода Андерсона в примесной зоне легированных структур квантовых ям

Н.В. Агринская, В.И. Козуб, Д.С. Полоскин

ФТИ им А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

nina.agrins@mail.ioffe.ru

В наших предыдущих работах [1, 2] мы наблюдали делокализацию электронных состояний в окрестности максимума узкой примесной зоны – т.н. виртуальный переход Андерсона. Переход был назван виртуальным, поскольку – несмотря на наличие делокализованных состояний – транспорт основных носителей по этим (заполненным) состояниям был заблокирован хаббардовскими корреляциями. В этом случае линейный по полю транспорт был связан с наличием конечной незначительной компенсации и активации в зону делокализованных состояний неосновных носителей, при этом соответствующая энергия активации была на порядок меньше энергии активации основной примеси. Указанное поведение может проявляться лишь для 2D систем, в которых фоновые компенсирующие дефекты могут располагаться вне 2D слоя, что существенно для формирования узкой примесной зоны. Отметим, что, с одной стороны, критическая концентрация для этого перехода значительно меньше моттовской. Другой механизм проводимости по делокализованным состояниям проявлялся в области конечных электрических полей и был связан с ударной ионизацией неосновных носителей в зону делокализованных состояний. В соответствии с изложенным указанная картина соответствует положению уровня Ферми ниже края подвижности делокализованных состояний в примесной зоне. Можно было бы ожидать, что искусственное увеличение степени компенсации, приводящее к сдвигу уровня Ферми в сторону края подвижности в конечном счете приведет к металлической низкотемпературной проводимости. Однако увеличение компенсации может приводить к увеличению беспорядка и соответственно к подавлению делокализации. Поэтому, представляло интерес провести исследование зависимости проявления виртуального перехода Андерсона от концентрации искусственно вводимых компенсирующих центров. С другой стороны, узость примесной зоны в определенной степени связана с ограничениями на концентрацию основных примесных центров. Увеличение этой концентрации может приводить к перекрытию Хаббардовских зон и появлению заряженных центров, не связанных с компенсацией. Возникающий при этом беспорядок в принципе также может приводить к подавлению виртуального перехода Андерсона. Однако, последующее увеличение концентрации в конечном счете приводит к переходу Мотта, когда уровень Ферми достигает края подвижности верхней зоны Хаббарда.

Настоящая работа имеет целью исследовать влияние увеличения компенсации и концентрации на виртуальный переход Андерсона. Мы покажем, что рост компенсации вначале приводит к понижению энергии активации, как и ожидалось. Дальнейший рост компенсации приводит к полному подавлению перехода Андерсона и к заметному расширению примесной зоны.

Список литературы

- [1] N.V. Agrinskaya, V.I. Kozub, and D.S. Poloskin, JETP Letters, 85, 169 (2007).
- [2] N.V. Agrinskaya, V.I. Kozub, and D.V. Shamshur, J. Phys.: Condens. Matter 20 395216 (2008).

Проводимость по подзонам симметричных и антисимметричных состояний в наноструктурах n-InGaAs/GaAs с двумя сильносвязанными квантовыми ямами

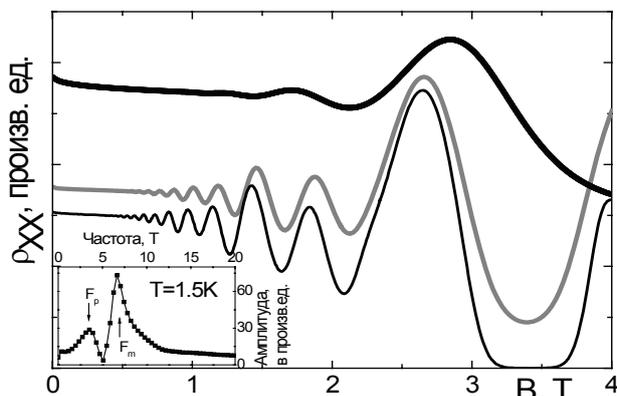
Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, В.Н. Неверов, М.В. Якунин, С.М. Подгорных, Б.Н. Звонков*

ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

*НИФТИ НГУ, Н. Новгород

arapov@imp.uran.ru

В 2D структурах с двумя сильносвязанными квантовыми ямами возникают симметричные (С-) и антисимметричные (АС-) состояния в соответствующих подзонах с энергиями Ферми E_{F1} и E_{F2} и концентрациями носителей заряда n_1 и n_2 ($E_{F2} - E_{F1} = \Delta_{SAS}$). Проводимость по двум подзонам приводит к сильному усложнению явлений переноса в нулевом магнитном поле, а также к появлению целого ряда новых эффектов в низкотемпературном магнитотранспорте [1–3].



Были исследованы образцы n-InGaAs/GaAs с ДКЯ при $0.05 < T < 77\text{K}$, в магнитных полях до 16.0 Т. Ширина КЯ -5нм, барьера-10нм. Полная концентрация электронов $n_T = n_1 + n_2 = 2.3 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$ и эффективная подвижность $\mu_n = 1.1 \cdot 10^4 \text{см}^2/\text{Vs}$, $\Delta_{SAS} \geq 3 \text{мэВ}$. С помощью освещения ИК излучением $n_T = n_1 + n_2$ изменялась в интервале $(2.3 - 6.0) \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$. Впервые получены $n_{1,2}(T)$ и $\mu_{1,2}(T)$ в подзонах С- и АС-состояний в широких интервалах концентраций и температур

в диффузионном ($k_B T \tau / \hbar \leq 1$) и баллистическом ($k_B T \tau / \hbar \geq 1$) режимах. При $T < 10\text{K}$ параметры 2D электронов подзонах определялись методом Фурье-анализа [4] осцилляций Шубникова-де Гааза (ОШГ) магнитосопротивления (МС) (см. рисунок), а при ($T > 10\text{K}$) – по эффекту Холла и квазиклассическому положительному МС по формулам для двух типов электронов [1]. Обнаружен переход «металл»-диэлектрик (ПМД) в $B=0$ в подзоне АС-состояний, аналогичный наблюдаемому в SiMOSFET и других 2D структурах [2], при изменении концентрации с помощью освещения ИК излучением. Проводимость в подзоне С-состояний имела диэлектрический характер во всем диапазоне температур (2–70К) и концентраций [3]. На наш взгляд ПМД в $B=0$ в подзоне АС-состояний связан с особенностью электрон-электронного взаимодействия в диффузионном и баллистическом режимах в подзоне АС-состояний.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 09-02-96518, № 11-02-00427).

Список литературы

- [1] R. Fletcher et al., Phys.Rev.B71, 155310(2005).
- [2] S.V. Kravchenko et al., Phys.Rev.B50,8039(1994); Rep.Prog.Phys.67,1 (2004).
- [3] Yu.G. Arapov et al., Low Temp. Phys. 35, 32 (2009); Тезисы докладов 35 Совещания по физике низких температур, Черногловка, 2009, с.226-227.
- [4] S. Yamada et al., J.Appl. Phys.72,569(1992).

Комбинированные моды спин-флип возбуждений в двумерной электронной системе в режиме квантового эффекта Холла

А.Б. Ваньков, И.В. Кукушкин

Институт Физики Твердого Тела РАН, Черноголовка

vankov@issp.ac.ru

Состояния целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ) обладают рядом важных свойств – в них точно известно основное состояние системы, когда электроны заполняют целое число спиновых подуровней Ландау. Кроме того, континуум одночастичных возбуждений полностью подавлен квантующим магнитным полем, а все возбуждения являются коллективными и отделены щелью от основного состояния. Это делает состояния ЦКЭХ удобными для исследования фундаментальных свойств двумерных электронных систем.

Одним из важнейших атрибутов квантово-холловских состояний системы является характерная энергия многочастичного кулоновского взаимодействия. Прямым методом изучения многочастичных эффектов в двумерных электронных системах является измерение энергий и дисперсий коллективных возбуждений. Из существующих экспериментальных методик для этой задачи оптимален *метод неупругого рассеяния света*, поскольку он позволяет исследовать весь энергетический спектр двумерных электронных систем и дисперсии электронных возбуждений.

В настоящей работе методом неупругого рассеяния света в различных состояниях ЦКЭХ исследован новый класс комбинированных спиновых возбуждений. Эти коллективные возбуждения сопровождаются одновременным изменением орбитального и спинового квантовых чисел электронной системы. Особенность этих возбуждений состоит в том, что их энергия в длинноволновом пределе содержит значительный вклад от многочастичного кулоновского взаимодействия, а также не подвержена влиянию остаточного беспорядка в системе. В работе были изучены кулоновские и обменные поправки к энергии комбинированных спиновых возбуждений с изменением номера уровня Ландау на $\Delta n=1$ и $\Delta n=2$. Это позволило дать экспериментальную оценку величине обменной энергии электронов на уровнях Ландау.

Влияние туннельной прозрачности барьера на кинетику экситонной фотолюминесценции в двойных квантовых ямах

В.Я. Алешкин¹, Л.В. Гавриленко¹, Д.М. Гапонова¹, З.Ф. Красильник¹,
Д.И. Крыжков¹, Д.И. Курицын¹, С.М. Сергеев¹, В.Г. Лысенко², Claus B. Sørensen³

¹ИФМ РАН, Н. Новгород

²ИПТМ РАН, Черноголовка

³Mikroelektronik Centret, Danmarks Tekniske Universitet, Denmark

dmg@ipm.sci-nnov.ru

Полупроводниковые структуры с асимметричными двойными квантовыми ямами (АДКЯ) позволяют изучать множество разнообразных фундаментальных физических свойств, а так же имеют широкое применение в оптоэлектронных устройствах. Процессам туннелирования электронов в системе АДКЯ посвящено большое число как экспериментальных [1, 2], так и теоретических [3] работ, вместе с тем, полное описание процессов туннелирования и релаксации экситонов в системе АДКЯ в настоящее время отсутствует.

Мы представляем результаты экспериментального исследования кинетики экситонной фотолюминесценции (ФЛ) GaAs/Al(Ga)As *n-i-n* гетероструктуры при нерезонансном фемтосекундном лазерном возбуждении. Структура состояла из 5 АДКЯ AlAs/GaAs/AlAs (124/11/121 Å, 102/17/99 Å, 88/23/85 Å, 76/28/73 Å, 65/34/62 Å), разделенных барьерами Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 300 Å. Измерения проводились для различных значений электрического напряжения (-4.9÷7.5 В), прикладываемого поперек слоев гетероструктуры, мощности возбуждения от 0.1 до 5 мВт и температуры образца 4÷50 К. Техника эксперимента и метод определения локального электрического поля в области каждой АДКЯ подробно описаны в работе [4].

Длинноволновое смещение линии, соответствующей рекомбинации межъямного (X_l) экситона, при увеличении напряженности электрического поля сопровождалось значительным (до 40 пс) уменьшением характерного времени спада ФЛ внутриямного экситона X_d . Время излучения X_l увеличивалось более чем до 12 нс, причем в кинетике появлялось время нарастания порядка 500 пс. Данный эффект наиболее ярко проявлялся для пары более широких АДКЯ, а в случае узких АДКЯ, разделенных широким AlAs барьером, не наблюдался. Анализ характерных времен спада и нарастания ФЛ в зависимости от величины электрического поля, ширины барьера, мощности возбуждения и температуры позволил определить времена и механизмы туннелирования и релаксации носителей заряда.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№10-02-01195), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» ГК № 02.740.11.5159.

Список литературы

- [1] M. Nido, M.G.W. Alexander et al., SPIE Vol. 1268 Application of Ultrashort Laser Pulses in Science and Technology, 177 (1990).
- [2] M. Nido, M.G.W. Alexander et al., Phys. Rev. B 43, 1839 (1991).
- [3] Shi-rong Jin, Zhong-ying Xu, Jin-sheng Luo, Phys. Rev. B. 49, 5434 (1994).
- [4] В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко, Д.М. Гапонова и др. Принято к печати Письма в ЖЭТФ 93 (2011).

Квантовые поправки к проводимости полупроводниковых гетероструктур с двойными квантовыми ямами

А.В. Германенко¹, Г.М. Миньков^{1,2}, О.Э. Рут¹, А.А. Шерстобитов^{1,2}

¹Уральский госуниверситет им. А.М. Горького, Екатеринбург

²Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

alexander.germanenko@usu.ru

Квантовые поправки к проводимости – интерференционная поправка и поправка от электрон-электронного взаимодействия, определяющие поведение низкотемпературной проводимости двумерных систем – хорошо исследованы в системах с одиночной квантовой ямой. Существенно меньше поправки изучены в структурах со сложным спектром: в структурах с многодолинным спектром, структурах с двумя (несколькими) квантовыми ямами и структурах с несколькими заполненными подзонами размерного квантования. Вместе с тем в таких системах можно ожидать довольно яркие эффекты. Так, электрон-электронное взаимодействие в мультиплетном канале могло бы привести к смене знака температурной зависимости проводимости, как это вероятно случается в кремниевых МОП структурах.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования квантовых поправок в структурах с двойной GaAs квантовой ямой. Образцы представляли собой холловский мостик с нанесенным на него полевым электродом. Анализ зависимостей сопротивления и коэффициента Холла от магнитного поля и температуры позволил нам получить зависимости времени неупругой релаксации фазы, вероятности перехода между квантовыми ямами и зависимости параметров электрон-электронного взаимодействия от соотношения концентраций электронов в квантовых ямах. Обнаружено, что вероятность переходов резонансно зависит от разницы концентраций в ямах, тогда как параметры электрон-электронного взаимодействия и время сбоя фазы практически не зависят от того, одна или обе квантовых ямы оказываются заселенными. Последнее означает, что неупругое взаимодействие электронов в одной квантовой яме с электронами в другой не дает заметного вклада ни в скорость релаксации фазы, ни в величину поправки, вызванной электрон-электронным взаимодействием. Полученные результаты представляются неожиданными. Длина экранирования в исследованных гетероструктурах не сильно меньше расстояния между квантовыми ямами и, следовательно, неупругое взаимодействие электронов в одной квантовой яме с электронами в другой квантовой яме должно бы давать заметный вклад в исследуемые эффекты. Хотя с другой стороны, наличие второй квантовой ямы экранирует взаимодействие между электронами внутри одной квантовой ямы, что, в принципе, может частично или полностью скомпенсировать первый эффект.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 09-02-00789, 10-02-00481, 10-02-91336).

Когерентные и некогерентные поляритонные нелинейности

С.С. Гаврилов^{1,2}, С.Г. Тиходеев², В.Д. Кулаковский¹, **Н.А. Гиппиус**^{2,3}

¹Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

²Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

³LASMEA, University Blaise Pascal, France

na.gippius@gmail.com

Квазидвумерные экситонные поляритоны – элементарные возбуждения, возникающие в активном слое планарного полупроводникового микрорезонатора за счет сильной связи экситона (электрон-дырочной пары) и резонаторной фотонной моды [1]. Богатые нелинейно-динамические свойства системы поляритонов в планарном полупроводниковом микрорезонаторе в условиях внешнего фотовозбуждения активно исследуются в последние годы. Эффект бистабильности для экситонного конденсата был предсказан в рамках квантового подхода [2, 3], и его аналог в двумерной поляритонной системе непосредственно проявляется в сигналах пропускания и люминесценции.

Взаимодействие поляритонов с одинаковыми значениями проекции полного момента может приводить к мультистабильности отклика возбуждаемого поляритонного состояния. В результате становятся возможными неравновесные переходы между различными ветвями устойчивости, происходящие за счет флуктуаций или плавного изменения параметров возбуждения и сопровождающиеся резкими изменениями интенсивности и оптической поляризации поля в микрорезонаторе и сигнала пропускания. Сравнительно слабое притяжение между поляритонами с противоположными поляризациями приводит к возможности спонтанного нарушения симметрии циркулярно поляризованных компонент поля в микрорезонаторе в условиях строго линейной (симметричной) поляризации внешнего возбуждения.

В докладе будет дан краткий обзор теоретических исследований в этой области и приведён анализ характерных изменений в динамике поляритонной системы, обусловленных присутствием некогерентного экситонного резервуара [4–7].

Список литературы

- [1] C.Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, et. al., Phys. Rev. Lett. 69, 3314 (1992).
- [2] Л.В. Келдыш, А.Н. Козлов, ЖЭТФ 54, 978 (1968).
- [3] В.Ф. Елесин, Ю.В. Копаев, ЖЭТФ 63, 1447 (1972).
- [4] N.A. Gippius, I.A. Shelykh, D.D. Solnyshkov, et. al., Phys. Rev. Lett. 98, 236401 (2007).
- [5] D.Sarkar, S.S. Gavrilov, M. Sich, et al, Phys. Rev. Lett. 105, 216402 (2010).
- [6] S.S. Gavrilov, A.S. Brichkin, A.A. Dorodny, et al, Письма в ЖЭТФ 92 171 (2010).
- [7] S.S. Gavrilov, A.S. Brichkin, A.A. Demenev, et al arXiv:1106.4175v1 (2011).

Когерентность пространственно-непрямых экситонов в кольцевой потенциальной ловушке

А.В. Горбунов¹, Д.А. Демин²

¹Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

²Московский физико-технический институт, Долгопрудный

gorbunov@issp.ac.ru

Пространственно-непрямые (дипольные) экситоны, создаваемые светом в двойной или широкой одиночной квантовой яме в присутствии перпендикулярного внешнего электрического поля, накапливаются в кольцевой латеральной ловушке вдоль края отверстия в затворе Шоттки на поверхности [1]. При достижении критических условий по температуре и концентрации в резервуаре взаимодействующих дипольных экситонов спонтанно происходит бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) с пороговым появлением узкой ($\Delta E \leq 200$ мкэВ) линии люминесценции экситонов, сконденсировавшихся вблизи $\mathbf{k} = 0$ [1,2]. С помощью интерферометра Майкельсона нами исследована когерентность излучения люминесценции дипольных экситонов в одиночной GaAs/AlGaAs квантовой яме шириной 25 нм, накапливаемых в кольцевой ловушке $\varnothing 5-10$ мкм.

В частности, с помощью интерферометра Майкельсона, совмещенного с проекционной оптической системой (увеличение $\leq 200\times$, пространственное разрешение ≈ 1.5 мкм), проведены прямые измерения степени пространственной когерентности. Определялся коррелятор 1-го порядка $0 \leq g(\tau, \Delta \mathbf{r})^{(1)} < 1$ в зависимости от поперечного смещения изображений в разных плечах интерферометра при почти полном балансе длин плеч: $\tau \approx 0$. Для экситонов вне ловушки, в пятне лазерного фотовозбуждения размером около 30 мкм, зависимость коррелятора $g(0, \Delta \mathbf{r})^{(1)}$ от $\Delta \mathbf{r}$ соответствует излучению от протяженного некогерентного источника, угловой размер которого определяется дифракцией на апертуре объектива перед образцом [3]. При этом длина когерентности излучения $\xi \approx 1.5$ мкм обусловлена пространственным разрешением оптической системы. Излучение экситонов из кольцевой ловушки – даже ниже порога БЭК – нельзя рассматривать как некогерентный источник в силу малой угловой «толщины» этого кольца: видность и частота интерференционных полос варьируются в зависимости от координаты \mathbf{r} . Поэтому $g(0, \Delta \mathbf{r})^{(1)}$ определялся только для центральной зоны области перекрытия изображений. Обнаружено, что при малых $\Delta \mathbf{r} \leq 1.5$ мкм – как ниже, так и выше порога БЭК по накачке – коррелятор падает примерно так же, как и для 2D экситонов. Однако при $\Delta \mathbf{r} > 2$ мкм и, в частности, когда совмещаются пятна люминесценции из противоположных концов ловушки, степень когерентности излучения сконденсированных экситонов оказывается в 2–3 раза выше: $g(0, \Delta \mathbf{r})^{(1)} \approx 0.25$.

Список литературы

- [1] А.В.Горбунов, В.Б.Тимофеев, Письма в ЖЭТФ 83, 178 (2006); 84, 390 (2006)
- [2] V.V.Timofeev, A.V.Gorbunov, J.Appl.Phys. 101, 081708 (2007); phys.stat.solidi (c) 5, 2379 (2008).
- [3] М.Борн, Э.Вольф «Основы оптики», Наука, М. 1973, с.469.

Кольцевая ловушка для конденсации диполярных экситонов

А.В. Горбунов¹, Д.А. Демин²

¹Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

²Московский физико-технический институт, Долгопрудный

gorbunov@issp.ac.ru

Экспериментально изучены свойства потенциальной ловушки для пространственно-непрямых (диполярных) экситонов, образующейся вдоль края отверстия в непрозрачном затворе Шоттки на поверхности гетероструктуры с двойной или широкой одиночной квантовой ямой GaAs/AlGaAs [1]. В такой ловушке при достижении критических условий по температуре и концентрации: а) пороговым образом возникает узкая (≤ 200 мкэВ) линия экситонной люминесценции, б) появляется крупномасштабная пространственная когерентность и направленность излучения, в) наблюдается сильная пространственная неоднородность в виде симметрично расположенных пятен люминесценции. Вся совокупность этих явлений может трактоваться в терминах бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) диполярных экситонов [1, 2].

Анализ пространственного распределения люминесценции непрямых экситонов, накапливаемых в ловушке, обнаруживает, что при внешнем диаметре кольцевого излучателя 5-10 мкм его радиальная ширина должна быть заведомо меньше имеющегося пространственного разрешения (≤ 1.5 мкм). В противном случае невозможно объяснить наблюдаемую высокую интенсивность вторичных дифракционных максимумов в изображении кольца. Азимутальное распределение интенсивности люминесценции неоднородно и при низкой оптической накачке, но только выше порога БЭК появляются яркие пятна, размер которых сравним с пространственным разрешением. В круглых ловушках положение пятен люминесценции привязано к кристаллографическим направлениям типа $\langle 110 \rangle$, а в ловушках с углами (треугольники, квадраты и т.д.) – еще и к вершинам углов.

Свойства этой ловушки не описываются одной только электростатикой, т.е. концентрацией электрического поля вблизи края отверстия [3]. Если поверхность полупроводника в отверстии закрыта полупрозрачным слоем металла, то поле под электродом однородно, однако при равномерной засветке отверстия также наблюдается кольцевое распределение люминесценции вдоль края непрозрачного слоя металла. При использовании полупрозрачного электрода глубина ловушки вдоль края отверстия оказывается слишком малой для эффективного накапливания экситонов. Экранировка поля носителями, генерируемыми светом накачки, существенна для создания ловушки, оптимальной для экситонной конденсации.

Список литературы

- [1] А.В.Горбунов, В.Б.Тимофеев, Письма в ЖЭТФ 83, 178 (2006); 84, 390 (2006)
- [2] V.B.Timofeev, A.V.Gorbunov, J.Appl.Phys. 101, 081708 (2007); phys.stat.solidi (c) 5, 379 (2008).
- [3] В.И.Сугаков, А.А.Чернюк, Письма в ЖЭТФ 85, 699 (2007); Л.А.Максимов, Т.В.Хабарова, ДАН 415, 193 (2007).

Квантовые поправки к проводимости двумерного электронного газа в классически сильных магнитных полях

А.А. Грешнов

Физико-технический институт РАН, Санкт-Петербург

a_greshnov@hotmail.com

Первоначальная формулировка скейлинговой гипотезы, предложенная в пионерской работе [1], подразумевает, что температурная производная $d\sigma_{xx}/dT$ является универсальной однопараметрической функцией диагональной компоненты тензора проводимости σ_{xx} , не зависящей от подробностей устройства двумерной системы и внешних условий, например наличия магнитного поля. Однако, после открытия квантового эффекта Холла (КЭХ) стало очевидным, что в произвольном магнитном поле однопараметрический скейлинг выполняться не может, и была привлечена вторая компонента – σ_{xy} [2]. Возможность двухпараметрического скейлинга (противоречащего выводам работ [1], [3]) была обоснована наличием непертурбативных поправок к σ_{xx} [4]. К сожалению, ни эксперимент, ни численные расчеты [5] гипотезу двухпараметрического скейлинга не подтверждают.

В настоящей работе изучена температурная зависимость квантовой поправки к проводимости второго порядка по малому параметру N^{-1} – обратному номеру уровня Ландау – в режиме классически сильных магнитных полей, $\omega_c \tau \gg 1$. В рамках ССБП проводимость Друде-Андо, выраженная в единицах e^2/h , пропорциональна квадрату плотности состояний, $\sigma_0 = (2N+1)(1-x^2)/\pi$, где $x = [E_F - \hbar\omega_c(N+1/2)]/\Gamma$, Γ – ширина уровней Ландау [6]. В отличие от поправки к σ_0 первого порядка по N^{-1} , квантовая поправка второго порядка содержит расходимость при $T=0$,

$$\delta\sigma_2(T) = \frac{1}{8\pi(1-x^2)} \frac{\ln^2 T}{2N+1} = \frac{\ln^2 T}{8\pi^2 \sigma_0}.$$

Данный результат принципиально отличается от полученного без учета квантования Ландау в работе [3] наличием второй степени температурного логарифма. И хотя $\delta\sigma_2$ оказалось возможным выразить через σ_0 , это свидетельствует о неприменимости пертурбативного ренорм-группового подхода, подразумевающего возможность разложения $\sigma(T)$ по целым степеням переменной $y = \ln T$ [7]. Если же в качестве y принять не первую, а вторую степень логарифма, противоречие снимается, однако при этом поправка $\delta\sigma_2$ является положительной, в то время как на самом деле σ_{xx} стремится к нулю при всех факторах заполнения, кроме полуцелых ($x=0$). Таким образом, мы показали, что учет квантования Ландау изменяет структуру квантовых поправок к проводимости и, очевидно, принципиально влияет на картину формирования квантового эффекта Холла.

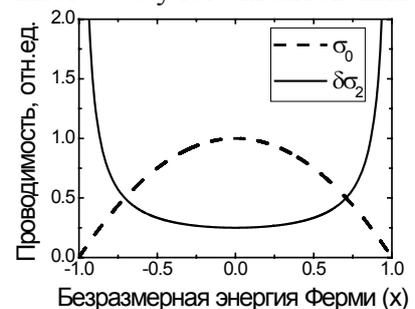


Рис. 1. Зависимость σ_0 и $\delta\sigma_2$ от относительного положения уровня Ферми x

Список литературы

- [1] E.Abrahams et al, Phys.Rev.Lett. 42, 673 (1979).
- [2] D.E. Khmel'nitskii, JETP Lett. 38, 454 (1983).
- [3] S. Hikami, Phys. Rev. B 24, 2671 (1981).
- [4] H. Levine et al, Phys.Rev.Lett. 51, 1915 (1983).
- [5] A.A. Greshnov et al, JETP 107, 491 (2008).
- [6] T. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. 36, 959 (1974).
- [7] L.P. Gor'kov et al, JETP Lett. 30, 248 (1979).

Электронные интерферометры на краевых каналах в режиме квантового эффекта Холла

Э.В. Девятов

ИФТТ РАН, Черноголовка

dev@issp.ac.ru

В последнее время значительный интерес вызывает реализация электронных аналогов оптических интерферометров типа Фабри-Перо и Маха-Цендера. Как правило, используются краевые состояния в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) с встречным потоком электронов [1–3]. Исходной мотивацией этих работ было наблюдение дробного заряда и дробной статистики в режиме дробного КЭХ. Несмотря на неоднозначность интерпретации полученных здесь результатов [4], квантовые интерферометры демонстрируют интересные особенности транспорта даже в режиме целочисленного КЭХ. Ситуация еще более осложняется наличием сложной структуры края двумерной системы в режиме КЭХ [5].

Нами реализованы интерферометры типа Фабри-Перо [6-7] и Маха-Цендера при помощи сонаправленных краевых состояний. В силу топологии схемы с со-направленными краевыми состояниями исключаются неоднозначности [4] в интерпретации связанные с перезарядкой активной области интерферометра.

Использованная экспериментальная геометрия позволила наблюдать интерференционные эффекты в электронном транспорте при целочисленных и дробных факторах заполнения при разнице в уровнях электрохимпотенциалов между краевыми состояниями, превышающей спектральные щели. Исследованы зависимости интерференционной картины от магнитного поля, электронной концентрации и температуры. Показано, что в отличие от схем на встречно-направленных краевых состояниях, в нашей геометрии интерферометр типа Маха-Цендера является оптимальным с точки зрения качества интерференционной картины.

Наиболее интересной представляется интерпретация интерференционной картины в условиях дробного квантового эффекта Холла как для интерферометров типа Фабри-Перо [7] так и Маха-Цендера. В докладе будет представлено обсуждение результатов в этой области.

Список литературы

- [1] Y. Ji, Y. Chung, D. Spinzak, M. Heiblum, D. Mahalu, and H. Shtrikman, *Nature (London)* 422, 415 (2003).
- [2] F.E. Camino, W. Zhou, and V.J. Goldman, *Phys. Rev. B* 72, 075342 (2005); F. E. Camino, W. Zhou, and V. J. Goldman, *Phys. Rev. B* 72, 155313 (2005).
- [3] N. Ofek, A. Bid, M. Heiblum, A. Stern, V. Umansky, D. Mahalu, arXiv:0911.0794v3.
- [4] B. Rosenow and B.I. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* 98, 106801 (2007).
- [5] D.B. Chklovskii, B.I. Shklovskii, and L.I. Glazman, *Phys. Rev. B* 46, 4026 (1992).
- [6] E.V. Deviatov and A. Lorke, *Phys. Rev. B* 77, 161302(R) (2008).
- [7] E.V. Deviatov, B. Marquardt, A. Lorke, G. Biasiol, and L. Sorba, *Phys. Rev. B* 79, 125312 (2009).

**Микроскопическая теория доменов в состояниях
с нулевым сопротивлением: учет нарушения соотношения Эйнштейна
в неравновесном транспорте электронов
в пространственно-неоднородных двумерных структурах**

И.А. Дмитриев^{1,2}

¹Institute of Nanotechnology, Karlsruhe Institute of Technology, Germany

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

Ivan.Dmitriev@kit.edu

В последнее время достигнут значительный прогресс в понимании ряда явлений в неравновесной кинетике двухмерных электронов на высоких уровнях Ландау. Создана систематическая квантовая теория транспорта в пространственно однородной системе, которая воспроизводит широкий круг экспериментально наблюдаемых эффектов, в частности, магнетоосцилляции, возникающие под микроволновым облучением, в случае сильного холловского поля, и при рассеянии на тепловых фонах.

В то же время, состояния с нулевым сопротивлением (СНС), возникающие при сильном микроволновом облучении достаточно чистых систем, остаются недостаточно изученными, как теоретически, так и экспериментально. Из уравнений Максвелла следует неустойчивость однородного состояния с отрицательной абсолютной и/или дифференциальной проводимостью, которая должна приводить к образованию доменов сильного поля с текущим в них бездиссипативным холловским током. В докладе будет показано, что весьма существенную роль в образовании доменов играет нарушение (под действием микроволн) соотношения Эйнштейна между локальной диссипативной проводимостью и коэффициентом диффузии. В неоднородной системе, это нарушение приводит к пространственной модуляции электрохимического потенциала, к фото-вольтаическим эффектам, и к магнетоосцилляциям сжимаемости электронного газа. Кроме того, длина экранировки электростатических возмущений, пропорциональная отношению коэффициента диффузии и проводимости в неравновесной системе, обращается в бесконечность в точке неравновесного фазового перехода в состояние с нулевым сопротивлением, и может, тем самым, выступать в роли критического параметра в теории перехода. Расходимость длины экранировки (ширины доменной стенки) в точке перехода в СНС означает сильную чувствительность к граничным условиям и, в то же время, нечувствительность эффективных параметров к неоднородности на микроскопических масштабах.

В докладе будут приведены совместные решения уравнения Пуассона и уравнения непрерывности с локальной нелинейной проводимостью и коэффициентом диффузии, известными из микроскопической теории. Нелокальность электростатического отклика в двумерных системах делает невозможным общее решение уравнений. При этом, удастся найти инстантонные решения для изолированной доменной стенки и периодической структуры доменов при частных значениях параметров, которые могут быть основой для дальнейших численных расчетов устойчивости, динамики и шумовых характеристик доменной структуры.

Нелинейная высокочастотная прыжковая проводимость структур с квантовыми точками Ge в Si

И.Л. Дричко¹, А.М. Дьяконов¹, В.А. Малыш¹, И.Ю. Смирнов¹,
Ю.М. Гальперин^{1,2}, А.И. Никифоров³, Н.П. Степина³, Е.С. Коптев³

¹ФТИ РАН им А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Physics Department, University of Oslo, Oslo

³ИФП СО РАН, Новосибирск

irina.l.drichko@mail.ioffe.ru

Исследована высокочастотная проводимость структур с плотным массивом (концентрация $4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) квантовых точек (КТ) Ge в Si, легированных В. Концентрация В соответствовала среднему числу заполнения уровней в КТ $\nu=2.5$ и 2.85 для образцов 1 и 2, соответственно. Измерения проводились акустическими бесконтактными методами при температуре $T=1.7\text{--}4.2 \text{ К}$, в магнитных полях $H \leq 8 \text{ Тл}$ при частотах 30-415 МГц и разных интенсивностях поверхностной акустической волны. Перед измерениями образцы отжигались при $T=500\text{--}600^\circ \text{ С}$, что приводило к увеличению размеров КТ и большему перекрытию квантовых уровней.

Использовался т.н. гибридный метод – поверхностная акустическая волна (ПАВ) распространялась по поверхности LiNbO_3 (пьезодиэлектрика), а образец слегка прижимался пружинкой к его поверхности. При этом электрическое поле, созданное ПАВ

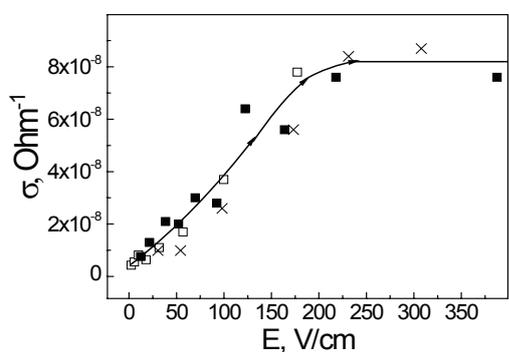


Рис. 1. Зависимость $\sigma^{\text{BЧ}}$ от E при разных f

и имеющее ее частоту, проникает в образец. Отклик электронной системы образца приводит к дополнительному поглощению ПАВ и к изменению ее скорости, которые и измеряются. Поскольку указанные величины определяются высокочастотной (ВЧ) проводимостью образца, $\sigma^{\text{BЧ}}$, сравнение экспериментальных результатов с теорией позволяет определить зависимости $\sigma^{\text{BЧ}}$ от магнитного поля, температуры, частоты и интенсивности ПАВ. Малая величина $\sigma^{\text{BЧ}}$ ($\approx 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}$) при малых интенсивностях и ее поведение, $\sigma^{\text{BЧ}} \sim \omega^0 T^2 H^{-2}$, указывают на то, что при низких температурах в этих образцах ВЧ проводимость имеет прыжковый характер и может быть описана двухузельной моделью [1].

При повышении интенсивности ПАВ коэффициент поглощения ПАВ начинает зависеть от ее интенсивности, что может быть интерпретировано как рост $\sigma^{\text{BЧ}}$. На рисунке представлена зависимость $\sigma^{\text{BЧ}}$ от амплитуды электрического поля ПАВ при $T=1.7 \text{ К}$. Так как $\sigma^{\text{BЧ}}$ не зависит от частоты, данные для частот $f=30, 143, 253 \text{ МГц}$ ложатся на одну кривую. Обсуждаются механизмы нелинейного поведения $\sigma^{\text{BЧ}}$.

Работа поддерживается грантами РФФИ 11-02-00223, грантом Президиума РАН, программой Отделения Физических наук РАН «Спинтроника».

Список литературы

[1] Y. M. Galperin et al, in “Hopping Transport in Solids”, ed. by B. Shklovskii and M. Pollak, Elsevier, New York, 1991.

Новый эффект в микроволновой фотопроводимости двумерных электронных структур с очень высокой подвижностью

М.А. Зудов¹, А.Т. Hatke¹, L.N. Pfeiffer², К.В. West²

¹University of Minnesota, Minneapolis, MN 55455, USA

²Princeton University, Princeton, NJ 08544, USA

zudov@physics.umn.edu

В течение последнего десятилетия был открыт целый ряд новых транспортных явлений в двумерных электронных структурах с высокой подвижностью. Наиболее яркими примерами являются гигантские магнитоосцилляции сопротивления индуцированные микроволновым излучением (МСИМ) [1], тепловыми фононами [2], холловским полем [3], их различные комбинации [4], а также состояния с нулевым сопротивлением и с нулевым дифференциальным сопротивлением [5].

В этом докладе мы обсудим ещё один удивительный эффект, необыкновенно сильный и узкий пик фотосопротивления, обнаруженный совсем недавно при облучении очень высокоподвижных структур [6]. В отличие от МСИМ, наблюдаемых на многих гармониках циклотронного резонанса и заметно ослабевающих с увеличением частоты, этот пик возникает *только* около второй гармоники [рис. 1(а)] и *только* при частотах выше критической (в нашем случае >100 ГГц). Более того, этот пик может превосходить МСИМ (темновое сопротивление) на порядок (два порядка) величины. Мы обсудим зависимости от температуры, интенсивности и частоты излучения [6б, 6г], а также от электрического поля [6в], которое (1) может “индуцировать” этот пик на частотах ниже критической и (2) совершенно не влияет на его положение [рис. 1(б)]. Наши результаты показывают что эффект значительно отличается от МСИМ и не может быть объяснён в рамках существующих теорий фотопроводимости.

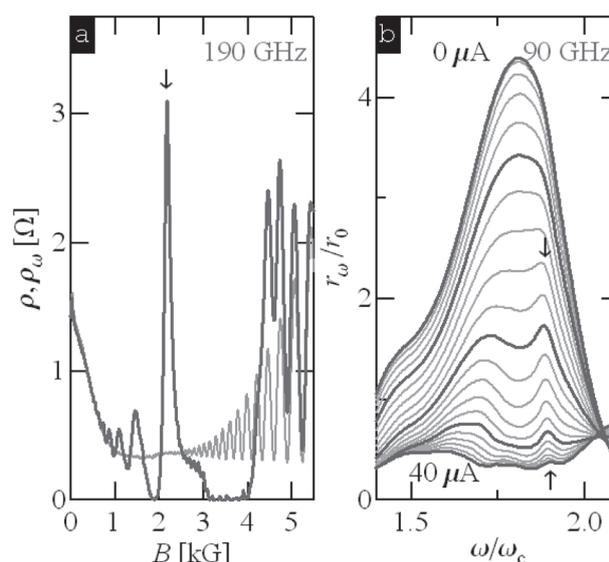


Рис. 1. (а) Магнитосопротивление в отсутствие и в присутствии микроволн (190 ГГц). (б) Дифференциальное сопротивление в присутствии микроволн (90 ГГц) при токах от 0 до 40 мкА

Список литературы

- [1] Zudov et al., PRB 64, 201311(R) (2001), Hatke et al., PRL 102, 066804 (2009).
- [2] Zudov et al., PRL 86, 3614 (2001), Hatke et al., PRL 102, 086808 (2009).
- [3] Yang et al., PRL 89, 076801 (2002), Hatke et al., PRB 83, 081301(R) (2011).
- [4] Zhang et al., PRL 98, 106804 (2007), Zhang et al. PRL 100, 036805 (2008), Hatke et al., PRL 101, 246811 (2008), Khodas et al., PRL 104, 206801 (2010).
- [5] Mani et al., Nature 420, 646 (2002), Zudov et al., PRL 90, 046807 (2003), Bykov et al., PRL 99, 116801 (2007), Hatke et al., PRB 82, 041304(R) (2010).
- [6] Dai et al., PRL 105, 246802 (2010), Hatke et al., PRB 83, 121301(R) (2011), Hatke et al., submitted (2011), Hatke et al., in preparation (2011).

Циклотронный резонанс в гетероструктурах на основе HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами

А.В. Иконников¹, А.А. Ластовкин¹, К.Е. Спиринов¹, М.С. Жолудев¹,
К.В. Маремьянин¹, В.И. Гавриленко¹, С.А. Дворецкий², Н.Н. Михайлов²

¹Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

antikon@ipm.sci-nnov.ru

Гетероструктуры (ГС) на основе HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами (КЯ) обладают целым рядом уникальных свойств [1–3]. Эффективным средством исследования зонной структуры полупроводников является метод циклотронного резонанса (ЦР). Однако до настоящего времени в ГС HgTe/CdHgTe, в основном, проводилось изучение транспорта в образцах с двумерным электронным газом (см., например, [1–4]); отдельные исследования ЦР выполнены в работах [5–7].

В данной работе проведены исследования ЦР в ГС на основе HgTe/CdHgTe с различными шириной и составом ям в слабых и квантующих магнитных полях при $T = 4,2$ К

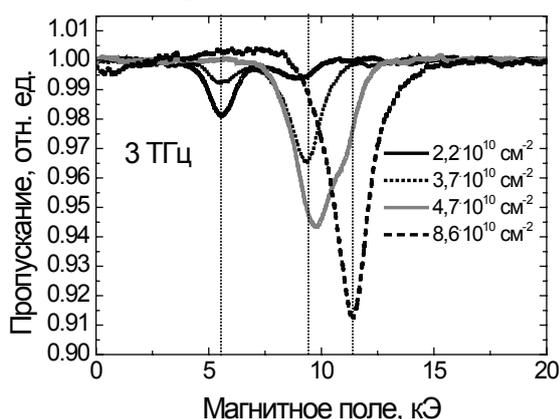


Рис. 1. Типичные спектры ЦР, снятые при различных концентрациях в квантующих магнитных полях

с помощью ЛОВ и квантовых каскадных лазеров. Измерения в слабых магнитных полях позволили определить эффективные массы электронов на уровне Ферми (минимальная величина составила всего $0,003m_0$ (!)), измерения в квантующих полях – расстояния между уровнями Ландау (обнаружены переходы между четырьмя нижними уровнями Ландау). Минимальная концентрация двумерного электронного газа с высокой подвижностью (более $5 \cdot 10^5$ $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) составила $n_s \sim 6 \cdot 10^9$ см^{-2} , что на порядок меньше, чем в лучших ГС GaAs/AlGaAs.

На основе модели Кейна с учетом встроенных упругих деформаций рассчитаны энергетические спектры носителей, зависимости эффективной массы на уровне Ферми от концентрации и уровня Ландау. В зоне проводимости закон дисперсии близок к линейному (который реализуется в графене). Продемонстрировано хорошее согласие результатов расчета с экспериментом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 11-02-00958), ФЦП ННПКИР (ГК 16.740.11.0321), ФСР МФП НТС (ГК № 8231 р/13080), Минобрнауки (грант МК-1114.2011.2) и РАН.

Список литературы

- [1] H.c.Zhang et. al. Phys. Rev. B 63, 245305 (2001).
- [2] Y.S. Gui et al. Phys. Rev. B 70, 115328 (2004).
- [3] З.Д. Квон и др. Письма в ЖЭТФ 87, 588 (2008).
- [4] M.V. Yakunin et al. Physica E 42, 948 (2009).
- [5] M. Schultz et al. Semicond. Sci. Technol. 11, 1168 (1996).
- [6] M. Schultz et al. Phys. Rev. B 57, 14772 (1998).
- [7] З.Д. Квон и др. ФНТ, 35, 10 (2009).

Двумерный полуметалл, дираковские фермионы и топологический изолятор в квантовых ямах на основе HgTe

З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Д.А. Козлов, Н.Н. Михайлов, И.О. Парм, С.А. Дворецкий

ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

kvon@thermo.isp.nsc.ru

В последние несколько лет было показано, что квантовые ямы на основе теллурида ртути демонстрируют целый ряд уникальных свойств, возникающих из-за определяющей роли релятивистских эффектов в формировании энергетического спектра этих ям. Во многом это произошло благодаря впечатляющему прогрессу в технологии МЛЭ теллурида ртути. Она позволяет выращивать высококачественные квантовые ямы самых различных толщин и модификаций. К настоящему времени установлено, что в зависимости от толщины ямы в них могут быть реализованы три новых разновидности низкоразмерных электронных систем: двумерный (2D) полуметалл, двумерные дираковские фермионы и топологический изолятор. Обзору последних результатов, полученных при их изучении, посвящен данный доклад.

Двумерный полуметалл был обнаружен недавно в широких (толщиной 18–21 нм) HgTe квантовых ямах с инвертированным зонным спектром. Однако природа возникновения перекрытия зон, необходимого для возникновения полуметаллического состояния, до последнего времени оставалась не совсем ясной. В докладе сообщаются результаты новых экспериментов и расчетов, благодаря которым установлено, что определяющую роль в формировании указанного перекрытия играет деформация растяжения, возникающая в HgTe квантовой яме из-за несоответствия постоянных решеток HgTe и CdTe, служащего материалом подложки. Также в докладе рассказывается о результатах исследования циклотронного резонанса при переходе металл-полуметалл. В заключение обсуждаются результаты экспериментов по возможному наблюдению экситонного изолятора.

Переход от прямого зонного спектра к инвертированному происходит в HgTe КЯ при толщинах 6.4 нм – 7 нм. В момент такого перехода в яме может возникнуть состояние с дираковским спектром. В докладе излагаются результаты недавних экспериментов с ямами указанных толщин. Они ясно указывают на возникновение металлического состояния в таких ямах, в котором транспорт осуществляется дираковскими фермионами.

Последняя часть доклада посвящена новым экспериментам с состоянием топологического изолятора (ТИ). Описываются эксперименты, демонстрирующие свойства длинных (до 1 мм) одномерных каналов в разупорядоченном 2D ТИ. Сообщается о наблюдении магнитного пробоя этого ТИ. Также обсуждается возможность реализации 3D ТИ в несимметричной квантовой яме.

Эффекты экранирования в газе двумерных непрямых дипольных экситонов

В.М. Ковалёв^{1,2}, А.В. Чаплик^{1,3}

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск

³Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

chaplik@isp.nsc.ru

Недавние эксперименты по растеканию экситонов, возбуждаемых лазерным пучком в двойной квантовой яме [1] показывают существенное ускорение процесса растекания при превышении некоторого уровня накачки. Авторами указанного эксперимента была высказана идея о том, что ускорение процесса растекания обусловлено эффектами экранирования случайного потенциала имеющегося в образце: некоторое количество экситонов локализовано дефектами (примеси, флуктуации размера ям и т.д.), а с увеличением числа экситонов потенциал беспорядка экранируется, что дает возможность экситонам распространяться на макроскопические расстояния. В настоящей работе построена теория экранирования локального потенциала разного типа газом слабозаимодействующих экситонов [2].

Теоретически показано, что экранирование действительно имеет место. При отсутствии бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК) осуществляется экранирование диэлектрического типа: координатная зависимость потенциала дефекта не меняется, а он просто делится на некоторую эффективную проницаемость ϵ_{eff} . В случае сильно вырожденного газа экситонов, эффективная диэлектрическая проницаемость системы экситонов может быть достаточно большой – экспоненциально растет с увеличением концентрации экситонов. Положение качественно меняется с появлением БЭК. Здесь частицы конденсата дают преобладающий вклад в экранирование на больших расстояниях, что приводит к существенному изменению поведения экранированного потенциала: зависимость от координат становится степенной с большими показателями степени. Кроме этого, был рассмотрен режим нелинейного экранирования и показано, что экранированный потенциал насыщается, при возрастании начального возмущения.

Список литературы

[1] A.A. High, E.E. Novitskaya, L.V. Butov, M. Hanson, A.C. Gossard, *Science* 321, 229 (2008); G. Grosso, J. Graves, A.T. Hammack, A.A. High, L.V. Butov, M. Hanson, A.C. Gossard, *Nature Photonics* 3 577 (2009).

[2] В.М. Ковалев, А.В. Чаплик, *Письма в ЖЭТФ* 92 208 (2010).

**Время жизни квазичастиц,
обусловленное кулоновским взаимодействием
двух типов носителей заряда в двумерном полуметалле**

В.М. Ковалёв^{1,2}, А.В. Чаплик^{1,3}

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск

³Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

vadimkovalev@isp.nsc.ru

Рассчитаны времена жизни квазичастиц – электронов и дырок – в двумерном полуметалле, обусловленные их кулоновским взаимодействием без учета межзонных переходов. В отличие от монополярного случая, в теории появляется новый параметр – отношение фермиевских скоростей дырок и электронов $\alpha = v_h / v_e$. При заданных эффективных массах этот параметр определяется отношением концентраций двумерных дырок и электронов полуметалла и, следовательно, может варьироваться в эксперименте напряжением на затворе структуры. В работе вычисляется обратное время жизни электрона (дырки) как функция его энергии, отсчитанной от уровня Ферми: $\xi = v_e(p - p_e)$. Аналитические результаты для обратного времени жизни получены для двух предельных значений параметра α . В случае $\alpha > 1$ (концентрация дырок на много превосходит концентрацию электронов) обратное время жизни электрона определяется в основном электрон-электронным каналом рассеяния, а вклад электрон-дырочного рассеяния мал как $1/\alpha$. В обратной предельной ситуации, $\alpha < 1$ (концентрация электронов на много превосходит концентрацию дырок), появляется два малых конкурирующих параметра $\eta = \zeta / [v_e(\kappa_e + \kappa_h)] < 1$, здесь κ_e, κ_h – обратные длины экранирования, определяемые боровскими радиусами электрона и дырки соответственно. Вторым малым параметром является собственно само значение $\alpha < 1$. В наиболее интересном случае $\eta < \alpha$ расчет показывает, что обратное время жизни электрона определяется в основном электрон-дырочным рассеянием и ведет себя как $\tau_e^{-1} \propto (\eta^2 / \alpha) \ln(2\alpha / \eta)$.

Электронный спектр и термодинамические особенности многофазной системы неравновесных носителей заряда в SiGe/Si квантовых ямах

В.С. Багаев, В.С. Кривобок, С.Н. Николаев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

krivobok@lebedev.ru

Коллективные взаимодействия неравновесных носителей заряда занимают особое место в физике наноструктур. В рамках данной работы методами стационарной и разрешенной по времени люминесценции, а также 2Eg-люминесценции исследовалась стабильность и основные физические параметры квазидвумерной электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) в узких (5 нм) квантовых ямах (КЯ) $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ в зависимости от концентрации Ge в ней (2,9÷13,6%).

В КЯ с содержанием Ge 2,9÷6,9% обнаружено фазовое расслоение в электронно-дырочной системе на ЭДЖ и газ экситонов. Конденсация экситонного газа также зарегистрирована в сверхрешетке из 5 квантовых ям с $x = 5\%$. На основании спектров видимой и ИК-люминесценции определены концентрация носителей n в ЭДЖ, работа выхода из нее на пару частиц ϕ , перенормировка запрещенной зоны при различном содержании Ge. По спадам люминесценции ЭДЖ определялись времена жизни носителей заряда τ и зависимость τ от плотности конденсированной фазы.

Для КЯ с $x = 2,9\%$ работа выхода ϕ достигает 6 мэВ, что значительно выше, чем в одноосно деформированном Si (3,8 мэВ). Повышение содержания Ge приводит к уменьшению концентрации носителей n и работы выхода из ЭДЖ. При $x = 5\div 7\%$ работа выхода ϕ составляет уже всего 0,6÷0,4 мэВ. Неожиданно высокой оказывается критическая температура ЭДЖ в этих КЯ (~25 К) при крайне низкой энергии связи конденсированной фазы. Сосуществование невзаимодействующего газа экситонов и конденсированной фазы в диапазоне температур 2÷25 К нарушало бы принцип детального равновесия. Возникающее противоречие можно объяснить, если предположить, что взаимодействие экситонов в КЯ носит отталкивающий характер и приводит к изменению термодинамических соотношений, определяющих стабильность ЭДЖ.

При анализе температурной зависимости спектра 2Eg-люминесценции КЯ $\text{Si}_{0,95}\text{Ge}_{0,05}/\text{Si}$ были обнаружены следующие особенности. При низких плотностях возбуждения (~0,1 Вт/см²) наблюдается излучение связанных многоэкситонных комплексов (2 К) либо свободного биэкситона (15 К). Повышение накачки приводит к конденсации экситонного газа и возгоранию линии ЭДЖ. При температуре выше критической, излучения конденсированной фазы не наблюдается, а в спектре образца остается более коротковолновая слабая линия. При более низких температурах, эта аномальная фаза наблюдается, на крыле линии ЭДЖ, а ее коротковолновый край близок к экспоненциальному с показателем $-\hbar\omega/2kT$, что нельзя объяснить ни биэкситонной, ни плазменной природой данного состояния. Излучение многочастичных состояний при $T > T_C$ наблюдалось ранее в объемном Si и интерпретировалось, как излучение второй конденсированной фазы [1].

Список литературы

- [1] L. M. Smith, J. P. Wolfe, Phys. Rev. B, 51, 7521 (1995).

Квантовая интерференция дираковских фермионов в ультратонких кристаллах графита и графена с нанотверстиями

Ю.И. Латышев¹, А.П. Орлов¹, Е.Г. Шустин², В. Эскоффьер³, П. Монсо⁴

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва

²ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино

³Национальная лаборатория сильных магнитных полей, Тулуза

⁴Институт им. Нееля, Гренобль

yurilatyshev@yahoo.com

Недавние исследования графита с помощью STM, магнитопоглощения, рамановской спектроскопии показали, что поверхностный слой естественного графита в ряде случаев представляет собой графен на графитовой подложке. В подобной системе рассеяние дираковских фермионов существенно меньше, чем даже в подвешенном графене [1]. В работе впервые исследованы перфорированные нанотонкие кристаллы графита, в которых поверхностный транспорт слабо шунтируется объемом образца.

Образцы толщиной от 50 до 1 нм (биграфен) содержали нанотверстия (антидоты - АД), ориентированные вдоль оси c , полученные либо облучением тяжелыми ионами (диаметр АД 24 нм) [2], либо с помощью фокусированных ионных пучков (диаметр 35 нм). Наличие антидотов в образцах обоих типов вызывало появление периодических по полю (H/c) осцилляций магнитосопротивления с периодом по потоку, соответствующим кванту потока hc/e на площадь АД. Осцилляции особенно хорошо видны в ультраквантовом пределе в полях, больших 10 Тл, где заканчиваются осцилляции Шубникова-де Гааза, и проявляются до очень высоких температур ≈ 50 К.

Период осцилляций соответствует интерференции дираковских фермионов при условии, что основной вклад дают орбиты, расположенные вблизи края АД, и не зависит от толщины образца вплоть до 1 нм, что указывает на определяющий вклад поверхностного графена.

Наблюдение эффекта Ааронова-Бома в образцах некольцевой геометрии мы связываем с проявлением в АД краевых состояний таммовского типа, носители в которых вращаются вокруг АД, как в кольце, даже в отсутствие магнитного поля. Без их учета интерференция обычных магнитных краевых состояний, отвечающих разным скачущим вокруг АД орбитам, сильно подавляла бы эффект. Теория таких краевых состояний в графене была разработана для полуплоскости [4] и недавно для антидота [4]. Согласно [3] краевые состояния характеризуются линейным спектром со скоростью значительно меньшей фермиевской. Предсказания теории согласуются с результатами наблюдения осцилляций на структурах с единичным АД. Скорость носителей в краевых состояниях, извлеченная из эксперимента, действительно дает величину, на порядок меньшую фермиевской.

Работа поддержана госконтрактом № 16.740.11.0146 и программами РАН.

Список литературы

- [1] P. Nuegebauer, et al. Phys. Rev. Lett., 103, 136403 (2009).
- [2] Yu.I. Latyshev et al., Journ. of Phys.:Conf. Series, 248, 012001(2010).
- [3] V.A. Volkov, I.V. Zagorodnev, Journ. of Phys.: Conf. Series 193, 012113 (2009).
- [4] В.А. Волков, И.В. Загороднев, В.В. Еналдиев, доклад на этой конференции.

Фазы и когерентные состояния поляритонов и экситонов

Ю.Е. Лозовик

Институт спектроскопии РАН, Троицк

lozovik@isan.troitsk.ru

Рассматриваются сверхтекучесть и когерентные свойства системы экситонных поляритонов в оптической микрополости с погруженной в нее квантовой ямой. Анализируется переход Костерлица-Таулеса в сверхтекучее состояние как функция управляющих параметров системы. Обсуждается роль накачки и утечки фотонов из системы. Рассмотрены различные методы управления системой поляритонов. Изучен эффект увлечения поляритонов током в двумерном электронном газе. В результате увлечения экситонов электронами увлекается и система фотонов, «запутанная» с ними в поляритонах. Проанализировано поведение двухкомпонентного бозе-конденсата фотонов и экситонов в различных ловушках. Бозе-конденсат поляритонов описывается системой связанных уравнений типа Гросса-Питаевского для фотонных и экситонных конденсатов. Обсуждаются зависящие от накачки пространственные профили связанных фотонных и экситонных конденсатов. Предсказана бозе-эйнштейновская конденсация и сверхтекучесть магнитоэкситонных поляритонов в системе с квантовой ямой, либо графеном, помещенных в оптическую микрополость в сильном магнитном поле. Показано, что расщепление Раби поляритонов в графене уменьшается с усилением магнитного поля H , в то время как в квантовых ямах в сильных полях оно от H не зависит. Проанализирована бозе-конденсация в мезоскопической системе экситонов. Обсуждается роль сильных корреляций в экспериментально изучаемых системах дипольных экситонов. Анализируется ротонная неустойчивость в системе дипольных экситонов и ее возможные экспериментальные проявления. Обсуждаются последние теоретические результаты по эффекту увлечения в двухслойных $e-h$ системах, возникающие проблемы и экспериментальная ситуация в этой области. Обсуждается резонансное туннелирование электронов через бозе-конденсат экситонов и ее чувствительность к состоянию экситонной системы. Изучена специфика поляритонов в графене и на поверхности топологического изолятора.

Список литературы

- [1] O.L. Berman, R.Ya. Kezerashvili, Yu.E. Lozovik, Phys.Rev.B82, 125307(2010); Nanotechnology 21, 134019 (2010). Phil.Trans.Royal Soc. A, 368, 5459 (2010), Superlattices and Microstructures 49, 331 (2011); Phys. Rev. B 80, 115302 (2009).
- [2] В.В.Соловьев, И.В.Кукушкин и др., Письма ЖЭТФ, 83, 647 (2006).
- [3] V.D. Kulakovskii, et al., JETP Letters, 92, 595 (2011).
- [4] А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев и др., Письма в ЖЭТФ, 90, 146 (2009).
- [5] Л.В. Келдыш, Ю.В. Копяев, ФТТ, 6, 2791 (1964).
- [6] I.L. Kurbakov, Yu.E. Lozovik, et al., Phys.Rev. B 82, No.1, 014508 (2010).
- [7] Ю.Е.Лозовик, УФН 179, 309(2009).
- [8] O.L. Berman, Yu.E. Lozovik, G.Gumbs, Phys. Rev., B 77, 155433 (2008).
- [9] G.E. Astrakharchik, J. Boronat, J. Casulleras, I.L. Kurbakov, Yu.E. Lozovik, Phys. Rev. A 79, 051602(R) (2009).
- [10] V.M. Akulin, Yu.E. Lozovik, et al., Phys. Rev. A79, 063614(2009).
- [11] O.L. Berman, Yu.E. Lozovik, et al., Phys. Rev., B 77, 155317 (2008).
- [12] Yu.E. Lozovik, Phys. Rev., B (submitted).

Внутризонное поглощение электромагнитного излучения в двойной квантовой яме

В.А. Маргулис, В.А. Миронов

Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарева, Саранск

theorphysics@mrsu.ru

Ряд теоретических и экспериментальных исследований показали, что физические свойства двойных квантовых ям гораздо богаче, чем у одинарных ям [1–3]. Для описания электронных свойств двойных ям используются различные модели. В частности, к относительно простым моделям можно отнести модель двух туннельно-связанных прямоугольных ям, или ям с параболическим потенциалом. Использование простых моделей двойных ям в теоретических исследованиях обусловлено тем, что они позволяют получить аналитические выражения для электронного спектра и далее найти явные аналитические выражения для коэффициента поглощения электромагнитного излучения.

Целью настоящей работы является получение аналитических выражений для коэффициента внутризонного поглощения электромагнитного излучения двойной квантовой ямой при произвольных температурах, а также исследование зависимости коэффициента поглощения от параметров системы.

В работе рассматривается газ невзаимодействующих электронов в двойной квантовой яме с потенциалом

$$V(z) = \frac{m^* \omega^2}{2} (|z| - a)^2, \quad (1)$$

где ω – характеристическая частота потенциала, m^* – эффективная масса электрона, точки $z = \pm a$ являются точками минимума потенциала. Найден коэффициент поглощения электромагнитного излучения электронами ям, помещенных в постоянное квантующее магнитное поле. Определены положения резонансных пиков.

Список литературы

- [1] А.А. Быкова, Д.Р. Исламов, А.В. Горан, А.И. Торопов, Письма в ЖЭТФ, 87, 563 (2008).
- [2] В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев, ФТТ, 39, 1106 (2005).
- [3] G.S. Boebinger, A. Passner, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. B 43, 12673 (1991).

Слабая локализация в квантовых ямах HgTe

Г.М. Миньков^{1,2}, А.В. Германенко², А.А. Шерстобитов^{1,2}, О.Э. Рут²,
С.А. Дворецкий³, Н.Н. Михайлов³

¹Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

²Уральский госуниверситет, Екатеринбург

³Институт физики полупроводников, Новосибирск

grigori.minkov@imp.uran.ru

Экспериментально исследовано аномальное слабополевое магнитосопротивление (МС) двумерного электронного и дырочного газа в асимметричных широких (20 нм) и узких (10 нм) квантовых ямах бесщелевого полупроводника HgTe, HgCdTe. Асимметрия создавалась как асимметрией легирования, так и градиентом состава квантовой ямы. Исследования проведены в диапазоне концентраций носителей $4 \cdot 10^{10}$ – $3 \cdot 10^{11}$ см⁻² и диапазоне проводимости 10–500 G_0 ($G_0 = e^2/\pi h$).

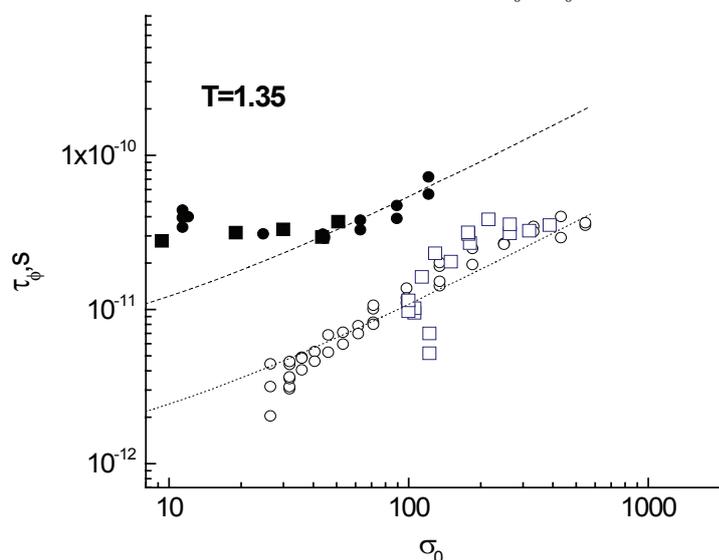


Рис. 1. Зависимости τ_ϕ от величины проводимости для структур с узкой (сплошные символы) и широкой (пустые символы) ямой. Верхняя кривая – теоретическая зависимость [1], нижняя – она же, деленная на 5

Показано, что при проводимостях больше $(30-50)G_0$ наблюдается только антилокализационный интерференционный вклад, как и должно быть в асимметричных ямах за счет сильного спин-орбитального взаимодействия. В этом диапазоне проводимостей магнитосопротивление не зависит от времени спиновой релаксации и определяется только временем релаксации фазы волновой функции, τ_ϕ . МС хорошо описывается стандартным выражением, что позволило определить зависимость τ_ϕ от величины проводимости (см. рис. 1).

Показано, во всех структурах величина τ_ϕ возрастает при увеличении проводимости, как и предсказывает теория в том случае, когда механизмом релаксации фазы является неупругость электрон-электронного взаимодействия. При этом величина τ_ϕ в узких ямах хорошо согласуется с теоретическими значениями, в то время как в широких – они в 5–6 раз меньше. Обсуждаются причины такого различия.

Список литературы

- [1] B.N. Narozhny, G. Zala, and I.L. Aleiner, Phys. Rev. B 65, 180202 (2002).

Температурная зависимость туннельной аномалии при нулевом смещении в двумерной системе с сильным беспорядком

Е.Н. Морозова¹, И.Н. Котельников¹, С.Е. Дижур¹, Э.В. Девятков², В.Т. Долгополов²

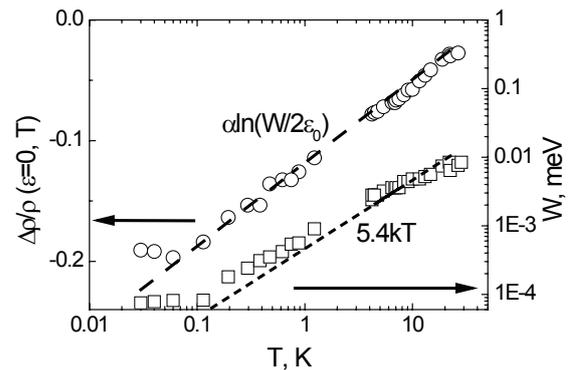
¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва

²ИФТТ РАН, Черноголовка

elena.morozova@gmail.com

Туннельные эксперименты по исследованию аномалии при нулевом смещении позволяют наблюдать особенности плотности состояний (ПС) $\Delta\rho/\rho$ на уровне Ферми за счет межэлектронного взаимодействия, см. обзор Аронова и Альтшулера [1]. Ожидаемая в двумерных электронных системах (ДЭС) логарифмическая зависимость $\Delta\rho/\rho$ от энергии ε , отсчитанной от уровня Ферми, и температуры T была детально проверена на металлических пленках [2], но для полупроводниковых гетероструктур систематических измерений в достаточно широком интервале T не проводилось. В настоящей работе сообщается об измерениях туннельной ПС в структурах с δ -легированным слоем, где температурный интервал проявления указанного эффекта можно существенно расширить (сверху до $kT \sim \hbar/\tau \sim 10$ мэВ).

Исследовались туннельные структуры Al/ δ -GaAs, выращенные в камере молекулярно-лучевой эпитаксии с гетерограницей Al/GaAs, полученной *in situ*. По данным туннельной спектроскопии в δ -слое были заполнены две 2D подзоны, величина энергии Ферми составляла 110 мэВ, а при $T < 1.1$ К наблюдалась сверхпроводящая щель в Al-электродной структуре [3]. Полученные экспериментальные зависимости $\Delta\rho/\rho$ от ε или T количественно описываются теорией [1], если предположить, что основной вклад в квантовую поправку к одночастичной ПС на уровне Ферми дает обменное взаимодействие электронов нижней 2D подзоны. При этом учитывалось, что наблюдаемая энергетическая ширина W туннельной ПС (квадраты на рис.), где $\Delta\rho/\rho$ не зависит от ε , определяется разрешением туннельной спектроскопии $W(T) = 5.4kT$, а не kT , как в [1]. На рисунке также показана измеренная зависимость глубины провала в ПС $\Delta\rho/\rho(\varepsilon=0, T)$ на уровне Ферми (кружки) и результат аппроксимации этой зависимости функцией вида $\alpha \ln(W(T)/2\varepsilon_0)$. Параметры $\alpha = 0.03$ и $\varepsilon_0 = 12$ мэВ ($\approx \hbar/2\tau$) оказались близки к расчетным для нижней 2D подзоны и позволяют описать, также, поведение $\Delta\rho/\rho$ от ε для $|\varepsilon| > 2.7kT$. Обнаруженное насыщение зависимостей $\Delta\rho/\rho(\varepsilon=0, T)$ и $W(T)$ (см. рис.) при $T < 0.1$ К может быть связано с межподзонными переходами в ДЭС δ -слоя.



Работа поддержана грантами РФФИ и Президиума РАН.

Список литературы

- [1] B.I. Altshuler, A.G. Aronov, in "Electron-electron interaction in disordered systems", edited by A.L. Efros and M. Pollak, Elsevier, Amsterdam (1985), Ch. 1.
- [2] A.E. White, R.C. Dynes, J.P. Garno, Phys. Rev. B 31, 1174 (1985).
- [3] E.N. Morozova, I.N. Kotel'nikov, S.E. Dizhur, E.V. Deviatov, V.T. Dolgoplov, Journal of Physics: Conference Series, 193, 012127 (2009).

Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах: новые научные горизонты и возможные приложения

В.М. Муравьев

Институт физики твердого тела, Черноголовка

В последнее время в связи со значительным прогрессом в технологии выращивания полупроводниковых гетероструктур подвижность носителей заряда в них увеличилась на несколько порядков. Это обстоятельство позволило по-новому взглянуть на природу плазменных возбуждений в двумерных электронных системах (ДЭС). Самой замечательной особенностью двумерных плазменных волн по сравнению, скажем, с электромагнитными волнами является то, что их скорость легко регулируется в широких пределах путем изменения электронной концентрации или магнитного поля. Это свойство делает плазменные волны гибким и удобным объектом для физических исследований.

Во-первых, в настоящих исследованиях было показано, что увеличение качества структур приводит к тому, что длина когерентности плазмонов становится порядка миллиметров. Это обстоятельство позволило пронаблюдать и изучить эффекты плазмонной интерференции на структурах макроскопического размера. В рамках работы были реализованы и исследованы случаи двулучевой и многолучевой интерференции плазменных и магнитоплазменных возбуждений [1, 2]. Эффекты многолучевой интерференции изучались в новом типе структур – плазмонном кристалле (полоска ДЭС, вдоль которой модулируется один из ее параметров). Было продемонстрировано, что периодическая модуляция параметра приводит к образованию щелей в спектре плазменных возбуждений [2].

Во-вторых, увеличение качества полупроводниковых гетероструктур позволяет наблюдать плазменные резонансы на низких частотах (до 10 ГГц) и при малых квазиимпульсах, что открывает возможности для исследования поляритонных эффектов. Были открыты и исследованы эффекты запаздывания в образцах, имеющих различную форму [3, 4]. Были проведены измерения микроволнового пропускания компланарных микрорезонаторов. В сигнале пропускания были обнаружены ряд резонансов, соответствующих возбуждению гибридных плазмон-фотонных мод. Впервые был реализован и изучен режим ультрасильной связи между плазмоном и фотонной модой резонатора [5].

Следует отметить, что интерес к изучению плазменных волн в низкоразмерных электронных системах также стимулирован возможными применениями в области терагерцовой (0.3-10 ТГц) электроники. На открытом авторами эффекте плазмонной нелинейности были созданы миниатюрные, перестраиваемые спектрометры и детекторы терагерцового излучения [6]. На этих устройствах была продемонстрировано рекордное быстродействие не более 25 пс, что обусловлено значительно более высокими скоростями плазменных возбуждений по сравнению с дрейфовой скоростью электронов.

Список литературы

- [1] I.V. Kukushkin, M.Yu. Akimov, J.H. Smet et al., Phys. Rev. Lett. 92, 236803 (2004).
- [2] V.M. Muravev, A.A. Fortunatov, I.V. Kukushkin et al., Phys. Rev. Lett. 101, 216801 (2008).
- [3] I.V. Kukushkin, J.H. Smet, S.A. Mikhailov et al., Phys. Rev. Lett. 90, 156801 (2003).
- [4] I.V. Kukushkin, V.M. Muravev, J.H. Smet et al., Phys. Rev. B 73, 113310 (2006).
- [5] V.M. Muravev, I.V. Andreev, I.V. Kukushkin et al., Phys. Rev. B 83, 075309 (2011).
- [6] I.V. Kukushkin, V.M. Muravev, U.S. Patent Application 2010/0084630 A1 (2008).

Межподзонные осцилляции кинетических коэффициентов двумерной системы со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы

С.Г. Новокшенов

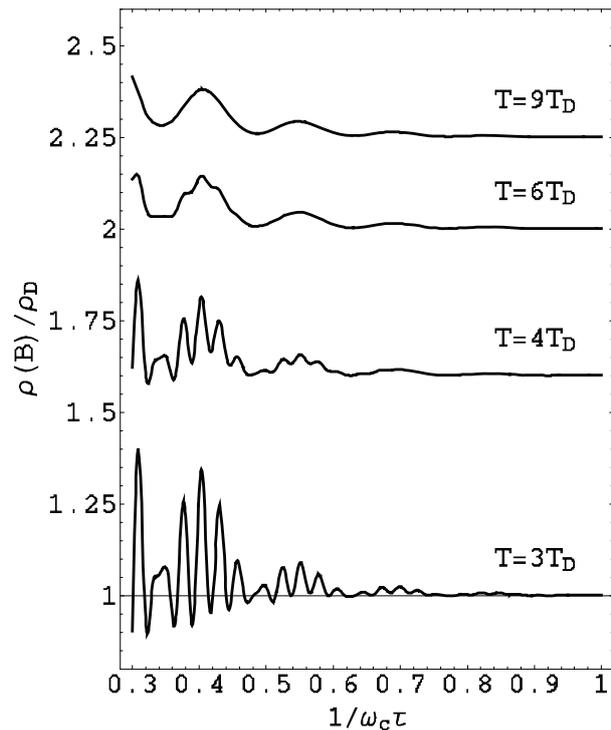
Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

nov@imp.uran.ru

Характер шубниковских осцилляций кинетических коэффициентов очень чувствителен к структуре энергетического спектра носителей заряда. В двухзонных проводниках это проявляется в периодической модуляции амплитуд осцилляционных пиков (биения) и в так называемых межподзонных осцилляциях. Такая ситуация реализуется в двухъямных структурах, в которых электроны заполняют состояния в двух подзонах, разделенных энергетическим зазором Δ .

Энергетический спектр двумерных электронных систем со спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы также имеет двухзонный характер, но, в отличие от двухъямных структур, с зависящей от импульса электронов величиной энергетического зазора между подзонами ($\Delta \propto p$).

На основе полученных в [1] выражений для электропроводности проанализирована температурная зависимость амплитуд шубниковских осцилляций продольного и холловского сопротивления 2D-электронной системы Рашбы (типичная картина, рассчитанная при $k_F l \approx 70$, $g \sim 0.7$, $\Delta_F / E_F \sim 0.1$, $n \sim 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, приведена на рисунке). Показано существование (наряду с биениями) межподзонных осцилляций кинетических коэффициентов. Их период определяется величиной частоты спиновой прецессии на уровне Ферми Δ_F . Зависимость спинового расщепления от энергии электрона приводит к слабой температурной зависимости амплитуд межподзонных осцилляций в рассматриваемой системе, которая в разложении по гармоникам определяется фактором $n\Lambda / sh(n\Lambda)$, где $\Lambda = (2\pi^2 kT / \eta\omega_c) \Delta_F / E_F$. Благодаря последнему множителю ($\Delta_F / E_F < 1$) она гораздо слабее температурного размывания амплитуд обычных шубниковских осцилляций.



Работа выполнена по плану РАН (тема № 01.2.006 13395) при частичной поддержке РФФИ (грант №08-02-00662).

Список литературы

[1] S.G. Novokshonov, A.G. Groshev, Phys Rev B 74, 245333 (2006).

Оптическое исследование двумерной зарядовой системы. Корреляционная щель в плотности состояний

П.В. Петров¹, Д.С. Смирнов², Ю.Л. Иванов¹, Н.С. Аверкиев¹

¹Физико-Технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург

pavel.petrov@gmail.com

В последнее время усилился интерес к эффектам взаимодействия в системах пониженной размерности. В настоящей работе мы излагаем новые экспериментальные результаты по исследованию плотности состояний двумерной системы локализованных дырок на основе селективно легированных квантовых ям GaAs/AlGaAs. Хорошо известно, что нейтральный акцептор может захватывать на себя дополнительную дырку образуя так называемый A^+ -центр, являющийся изолированным состоянием в верхней зоне Хаббарда. В структурах с квантовыми ямами путём селективного легирования ям и барьеров можно создавать равновесные A^+ -центры в широком диапазоне концентраций. Подобные структуры изучались экспериментально на протяжении последних 10 лет как оптическими, так и транспортными методами. Посредством измерений зависимостей спектров фотолюминесценции от температуры и мощности накачки, а также поляризационных свойств фотолюминесценции в магнитном поле и при одноосном сжатии в спектрах были идентифицированы 4 линии: линии рекомбинации дырок A^+ -центров со свободными и локализованными на флуктуациях потенциала электронами, а также линии переходов зона-зона для лёгких и тяжелых дырок. С помощью поляризационной магнетооптической спектроскопии было установлено, что основным состоянием изолированного A^+ -центра в квантовой яме является состояние с проекцией полного момента на ось квантования $m_j=0$ [1]. В образцах с различной концентрацией A^+ -центров были исследованы степень локализации рекомбинирующих носителей заряда, а также изменения фотолюминесцентных и поляризационных свойств при переходе от режима сильной к режиму слабой локализации [2]. В настоящий момент мы исследуем фотолюминесцентные свойства структур с различной степенью заполнения верхней зоны Хаббарда. Действительно, изменяя концентрацию легирования барьеров, можно изменять отношение локализуемых в яме дырок к количеству нейтральных акцепторов. При этом можно ожидать, что при уменьшении степени легирования барьеров, дырки будут распределяться по нейтральным акцепторам достаточно регулярно, минимизируя тем самым энергию кулоновского отталкивания. В таких системах, при низких температурах, нами обнаружены экспериментальные свидетельства изменения плотности состояний системы зарядов, в виде перехода от обычной кулоновской щели к корреляционной щели ненулевой ширины, при уменьшении степени заполнения верхней зоны Хаббарда.

Работа была поддержана грантом РФФИ (09-02-00904-а) и грантом Президента РФ (НШ 3306.2010.2).

Список литературы

- [1] P.V. Petrov, Yu.L. Ivanov, V.E. Sedov, N.I. Sablina, and N.S. Averkiev, *Physica B*, 404, 5148, (2009).
- [2] П.В.Петров, Ю.Л.Иванов, Н.С.Аверкиев, *ФТП*, 45, 794, (2011).

Спиновый магнетизм электронов в 2D системе

А.Ю. Кунцевич¹, М. Резников², В.М. Пудалов¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

²Израильский институт технологий, Хайфа, Израиль

pudalov@lebedev.ru

Проблема основного состояния и спинового устройства двумерной (2D) сильно-взаимодействующей системы электронов при $T \rightarrow 0$ до сих пор остается нерешенной. Малое количество спинов ($n \sim 10^9$) препятствует измерениям спиновой намагниченности традиционными резонансными способами, СКВИД-магнитометрией и т.д.; поэтому в большинстве экспериментов измеряются транспортные свойства. Интерес к магнитным свойствам сильно-взаимодействующей 2D системы был инициирован наблюдением сильного подавления проводимости в магнитном поле параллельном 2D плоскости [1]. В результате многочисленных исследований, к настоящему времени получены данные о перенормированной спиновой восприимчивости [2], термодинамической намагниченности [3] и их поведения в магнитном поле [4,5]. Оказалось, однако, что даже малое магнитное поле $B \sim 0,5T$, обычно прикладываемое параллельно 2D плоскости в экспериментах для измерения восприимчивости, является возмущающим; по этой причине температурную зависимость восприимчивости до сих пор не удалось выявить. В результате проведения экспериментов в полях $B < T$, а также проведения измерений вплоть до малой концентрации, в изолирующей фазе, была обнаружена сильная зависимость спиновой намагниченности от температуры, гораздо более сильная, чем ожидаемая для Ферми-жидкости. Зависимость намагниченности от поля оказалось резко нелинейной уже в слабых полях, гораздо меньших, чем характерные поля для 2DE газа. Результаты этих измерений указывают на существование локализованных спинов, как в диэлектрической, так и в металлической фазе и их роль в фазовом переходе металл-диэлектрик.

Список литературы

- [1] D. Simonian et al., Phys. Rev. Lett. 79, 2304 (1997); V.M. Pudalov et al., Письма в ЖЭТФ 65, 887 (1997).
- [2] V.M. Pudalov et al. Phys. Rev. Lett. 88, 196404 (2002); N.N. Klimov et al., Phys.Rev. B 78, 195308 (2008).
- [3] O. Prus et al., Phys. Rev. B 67, 205407 (2003). N. Tenen et al., arXiv:0910.5724 (2009).
- [4] M. Reznikov et al., Письма в ЖЭТФ 92(7), 518 (2010).
- [5] V.M. Pudalov et al. Chapter 19 in: «Fundamental Problems of Mesoscopic Physics. Interaction and Decoherence», (Kluwer Ac. Publishers, Dordrecht, 2004), p.309. cond-mat/0401396.

Поляризационно-разрешенная оптическая спектроскопия двумерных электронов и их спиновая поляризация

В.В. Соловьев¹, И.В. Кукушкин¹, Ш. Шмульт²

¹Институт Физики Твердого Тела, Черноголовка

²Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart

vicsol@issp.ac.ru

Многие вопросы об устройстве основного состояния, а также спектров элементарных возбуждений двумерной электронной системы в режимах целочисленного и дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ) продолжают оставаться открытыми и спустя три десятилетия после обнаружения этих замечательных явлений. Например, в настоящее время существенные усилия исследователей направлены на изучение необычного состояния ДКЭХ на факторе заполнения $5/2$, для которого теоретически предсказана возможность существования элементарных возбуждений, обладающих неабелевой статистикой и поэтому являющихся кандидатами для элементной базы квантового компьютера. Одним из требований для осуществления такой возможности является наличие спиновой поляризации у электронной системы в её основном состоянии, и ряд недавних экспериментов был нацелен на изучение именно этого вопроса. Методика работы [1] была основана на анализе спектров фотолюминесценции из полностью заполненного нижайшего уровня Ландау двумерного электронного газа в квантовой яме. Анализировалось энергетическое расщепление между компонентами спектров в разных циркулярных поляризациях, и затем сравнивалось с суммой зеемановских энергий электрона и дырки. Отличие этих двух величин служило мерой многочастичного вклада в энергии соответствующих оптических переходов, и таким образом отражало степень спиновой поляризации электронов. Обнаруженный минимум в энергетическом расщеплении на факторе заполнения $5/2$ был истолкован как отсутствие электронной спиновой поляризации. В статье [2] немонотонность энергетического расщепления от магнитного поля связывалась с зависимостью спинового расщепления электронов полностью заполненного уровня Ландау от спиновой поляризации всей системы.

Мы объясняем наблюдаемую немонотонность различным характером взаимодействия дырки на нулевом уровне Ландау, остающейся после акта рекомбинации на том или ином спиновом подуровне, с коллективом верхних частично заполненных уровней Ландау. Предложенная интерпретация [3] подтверждается анализом величин энергетических расщеплений на факторах заполнения 2 и 3 с точки зрения коллективных возбуждений двумерной электронной системы и с привлечением данных рамановского рассеяния света. Наши результаты не демонстрируют какой-либо особенности вблизи фактора заполнения $5/2$ при ультранизкой температуре и наличии дробного состояния $5/2$ в транспортных данных, что, скорее всего, указывает на частичную спиновую поляризацию электронной системы.

Список литературы

[1] M. Stern, P. Plochocka, V. Umansky, D. K. Maude, M. Potemski, and I. Bar-Joseph, Phys. Rev. Lett. 105, 096801 (2010).

[2] J. Kunc et al, Phys. Rev. B 82, 115438 (2010).

[3] В.В. Соловьев, И.В. Кукушкин, Ш. Шмульт, Письма в ЖЭТФ, т. 92 вып.9, стр. 665-671 (2010).

Особенности циклотронного резонанса электронов в гетероструктурах InAs/AlSb в сверхсильных магнитных полях

К.Е. Спирин¹, О. Драченко², С.С. Криштопенко¹, А.В. Иконников¹,
Ю.Г. Садофьев³, В.И. Гавриленко¹, Н. Schneider², М. Helm², J. Wosnitza²

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, 603950, Н.Новгород, Россия

²Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, P.O.Box 510119, Дрезден, 01314, Германия

³Рязанский государственный радиотехнический университет, 390005, Рязань

spirink@ipm.sci-nnov.ru

Ранее нами измерены спектры циклотронного резонанса (ЦР) электронов в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами (КЯ) в квантующих магнитных полях и проведены расчеты уровней Ландау в приближении Хартри. Наблюдалось существенное отличие положений линий ЦР от результатов расчетов, связываемое с многочастичными эффектами. В настоящей работе исследования ЦР выполнены в ультрокрвантовом пределе в магнитных полях до 55 Тл при факторе заполнения уровней Ландау $\nu \approx 1$.

Измерения проводились на образцах размером 5×5 мм² с омическими контактами по краям для измерения магнетосопротивления в Дрезденской лаборатории сильных магнитных полей (HLD) в импульсных полях до 55 Т (длительность импульса ~ 150 мс) при $T = 4,2$ К. Концентрация носителей в образце менялась от $6 \cdot 10^{11}$ см⁻² до $2,3 \cdot 10^{11}$ см⁻² за счет эффекта остаточной фотопроводимости [3] при освещении структуры синим светом; подвижность составляла $\sim 10^5$ см²/В·с. В качестве источника излучения с длиной волны $\lambda = 11 - 30$ мкм использовался лазер на свободных электронах.

Было обнаружено, что уменьшение концентрации электронов в КЯ приводит к смещению линии ЦР, обусловленной переходами с нижнего уровня Ландау, в сторону меньших магнитных полей, причем отношение $\Delta B/B$ тем больше, чем больше длина волны излучения. При $\lambda = 30$ мкм полученные результаты согласуются с измерений в постоянных магнитных полях [1, 2]. Проведенные теоретические расчеты в приближении Хартри показали, что наблюдаемый сдвиг линии ЦР значительно превосходит рассчитанное смещение, связанное с уширением уровней Ландау, что по-видимому является проявлением эффектов электрон-электронного взаимодействия (нарушение теоремы Кона вследствие непараболичности закона дисперсии).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 09-02-00752), РАН и ФЦП ННПКИР (ГК П805). С.С. Криштопенко благодарит за поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия». Измерения в HLD выполнены при поддержке EuroMagNET II в рамках контракта ЕС 228043.

Список литературы

- [1]. В.И. Гавриленко и др. Нанозифика и наноэлектроника: Материалы всероссийского симпозиума, 1, 14, (2009).
- [2]. А. Ikonnikov et al Journal of Low Temp. Physics (2010).
- [3]. В.Я. Алешкин и др ФТП, 39, 30, (2005).
- [4] W. Kohn. Phys. Rev. 123, 1242 (1961).

Мезоскопические флуктуации фотопроводимости в массиве квантовых точек Ge/Si

Н.П. Степина¹, Е.С. Коптев¹, А.В. Двуреченский¹, А.И. Никифоров¹,
Дж. Герхардц², Ю. Мойес², Д. Грюцмахер²

¹Институт физики полупроводников, Новосибирск

²Институт полупроводниковой наноэлектроники, Юлих, Германия

stepina@ispnsc.ru

Рассмотрен прыжковый транспорт в мезоскопических структурах, содержащих двумерный массив туннельно-связанных квантовых точек Ge в Si, при облучении малыми потоками инфракрасного света. Ранее было обнаружено [1], что прыжковая проводимость в структурах с КТ сильно и немонотонно зависит от заполнения КТ дырками. То есть, изменяя зарядовое состояние КТ при освещении, можно ожидать изменения проводимости системы. Действительно, в макроскопических структурах с КТ нами наблюдалась фотопроводимость, достигающая 10–15%; при этом ее знак и величина зависели от исходного фактора заполнения КТ. Кинетика фотопроводимости была аномально медленна и сопровождалась эффектом остаточной фотопроводимости, когда система не возвращается в исходное состояние даже после нескольких часов релаксации в темноте. В мезоскопических образцах, размер которых настолько мал, что физические характеристики не самоусредняются по большому числу реализаций случайной конфигурации бесконечного кластера, при освещении малыми потоками света, можно ожидать наблюдения эффектов, связанных с единичными актами перестройки проводящей сетки.

В данной работе представлены экспериментальные результаты исследования фотоиндуцированных флуктуаций проводимости в структурах с размерами проводящего канала (70–200 нм), много меньшими корреляционного радиуса перколяционного кластера прыжковой проводимости. Для освещения использовался лазер с оптоволоконным с длиной волны света 1.5 мкм и мощностью 0.5 мВт с возможностью ее ослабления до 40 дБ. Показано, что в отличие от макроскопических образцов, в которых проводимость меняется монотонно при освещении, в структурах малых размеров кинетика фотопроводимости имеет ступенчатый характер. Флуктуации темнового шума не превышают 10%, тогда как амплитуда переключений проводимости при освещении достигает 70%. Обнаружена линейная зависимость числа переключений от интенсивности падающего света, что свидетельствует об однофотонном характере процесса. Связь ступенчатых изменений проводимости с поглощением отдельных фотонов подтверждается кинетикой фотопроводимости в импульсном режиме возбуждения светом. Так, показано, что импульс света, приводящий к поглощению в канале с размерами 70×200 нм нескольких (порядка двух) фотонов, вызывает одно переключение проводимости. Обнаружено, что при увеличении ширины канала до 200 нм наблюдается резкое изменение характера проводимости, что связывается с появлением «оптимальных» цепочек, шунтирующих проводящий канал.

Список литературы

- [1] Н.П. Степина, А.И. Якимов, А.В. Ненашев, А.В. Двуреченский и др., ЖЭТФ, 130, 309 (2006).

Орбитально-долинные токи в 2D-кремнии и графене

С.А. Тарасенко¹, Е.Л. Ивченко¹, Л.Е. Голуб¹, Й. Карх²,
М.В. Энтин³, Л.И. Магарилл³, З.Д. Квон³, С.Д. Ганичев²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Regensburg University, Universitätsstraße 31, Regensburg, Germany

³ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

tarasenko@coherent.ioffe.ru

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследования орбитально-долинных токов в 2D кремниевых структурах и графене. Показано, что оптическая накачка многодолинных систем приводит к возникновению фототоков $\mathbf{j}^{(\nu)}$ в отдельных долинах (ν – индекс долины), направления и величины которых зависят от поляризации света. Продемонстрировано, что при определенных условиях полный электрический ток $\mathbf{J} = \sum_{\nu} \mathbf{j}^{(\nu)}$ может быть равен нулю даже при генерации значительных токов в отдельных долинах [1]. Предложены оптические методы регистрации таких чисто орбитально-долинных токов.

Поглощение света в 2D каналах n -типа на поверхности кремния (111) вызывает возникновение тока в каждой из шести долин при нормальном падении света произвольной поляризации, что связано с анизотропией электронного спектра в долинах. При этом полный ток \mathbf{J} исчезает для неполяризованного или циркулярно поляризованного излучения, но отличен от нуля для линейной поляризации [2]. Поляризационные зависимости компонент J_x и J_y (символы на рис. 1а) согласуются с микроскопически расчетом

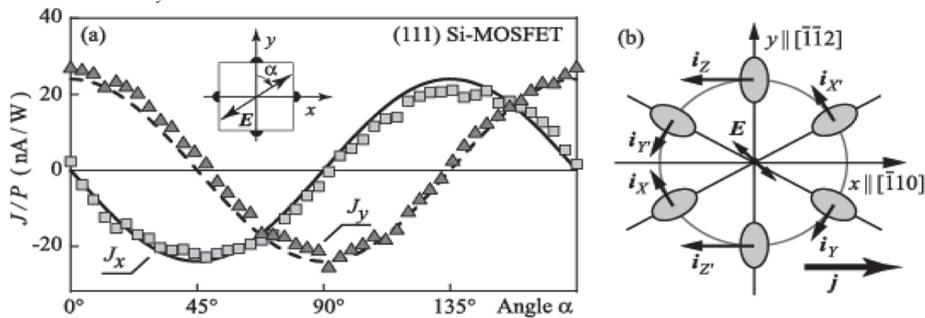


Рис. 1. (а) Зависимости J_x и J_y от азимутального угла α , (б) распределение фототоков в долинах при накачке структуры линейно поляризованным светом

(кривые на рис. 1а). В системах с неэквивалентными долинами, например, в структурах, выращенных на разориентированной поверхности, полный ток возникает и для циркулярной поляризации света.

В графене орбитально-долинные токи $\mathbf{j}^{(K)}$ и $\mathbf{j}^{(K')} = -\mathbf{j}^{(K)}$ связаны с гофрировкой электронного спектра в долинах K и K' , которая проявляется в процессах фотовозбуждения и релаксации электронов. Показано, что кинематика межэлектронной релаксации приводит к орбитально-долинным токам, не исчезающим даже в пределе слабой гофрировки. Геометрические искривления графена меняют направления фототоков в долинах и приводят к среднему электрическому току.

Список литературы

- [1] E.L. Ivchenko and S.A. Tarasenko, *Semicond. Sci. Technol.* 23, 114007 (2008).
[2] J. Karch, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, J. Kamann, P. Olbrich, M. Utz, Z.D. Kvon, S.D. Ganichev, arXiv:1010.4383.

Исследования анизотропии g-фактора электронов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах посредством методики ЭПР

А.В. Щепетильников, Ю.А. Нефёдов, И.В. Кукушкин

Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка

tonych_pl@mail.ru

Изучению спин-зависимых явлений в двумерных полупроводниковых системах посвящено множество работ. Повышенный интерес к данной тематике связан, прежде всего, с открывающейся перспективой разработки новых приборов, использующих манипуляцию спинами электронов и атомов. Электрон может находиться в двух спиновых состояниях, а это значит, что они самой природой предназначены для кодирования битов информации. Управление спиновыми состояниями электронов в перспективе позволит создавать сверхмалые логические элементы и массивы памяти с огромным быстродействием, малым энергопотреблением и большой информационной ёмкостью. Электрон-электронное и зеемановское взаимодействия в двумерной электронной системе в сильном перпендикулярном магнитном поле при низких температурах приводят к вызывающему фундаментальный интерес богатому разнообразию явлений, связанных со спиновыми возбуждениями и магнитным упорядочением системы. В объёмном арсениде галлия g-фактор является скаляром. В двумерной системе симметрия понижена, что приводит к отличию компонент g-фактора параллельных и перпендикулярных плоскости двумерных электронов. Дальнейшее понижение симметрии в случае ассиметрично допированных квантовых ям приводит к различию компонент тензора g-фактора в плоскости двумерной системы. В данной работе показано, что транспортная методика детектирования электронного парамагнитного резонанса является мощным и точным инструментом для исследований g-фактора. С помощью этой методики исследована анизотропия g-фактора электронов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах. Для квантовых ям шириной 25 нм с электронной плотностью $n=4 \cdot 10^{11}$ см⁻² получены значения всех трёх диагональных компонент тензора g-фактора: $|g_z|=0.410$ для перпендикулярного двумерной структуре магнитного поля и $|g_y|=0.359$ и $|g_x|=0.289$ для поля в плоскости. Показано, что значения линейных по магнитному полю поправок к тензору g-фактора демонстрируют сильную анизотропию.

Управление оптическими и магнитными свойствами полупроводниковых наноструктур методами пикосекундной акустики

А.В. Щербаков

ФТИ РАН им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

??????@mail.ru

В проведенных экспериментах методы пикосекундной акустики эффективно используются для управления оптическими, электронными и магнитными свойствами полупроводниковых наноструктур. На опыте в образец со стороны подложки впрыскивается короткий ($\sim 10^{-11}$ с) импульс деформации (волновой пакет когерентных субтерагерцовых фононов) с амплитудой до 10^{-3} . Такой импульс распространяется в кристалле на расстояния до 1 см и в процессе распространения может преобразовываться в последовательность акустических солитонов. Достигая исследуемой наноструктуры, импульс деформации вызывает изменения ее оптических или магнитных свойств, что фиксируется с фемтосекундным временным разрешением с использованием методов сверхбыстрой оптической спектроскопии: измерение спектров отражения и фотолюминесценции с временным разрешением, pump-probe измерения магнитооптического эффекта Керра.

В экспериментах с одиночными квантовыми ямами продемонстрирован эффект изменения энергии экситонного резонанса, обусловленный модуляцией под действием импульса деформации ширины запрещенной зоны [1, 2]. Изменение энергии резонанса на величину до 10 мэВ, что существенно превышает спектральную ширину резонанса, может происходить за времена в несколько пикосекунд, что короче времени фазовой релаксации. В этом случае наблюдается уширение спектральной линии с возникновением спектральных спутников [2, 3]. Возможность изменения энергии излучающих состояний за столь короткие времена, может использоваться для управления оптической эмиссией резонансных фотонных структур с активным слоем [4].

В недавних экспериментах была продемонстрирована модуляция намагниченности ферромагнитных слоев (Ga,Mn)As под действием пикосекундного импульса деформации [5]. Этот эффект обусловлен сильной зависимостью магнитокристаллической анизотропии от деформации, характерной для тонких эпитаксиальных слоев ферромагнитных полупроводников A_3B_5 +Mn. Направление намагниченности ферромагнитного слоя определяется внешним магнитным полем и внутренним полем магнитной анизотропии. Изменение под действием импульса деформации магнитокристаллической анизотропии приводит к отклонению вектора намагниченности от равновесного положения и его последующей когерентной прецессии. Численные расчеты, проведенные в рамках модели, предусматривающей изменение под действием импульса деформации лишь одной константы магнитокристаллической анизотропии, показали прекрасное согласие с экспериментальными результатами.

Список литературы

- [1] A.V. Akimov, A.V. Scherbakov, D.R. Yakovlev et al., Phys. Rev. Lett. 97, 037401 (2006).
- [2] A.V. Scherbakov, P.J.S. van Capel, A.V. Akimov et al., Phys. Rev. Lett. 99, 057402 (2007).
- [3] T. Berstermann, A.V. Scherbakov, A.V. Akimov et al., Phys. Rev. B 80, 075301 (2009).
- [4] A.V. Scherbakov, T. Berstermann, A.V. Akimov et al., Phys. Rev. B 78, 241302(R) (2008).
- [5] A.V. Scherbakov, A.S. Salasyuk, A.V. Akimov et al., Phys. Rev. Lett. 105, 117204 (2010).

Переходы в наклонном магнитном поле в фазу квантум-Холл-ферромагнетика в квантовой яме HgTe

М.В. Якунин¹, А.В. Суслов², С.М. Подгорных¹, С.А. Дворецкий³, Н.Н. Михайлов³

¹ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

²NHMFL-FSU, Florida, USA

³ИФП СО РАН, Новосибирск

yakunin@imp.uran.ru

В двумерном слое HgTe с инвертированным зонным спектром, благодаря большой величине произведения эффективного g -фактора на эффективную массу электронов, $g^*m^*/m_0 \approx 1$, в наклонных магнитных полях легко достигаются условия совпадения разных спиновых уровней одной подзоны размерного квантования при углах наклона θ_r относительно нормали, определяемых соотношением

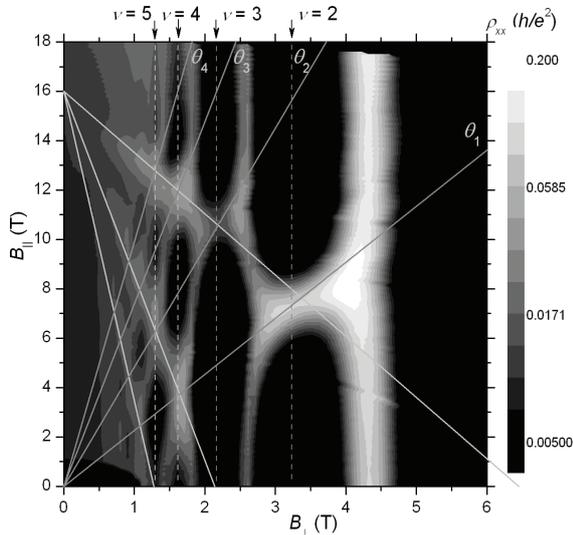
$$g^*m^*/m_0 = 2r \cos \theta_r, r = 1, 2, 3 \dots \quad (1).$$

Поскольку углы θ_r здесь невелики ($\theta_1 = 67^\circ$), то положения совпадений на плоскости между перпендикулярной и параллельной компонентами поля, (B_\perp, B_\parallel) , достигают величин B_\perp , где реализуется квантовый эффект Холла (КЭХ), и при высокой подвижности выявлено большое число совпадений. В работе установлено:

(i) Совпадения формируют дополнительную систему траекторий, отличную от описываемой уравнением (1): $B_\parallel = (B_1 - MB_\perp) \times 2 / (g^*m^*/m_0)$, $M = 1, 3, 5 \dots$, $B_1 \equiv \hbar n_s / e$, n_s – плотность двумерного электронного газа (рис. 1). Экстраполяция этих траекторий к $B_\perp \rightarrow 0$ позволяет определить параллельное поле полной спиновой поляризации: $g^*\mu_B B_\parallel^0 = 2E_F$, E_F – уровень Ферми, μ_B – магнетон Бора.

(ii) В области КЭХ обнаружено подавление совпадений, когда пик магнитосопротивления, ожидаемый при целочисленном факторе заполнения ν и соответствующем угле θ_r , расщепляется на два пика, смещенные к ближайшим полуцелым ν , а при целом ν остается лишь невысокая перемычка. Это означает формирование антикроссингов, и общепринятое их объяснение сейчас строится на переходе системы к поляризованному по спину состоянию с формированием квантум-Холл-ферромагнетика [1]. Мы впервые наблюдали усиление антикроссинга с увеличением ν , что можно связать с увеличением энергии магнитной анизотропии при уменьшении плотности вихрей на спиновом уровне и усилении различия в конфигурациях волновых функций сближающихся уровней.

Рис. 1. Магнитосопротивление в наклонных полях



Список литературы

- [1] T. Jungwirth, A.H. MacDonald, Phys. Rev. B 63, 035305 (2000).



Одномерные и нульмерные системы

энергетический спектр, электронный транспорт,
оптические свойства, локализация

Электронный транспорт в нанопроволоках Те

В.А. Березовец^{1,2}, Ю.А. Кумзеров¹, Ю.А. Фирсов¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

²Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав, Польша

vaberez@inbox.ru

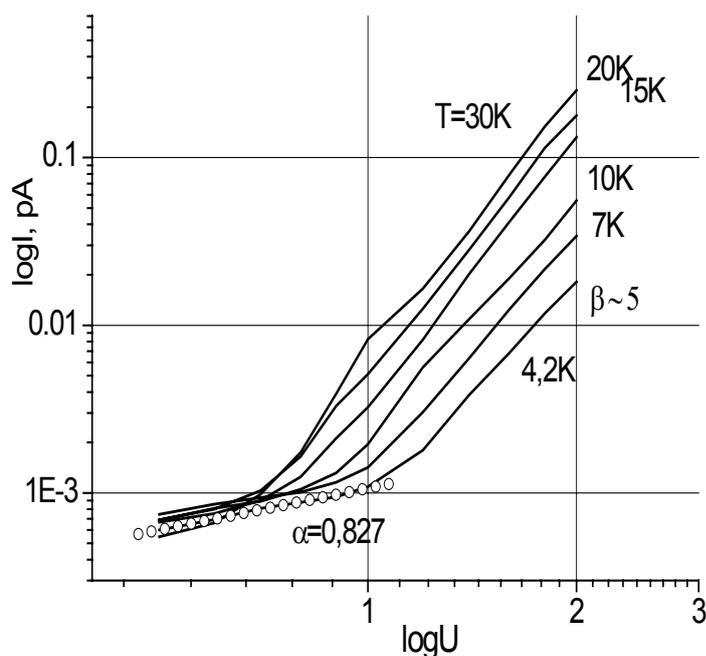


Рис. 1 Вольтамперные характеристики нанопроволок Те с диаметром 5 нм и длиной 0,3 мм. Открытыми кружками показана зависимости $\sigma \sim U^{0,827}$, а в области напряжений $U > 1V$ нарастание тока идет по степенной зависимости близкой к $I \sim U^\beta$ с $\beta \approx 5$

тропроводности, вольт-амперные характеристики, влияние магнитного поля, вектор индукции которого был параллелен и перпендикулярен оси нанопроволок, на электропроводность таких систем. Основное внимание уделялось исследованию процесса возникновения проводимости в таких образцах при разных величинах внешнего воздействия. Область изменения температуры была ограничена интервалом 1,5–70 К, а рост напряжение смещения при измерении вольтамперных характеристик прекращался при достижении тока в $5 \times 10^{-12} A$.

Во всей области изменения температуры и напряжения смещения величина тока образцов была существенно нелинейна, причем по сравнению с результатами, полученными при исследовании нитей InSb, обнаружены два типа зависимости нарастания тока с напряжением смещения при измерении вольтамперных характеристик. На рисунке показано, что при всех значениях температуры, ток через образец до напряжения смещения величиной в 1В нарастал по степенному закону, с показателем степени $\alpha < 0,8$, а при достижении величины тока $I > 10^{-15} A$, показатель степени возрастал и был в пределах $4 < \beta < 5$. Результаты экспериментов обсуждаются на основе модели Латтинжеровой жидкости.

По методике, разработанной ранее, под давлением около 10 кбар и при температуре $T=600\text{ C}^\circ$ было проведено внедрение природного элементарного полупроводника теллура в каналы нанометрового диаметра диэлектрической матрицы природного материала – хризотилового асбеста. Такая матрица представляет собой плотноупакованный набор одинаковых нанотрубок с внешним диаметром 30 нм и с диаметром каналов 5 нм. Полученные образцы содержали около 10^6 параллельных нанопроволок Те диаметром 5 нм и длиной до 1 мм. При таких поперечных размерах проволок размерное квантование носителей тока должно быть значительным, причем, должна быть заполнена только одна из размерно квантованных зон. Были исследованы: температурная зависимость элек-

Моделирование процессов экситонного переноса и люминесценции в ансамблях кремниевых нанокристаллов, сформированных в оксидной матрице

В.А. Беляков, В.А. Бурдов, А.А. Конаков, Н.В. Курова, К.В. Сидоренко

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

burdov@phys.unn.ru

Представлены результаты компьютерного моделирования фотолюминесценции и экситонной динамики в ансамблях нанокристаллов кремния, содержащих $\sim 10^7$ объектов, сформированных в плоском диэлектрическом волноводном слое. Экситонная релаксация в массиве нанокристаллов происходит иначе, чем в изолированных кристаллитах. В массиве нанокристаллы могут «взаимодействовать», обмениваясь элементарными возбуждениями, что существенно влияет на излучение массива. Одним из возможных механизмов взаимодействия нанокристаллов в массиве является прямое туннелирование возбужденных носителей из одной квантовой точки в другую – так называемые миграционные эффекты [1]. Может, также, иметь место безызлучательное распространение экситонов по массиву, не сопровождающееся переносом электрического заряда (механизм Фёрстера-Декстера [2,3]). Следствием миграции отдельных возбужденных носителей и экситонов, которая идет, как правило, из меньших нанокристаллов в большие, будет накопление носителей и электронно-дырочных пар в нанокристаллах больших размеров. В этом случае, по-видимому, достаточно интенсивной окажется Оже-рекомбинация. Компьютерное моделирование экситонного переноса и люминесценции, выполненное в данной работе, основано на методе Монте-Карло. В начальный момент задается случайное распределение экситонов по нанокристаллам массива, после чего разыгрываются несколько возможных сценариев эволюции для каждого нанокристалла. Опираясь на рассчитанные скорости основных процессов энергообмена и релаксации (межзонной излучательной рекомбинации [4]; Оже-рекомбинации [5]; захвата на оборванные связи [6]; туннельной миграции и экситонного переноса [7]), можно получить пространственную картину световой эмиссии из массива нанокристаллов и проследить «траектории» экситонов в образце. Показано, что подбором определенной «архитектуры» массива, можно добиться направленного потока экситонов, осуществляя, таким образом, контролируемый безызлучательный перенос электромагнитной энергии. Получены также спектры люминесценции массива нанокристаллов кремния и временная зависимость сигнала люминесценции.

Список литературы

- [1] J. Heitmann, F. Muller, L. Yi, et al., Phys. Rev. B 69, 195309 (2004).
- [2] T. Forster, Z. Elektrochem. 53, 93 (1949).
- [3] D.L. Dexter, J. Chem. Phys. 21, 836 (1952).
- [4] V.A. Belyakov, V.A. Burdov, Phys. Rev. B 79, 035302 (2009).
- [5] Н.В. Курова, В.А. Бурдов, ФТП 44, 1463 (2010).
- [6] V.A. Belyakov, V.A. Burdov, R. Lockwood, A. Meldrum, Adv. Opt. Tech. 2008, 279502 (2008).
- [7] V.A. Belyakov, V.A. Burdov, J. Comp. Theor. Nanosci. 8, №3 (2011).

Динамическая кулоновская блокада туннелирования через взаимодействующие пары Si доноров в GaAs квантовой яме

Е.Е. Вдовин¹, Ю.Н. Ханин¹, О. Makarovsky², В.А. Ковальский¹, А. Patane², L. Eaves²

¹ИПТМ РАН, Черноголовка

²The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham

vdov62@mail.ru

Исследован туннельный транспорт через двойные квантовые точки (ДКТ), образованные парами Si доноров в GaAs квантовой яме. Обнаружено подавление резонансного туннельного тока с понижением температуры, обусловленное динамической блокадой канала туннелирования. Приложение слабого магнитного поля разрушает режим блокады.

В данной работе исследовано магнитотуннелирование через нульмерные состояния в слаболегированной кремнием GaAs квантовой яме резонансно-туннельного диода, залегающие глубже уровней изолированных мелких доноров.

Наблюдаемые пики тока обусловлены туннелированием через донорные молекулы (пары Si) [1]. Нами обнаружено неожиданное подавление резонансного туннельного тока через ДКТ с понижением температуры. Аномальная температурная зависимость может быть объяснена кулоновским взаимодействием между электронами двух связанных параллельных каналов туннелирования, когда электрон на нерезонансном состоянии одной двойной квантовой точки блокирует резонансный канал другой квантовой точки [2]. Уменьшение температуры и, следовательно, подавление неупругого туннелирования через нерезонансное состояние приводит к резкому уменьшению резонансного тока. Приложение слабого магнитного поля снимает режим динамической блокады канала туннелирования. Нами рассматриваются возможные механизмы наблюдаемого явления.

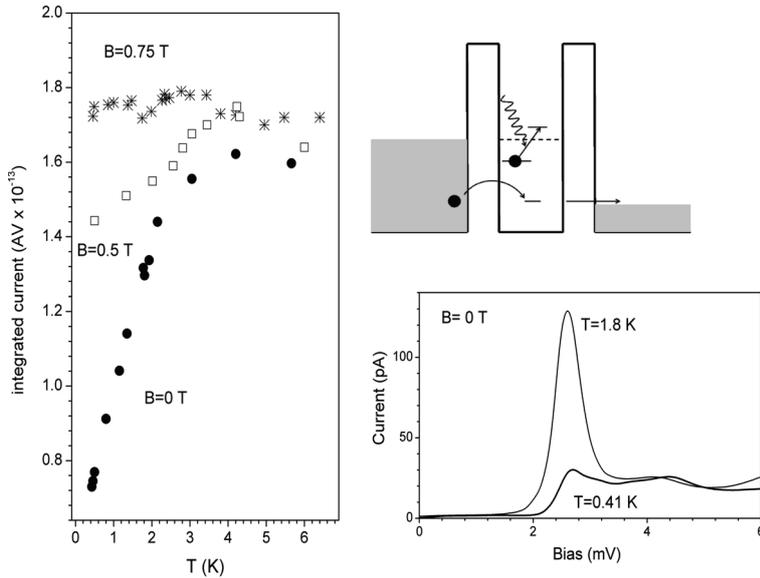


Рис. 1. Зависимость интегрального резонансного тока через DQD в магнитном поле. Схема структуры. Вольт-амперные характеристики при T=0,4 К и 1.8 К

резонансный канал другой квантовой точки [2]. Уменьшение температуры и, следовательно, подавление неупругого туннелирования через нерезонансное состояние приводит к резкому уменьшению резонансного тока. Приложение слабого магнитного поля снимает режим динамической блокады канала туннелирования. Нами рассматриваются возможные механизмы наблюдаемого явления.

Список литературы

- [1] Е.Е. Вдовин, Ю.Н. Ханин, Письма в ЖЭТФ, 90, вып. 6, 494-500, (2009).
 [2] R. Sanchez, S. Kohler, P. Hanggi, G. Platero, Physical Review B, 77, 035409 (2008).

Быстродействующие лазеры и излучатели одиночных фотонов с вертикальным резонатором

В.А. Гайслер

Институт физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова, Новосибирск

haisler@thermo.isp.nsc.ru

Новейшие результаты разработок в области нанофотоники незамедлительно интегрируются в современные оптические информационные системы, а также открывают перспективы создания информационных систем нового поколения, обеспечивающих скорости передачи данных на уровне Тбит/с, обеспечивающих абсолютную конфиденциальность передачи информации за счет использования протоколов квантовой криптографии.

В докладе приводятся результаты разработок полупроводниковых лазеров с вертикальным резонатором (ЛВР) и излучателей одиночных фотонов (ИОФ). Рассматриваются принципы работы данных излучателей, их конструкция, технология изготовления и характеристики, достигнутые к настоящему времени.

В докладе показано, что ЛВР, обладая высоким быстродействием и возможностью интегрирования в матрицы большого формата, представляют собой идеальный излучатель для оптических систем параллельной передачи информации со скоростью передачи данных по одному каналу 10 Гбит/с и выше. Использование ЛВР в матричном исполнении открывает перспективы создания оптических информационных систем с быстродействием на уровне 1 Тбит/с.

Одномодовые лазеры с вертикальным резонатором могут быть использованы не только в оптических системах передачи данных, но и в миниатюрных атомных стандартах частоты (CSAC). Миниатюризация атомного стандарта частоты достигается за счет интегрального исполнения системы, ЛВР заменяет стандартную резонансную СВЧ лампу, поглощающая ячейка с парами Rb или Cs также выполняется с использованием MEMS и нанотехнологий. Практическая реализация CSAC позволит существенно улучшить характеристики большого числа телекоммуникационных и навигационных устройств.

Эффективные излучатели одиночных фотонов (ИОФ) с токовой накачкой на основе полупроводниковых квантовых точек и брэгговских вертикальных микрорезонаторов могут представлять большой интерес для систем квантовой криптографии и квантовых вычислений, а также для разработки прецизионного спектрального оборудования и эталонов оптической мощности. В докладе приводится описание конструкции и характеристики данного типа ИОФ. Излучатель генерирует одиночные поляризованные фотоны с частотой повторения до 1 ГГц с вероятностью излучения двух фотонов близкой к нулю ($g^2(0) = 0$). Разработанный излучатель относится к числу первых приборов полупроводниковой оптоэлектроники, принцип работы которых основан на эффектах квантовой электродинамики резонаторов, в данном случае на эффекте Пурселла, в следствии которого время жизни экситона в квантовой точке снижается примерно в два раза, что позволяет в два раза поднять быстродействие излучателя.

Исследование эффектов локализации света в кремниевых наноструктурах методами фотолюминесценции и комбинационного рассеяния света

К.А. Гончар¹, Л.А. Головань¹, В.Ю. Тимошенко¹, В.А. Сиваков², С. Кристиансен^{2,3}

¹Московский госуниверситет им. М.В. Ломоносова, Москва

²Max Planck Institute of Microstructure Physics, Germany

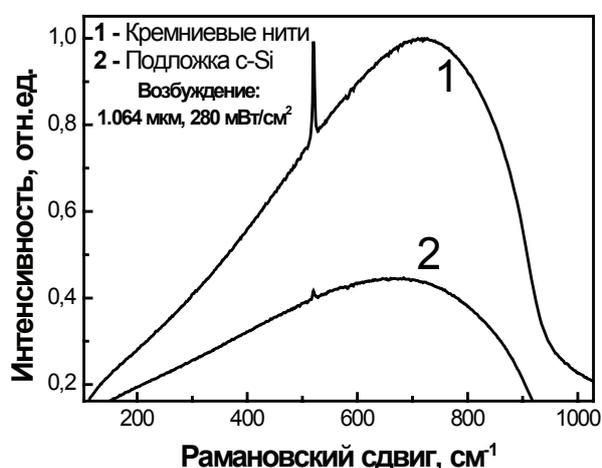
³Institute of Photonic Technology, Germany

k.a.gonchar@gmail.com

Вследствие многократного отражения от областей с различным показателем преломления может возникать частичная локализация света, которая приводит к увеличению времени взаимодействия фотона с веществом. Такой эффект представляет большой интерес как для фундаментальной науки, так и для его практического применения, в том числе при создании новых лазерных сред, оптических переключателей и других устройств нанопотоники. В данной работе рассматривается проявление эффектов локализации света при фотолюминесценции (ФЛ) и комбинационном (рамановском) рассеянии (КР) для наноструктур на основе кремния.

Образцы представляли собой неупорядоченные структуры в виде совокупности кремниевых нитей с диаметрами 10-50 нм, выращенных на подложке кристаллического кремния (с-Si) методом химического травления, последовательно используя два раствора на основе AgNO_3/HF и $\text{H}_2\text{O}_2/\text{HF}$ [1].

Для кремниевых нанонитей было обнаружено значительное увеличение интенсивности спектров ФЛ и КР света по сравнению



с подложкой c-Si при возбуждении непрерывным лазерным излучением с длиной волны 1.064 мкм (см. рис). С учётом соотношения между глубиной проникновения лазерного излучения и толщиной слоя кремниевых нитей усиление составило порядка 200. Данный эффект можно объяснить частичной локализацией света, при которой время жизни фотона в неупорядоченной структуре кремниевых нитей значительно увеличивается вследствие многократного отражения. Указанное явление аналогично андерсовской локализации

для электронов в неупорядоченных твёрдых телах.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о возможности значительного увеличения времени жизни фотона, а значит, и возрастания эффективности взаимодействия света с веществом для неупорядоченных структур на основе кремния.

Полученные результаты могут быть использованы для создания высокочувствительных сенсоров на токсичные и взрывоопасные вещества.

Список литературы

[1] V. A. Sivakov et al., J. Phys. Chem. C, 114, 3798 (2010).

Получение нанопены из стекол GeO_2 или SiO_2 , используя квантово-размерный эффект в Ge- и Si-нанокластерах

Е.Б. Горохов¹, А.И. Кузнецов², Б.Н. Чичков², В.А. Володин¹, А.Г. Черков¹

¹Институт физики полупроводников, Новосибирск

²Laser Zentrum Hannover, Hannover, Germany

gorokhov@isp.nsc.ru

3D квантово-размерный эффект в нанокластерах (НК) полупроводника, являющихся компонентом некой гетероструктуры, использовали не для обычных вариаций свойств электронной подсистемы твердого тела, а как инструмент активации в нем интенсивных химических реакций и радикальной перестройки другой подсистемы вещества – решеточной. В ходе такого процесса исходная гетероструктура превращалась в новый вид твердого тела с совсем иными физическими свойствами.

Нанокластеры полупроводника IV группы (в частности Ge) в окружении собственного диоксида (GeO_2), были успешно разогреты прозрачным для оксида излучением до начала химической реакции между обеими компонентами в гетероструктуре $\text{GeO}_2\langle\text{Ge-НК}\rangle$: $\text{GeO}_2 + \text{Ge(НК)} \rightarrow 2\text{GeO}\uparrow$. Выделяющиеся при этом пары монооксида ($\text{GeO}\uparrow$) локализуются вблизи горячих Ge-наночастиц в окружении более холодного изолятора (рис.1). Под действием температуры и давления этих паров матрица стекла GeO_2 нагревается и, размягчаясь, расширяется. Остывая, гетероструктура $\text{GeO}_2\langle\text{Ge-НК}\rangle$ обращается в разбухшую массу из наноразмерных пузырьков стекла, подобно мыльной

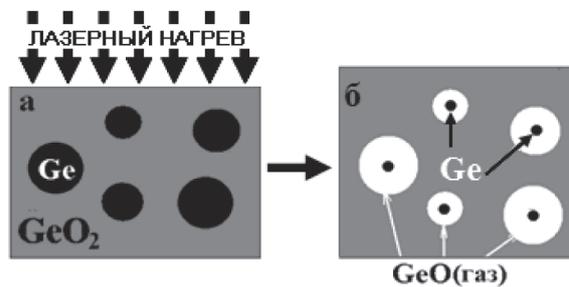


Рис. 1. Схема: а – нагрева гетероструктуры $\text{GeO}_2\langle\text{Ge-НК}\rangle$ импульсами лазера; б – образования нанопены из стекла GeO_2

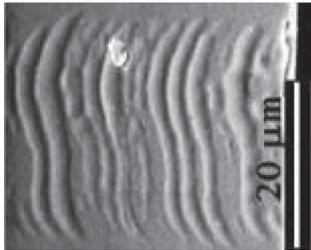


Рис. 2. СЭМ изображение вспенивания гетеро-структуры $\text{GeO}_2\langle\text{Ge-NCs}\rangle$, покрытых защитным слоем SiO_2 после облучения Ti:Sa лазером (~ 30 фс, $h\nu = 1,55$ эВ, $\lambda = 800$ нм)

пене (рис. 2). Причем, внутри каждой из сформированных нанополостей должен остаться исходный нанокластер, но много меньших размеров. Важно, что их размер должен быть единым для всех Ge-наночастиц в нанопене, независимо от их исходных величин. В силу 3D квантово-размерного эффекта нанокластеры, уменьшаясь в реакции с матрицей GeO_2 , должны прекратить поглощение нагревающего их света, согласно условию $h\nu = E_g^{\text{эф}}(\text{НК})$. Тот же эффект можно ожидать и в химически родственных гетероструктурах $\text{SiO}_2\langle\text{Si-НК}\rangle$. Данный прием позволяет получать ансамбли изолированных наночастиц непрямозонных полупроводников с характерной пониженной дисперсией их размеров.

Нанопена и аэрогели – высокопористые тела с объемом, более чем на 1/2 занятым пустотами и полостями. У кварцевых аэрогелей их доля доходит до 90 – 99 % и плотность до $\sim 1 - 150$ кг/м³. Образцы кварцевого аэрогеля выдерживают нагрузки в 2000 раз выше своего веса, температура их плавления $\sim 1200^\circ\text{C}$. Их теплопроводность ($\sim 0,017$ Вт/мК) (в воздухе при нормальном давлении) ниже, чем у воздуха (0,024 Вт/мК). Наш способ синтеза нанопены физически прост и технологичен.

Электронный энергетический спектр и персистентные токи в неидеальном квантовом кольце

И.А. Кокурин

Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарева, Саранск

kokurinia@mail.ru

Цель настоящей работы – исследовать одноэлектронный спектр и персистентные токи (ПТ) (зарядовый и спиновый) в квантовом кольце (КК), образованном в двумерном электронном газе (ДЭГ). Основное внимание уделено эффектам сильного спин-орбитального взаимодействия (СОВ), зеемановского расщепления и наличию на кольце короткодействующего дефекта, альтернативой которому может служить небольшой дополнительный затвор или зонд СТМ-микроскопа.

За основу взята явнорешаемая модель идеального одномерного КК с СОВ Рашбы [1, 2]. Матрица гамильтониана (размера 40×40) кольца с дефектом вычислена в базе собственных функций идеального кольца [3] и численно диагонализирована. Очевидно появление щелей на зависимости уровней энергии КК от магнитного потока (МП) сквозь кольцо, по сравнению со случаем идеального КК.

Для вычисления ПТ мы воспользовались формализмом матрицы плотности. При исследовании зависимостей ПТ от МП рассмотрены два случая: (а) КК связанное с ДЭГ (постоянный химический потенциал), (b) изолированное КК (постоянное число частиц). Для последнего случая предварительно изучена зависимость химического потенциала электронного газа от МП.

Серьезные отличия в поведении зарядового ПТ (ЗПТ) от результатов работ [1, 3], где пренебрегалось зеемановским расщеплением, возникают при малом числе электронов в кольце, когда становится существенным зеемановский вклад в энергию низколежащих уровней (основной вклад в ПТ определяется несколькими уровнями ниже уровня Ферми). Обнаружено два типа особенностей на зависимости ЗПТ от МП: (i) исчезновение ряда скачков ЗПТ, связанное с наличием дефекта и образованием щелей в спектре, (ii) немонотонное поведение ЗПТ между скачками (имеет место и в идеальном кольце), связанное с совместным действием рашбавского и зеемановского расщеплений на спектр и скорость электрона.

Поскольку носители вместе с зарядом переносят и собственный момент, то очевидно наличие в КК и спинового ПТ (СПТ), который можно зарегистрировать по создаваемому им электрическому полю [4]. В отличие от систем, где СОВ является слабым, и СПТ просто пропорционален ЗПТ, в системах с сильным СОВ прямой связи между компонентами СПТ и ЗПТ нет. Зависимость компонент СПТ от МП сильно отличается для случаев постоянного химического потенциала и постоянного числа частиц. Ненулевая температура приводит к сглаживанию скачков и особенностей на зависимостях ПТ от МП.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы».

Список литературы

- [1] A.V. Chaplik, L.I. Magarill, Superlatt. Microstruct. 18, 321 (1995).
- [2] F.E. Meijer, A.F. Morpurgo, T.M. Klapwijk, Phys. Rev. B 66, 033107 (2002).
- [3] J. Splettstoesser, M. Governale, U. Zülicke, Phys. Rev. B 68, 165341 (2003).
- [4] F. Schütz, M. Kollar, P. Kopietz, Phys. Rev. Lett. 91, 017205 (2003).

Низкотемпературная проводимость индуцированного высоким давлением металлического состояния квазиодномерного NbS_3

Е.М. Дижур¹, И.Е. Костылева¹, А.Н. Вороновский¹, С.В. Зайцев-Зотов²

¹Институт физики высоких давлений им. Л.Ф.Верецагина РАН, Троицк

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

kostyleva@hppi.troitsk.ru

Квазиодномерный проводник NbS_3 представляет собой сильно анизотропный 3D проводник, состоящий из проводящих цепочек, слабо связанных Ван-дер-Ваальсовым взаимодействием. Всестороннее сжатие, уменьшающее расстояние между цепочками (что эквивалентно изменению эффективной размерности электронной системы), приводит к металлизации: падению электросопротивления при комнатной температуре на 5–6 порядков при приложении давления свыше 60 кбар и положительному температурному коэффициенту сопротивления. При этом на температурных зависимостях сопротивления при температурах ~ 100 К наблюдается особенность, свидетельствующая о наличии перехода Пайерлса [1]. Исследованная при низких температурах проводимость этой существующей при высоких давлениях металлической фазы, характеризуется наличием на зависимостях дифференциального сопротивления от приложенного напряжения нелинейности куполообразного вида в диапазоне температур 4–50 К, свидетельствующей в пользу механизма стабилизации жидкости Латтинджера примесями [2].

При температурах ниже 4 К и давлениях свыше 70 кбар на фоне куполообразной нелинейности наблюдается узкий провал на зависимости дифференциального сопротивления в малых полях, углубляющийся при понижении температуры [3] (рис. 1), что связывается нами с возможным возникновением сверхпроводимости после металлизации системы.

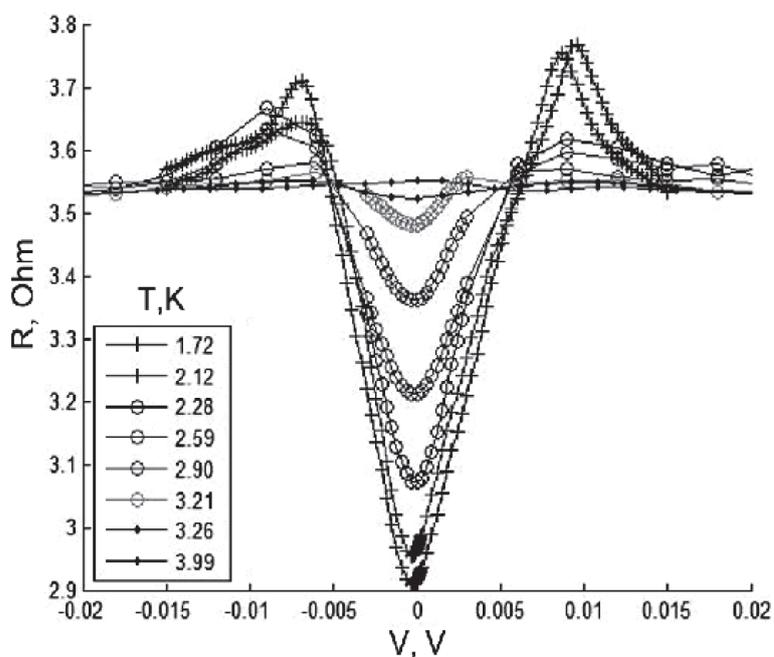


Рис. 1. Полевая зависимость дифференциального сопротивления металлического NbS_3 при различных температурах

Список литературы

- [1] Е.М. Дижур, М.А. Ильина, С.В. Зайцев-Зотов, Письма в ЖЭТФ 86, 141 (2007).
 [2] S.N. Artemenko, Письма в ЖЭТФ 79, 335 (2004).
 [3] Е.М. Dizhur, I.E Kostyleva, A.N. Voronovskii, S.V. Zaitsev-Zotov, Abstracts of the 14th International Conference on High Pressure Semiconductor Physics, Changchun, 2010, p. 13

Самоорганизованные SiGe нанокольца на Si(100)

П.А. Кучинская¹, В.А. Зиновьев¹, А.В. Ненашев^{1,2}, В.А. Армбристер¹,
В.А. Володин^{1,2}, А.В. Двуреченский^{1,2}

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск

²Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

polina@isp.nsc.ru

В настоящее время наиболее полно изучены свойства квантовых колец на основе полупроводниковых соединений типа A_3B_5 . Обнаружено, что структуры с InAs/GaAs кольцами нанометровых размеров обладают уникальными магнитными и транспортными свойствами [1, 2] и используются для детектирования терагерцового излучения [3].

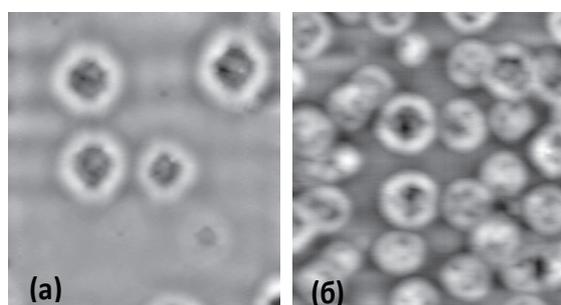


Рис. 1. АСМ изображения ($1.5 \text{ мкм} \times 1.5 \text{ мкм}$) SiGe нанокольца на Si(100), (а) $v_{\text{Ge}} = 0.05 \text{ МС/с}$, (б) $v_{\text{Ge}} = 0.1 \text{ МС/с}$

Работ, посвященных SiGe нанокольцам, сравнительно немного, и информация об их электронных свойствах практически отсутствует. В данной работе исследуется формирование SiGe кольцевых структур методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), определяется их элементный состав и проводится теоретический анализ энергетического спектра носителей заряда, локализованных на SiGe квантовых кольцах. Для получения SiGe нанокольца с помощью метода МЛЭ на поверхности Si(100), выращивались трёхмерные Ge островки. Затем они частично закрывались слоем Si. Рельеф полученной поверхности исследовался с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ). Исследования показали, что при одинаковом количестве осаждённого материала с увеличением скорости осаждения Ge с 0.05 МС/с до 0.1 МС/с плотность колец возрастает с $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ до $1.4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ (рис. 1). Методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) исследовался элементный состав SiGe нанокольца (рис. 2). Содержание Ge в кольцах составило 37%. Полученные данные были использованы при проведении расчётов энергетического спектра дырочных состояний локализованных в SiGe квантовых кольцах. Расчёт проводился 6-зонным $k \times p$ методом. Было установлено, что энергетический зазор между основным и первым возбуждённым состоянием составляет около 9 мэВ. Это означает, что терагерцовое излучение с частотой $\sim 2 \text{ ТГц}$ должно вызывать межуровневые переходы носителей заряда в SiGe квантовых кольцах.

Список литературы

- [1] A. Lorke et al, Jpn. J. Appl. Phys. v.40(2001) pp. 1857–1859.
- [2] T. Kuroda et al, Phys. Rev. B 72, 205301 (2005).
- [3] G. Huang et al, Phys. Rev. Lett. 94, 101115 (2009).

Структуры InAs/AlGaAs квантовых точек с эффективным переносом заряда, выращенные методом нанокпельной эпитаксии

Д.С. Абрамкин¹, Д.В. Гуляев¹, Д.В. Дмитриев¹, К.С. Журавлев¹,
А.А. Лямкина^{1,2}, С.П. Мощенко¹, А.И. Торопов¹, Т.С. Шамирзаев¹

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

lyamkina@thermo.isp.nsc.ru

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) в настоящее время широко исследуются для создания на их основе оптических приборов нового поколения. Важным преимуществом InAs/AlGaAs КТ является сдвиг спектра в видимую область. Однако захват носителей заряда из смачивающего слоя (СС) в КТ неэффективен из-за шероховатости нижней гетерограницы и высокой концентрации центров безызлучательной рекомбинации [1]. В данной работе мы показываем, что использование нанокпельной эпитаксии позволяет выращивать высококачественные структуры с InAs/Al_{0.9}Ga_{0.1}As КТ с гладкой гетерограницей.

Структуры с InAs/Al(Ga)As КТ, исследуемые в данной работе, были выращены на полуизолирующей подложке арсенида галлия (001) методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Для сравнения КТ были выращены двумя принципиально разными методами – методом Странского-Крастанова (СК) и нанокпельной эпитаксией (НЭ). Дифракционные картины, наблюдавшиеся непосредственно перед ростом КТ, демонстрируют высокое качество исходной поверхности с террасами размером около 100 нм. Дополнительные АСМ исследования поверхности, подготовленной для роста КТ, подтвердили существование моноатомных ступеней с характерным размером 100 нм.

В спектре люминесценции (ФЛ) смачивающего слоя (СС) структуры СК линии отдельных фононных повторений уширены и сильно перекрыты, вырождаясь в две широкие полосы, в то время как в спектре ФЛ структуры НЭ отчетливо видны отдельные узкие линии всех фононных повторений. Так как уширение линии СС связано с шероховатостью границы смачивающего слоя [2], можно заключить, что качество гетерограницы в структуре НЭ значительно выше. Несмотря на то, что плотность КТ в СК структуре на два порядка выше, чем в НЭ структуре, отношение интенсивностей полос ФЛ КТ/СС, отражающее отношение количества носителей заряда, излучательно рекомбинирующих в КТ и смачивающем слое, в последней структуре почти на два порядка величины выше. Существенно более высокое значение КТ/СС в НЭ структуре означает, что эффективность сбора носителей заряда из смачивающего слоя в КТ структуре НЭ значительно выше, чем в структуре СК.

Таким образом, нами показано, что метод капельной эпитаксии позволяет выращивать структуры с КТ InAs/Al_{0.9}Ga_{0.1}As с совершенной гетерограницей и низкой концентрацией дефектов центров безызлучательной рекомбинации в смачивающем слое. Спектры ФЛ полученных структур демонстрируют высокую эффективность сбора носителей заряда из смачивающего слоя в КТ.

Работа была поддержана РФФИ (Гранты 10-02-00240, 10-08-00851) и программой фундаментальных исследований Президиума РАН No. 27.

Список литературы

- [1] T.S. Shamirzaev et al, Nanotechnology 21, 155703 (2010).
[2] T.S. Shamirzaev et al. Phys.Rev. B 76, 155309 (2007).

Комбинационное рассеяние света полупроводниковыми квантовыми точками: резонансные эффекты

А.Г. Милёхин^{1,2}, Л.Л. Свешникова¹, Т.А. Дуда¹, Н.А. Ерюков¹, Н.В. Суровцев³,
С.В. Адищев³, С. Himcinschi⁴, D.R.T. Zahn⁵

¹Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

³Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск

⁴Institut für Theoretische Physik, Freiberg, Germany

⁵Semiconductor Physics, Chemnitz University of Technology, Chemnitz, Germany

milekhin@thermo.isp.nsc.ru

Одной из возможностей усиления сигнала комбинационного рассеяния света (КРС) является использование резонансного КРС, при котором энергия падающего света совпадает с энергией межзонных переходов в КТ. Альтернативным подходом является использование гигантского комбинационного рассеяния света (ГКРС), при котором энергия падающего света близка к энергии локализованного поверхностного плазмона в нанокластерах благородных металлов, намеренно введенных в массив КТ. Использование резонансного ГКРС, которое возникает при совпадении энергии падающего света, энергии межзонных переходов в КТ и энергии локализованного поверхностного плазмона в металлических нанокластерах, представляется предпочтительным и сочетает преимущества обоих методов.

В докладе рассматриваются все указанные выше подходы.

Представлены результаты наших исследований КРС массивами КТ на основе материалов групп А2В6 и А4В6, сформированных по технологии Лэнгмюра-Блоджетт.

Исследование резонансного КРС свидетельствует об усилении сигнала КРС (до трех порядков) оптическими, интерфейсными фононами и их обертонами в КТ А2В6 и А4В6 [1]. Условия для резонансного КРС были достигнуты при совпадении энергии лазера и энергии межзонных переходов в КТ. Резонансное усиление КРС ТО, LO и SO фононами и их обертонами (до 7-го порядка в КТ ZnO) наблюдается для КТ PbS, ZnS и ZnO. Наличие обертонов высших порядков свидетельствует о высоком кристаллическом качестве квантовых точек.

Значительное усиление (в 700 раз) вследствие ГКРС оптическими и поверхностными фононами и их обертонами (до 5-го порядка) наблюдается в КТ CdS, покрытых кластерами серебра. Обсуждается влияние эффекта локализации фононов, избирательности ГКРС к размеру КТ и квантовому номеру мод, локализованных в КТ. Оптимизация размера кластеров Ag позволила достигнуть резонансного ГКРС с максимумом усиления при 2.81 эВ, что соответствует энергии межзонных переходов в КТ CdS. Применение ГКРС и резонансного КРС позволило обнаружить колебательные моды в массивах ультра малой пространственной плотности.

Список литературы

[1] A. Milekhin, L. Sveshnikova, T. Duda, N. Surovtsev, S. Adichtchev, D.R.T. Zahn, J. Vac. Sci. Technol. B 28, 4, C5E22 (2010).

Кинетика фотовозбуждённых носителей в структурах с квантовыми точками InAs

А.В. Антонов, В.М. Данильцев, М.Н. Дроздов, К.Е. Кудрявцев, Д.И. Курицын,
Л.Д. Молдавская

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
lmd@ipm.sci-nnov.ru

В последние годы достигнуты значительные успехи в исследовании и изготовлении ИК фотоприёмников на квантовых точках (КТ), однако полученные результаты пока уступают прогнозируемым. Дальнейшие улучшения в технологии структур с КТ для ИК фотоприёмников могут быть связаны с пониманием динамики носителей в активной области структур [1,2]. Кроме практического применения исследование механизмов релаксации носителей в нульмерных системах представляет и фундаментальный интерес. В настоящее время полной ясности по этому вопросу не достигнуто.

В данной работе исследовались процессы релаксации фотовозбуждённых носителей в структурах InAs/GaAs для фотоприёмников среднего ИК диапазона на внутризонных переходах в КТ InAs. Многослойные гетероструктуры были выращены методом металлоорганической газофазной эпитаксии. Исследования кинетики фотолюминесценции показали большое время жизни носителей в возбуждённом состоянии КТ (около 700 пс) при температуре $T=77$ К. Исследованные нами ранее фотоприёмники, изготовленные из структур с КТ, демонстрируют чувствительность $2 \cdot 10^4$ В/Вт (0.5 А/Вт) при той же температуре [3]. Полученные результаты представляют интерес для оптимизации фотодетекторных структур. Возбуждённые ИК светом из КТ электроны могут быть снова захвачены в КТ, что уменьшает фотопроводимость. Большое время межуровневого рассеяния увеличивает шанс для электрона, захваченного на возбуждённое состояние КТ, не релаксировать в основное состояние КТ, а покинуть возбуждённое состояние путём туннелирования или термического выброса в смачивающий слой или GaAs барьер и снова внести вклад в фототок [2].

Исследование динамики внутризонной фотопроводимости, проведённое на структурах с вертикальным токопереносом показало возрастание времени жизни фотовозбуждённых из квантовой точки носителей. Это может быть связано с разогревом носителей в сильном электрическом поле, в котором измеряется вертикальная фотопроводимость. В электрических полях выше 4×10^5 В/см электроны в GaAs n-типа начинают переходить из Γ долины зоны проводимости в L и X долины, где вероятность захвата на уровни КТ снижается. Уменьшение сечения захвата электронов в точки приводит к увеличению времени жизни.

Работа поддерживалась РФФИ (грант 11-02-97121-р_поволжье_а).

Список литературы

- [1] T.V. Norris, K. Kim, J. Urayama, Z.K. Wu, J. Singh, P.K. Bhattachariya. J.Phys.D:Appl.Phys., v.38, p.2077 (2005).
- [2] Z.-K. Wu, H. Choi, X. Su, S. Chakrabarti, P. Battacharya, T.V. Norris. IEEE J. Quantum Electronics, v.43, No.6, p.486 (2007).
- [3] Л.Д. Молдавская, Н.В. Востоков, Д.М. Гапонова, В.М. Данильцев, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, В.И. Шашкин. ФТП, т.42, в.1, с.101-105 (2008).

Теория электрического транспорта в широких баллистических контактах с электрон-электронным рассеянием

К.Э. Нагаев, Т.В. Криштоп, Н.Ю. Сергеева

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва

nag@cplire.ru

Разработана теория электрического транспорта в микроконтактах высокой прозрачности и с большим числом поперечных квантовых каналов при наличии электрон-электронного рассеяния. Ширина контакта много больше его длины, так что рассеяние происходит в основном в прилегающих областях электродов. Поскольку система неоднородна, электрон-электронное рассеяние влияет на транспортный ток через контакт даже в отсутствие процессов переброса.

Оказывается, что определяющий вклад в ток дают столкновения электронов с почти противоположными импульсами, которые пролетают через контакт по одним и тем же траекториям в противоположном направлении. В отличие от вкладов других механизмов рассеяния, он оказывается положительным и объясняется увлечением падающих на контакт частиц неравновесными частицами, инжектированными из другого электрода. В случае двумерных электродов относительная поправка к проводимости оказывается значительно больше, чем можно было бы ожидать. Она линейно зависит от температуры и имеет порядок $\delta G/G_0 \sim (a/l_{ee})(E_F/T) \ln(E_F/T)$, где G_0 – проводимость Шарвина для электронов без взаимодействия, a – ширина контакта, а $l_{ee} = v_F(E_F/T^2)$ – длина электрон-электронного рассеяния [1].

Если перпендикулярно плоскости двумерных электродов приложено магнитное поле, траектории движущихся навстречу друг другу электронов искривляются в разные стороны, и тем самым их импульсы в точке встречи перестают быть противоположными. В результате положительная поправка к проводимости подавляется и в зависимости от величины безразмерного магнитного поля $\beta = a/l_{cycl}$ имеет вид $\delta G/G_0 \sim T^2 \beta^{-1/2} \ln(\beta E_F^2/T^2)$ при $\beta \gg T^2/E_F^2$ и $\delta G/G_0 \sim T \ln(\beta^{-1} T^2/E_F^2)$ при $\beta \ll T^2/E_F^2$ [2]. Таким образом, в слабых полях имеет место зависящее от температуры положительное магнетосопротивление. Линейно зависящая от температуры положительная поправка к проводимости многомодовых квантовых контактов и положительное зависящее от температуры магнетосопротивление в слабом магнитном поле действительно недавно наблюдались на эксперименте в работе [3].

Чтобы дополнительно проверить то, что наблюдавшиеся в [3] эффекты связаны с электрон-электронным рассеянием на больших расстояниях от контакта, можно было бы измерить в нем неравновесный электрический шум $\delta S = S(V) - S(0)$ и сравнить его с вкладом электрон-электронного рассеяния в ток $\delta I = I(V) - G_0 V$. Наши расчеты показывают, что при больших напряжениях $eV \gg T$ эти величины связаны формулой Шоттки $\delta S = 2e \delta I$.

Список литературы

- [1] K. E. Nagaev and O. S. Ayvazyan, Phys. Rev. Lett. 101, 216807 (2008).
- [2] K. E. Nagaev and T. V. Kostyuchenko, Phys. Rev. B 81, 125316 (2010).
- [3] V. T. Renard et al., Phys. Rev. Lett. 100, 186801 (2008).

Внутрищелевые состояния квазиодномерного проводника NbS₃(I)

В.Ф. Насретдинова, С.В. Зайцев-Зотов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

venera@cplire.ru

Квазиодномерный проводник NbS₃ (фаза I) является кристаллическим аналогом органического проводника полидиацетилена, в котором установлено существование коллективных возбуждений электронной системы – солитонов [1]. В настоящей работе мы сообщаем об изучении энергетической структуры NbS₃(I) с помощью исследования спектров фотопроводимости в области энергий фотонов 0,35–1,5 эВ. Кроме спада фотопроводимости от 1,5 эВ до 1 эВ, соответствующего краю пайерлсовской щели, нами были обнаружены пики при энергиях 0,6 и 0,9 эВ, которые мы связываем с двумя типами внутрищелевых состояний, имеющие существенно разные зависимости от температуры и электрического поля. Пик при 0,6 эВ является хорошо воспроизводимой особенностью спектра фотопроводимости всех изучавшихся образцов, его амплитуда возрастает с ростом электрического поля и уменьшается с ростом температуры. Амплитуда пика при 0,9 эВ варьируется от образца к образцу, немонотонно зависит от температуры (максимум при 210–220 К) и подавляется сравнительно малым электрическим полем E порядка 100 В/см. Кроме того, в области между пиками при температурах ниже 100 К обнаружена нетривиальная зависимость фотопроводимости от подсветки и электрического поля (рис. 1). Сравнительно малая величина поля, вызывающая изменение амплитуды пиков указывает на неоднозначное происхождение обнаруженных внутрищелевых состояний. Мы полагаем, что состояния, связанные с пиком при 0,9 эВ, порождаются дефектами упаковки, присущими структуре NbS₃ [2]. Пик при энергии 0,6 эВ мы связываем с коллективными состояниями электронной системы, типа солитонных или поляронных [1, 3].

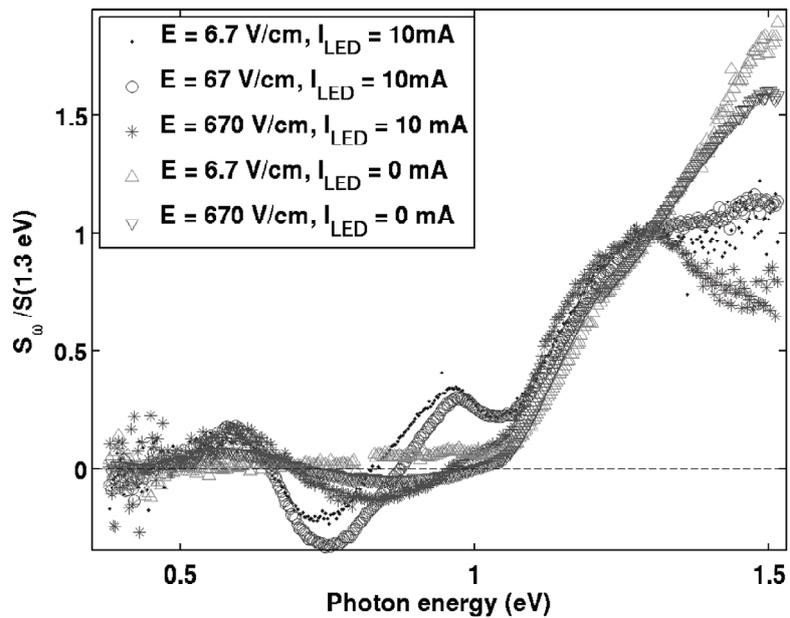


Рис. 1. Спектральная зависимость фотопроводимости, нормированной на число фотонов при различных условиях измерения. $S_0 = S(\hbar\omega) = \hbar\omega \Delta I(\hbar\omega) / V W(\hbar\omega)$, где ΔI – фототок, V – напряжение на образце, W – мощность излучения, при различных условиях измерения. $T = 78$ К, E – электрическое поле, приложенное к образцу, I_{LED} – ток через светодиод подсветки

Список литературы

- [1] A.J. Heeger et al., Rev.Mod.Phys., 60, 781 (1988).
- [2] T. Iwazumi et al., Physica B+C, 143, 1-3, 255 (1986).
- [3] С.А. Бразовский, ЖЭТФ, 78, 677 (1980).

Транспортные свойства волны зарядовой плотности в NbSe_3 при низких температурах

А.П. Орлов¹, Ю.И. Латышев¹, П. Монсо²

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва

²Институт им. Нееля, Гренобль, Франция

andreyorlov@mail.ru

Несмотря на то, что NbSe_3 является одним из наиболее широко исследованных квазиодномерных материалов с волной зарядовой плотности (ВЗП), транспорт ВЗП в нем при низких температурах изучен весьма слабо, что связано с сильным маскирующим эффектом джоулева перегрева. В настоящей работе транспорт ВЗП в NbSe_3 изучался в сильных магнитных полях $H=19$ Тл, параллельно оси c ($H//c$), а также с использованием импульсных измерений, что позволило значительно устранить влияние перегрева.

Обнаружено, что динамика ВЗП в NbSe_3 сильно меняется при низких температурах [1]. Так, температурная зависимость порогового поля от температуры, имеющая экспоненциальный характер при высоких температурах, $E_{\text{дмехр}}(-T/T_0)$ перестает зависеть от температуры при $T < T_0 = 15\text{K}$. Кроме того, отношение тока ВЗП к частоте узкополосных шумов, характеризующее режим скольжения ВЗП, увеличивается примерно вдвое при $T < T_0$. Такое поведение связывается с переходом от режима депиннинга ВЗП посредством тепловых флуктуаций к режиму туннелирования ВЗП в примесном потенциале при низких температурах, предсказанному Дж. Бардиным [2]. Подобный температурный переход к макроскопическому квантовому туннелированию фазы параметра порядка наблюдался в джозефсоновских туннельных переходах [3].

При низких температурах ВЗП в NbSe_3 сосуществует с несконденсированными носителями, которые в сильных магнитных полях испытывают квантование Ландау. В результате, при малых токах, соответствующих пиннигу ВЗП, зависимость сопротивления от магнитного поля $R(H)$ проявляет осцилляции Шубникова-де Газа. В работе показано, что движение ВЗП сильно демпфирует осцилляции Шубникова-де Газа, при этом наиболее сильно подавляются максимумы $R(H)$. При сильных токах зависимость $R(H)$ становится плоской. Установлено, что амплитуда осцилляций ΔR экспоненциально спадает с ростом тока выше порогового для депиннинга ВЗП, I_t , $\Delta R \propto (I/I_t)$. Подавление осцилляций Шубникова-де Газа связывается с сильным взаимодействием скользящей ВЗП с несконденсированными носителями, разрушающим их квантовую когерентность в магнитном поле.

Работа поддержана программами ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах» и «Физика новых материалов и структур».

Список литературы

- [1] Yu.I. Latyshev, A.P. Orlov, P. Monceau. Письма в ЖЭТФ 93, 101 (2011).
- [2] John Bardeen, Phys. Rev. Lett. 42, 1498 (1979), *ibid.*, 55, 1010 (1985).
- [3] R.F. Voss and R.A. Webb, Phys. Rev. Lett. 47, 265 (1981).

Фотолюминесценция одиночных квантовых точек GaAs, внедренных в квантовые проволоки AlGaAs

В.Н. Кац¹, В.П. Кочерешко¹, **А.В. Платонов¹**, Т.В. Чижова¹, Ж.Е. Цирлин¹,
А.Д. Буравлев¹, Ю.Б. Самсоненко¹, И.П. Сошников¹, Ж. Блэз², А. Мариетт²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²CEA-CNRS group «Nanophysique et Semiconducteurs», Grenoble, Франция

Alexei.platonov@mail.ioffe.ru

Работа посвящена исследованию свойств квантовых точек (КТ) GaAs инкорпорированных в квантовые проволоки (КП) AlGaAs методом микро-фотолюминесценции. КП с КТ были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке (111)В с использованием катализатора в виде капель золота нанесенных на подложку для инициации роста проволок [1]. Перед оптическими измерениями выращенные образцы были исследованы методом сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии.

Для измерения спектров микрофотолюминесценции одиночных КП, распложенных на подложке, мы использовали микроскоп для фокусировки лазерного луча и сбора сигнала. Достижимый размер лазерного пятна на образце составлял 1.5 мкм. В этом случае пространственно разрешенная ФЛ демонстрирует, что внутри пятна возбуждения присутствуют не более трех ярких точек, с размерами соответствующими дифракционному пределу. Полагая, что каждая яркая точка соответствует одной КП, мы имели возможность выделить сигнал от одиночной КП, используя подвижки и щель на выходе микроскопа.

Типичные спектры ФЛ, при низком уровне возбуждения, приведены на рис. 1. Линии в области связаны с пространственно непрямыми переходами в матрице и их ширина определяется спектральным разрешением, составляющим 0.2 мэВ. Данные переходы проявляются из-за спонтанного переключения кристаллической фазы между вюрцитной структурой (WZ) и структурой цинковой обманки (ZB). Такое переключение приводит к формированию эффективной сверхрешетки типа-II, которая локализует носители вдоль оси роста [1]. Спектральное распределение этих линий позволило нам оценить величину офсетов между WZ и ZB фазами для данной концентрации Al.

Область 750–760 нм соответствует переходам в КТ. Ширина линии ФЛ из КТ на уровне 2.6 мэВ связана с эффектом заполнения состояний в КТ при данном уровне возбуждения. Анализ спектров для этой области, в том числе в магнитном поле, позволил нам обнаружить вклад, связанный с многочастичными комплексами (биэкситонами и трионами).

Кроме того были измерены времена спада ФЛ для переходов в КТ и КП. В первом случае они оказались равны 20 нс, а во втором 5 нс.

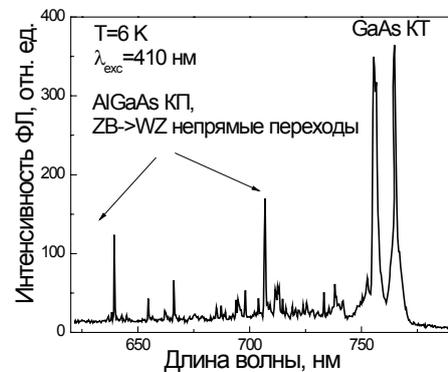


Рис. 1. Спектр ФЛ одиночной КП AlGaAs с КТ GaAs

Список литературы

- [1] D. Spirkoska et al., Phys. Rev. B 80, 245325 (2009).

Эффект Зеемана в сферических нанокристаллах узкозонных полупроводников PbS и PbSe

А.В. Родина¹, А.М. Минарский², А.Л. Эфрос³

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Санкт-Петербургский Академический Университет, Санкт-Петербург

³Naval Research Laboratory, Washington, USA

anna.rodina@mail.ioffe.ru

Нанокристаллы халькогенидов свинца представляют значительный интерес как для потенциальных приложений, так и с точки зрения фундаментальной физики низкоразмерных систем, так как в них практически всегда реализуется сильное размерное квантование обоих носителей заряда [1]. Недавние экспериментальные исследования тонкой структуры экситонов в магнитном поле в сферических нанокристаллах PbSe [2] обнаружили гигантскую перенормировку значений эффективных g факторов электронов и дырок $g_{e,h}$ по сравнению со значениями в объемном материале [3]. В отличие от ситуации в нанокристаллах CdSe [4], размерные зависимости $g_{e,h}$ не могут быть объяснены с помощью полученных для объемных халькогенидов свинца [3] зависимостей $g_{e,h}$ от ширины запрещенной зоны E_g путем замены E_g на $E_g + E_{e,h}$, где $E_{e,h}$ – энергии размерного квантования носителей. Теоретическое объяснение наблюдавшейся гигантской перенормировки значений $g_{e,h}$ в настоящее время отсутствует.

В настоящей работе впервые предлагается теоретическое описание влияния эффекта сильного размерного квантования и влияния поверхности сферических нанокристаллов на значения эффективных g факторов электронов и дырок, выполненное в рамках четырех зонной модели Диммока [5]. Показано, что для адекватного описания экспериментальных данных существенными являются одновременный учет вкладов удаленных зон в эффективные массы электронов и дырок, учет анизотропии возмущения в магнитном поле, обусловленного прямым межзонным взаимодействием и вкладом удаленных зон, а также учет влияния поверхности. Развитая теория позволяет описать эффект Зеемана в сферических нанокристаллах PbS и PbSe как для основного, так и для возбужденных состояний электронов и дырок и объяснить гигантскую перенормировку экспериментально наблюдавшихся значений $g_{e,h}$ в режиме сильного размерного квантования.

Список литературы

- [1] I. Kang and F.W. Wise, J. Opt. Soc. Am. B 14, 1632 (1997).
- [2] J.G. Tischler, T.A. Kennedy, E.R. Glaser, A.L. Efros, E.E. Foos, J.E. Boercker, T.J. Zega, R.M. Stroud, and S.C. Erwin, Phys. Rev. B 82, 245303, (2010); R. D. Schaller, S. A. Crooker, D. A. Bussian, J. M. Pietryga, J. Joo, and V. I. Klimov, Phys. Rev. Lett. 105, 067403 (2010).
- [3] H. Pascher, G. Bauer, and R. Grisar, Phys. Rev. B 38, 3383 (1988).
- [4] A.V. Rodina, A.L. Efros, and A.Yu. Alekseev, Phys. Rev. B 67, 15530 (2003).
- [5] J.O. Dimmock, in the Physics of semimetals and Narrow-gap semiconductors. ed. by Carter and Bate, Pergamon, London, 1971, p.319.

Исследование электрических характеристик проводящих нанонитей, состоящих из атомов олова, встроенных в кристалл арсенида галлия

А.П. Сеничкин, А.С. Бугаев, А.Э. Ячменев

Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Москва

alsen2007@yandex.ru

Декорирование атомами олова краев атомных террас поверхности гомоэпитаксиального слоя GaAs на вицинальной подложке использовано для создания с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии нового нанообъекта – плоской системы проводящих квантовых нитей, встроенных в GaAs кристалл. Использовали вицинальные подложки арсенида галлия, разориентированные относительно исходной плоскости $\{100\}$ в направлении $\langle 011 \rangle$ на углы $0,3^\circ$ и 3° (среднее расстояние между краями террас соответственно около 50 и 5 нм). Декорирование осуществляли δ -легированием в условиях, обеспечивающих максимальную сегрегацию атомов олова на краях атомных террас [1], после чего проводили гомоэпитаксиальное заращивание образовавшихся цепочек атомов олова. Слоевая концентрация атомов олова в выращенных образцах изменялась в диапазоне $2,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} - 7,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Обнаружено, что δ -легированные оловом структуры, выращенные при оптимальных условиях на подложке с $0,3$ градусной разориентацией, имеют резко различные вольт-амперные характеристики (ВАХ) в сильных электрических полях при направлении тока вдоль краев террас (\parallel -образцы) и поперек краев террас (\perp -образцы), а именно:

– средний ток насыщения (при полях ~ 10 кВ/см) для \parallel -образцов на ~ 15 – 20 % больше, чем для \perp -образцов;

– на ВАХ \parallel -образцов в области начала насыщения тока наблюдается перегиб, который может быть обусловлен делокализацией электронных состояний. Такой перегиб отсутствует на ВАХ \perp -образцов;

– ВАХ \parallel -образцов устойчива при увеличении тянущего напряжения вплоть до теплового пробоя канала. ВАХ \perp -образцов остается устойчивой до значений тянущего напряжения (~ 10 кВ/см) с выходом тока на насыщение. Затем при увеличении напряжения наблюдается неустойчивость, выражающаяся в кратковременных скачках тока. Дальнейшее увеличение напряжения значительно увеличивает частоту этих скачков. При уменьшении напряжения ВАХ опять становится стабильной.

ВАХ δ -легированных образцов, выращенных на вицинальной подложке с отклонением от плоскости $\{100\}$ на 3° в идентичных условиях не имеют указанных особенностей и одинаковы при направлениях тока как вдоль, так и поперек ступеней. Это следствие малости расстояния между центрами нанонитей (порядка 5 нм) и сильного перекрытия огибающих волновых функций.

Список литературы

[1] А.П. Сеничкин, А.С. Бугаев, А.Э. Ячменев, XIV Национальная конференция по росту кристаллов, Москва, 6-10 декабря 2010 г., Тезисы докладов, т. 2, с. 110.

Эффект Ваннье-Штарка в InAs/GaAs сверхрешетках квантовых точек

М.М. Соболев, А.П. Васильев, В.Н. Неведомский, И.М. Гаджиев, И.О. Бакшаев,
М.С. Буяло, Е.Л. Портной

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН 1, Санкт Петербург
m.sobolev@mail.ioffe.ru

Несмотря на интенсивные исследования вертикально-коррелированных квантовых точек (ВККТ) в системе InAs/GaAs, влияние эффекта туннельного связывания на электрические и оптические свойства структур, содержащих большое число слоев КТ, остается не до конца ясным. В структурах, содержащих n -число слоев КТ InAs, разделенных тонкими барьерами GaAs шириной несколько нанометров, КТ из-за эффекта распределения напряжения стремятся вырасти одна выше другой, что может привести к формированию ряда складированных КТ, упорядоченных в вертикальном направлении. В результате кулоновского взаимодействия и туннельного связывания состояний электронов КТ таких систем, в зависимости от числа слоев КТ может происходить образование, как искусственных молекул КТ, так и сверхрешеток (СР) КТ. В случае СРКТ, ожидается, что волновые функции электронов из-за сильного связывания между КТ должны делокализоваться, а их энергии распределиться, формируя минизоны. Если к структуре, содержащей СРКТ, будет приложено низкое однородное электрическое поле, то вырождение энергий в минизонах должно сниматься и приводить к серии дискретных уровней, называемых состояниями лестницы Ваннье-Штарка.

В этом сообщении мы докладываем результаты исследований системы туннельно-связанных ВККТ, встроенных в двухсекционный лазер, с использованием спектроскопии дифференциального поглощения (ДП) при комнатной температуре. Эта архитектура позволяет определять спектры поглощения, которые зависят от приложенного электрического поля (E_0) к поглощающей секции, с высокой чувствительностью и с хорошим спектральным разрешением. Мы установили, что мультимодальные ДП спектры этой структуры демонстрируют отчетливое линейное смещение, при варьировании приложенного к структуре E_0 . Наблюдаемое поведение являлось демонстрацией эффекта Ваннье-Штарка в InAs/GaAs СРКТ, где присутствие внешнего электрического поля приводило к подавлению связывания между волновыми функциями электронных состояний, формирующих минизоны, и появлению серии дискретных уровней, называемых лестницей состояний Ваннье-Штарка. Излучение электролюминесценции (ЕЛ) из секций эмиссии и поглощения пропусклось через поляризатор. Наблюдалось существенное усиление ТМ-моды поляризации для интенсивности излучения ЕЛ и волноводного поглощения по отношению к тому, что было для одного и трех туннельно-связанных слоев InAs/GaAs ВККТ. В СРКТ оптическая анизотропия уменьшилась в 2.8 раза по сравнению с системой одиночных КТ и была равна для поглощения 0.29. Было дано объяснение наблюдаемым изменениям в величинах мод поляризации, которые сводились к изменению симметрии исследуемой системы с увеличением числа слоев КТ и образованием СРКТ. Полученные нами результаты дали основание полагать, что исследуемая нами структура является InAs/GaAs СРКТ, для которой в спектрах ДА наблюдалось проявление эффекта Ваннье-Штарка, и которая имеет тенденцию трансформироваться в одномерную систему в направлении роста слоев СР с преобладающим для нее механизмом усиления ТМ-моды поляризации в спектрах излучения и поглощения.

Оптические переходы и релаксация энергии горячих электронов и дырок в кремниевых нанокристаллах

А.Н. Поддубный, А.А. Прокофьев, И.Н. Яссиевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

Irina.Yassievich@mail.ioffe.ru

Кремниевые нанокристаллы широко исследуются в настоящее время и уже установлены возможности их использования в фотонике [1], фотовольтаике [2] и медицине [3]. В докладе будут представлены результаты моделирования процессов поглощения и излучения света, а также релаксации энергии горячих носителей заряда в кремниевых нанокристаллах. Моделирование проводилось на основе эмпирического метода сильной связи, учитывающего s , $3p$, $5d$ и s^* орбитали, что позволяет ограничиваться взаимодействием только с ближайшими соседями [4]. Будут также обсуждены экспериментальные результаты исследования динамики со спектральным разрешением фотолюминесценции [5] и наведённого поглощения.

Список литературы

- [1] L. Pavezi, L. Dal Negro, C. Mazzonolenil, G. Franzo, and F. Priolo, Nature 408, 440 (2000).
- [2] D. Timmerman, I. Izeddin, P. Stalinga, I.N. Yassievich, and T. Gregorkiewicz, Nature Phot. 2, 105 (2008).
- [3] J.H. Park, L. Gu, G. von Maltzahn, E. Ruoslanhti, S.E. Bhatin, and M.J. Sailor, Nature Mat. 8, 331 (2009).
- [4] J.M. Jancu, R. Sholz, F. Beltram, F. Bassani, Phys. Rev. B, 57, 6493 (1998).
- [5] W.D.A.M. De Boer, D. Timmerman, K. Dohnalova, I.N. Yassievich, H. Zwang, W.J. Buma, and T. Gregorkiewicz, Nature Nanotech. 5, 878 (2010).



Спиновые явления,
спинтроника, наномагнетизм

Определение спин-орбитальных зонных параметров полупроводников типа GaAs по анизотропии уровней Ландау

П.С. Алексеев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

pavel.alekseev@mail.ioffe.ru

Имеющаяся в литературе информация о спин-орбитальных зонных параметрах полупроводников A_3B_5 не является достаточно полной. Например, в [1] была измерена осциллирующая динамика среднего спина электронов в квантовой яме GaAs/AlGaAs; на основе этого было получено значение параметра Дрессельхауза g для GaAs в 2 раза меньшее, чем следует для g из экспериментов по оптической ориентации. Спин-орбитальный параметр h , определяющий анизотропию g -фактора электрона, до настоящего времени неизвестен для GaSb и InAs. В этой связи, актуальна разработка новых способов измерения параметров типа g и h .

В полупроводнике n -типа при низкой температуре в сильном, ультраквантовом, магнитном поле \dot{H} все электроны находятся вблизи дна одномерной подзоны основного уровня Ландау. Энергии уровней Ландау в линейном по H приближении равны $E_{n,\pm}^{isotr} = [2(n + 1/2)(m_0/m^*) \pm (g/2)] \mu_B H$. Был проведён аналитический расчёт анизотропных поправок $\delta E_{n,\pm}^{anis}$ к энергиям $E_{n,\pm}^{isotr}$ для $n=0,1$ с помощью теории возмущений, исходя из гамильтониана электрона с учётом непараболических, в том числе, спин-орбитальных, членов [2, 3]. Величины $\delta E_{n,\pm}^{anis}$ выражаются через параметры b , g и h (b определяет анизотропию эффективной массы), квадратичны по H , а от направления магнитного поля $\dot{h} = \dot{H}/H$ зависят как кубические инварианты $h_x^4 + h_y^4 + h_z^4$ и $h_x^2 h_y^2 h_z^2$.

Полученные формулы для $\delta E_{n,\pm}^{anis}$ позволяют определять b , g и h по измерению анизотропии энергий излучательных переходов между уровнями $E_{n=0,1,\pm}$. Например, в меру непараболичности переходы циклотронного резонанса (ЦР) $0^+ \rightarrow 1^+$ и $0^- \rightarrow 1^-$ имеют каждый свои поправки к энергии $e\hbar H/m^*c$, зависящие от направления и величины \dot{H} . Связанное с этим анизотропное расщепление линии ЦР в n -GaAs было измерено в [4]. Путём детального анализа данных [4], на основе полученных формул для $\delta E_{n,\pm}^{anis}$, в [2] было уточнено значение h : $h=6.5 \cdot 10^{-23}$ эВ·см²/Э (вместо имеющегося в литературе $h=4.9 \cdot 10^{-23}$ эВ·см²/Э) и подтверждено значение g , $g \sim 25$ эВ·Å³, полученное из экспериментов по оптической ориентации.

Эффектом другого типа, где проявляется анизотропия уровней Ландау, является магнитная анизотропия [3]. В сильно легированном полупроводнике в ультраквантовом поле связанный с электронами проводимости вклад в намагниченность M того же порядка, что и вклад от внутренних электронных оболочек, и поэтому $\delta M^{anis} = -n_e \partial(\delta E_{0,+}^{anis}) / \partial \dot{H}$ (n_e – концентрация электронов).

Список литературы

- [1] W.J. H. Leyland, et al., Phys. Rev. B 76, 195305 (2007).
- [2] П.С. Алексеев, Письма в ЖЭТФ 90, 111 (2009).
- [3] P.S. Alekseev and A. P. Alekseeva, Phys. Rev. B 82, 125201 (2010).
- [4] В.Г. Голубев и др. Письма в ЖЭТФ 40, 143 (1984); H. Sigg, et al., Solid State Comm. 61, 685 (1987); M.A. Hopkins, et al, Semicond, Sci. Technol. 2, 568 (1987).

Квантовый, нормальный и аномальный эффект Холла в 2D ферромагнитной структуре GaAs/InGaAs/GaAs с дельта слоем Mn

Б.А. Аронзон^{1,2}, В.В. Рыльков^{1,2}, М.А. Панков¹, М. Goiran³, E. Lahderanta⁴

¹НИИ «Курчатовский институт», Москва

²Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва

³CNRS INSA, UPR 3228, Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, Université de Toulouse, Toulouse, France

⁴Lappeenranta University of Technology, Finland

aronzon@mail.ru

В докладе сообщается о наблюдении в одной и той же структуре при последовательном увеличении величины внешнего магнитного поля аномального, нормального и затем квантового эффекта Холла. Аномальная составляющая вносит определяющий вклад в холловское напряжение в полях до ≈ 2 Т, затем в полях до 8 Т его поведение определяется нормальной составляющей, которая сменяется квантовым эффектом Холла. Измерения проводились в полях до 30 Т, и плато с $\nu = 1$ наблюдалось в диапазоне полей 16–30 Т. Наблюдение квантового эффекта Холла свидетельствует о двумерном характере дырочной проводимости по квантовой яме на фоне ферромагнитного состояния системы, которое подтверждается наблюдением аномального эффекта Холла, результатами магнитометрии [1] и измерениями электро- и фотолюминесценции [2], свидетельствующими о спиновой поляризации дырок в слабых магнитных полях.

Важной особенностью представляемых результатов является необычная температурная зависимость аномальной составляющей холловского сопротивления. Особенность этих результатов заключается в изменении знака аномального эффекта Холла при понижении температуры. В диапазоне температур 35–100 К значение холловского сопротивления R_{xy} положительно, однако ниже 35 К значение $R_{xy} < 0$. Подобное поведение свидетельствует о наличии двух вкладов в аномальный эффект Холла, связанных с двумя различными механизмами аномального эффекта Холла, один из которых, так называемый, «собственный» (intrinsic). Наличие данного механизма подтверждается также согласием наблюдаемой величины R_{xy} с численными расчетами амплитуды аномального эффекта Холла в случае двумерной проводимости [3].

Результаты измерений нормальной составляющей эффекта Холла свидетельствуют об уменьшении концентрации дырок в квантовой яме при приближении к температуре Кюри. Такое поведение связано с переходом дырок на состояния Mn в дельта слое за счет понижения энергии этих состояний при установлении ферромагнитного упорядочения.

Список литературы

- [1] Б.А. Аронзон, А.С. Лагутин, В.В. Рыльков и др., письма в ЖЭТФ, 87, 192 (2008), B. Aronzon, A. Lagutin, V. Rylkov et al., Phys. Stat. Sol. (c), 5, 814 (2008).
- [2] С.В. Зайцев, М.В. Дорохин, А.С. Бричкин, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, В.Д. Кулаковский, письма в ЖЭТФ, 90, 730 (2009).
- [3] V.K. Dugaev, P. Bruno, M. Taillefumier et al., Phys. Rev. B, 71, 224423 (2005).

Особенности спинового транспорта в неупорядоченных массивах квантовых точек

В.Е. Архинчеев, Б.З. Дармаев, Б.Е. Мархадаев

Бурятский научный центр СО РАН, Улан-Удэ

varkhin@mail.ru

1. Необходимость исследования проблемы спинового транспорта в неупорядоченных массивах квантовых точек тесно связана с возможностью построения кубитов – логических элементов для квантовых вычислений на базе полупроводниковых наноструктурах с использованием квантовых точек. Для обеспечения устойчивой и стабильной работы кубитов как основы логических элементов квантовых компьютеров необходимо, во-первых, добиться стабилизации когерентных квантовых состояний, т.е. сохранения фазы и амплитуды состояний в течение длительного времени, как минимум в процессе выполнения квантовых вычислений и, во-вторых, научиться управлять когерентными состояниями в наноструктурах [1–3].

2. В рамках решения проблемы управления спиновыми состояниями в квантовых точках будет исследована задача спинового транспорта в неупорядоченных массивах квантовых точек [4, 5] и построена последовательная теория спинового транспорта в массивах квантовых точек конечных размеров. В настоящем докладе развит многочастичный подход к описанию спиновой системы и управлению когерентными спиновыми состояниями. Исследована проблема спинового транспорта при разных степенях заполнения чаш уровней. Показано, что вероятность туннелирования в массиве квантовых точек носит немонотонный характер в зависимости от степени заполнения, а также количества квантовых точек, через которые идет туннелирование.; результаты представлены в графическом виде. Дополнительно исследован случай, когда степень заполнения больше единицы; в этом случае для транспорта необходимо дополнительно освобождать уровни, что приведет к уменьшению вероятности туннелирования – к явлению «спиновой блокады». Выполнено численное моделирование проблемы спинового транспорта в однослойных и двухслойных массивах квантовых точек. Предложен способ управления спиновой блокадой за счет включения переменного магнитного поля, небольшого по величине относительно приложенного статического поля. Это приведет к перераспределению заселенностей и частичному снятию спиновой блокады. На экспериментах по измерению магнитосопротивления это должно проявиться как дополнительные провалы (осцилляции) на зависимости магнитосопротивления (МС) от магнитного поля.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-00573-а и Президиума СО РАН (интеграционный проект № 43).

Список литературы

1. Feynman R P Int. J. Theor. Phys. 21 467 (1982).
2. К.А. Валиев, УФН, Т.175, №1, С.1 (2003).
3. К.А. Валиев, А.А. Кокин, Квантовые компьютеры: надежды и реальность, 2001.
4. A.F. Zinov'eva, A.V. Nenashev, A.V. Dvurechenskii, Phys. Rev. B 71, 033310 (2005).
5. Двуреченский А.В., Якимов А.И. Известия Российской академии наук. Серия физическая. 73, №1. С. 71 (2009).

Фотогальванические эффекты в низкоразмерных структурах при воздействии СВЧ-излучения

В.В. Бельков¹, Я.В. Терентьев¹, С.Д. Ганичев²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Terahertz Center, Regensburg University, Regensburg, Germany

bel@epi.ioffe.ru

Обнаружение индуцированных микроволновым полем осцилляций величины сопротивления двумерного электронного газа вызвало значительный интерес к магнетотранспорту в полупроводниковых гетероструктурах при воздействии СВЧ-поля. В настоящей работе показано, что микроволновое излучение может приводить к генерации электрического тока в низкоразмерных структурах, находящихся в магнитном поле. Эффект наблюдается при приложении магнитного поля параллельного плоскости структуры, то есть в геометрии, исключающей циклотронное движение и появление уровней Ландау. Индуцированный СВЧ-излучением фотогальванический эффект изучался в полумагнитных (001)-структурах (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te и InAs/(In,Ga)As<Mn>, а также в легированных кремнием InAs/(In,Ga)As (001)-структурах. В таких системах генерации спиновых фототоков способствуют присутствие магнитных ионов Mn²⁺ и сильное спин-орбитальное взаимодействие в узкозонном материале InAs.

СВЧ-поле (60 или 95 ГГц) прикладывалось к структуре с помощью рупорной антенны. Величина падающей на образец мощности не превышала 0.5 мВт. Температура образцов варьировалась в диапазоне от 1.8 до 150 К.

Во всех исследуемых структурах наблюдается фототок, возрастающий при увеличении напряженности магнитного поля \mathbf{B} и меняющий свое направление на противоположное при смене полярности магнитного поля. При нагреве полумагнитной структуры от 2 до 50 К величина фототока уменьшается примерно на два порядка, а полярность сигнала изменяется. В образцах InAs/(In,Ga)As<Si> также возникает линейный по \mathbf{B} фототок. Однако в этом случае при нагреве структуры направления фототока сохраняется.

Наблюдаемый эффект находит свое объяснение в рамках ранее предложенной нами модели, в которой учитывается спин-зависимая асимметрия энергетической релаксации горячих носителей заряда. Величина фототока пропорциональна зеэмановскому расщеплению спиновых подзон. Наблюдаемое при нагреве полумагнитной структуры изменение полярности фотоотклика объясняется тем, что величина и знак эффективного g -фактора в таких структурах зависят от температуры образца.

Сравнение величин фототоков, полученных при воздействии одинаковых по мощности терагерцового и микроволнового излучения, показывает, что в последнем случае фотоотклик существенно выше. Что обусловлено более сильным Друде-поглощением СВЧ-излучения.

В гетероструктурах, выращенных вдоль направления [001], в условиях, когда \mathbf{B} параллельно оси роста, данный эффект по соображениям симметрии запрещен. Однако в (110)- и (113)-структурах генерация фототока возможна и в такой геометрии. Это подтверждается результатами предварительных экспериментов. Таким образом, наблюдаемый эффект должен приниматься во внимание при исследовании магнетотранспорта при воздействии микроволнового поля.

Список литературы

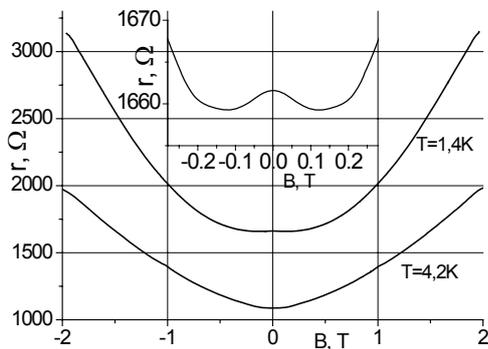
- [1] С. Drexler, V. Belckov, B. Ashkinadze et al., Appl. Phys. Lett. 97, 182107 (2010).

Слабая антилокализация и локализация в вискерах теллура

Н.С. Аверкиев¹, В.А. Березовец^{1,2}, А.А. Николаева^{2,3}¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, РАН, Санкт-Петербург, Россия.²Международная лаборатория сильных магнитных полей, Вроцлав, Польша.³Институт Электронной Инженерии, Кишинев, Молдова.

vaberez@inbox.ru

В теллуре существует особое свойство волновых функций по отношению к операции обращения времени: волновые функции для носителей тока из одной долины переходят в волновые функции для носителей тока в другой с изменением ориентации волнового вектора на противоположную. Это означает, что при междолинных переходах рассеяние назад подавлено и для таких процессов имеет место антилокализация в нулевом магнитном поле. При переходах внутри долины всегда есть слабая локализация носителей тока и при отсутствии междолинных переходов в слабых магнитных полях наблюдается отрицательное магнетосопротивление (ОМС). Если междолинные переходы более эффективны, чем процессы неупругого рассеяния, то наблюдается аномальное положительное магнетосопротивление (АПМС). Понижая температуру, можно создать такие условия, когда неупругие процессы сбоя фазы волновой функции, обусловленные фононами, оказываются менее эффективными, чем упругие междолинные переходы и тогда эффект ОМС перейдет в АПМС [1], т.е. понижение температуры способствует наблюдению АПМС.



На рисунке показаны результаты измерения магнетосопротивления вискера теллура при гелиевых температурах. Оказалось, что в противовес вышесказанному, при понижении температуры магнетосопротивление из АПМС ($T=4,2\text{K}$) становится отрицательным (на вставке – ОМС при $T=1,4\text{K}$), т.е. возникает локализация. Такой переход от антилокализации к локализации в вискерах Те можно объяснить следующими особенностями зонной структуры теллура. Исследованные нами образцы имели относительно низкую концентрацию дырок

в валентной зоне ($E_F < \Delta\varepsilon$, где $\Delta\varepsilon = 2,3\text{ meV}$ – глубина седловой точки в законе дисперсии), хотя и оставались вырожденными при низких температурах. Носители тока в этом случае заполняют состояния в минимумах энергетического спектра дырок, смещенных вдоль границы зоны Бриллюэна. Это означает, что проводимость осуществляется по состояниям, принадлежащим четырем «озерам». В силу симметрии к операции обращения времени, междолинные переходы будут запрещены для переходов между «озерами» с \mathbf{k} и $-\mathbf{k}$. Переходы между «озерами» с одинаковыми ориентациями \mathbf{k} разрешены и для короткодействующего потенциала не зависят от волнового вектора дырок. Это означает, что при таких концентрациях дырок в кристалле теллура с понижением температуры локализация усиливается и наблюдается эффект ОМС в отличие от сильно легированных образцов [1]. Можно показать, что магнетосопротивление в таком случае будет описываться выражениями, аналогичными [2], полученными для проводимости двумерных слоев кремния.

Список литературы

- [1] N.S. Averkiev, V.A. Berezovets, I.I. Farbsteyn, Ch. Maruha, Solid St. Commun 147(2008), 46.
 [2] A.Yu. Kuntsevich et al, Phys.Rev. B75(2007), 195330.

Ядерная подстройка частот электронной спиновой прецессии в квантовых точках

М.М. Глазов¹, И.А. Югова^{2,3}, Ал.Л. Эфрос⁴

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Университет г. Дортмунда, Дортмунд, Германия

³Физический факультет СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург

⁴Морская исследовательская лаборатория, Вашингтон, США

glazov@coherent.ioffe.ru

В экспериментах накачка-зондирование на массивах квантовых точек наблюдается явление подстройки частот электронной спиновой прецессии: в неоднородном ансамбле однократно заряженных точек n -типа при возбуждении электронных спинов последовательностью коротких оптических импульсов, следующих с периодом повторения T_R , частоты прецессии спинов электронов оказываются кратными $2\pi/T_R$. Это явление связывается с поляризацией ядер, наличие которой приводит к появлению поля Оверхаузера, действующего на электронный спин. Величина этого поля оказывается такова, что частота прецессии спина электрона в полном магнитном поле (сумме внешнего поля и поля Оверхаузера) является кратной частоте следования импульсов [1].

Здесь предложен микроскопический механизм такой подстройки. Спин ядерной флуктуации в квантовой точке и спин электрона рассматриваются как классические вектора, которые прецессируют вокруг внешнего поля и друг друга за счет сверхтонкого взаимодействия. Оптические импульсы обеспечивают подкачку электронной спиновой поляризации [2]. Поскольку частоты спиновой прецессии электронов значительно превышают частоты ядерной спиновой динамики, то ядра испытывают действие лишь среднего по времени электронного спина. Пока средний электронный спин не равен нулю, прецессия ядер в во внешнем поле и поле, созданном электронным спином, приводит к монотонному изменению поля Оверхаузера и, соответственно, частоты прецессии спина электрона. В тот момент, когда частота электронной спиновой прецессии становится кратной $2\pi/T_R$, среднее по времени значение электронного спина обращается в нуль, и направленная ядерная спиновая динамика останавливается.

Качественные рассуждения подтверждены компьютерным моделированием и аналитическим решением задачи о связанной электронной и ядерной спиновой динамики. При типичных параметрах эксперимента время подстройки электронной частоты спиновой прецессии за счет ядер оказывается в диапазоне единиц – десятков секунд.

Список литературы

[1] A. Greilich, A. Shabaev, D. R. Yakovlev, Al. L. Efros, I. A. Yugova, D. Reuter, A. D. Wieck, and M. Bayer, *Science*, 317, 1896 (2007).

[2] I.A. Yugova, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko and Al.L. Efros, *Phys. Rev. B* 80, 104436 (2009).

Эффекты гиротропии при межподзонных переходах в квантовых ямах

Л.Е. Голуб

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

golub@coherent.ioffe.ru

Теоретически исследованы гиротропные свойства структур с квантовыми ямами (MQWs). При длинах волн света, превосходящих период структуры, MQWs представляют собой оптически однородные среды. Их диэлектрическая проницаемость имеет вклад, линейный по волновому вектору фотона, описываемый тензором третьего ранга – тензором гирации. Эти эффекты могут наблюдаться по естественной оптической активности, по круговому дихроизму поглощения и в отражении. При пропускании и отражении измеряется вещественная, а в поглощении – мнимая часть тензора гирации. Такими методами гиротропия исследовалась только в объёмных полупроводниках.

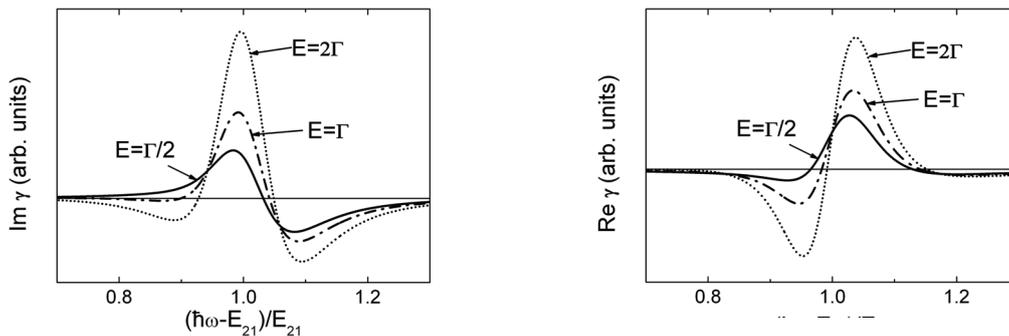


Рис. 1. Спектральные зависимости мнимой и вещественной частей тензора гирации γ при различной средней энергии электронов E

В представленной работе при помощи симметричного анализа получены компоненты тензора гирации для MQWs, выращенных вдоль кристаллографических направлений [001], [110] и [113]. Установлены угловые зависимости сигналов естественной оптической активности и кругового дихроизма. Феноменологическая модель и микроскопическая теория построены для энергий фотона $\hbar\omega$, близких к энергии межподзонного перехода E_{21} . Эффекты гиротропии в MQWs возникают в силу двух факторов: спин-орбитального расщепления подзон и правил отбора при циркулярной поляризации света. Показано, что в (001) структурах компоненты тензора гирации определяются разностью, а в (110) и (311) MQWs – суммой соответствующих спин-орбитальных расщеплений.

Продемонстрировано, что вблизи межподзонного резонанса спектральная зависимость вещественной и мнимой частей тензора гирации представляют собой асимметричные пики. Степень асимметрии определяется отношением средней энергии электронов E к полуширине линии межподзонного поглощения Γ . Проведённые оценки показывают, что величина эффектов гиротропии находится в пределах экспериментальной чувствительности [1].

Список литературы

- [1] L.E. Golub, arXiv:1012.5903.

Спиновые светодиоды: дизайн, технология выращивания структур и механизмы спиновой поляризации

Ю.А. Данилов¹, Б.Н. Звонков¹, М.В. Дорохин¹, В.Д. Кулаковский²

¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

²Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка
danilov@nifti.unn.ru

В основе работы спинового светоизлучающего диода (ССИД) лежит явление формирования циркулярно-поляризованного излучения в результате рекомбинации спин-ориентированных носителей. Как правило, ССИД включает следующие составные части: инжектор поляризованных по спину носителей, активную (излучающую) область (обычно это квантовая яма или слой квантовых точек) и спейсер, пространственно разделяющий первые две указанные области, - в нем происходит дрейф спин-ориентированных электронов. Степень и направление циркулярной поляризации излучения прямо связаны со степенью и ориентацией спина носителей тока. Нами разработаны три типа конструкции ССИД на базе квантово-размерных структур InGaAs/GaAs: 1) с инжектором, выполненным в виде слоя ферромагнитного металла (Co, Ni); 2) с инжектором, представляющим собой достаточно толстый (30–200 нм) слой ферромагнитного полупроводника $(A^3, Mn)B^5$ или полуметаллического соединения MnB^5 ; 3) с дельта<Mn>-легированным слоем, расположенным вблизи квантовой ямы (КЯ). При формировании структур для двух последних вариантов использован комбинированный метод МОС-гидридной эпитаксии и лазерного испарения твердотельных мишеней непосредственно в эпитаксиальном реакторе. Характерной особенностью указанных структур является то, что в КЯ инжектируются дырки, а излучение выводится через слабопоглощающую подложку *n*-типа (используется геометрия Фарадея с магнитным полем, перпендикулярным поверхности структур). Определена длина спиновой диффузии дырок в эпитаксиальном GaAs, составившая ≈ 80 нм при 2 К. Приведены результаты исследований излучательных характеристик указанных типов ССИД в зависимости от «ростовых» параметров структур и от условий измерений (температуры и магнитного поля). Конструкция с дельта<Mn>-легированным слоем является оригинальной. Показано, что введение дельта<Mn>-легированного слоя позволяет не только увеличить интенсивность электролюминесценции структур с КЯ, но и достичь степени циркулярной поляризации излучения ≈ 50 % в умеренных магнитных полях (менее 1 Тл). Установлено, что определяющим параметром для получения высокой степени циркулярной поляризации излучения является толщина (d_s) спейсерного слоя между КЯ и дельта<Mn>-легированным слоем. Оптимальная величина d_s в структурах такого типа составляет 2–5 нм. Показано, что характеристики ССИД определяются обменным взаимодействием дырок в КЯ с ионами Mn в дельта-слое. Конструкции ССИД сравниваются с точки зрения достижения приемлемых рабочих температур (≥ 77 К) и снижения требуемых магнитных полей. Для выполнения последнего предлагается использовать прием управления направлением оси легкого намагничивания ферромагнетика (Ga,Mn)As с помощью введения механических напряжений в эпитаксиальной структуре при использовании подслоев с параметром решетки, отличающимся от параметра решетки GaAs и (Ga,Mn)As.

Спинозависимый транспорт дырок в кремниевых сэндвич-наноструктурах

Н.Т. Баграев, Э.Ю. Даниловский, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

impurity.dipole@mail.ioffe.ru

Одним из актуальных направлений в современной физике конденсированного состояния является изучение спинозависимых транспортных свойств полупроводниковых наноструктур, демонстрирующих наличие краевых *топологических* электронных (дырочных) состояний, а именно парных одномерных каналов, в которых носители имеют противоположную ориентацию спинов [1]. Отдельный интерес представляют краевые каналы, проявляющие свойства высокотемпературных сверхпроводников, поскольку исследования в этом направлении могут найти широкое практическое применение в различных областях нанoeлектроники: от спинтроники до разработки квантовых компьютеров.

1. В данной работе исследовались транспортные свойства двумерных носителей в кремниевых сэндвич-наноструктурах на поверхности Si (100) n-типа, которые представляют собой сверхузкие кремниевые квантовые ямы p-типа с высокой подвижностью носителей тока, ограниченные δ -барьерами, сильно легированными бором, которые при концентрации бора $N > 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ проявляют свойства высокотемпературных сверхпроводников ($T_c = 145\text{K}$) [2]. При этом было показано, что δ -барьеры состоят из последовательностей чередующихся нелегированных и легированных квантовых точек, содержащих одиночные тригональные дипольные центры бора с отрицательной корреляционной энергией, сформированные вследствие реконструкции мелких акцепторов бора, $2B^0 \rightarrow B^+ + B^-$.

Обнаружено, что величина продольной проводимости при стабилизации тока исток-сток, $I_{ds} \leq 0.5 \text{ нА}$, в рамках холловской геометрии принимает дробные значения кванта проводимости, $0.7 \cdot (2e^2/h)$, тем самым демонстрируя высокую степень спиновой поляризации дырок в краевом канале вне зависимости от напряжения на вертикальном затворе. При увеличении стабилизированного стока исток-сток, $0.5 < I_{ds} < 25 \text{ нА}$, были зарегистрированы осцилляции продольной проводимости Ааронова-Кашера, а также спиновый эффект Холла, в зависимости от напряжения вертикального затвора, управляющего величиной спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне. Помимо этого, при увеличении продольного тока, $8 < I_{ds} < 20 \text{ нА}$, были зарегистрированы неравновесные эффекты, а именно нестационарный эффект Джозефсона и появление ступеней Фиске на продольной вольт-амперной характеристике структуры. Предложено объяснение наблюдаемых эффектов в рамках модели топологических состояний, состоящих из квантовых точечных контактов, ограниченных сверхпроводящими краевыми каналами.

Список литературы

- [1] M. Z. Hasan, C. L. Kane, Reviews Of Modern Physics 82, 3045 (2010).
- [2] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, В.В. Романов, ФТП 43, 1481 (2009).

ФМР в наноразмерных структурах кремниевых магнитных полупроводников и сплавов Гейслера

Е.С. Демидов, С.Н. Гусев, В.В. Карзанов, В.П. Лесников, В.В. Подольский, А.А. Тронов

ННГУ им Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

demidov@phys.unn.ru

Разбавленные ферромагнетики на основе легированных 3d-примесями группы железа соединений III–V и элементарных полупроводников германия и кремния вызывают большой интерес в связи с перспективами создания на их основе новых устройств спинтроники. В последнее время существенный прогресс в реализации GMR с эффективностью 40–200% при комнатной температуре был достигнут в туннельных структурах спинового клапана на основе слоёв сплавов Гейслера (СГ) – интерметаллических соединений 3d-металлов с кремнием, подобных Co_2MnSi [1]. Ранее [2, 3] показана возможность получения осаждением из лазерной плазмы тонких (толщиной 50–110 нм) слоёв разбавленных магнитных полупроводников (РМП) на основе соединений III–V – антимонидов галлия и индия, арсенида индия, с примесью Mn, Ge и Si с примесями Mn или Fe на монокристаллических подложках GaAs, Si или Al_2O_3 , в которых при температурах до 500 К проявлялись признаки ферромагнетизма. К числу наиболее информативных методов исследования как наноразмерных слоёв новых магнитных материалов [4], так и спиновых туннельных контактов и клапанов [5] является ферромагнитный резонанс (ФМР). В настоящем докладе представлен обзор применений ФМР к изучению свойств РМП, СГ и обменно и магнитно связанных слоистых структур на их основе. Отображены возможности определения намагниченности, концентрации магнитных ионов, магнитной анизотропии в одиночных слоях, проявления обменной связи между магнитными слоями в оптических и акустических линиях ФМР. Приводятся данные исследования ФМР в сочетании с магнитотранспортными, магнитооптическими, структурными и микронзондовыми данными для слоёв и многослойных структур РМП и СГ, сформированных у нас осаждением из лазерной плазмы и магнетронным методом. Показаны дополнительные ранее не описанные в литературе возможности ФМР для определения доли ферромагнитной фазы в магнитном материале и измерения величины СВЧ магнетосопротивления.

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-17362, 08-02-01222а, МНТЦ G1335, АВЦП РНП ВШ 2.1.1/2833, 2.1.1/12029, контрактом с Министерством образования и науки № 02.740.11.0672.

Список литературы

- [1] T. Ishikava et al, J.Appl.Phys, 103, 07A919 (2008).
- [2] Е.С. Демидов, В.В. Подольский, В.П. Лесников и др., ЖЭТФ, 133, 1 (2008).
- [3] Е.С. Демидов, В.В. Подольский, Б.А. Аронзон и др., Изв/ РАН, сер. физическая, 74, 1450 (2010).
- [4] Xinyu Liu, Jacek K Furdyna, J. Phys.: Condens. Matter 18, R245 (2006).
- [5] J Lindner, K Baberschke, J. Phys.: Condens. Matter 15, R193 (2003).

Состояния типа «шредингеровский кот» в низкоразмерных полупроводниковых структурах

В.Я. Демиховский, А.В. Тележников

Нижегородский госуниверситет им Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

demi@phys.unn.ru

Метафорическое понятие «кот Шредингера» было введено Шредингером для того, чтобы подчеркнуть различие между квантовым и классическим описанием состояний механической системы. Однако, в последнее время оно широко используется в различных областях физики, включая квантовую оптику, квантовую теорию информации, а также теорию квантовых вычислений. Теперь, как правило, термин «шредингеровский кот» обозначает осциллирующую во времени суперпозицию двух различных мезоскопических состояний. В том случае, когда квантовый принцип суперпозиции используется для описания эволюции «больших» объектов, возникает парадоксальная ситуация: квазиклассическая система может оказаться в суперпозиции состояний, которые в классическом смысле являются взаимоисключающими. В квантовой оптике экспериментально изучалась модель состояний типа «шредингеровский кот», состоящая из двухуровневого атома, взаимодействующего с радиационным осциллятором в QED-полости [1].

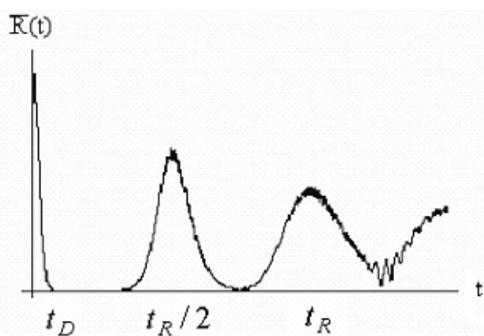


Рис. 1. Коллапс и возрождение осцилляций среднего радиуса траектории волнового пакета

Несмотря на то, что полная картина эволюции может быть достаточно сложной, в ней можно выделить несколько характерных времен периодичности, которые зависят от деталей спектра собственных значений исследуемой системы. Если начальный пакет представляет собой суперпозицию состояний двух зон с близкими квантовыми числами, то в присутствии постоянного магнитного поля в процессе эволюции можно наблюдать расщепление пакета на две части и циклотронное вращение с различными частотами [2]. Интерференция состояний двух расщепившихся пакетов должна привести к осцилляциям общего среднего радиуса $R(t)$. Далее, поскольку энергетический спектр не является строго эквидистантным, осцилляции среднего циклотронного радиуса затухнут к моменту t_D и лишь через достаточно большой промежуток времени t_R они возродятся вновь. Такое периодическое затухание и возрождение интерференционного процесса в 2D электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы демонстрируется на рис. 1.

В докладе аналитически и численно исследуются электронные квантовые состояния типа «шредингеровский кот» в 2D электронном газе с СО взаимодействием Рашбы и в графене, помещенных в магнитное поле. Подобные мезоскопические квантовые состояния могут быть использованы не только для описания эффектов, имеющих фундаментальный характер, но и при исследовании динамики носителей тока в различных электронных и оптических устройствах.

Список литературы

- [1] M. Brune et al, Phys. Rev. Lett. 77, 4887 (1996).
[2] Demikhovskii et al, Phys. Rev. B 78, 115401 (2008).

Спиновый эффект Холла

М.И. Дьяконов

Университет Монпелье 2, Франция

???@???.ru

Спиновый эффект Холла и другие транспортные явления, возникающие благодаря связи между электрическим и спиновым токами из-за спин-орбитального взаимодействия, были предсказаны в 1971 году [1]. Основываясь на идее, предложенной в работе [2], первые эксперименты в этой области были проведены в ФТИ им. А.Ф. Иоффе в 1984 г., в которых наблюдалось то, что теперь называется «Inverse spin Hall effect». Что же касается собственно спинового эффекта Холла, то для его экспериментального обнаружения [3, 4] пришлось ждать 33 года. В последние годы эффект изучался во многих экспериментах, в двух- и трехмерных полупроводниковых структурах, а также в металлах, как при криогенных, так и при комнатной температурах.

Эффект состоит в возникновении спиновой поляризации, индуцируемой электрическим током, в отсутствие внешнего магнитного поля. Спиновая поляризация пропорциональна току и возникает в сравнительно широких (типично порядка 1 мкм) слоях вблизи поверхности образца. Толщина этих слоев определяется спиновой диффузионной длиной.

В докладе будут представлены: феноменология связи между спиновым и электрическим токами [5], микроскопические механизмы, приводящие к этой связи, а также основные экспериментальные результаты. Будет рассмотрено также новое, но пока не обнаруженное в эксперименте, явление трансформации спиновых токов [6], при которой направления спина и потока меняются местами.

Список литературы

- [1] М.И. Дьяконов, В.И. Перель, Письма в ЖЭТФ, 13, 467 (1971); Phys. Lett. A 35, 459 (1971).
- [2] Н.С. Аверкиев, М.И. Дьяконов, ФТП, 17, 629 (1983).
- [3] А.А. Бакун, Б.П. Захарченя, А.А. Рогачев, Н.Н. Ткачук, В.Г. Флейшер, Письма в ЖЭТФ, 40, 464 (1984).
- [4] Y.K. Kato et al, Science, 306, 1910 (2004); J. Wunderlich et al, Phys. Rev. Lett. 94, 047204 (2005).
- [5] M.I. Dyakonov, Phys. Rev. Lett. 99, 126601 (2007).
- [6] M.V. Lifshits and M.I. Dyakonov, Phys. Rev. Lett. 103, 186601 (2009).

Электронный g-фактор в зависимости от температуры, концентрации и химической природы мелкого донора в кремнии

А.А. Ежевский, А.В. Сухоруков, Д.В. Гусейнов, С.А. Попков

Нижегородский госуниверситет, Н. Новгород

ezhevski@phys.unn.ru

Фактор спектроскопического расщепления электронов проводимости g_e является важным параметром, характеризующим поведение спина в магнитном поле, и определяющим вклад спин-орбитальных взаимодействий в спиновую релаксацию и диффузию [1]. В кремнии g_e очень близок к g-фактору свободного электрона ($g_0=2.0023$) и его отклонение от этого значения зависит от спин-орбитальных взаимодействий, обусловленных кристаллической решеткой и примесями. В работе экспериментально исследовано изменение g_e с изменением концентрации мелкого донора в интервале 10^{13} - 10^{19} см⁻³, химической природы донора в ряду Li, N, P, As, Sb, Bi и в широком интервале температур 3.8–300К.

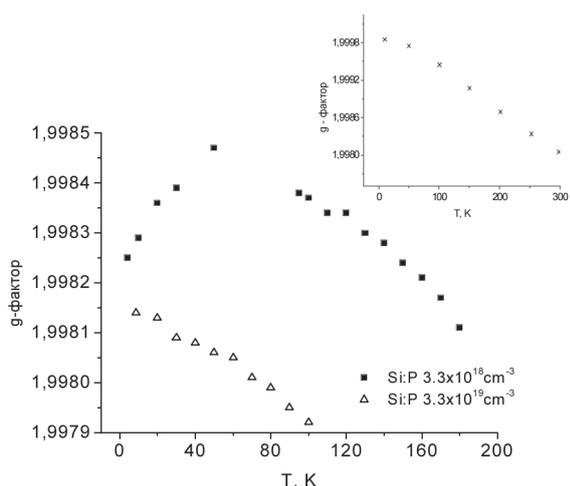


Рис. 1. Зависимость g-фактора электронов проводимости от температуры в кремнии с различной концентрацией примеси фосфора – эксперимент. На вкладке – расчет с учетом изменения спин-орбитального взаимодействия, индуцированного фононами

станты спин-орбитальной связи донора. Разработана теоретическая модель, объясняющая концентрационную зависимость примесного спин-орбитального вклада в g-фактор линии спинового резонанса электронов проводимости и спиновую релаксацию. Анализ монотонного изменения g_e с температурой выше 80К показал, что его нельзя объяснить лишь изменением ширины запрещенной зоны с температурой. Рассматривается изменение g вследствие изменения решеточного спин-орбитального вклада с температурой, индуцированного взаимодействием с фононами. Расчеты, сделанные в рамках этой модели показывают (рис. 1 – вкладка) хорошее согласие с экспериментом.

Список литературы

- [1] R.J. Elliott, Phys. Rev. 96, P. 266-279 (1954).

Гетеровалентные квантовые ямы AlSb/InAs/(Zn,Mn)Te со спиновыми токами в двумерном электронном канале

С.В. Иванов¹, Я.В. Терентьев¹, В.В. Бельков^{1,2}, А.Н. Семенов¹, В.А. Соловьев¹,
С.В. Сорокин¹, Г.В. Климов¹, С. Drexler², Р. Olbrich², С. Zoth², V. Lechner², S.D. Ganichev²

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

²Terahertz Center, University of Regensburg, Regensburg, Germany

ivan@beam.ioffe.ru

Для реализации концепции полупроводниковой спиновой электроники необходимо создание гетероструктур, обладающих одновременно высокой подвижностью электронов, ферромагнитными свойствами и сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) [1]. Первые два требования достаточно успешно реализованы в гетероструктурах, содержащих GaMnAs, однако последнее требует вовлечения в область спинтроники материалов, характеризующихся сильным СОВ и большим g -фактором, например, InAs ($g \approx -15$). Однако, формирование магнитных полупроводниковых гетероструктур с 2D электронным каналом в существенной степени затруднено, поскольку введение Mn помимо магнитных эффектов сопровождается возникновением большой концентрации дырок [2].

В данном докладе будет представлена оригинальная концепция роста магнитных полупроводниковых гетероструктур, модулировано легированных Mn, с 2D электронным каналом в (Zn,Mn)Te/InAs/AlSb квантовой яме (КЯ), содержащей гетеровалентный интерфейс A^3B^5/A^2B^6 . Технология молекулярно-пучковой эпитаксии когерентных гибридных гетероструктур, опосредованная серной пассивацией поверхности InAs КЯ перед ростом соединений A^2B^6 , применялась нами ранее для получения оптически активных InAs КЯ [3]. В данной работе в ZnTe барьер были введены дельта слои MnTe (1–2 монослоя) на различном расстоянии от InAs КЯ (рис. 1а). Для исследования влияния ионов Mn^{2+} на магнитные свойства 2D электронного газа мы измеряли спиновые токи, возбуждаемые микроволновым излучением в магнитном поле, параллельном плоскости образца (рис. 1б), которые пропорциональны Зеемановскому расщеплению спиновых уровней [4]. Измерения показали, что при низких температурах обменное взаимодействие электронов в КЯ с ионами Mn^{2+} привело к резкому возрастанию спинового тока и изменению его знака (рис. 1с).

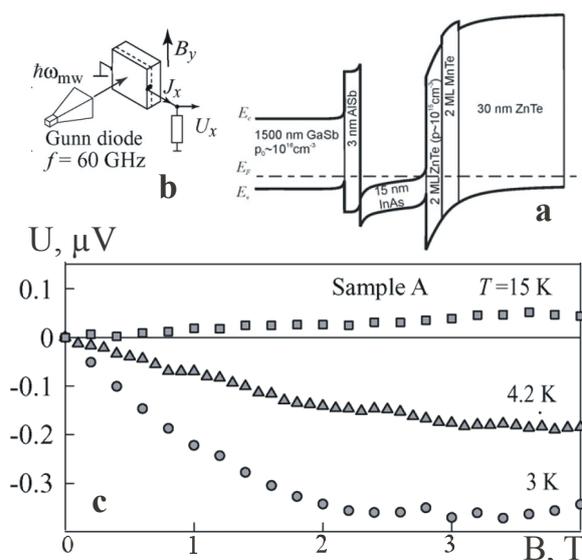


Рис. 1.

Список литературы

- [1] S.A. Wolf et al. Science 294, 1488 (2001).
- [2] S.D. Ganichev et al. Nature Phys. 2, 609 (2006).
- [3] S.V. Ivanov et al. Appl. Phys. Lett. 84, 4777 (2004).
- [4] S.D. Ganichev et al. Phys. Rev. Lett. 102, 156602 (2009).

Резонансная оптическая накачка ядерных спинов в (In,GaAs)/GaAs квантовых точках

И.В. Игнатьев¹, М. Байер², С.Ю. Вербин¹, И.Я. Герловин¹, М.С. Кузнецова¹,
К. Флисинский², М.Ю. Петров¹, Р.В. Чербуни¹, Д.Р. Яковлев^{2,3}

¹Физический факультет СПбГУ, Санкт-Петербург

²Технический университет, ул. Отто-Ганна, Дортмунд, Германия

³Физико-Технический институт РАН, Санкт-Петербург

ivan_ignatiev@mail.ru

В докладе представлены результаты первого экспериментального наблюдения эффекта резонансной оптической накачки динамической ядерной поляризации в ансамбле полупроводниковых квантовых точек. Обнаружено, что модуляция циркулярно поляризованного возбуждения (In,GaAs)/GaAs самоорганизованных квантовых точек привела к резкому изменению зависимости степени поляризации люминесценции от поперечного магнитного поля (кривой Ханле). Эффект значительно усиливается при приложении синхронного с модуляцией накачки радиочастотного (РЧ) магнитного поля, ориентированного параллельно оптической оси.

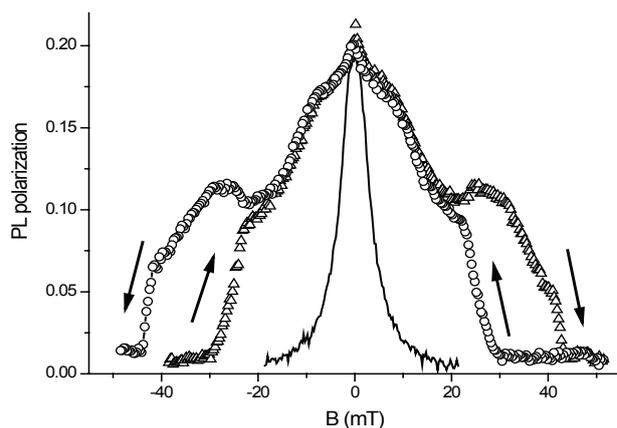


Рис. 1. Контуры Ханле в отсутствии (сплошная линия) и присутствии ядерной поляризации при сканировании поля в разных направлениях (символы)

Анализ экспериментальных данных позволил нам выделить резонансы, связанные с переходами между спиновыми состояниями ядер галлия, индия и мышьяка. Их зависимость от магнитного поля хорошо описывается при учете квадрупольного расщепления ядерных состояний, индуцированного одноосной деформацией, характеризующейся компонентой тензора вдоль оптической оси, $\epsilon_{zz} = 0.01$ [1]. На основании оценки временных характеристик ядерной спиновой динамики мы пришли к выводу, что в условиях

эксперимента ядерная спиновая система не находится в состоянии термического равновесия, т.е. наблюдаемый эффект не связан с охлаждением ядерных спинов [2], а является проявлением когерентной суперпозиции состояний ядерной спиновой системы. Использование резонансной оптической накачки, создающей большой неравновесный ядерный момент, приводит к существенному увеличению чувствительности при регистрации сигнала ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Мы полагаем, что дальнейшее развитие этого метода может стать перспективным направлением создания техники нано-ЯМР.

Список литературы

- [1] K. Flisinski, I.Ya. Gerlovin, I.V. Ignatiev, M.Yu. Petrov, S.Yu. Verbin, D.R. Yakovlev, D. Reuter, A.D. Wieck, M. Bayer, Phys. Rev. B 82, 081308(R) (2010).
[2] Optical Orientation, edited by B. P. Zakharchenya and F. Meier (North-Holland, Amsterdam, 1984).

Спиновая инжекция в гетеровалентной структуре со связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs/ZnMnSe/ZnSe

В.Х. Кайбышев, А.А. Торопов, Я.В. Терентьев, М.С. Мухин, Ф. Лиачи,
Г.В. Климко, С.В. Гронин, И.В. Седова, С.В. Сорокин, С.В. Иванов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

kaibyshev@beam.ioffe.ru

Осуществление инжекции спин-поляризованных носителей необходимо для реализации большинства предложенных элементов спиновой электроники. Важнейшим фактором, ограничивающим эффективность спиновой инжекции, является релаксация спина в процессе транспорта носителей от инжектора к активной области прибора. Минимизация потерь спиновой поляризации требует сокращения времени переноса, что может быть достигнуто при использовании туннельного транспорта в связанных квантовых ямах. В настоящей работе исследовано явление туннельной спиновой инжекции в гетеровалентной структуре A^3B^5/A^2B^6 , выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии и включающей спиновый инжектор, изготовленный из разбавленного магнитного полупроводника ZnMnSe, и связанные немагнитные квантовые ямы GaAs/AlGaAs (структура А на рис. 1). Спиновая инжекция в структуре осуществляется в результате туннелирования фотовозбужденных спин-поляризованных электронов из ZnMnSe-инжектора в узкую, а затем широкую квантовую яму GaAs.

Параметры спиновой инжекции определялись в результате сравнения зависимостей циркулярной поляризации излучения связанных квантовых ям GaAs/AlGaAs в образце А и в референсной изовалентной гетероструктуре (структура В на рис. 1) во внешнем магнитном поле при возбуждении квантами света с энергией выше (3.29 эВ) или ниже (2.33 эВ) края фундаментального поглощения ZnMnSe, а также ниже края поглощения AlGaAs (1.78 эВ) (см. рис. 2). Моделирование процессов поглощения света и транспорта носителей в структуре позволило выделить два вклада в степень циркулярной поляризации излучения: один, определяемый диффузией электронов из барьерной области AlGaAs, и другой, обусловленный туннельной инжекцией из слоя ZnMnSe. Верхняя оценка потерь спиновой поляризации в процессе туннельной спиновой инжекции при 4.5 Т составила ~60% при условии $\tau_s > \tau$ (τ_s – время жизни спиновой поляризации, τ – рекомбинационное время жизни). Более реалистичное соотношение времен $\tau_s \sim \tau$ приводит к оценке потерь ~20%. Полученные результаты свидетельствуют о перспективности использования гетеровалентных структур A^3B^5/A^2B^6 в качестве элементов приборов, обеспечивающих эффективный туннельный транспорт спин-поляризованных носителей.

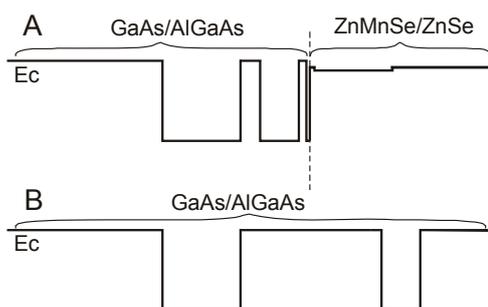


Рис. 1.

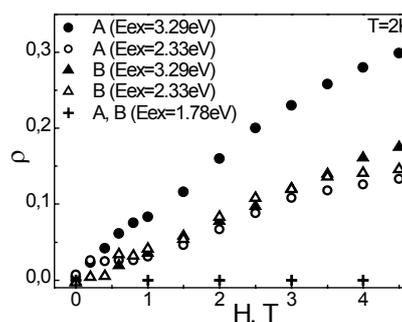


Рис. 2.

Измерение скорости формирования экситонов в AlGaAs методом спинового расщепления

Е.В. Кожемякина¹, К.С. Журавлев¹, L. Viña²

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск

²Universidad Autonoma, Campus de Cantoblanco, Madrid, Spain

kozhenyamina@thermo.isp.nsc.ru

До сих пор не существует надежного метода, позволяющего измерять кинетику плотности экситонов в полупроводниках при возбуждении светом с энергией выше ширины запрещенной зоны. В результате, в литературе наблюдается большой разброс измеренных значений характерного времени формирования экситонов. Более того, имеются радикально противоположные данные о характере зависимости скорости формирования экситонов от плотности возбуждения. Недавно нами был предложен новый метод изучения кинетики формирования экситонов в полупроводниках, основанный на измерении величины межэкситонного взаимодействия, проявляющегося в расщеплении энергетических уровней экситонов со спинами +1 и -1 [1]. Величина расщепления, определяемая формулой $\Delta = k \times \rho \times n$, линейно пропорциональна концентрации n и степени циркулярной поляризации ρ экситонов (k – константа). В данной работе сообщается о результатах исследования процесса формирования экситонов с помощью этого метода.

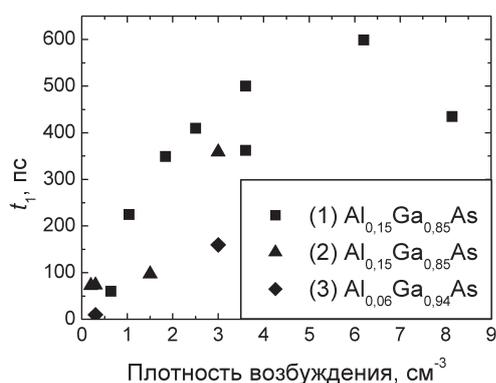


Рис. 1. Зависимость t_1 от плотности возбуждения. Энергия возбуждения: (1) 1,763 эВ; (2) 1,781 эВ; (3) 1,653 эВ

Мы измеряли кинетику величины спинового расщепления и степени циркулярной поляризации экситонов в высокочистых объемных образцах AlGaAs, после чего рассчитывалась кинетика плотности экситонов. Подробности эксперимента описаны в [1]. Было показано, что скорость формирования экситонов, определяемая из аппроксимации кинетики плотности экситонов с помощью простой двухэкспоненциальной модели: $n = n_0 \times (-\exp(-t/t_1) + \exp(-t/t_2))$, замедляется с ростом плотности возбуждения, что противоречит общепринятым представлениям о характере этой зависимости. Результирующие значения t_1 показаны на рис. 1.

Нами построена модель, включающая процессы формирования, ионизации и излучательной рекомбинации экситонов, хорошо описывающая экспериментальные данные. Модель предсказывает, что наблюдаемая зависимость t_1 от плотности возбуждения объясняется уменьшением константы бимолекулярной реакции формирования экситонов при высоких плотностях возбуждения вследствие повышения температуры носителей заряда.

Работа поддержана программой фундаментальных исследований Президиума РАН, проект №21.32.

Список литературы

[1] E.V. Kozhenyamina, K.S. Zhuravlev, A. Amo, D. Ballarini, and L. Viña, Appl. Phys. Lett. 95, 182107 (2009).

Спиновая динамика электронов в одиночной GaAs квантовой яме с латерально локализирующим потенциалом

А.В. Ларионов¹, А.В. Секретенко¹, А.И. Ильин²

¹ИФТТ РАН, Черноголовка

²ИПТМ РАН, Черноголовка

asekretenko@gmail.com

Исследована спиновая динамика электронов в ансамбле регулярно расположенных в плоскости 25 нм GaAs квантовой ямы (КЯ) потенциальных ям, создаваемых приложением к КЯ электрического поля в специальной конфигурации с помощью двух электродов. Внутренним электродом служила легированная кремнием 30 нм КЯ, а внешним шоттки-затвором – нанесенный на поверхность гетероструктуры слой золота с отверстиями диаметром 1.7 мкм на треугольной сетке с шагом ~ 2.2 мкм (рис. 1).

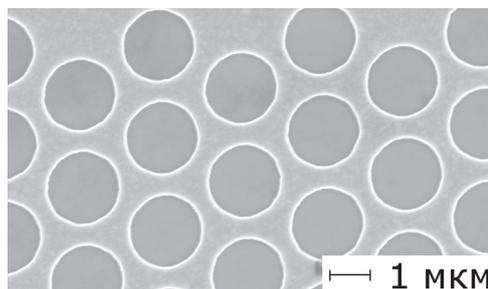


Рис. 1. Снимок участка электрода с помощью сканирующего электронного микроскопа

Спиновая динамика электронов изучалась с помощью время-разрешенного магнитооптического эффекта вращения Керра. Для фотовозбуждения использовался 10 пикосекундный титан-сапфировый лазер, перестраиваемый по длине волны. Образец помещался в оптический криостат с соленоидом от 0 до 6 Тл в геометрии Фойгта при температуре 2 К.

Обнаружено, что сигнал Керровского вращения возникает при запирающем смещении от -1.5 В до -2.2 В, при котором время жизни электронного спина изменяется от 1.5 до 4 нс, соответственно. Период наблюдаемых биений соответствует электронному g -фактору $|g_e^{xy}|=0.24\dots 0.23$ (при $|g_e^{xy}|\sim 0.4$ в 25 нм КЯ без электрода), что указывает на возникновение трехмерного конфайнмента для электронов в отверстиях.

Найдено, что время жизни электронного спина падает при увеличении магнитного поля, что обусловлено разбросом g -фактора электронов, вызванным дисперсией размеров отверстий (рис. 2), и также свидетельствует о возникновении сильного латерального конфайнмента.

Была также обнаружена большая анизотропия g -фактора электрона g_e^{xy} и времени жизни электронного спина, обусловленная анизотропией латерально локализирующего потенциала.

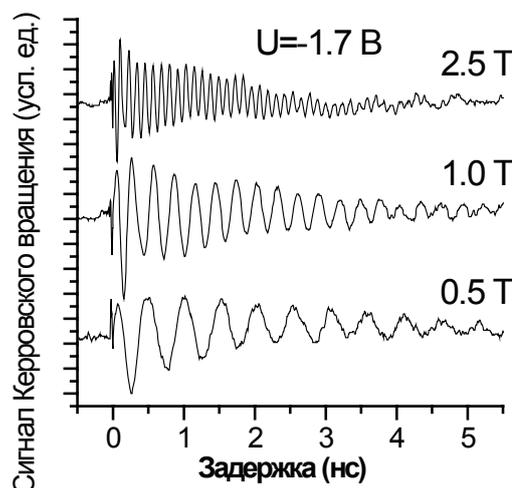


Рис.2. Время-разрешенный сигнал Керровского вращения в магнитных полях 0.5, 1.0 и 2,5 Т

Список литературы

- [1] А.В. Ларионов, А.В. Секретенко, А.И. Ильин, Письма в ЖЭТФ, Т.93, вып. 5, с. 299-304.

Акустический спиновый эффект Холла

И.И. Ляпилин

ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

lyapilin@imp.uran.ru

Среди эффектов, в которых спин-орбитальное взаимодействие играет определяющую роль и изучение которых в низкоразмерных системах получило в последнее время «приоритет», стоит отметить спиновый эффект Холла (СЭХ) [1–3]. Эффект проявляется в виде спинового тока, направленного перпендикулярно обычному току, который имеет место в электрическом поле. СЭХ наблюдался экспериментально [4, 5]. Заметим, что СЭХ внешнее электрическое поле непосредственно влияет только на кинетические степени свободы электронов и через спин-орбитальное взаимодействие передается в спиновую подсистему.

Существуют однако, механизмы взаимодействия с внешними полями, при которых энергия внешнего поля одновременно передается в обе электронные подсистемы (кинетическую и спиновую). Одним из таких взаимодействий является взаимодействие ультразвуковой волны $u(x,t)$ со свободными электронами проводимости, которое можно представить в следующем виде

$$H_{ef}(t) = \sum_{i\mu} \Phi_{-i}^{-n}(q) u^i(q) e^{i\omega t} T^n(q)$$

где $\Phi_{-i}^{-n}(q)$ – с-числовые матрицы, а $T^n(q)$ – тензорные операторы, зависящие от группы индексов $\mu, \alpha_1, \alpha_2, K$. В простейшем случае взаимодействие со звуком, зависящее как от трансляционных, так и спиновых операторов, имеет вид

$$T^n(q) = \sum_i \left\{ S_i^\mu P_i^\alpha ; e^{iqx} \right\}$$

Здесь x_j, P^α, S^μ – операторы координаты, кинетического импульса и спина j -го электрона соответственно, индексы μ, α пробегает значения $(0, +, -)$. Скобки $\{ \dots \}$ означают симметризованное произведение операторов.

Мы рассмотрели эффекты, связанные с поглощением и перераспределением энергии между подсистемами кинетических и спиновых степеней свободы в окрестности резонансных частот в квадратичном приближении по амплитуде смещений. Построены макроскопические уравнения баланса импульса и компонент спина, а также баланса энергии подсистем.

Проведен анализ макроскопических уравнений баланса; изучена возможность реализации акустического спинового эффекта Холла и резонансного изменения электропроводности, обусловленной различной шириной каналов передачи энергии звуковой волны между электронными подсистемами.

Список литературы

- [1] M.I. Djakonov, V.I. Perel. Physics Letters 35A, 459 (1971).
- [2] J.E. Hirsh. Phys.Rev.Lett. 83, 1834 (1999).
- [3] S. Zhang. Phys.Rev.Lett. 85, 393 (2000).
- [4] Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard. et all. Science 306, 1910 (2004).
- [5] J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, et all. Phys.Rev. Lett. 94, 047204 (2005).

Динамический контроль скорости охлаждения спиновой подсистемы ионов Mn в полумагнитных полупроводниковых гетероструктурах второго типа (Zn,Mn)Se/BeTe

А.А. Максимов¹, И.И. Тартаковский¹, Й. Дебус, Д.Р. Яковлев^{2,3}

¹Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

²Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, Germany

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

maksimov@issp.ac.ru

Подробно исследованы особенности релаксации намагниченности ионов Mn при низких температурах во внешних магнитных полях до 9 Т в полумагнитных полупроводниковых сверхрешетках 2-го типа на основе (Zn,Mn)Se/BeTe. С помощью короткого мощного импульса возбуждающего лазера осуществлялся нагрев магнитной подсистемы. Это приводило к фиолетовому сдвигу, который прямо пропорционален изменению намагниченности, линии экситонной фотолюминесценции (ЭФЛ) пространственно прямого оптического перехода. Длинные импульсы слабого пробного лазера, не вызывающего дополнительного возмущения Mn подсистемы, использовались для получения спектральной информации о положении полосы ЭФЛ, и тем самым о намагниченности, на превышающих длительность возбуждающего лазера временах задержки.

При температуре решетки $T = 1.8$ К во внешнем магнитном поле 3 Т были исследованы процессы медленной, с характерным временем ~ 200 мкс, спин-решеточной релаксации в квантовых ямах 2-го типа $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se/BeTe$ [1]. При временах задержки ~ 150 мкс после возбуждающего лазера, когда решетка уже находится в равновесии, температура магнитной подсистемы составляла $\sim 5-10$ К. В этих условиях с помощью дополнительного короткого контрольного импульса лазера можно добиться быстрого существенного понижения спиновой температуры ионов Mn. Эффективное охлаждение наблюдается в течение сотен наносекунд после действия контрольного импульса, что совпадает с временем жизни фотовозбужденных этим импульсом пространственно разделенных носителей в исследуемых гетероструктурах. Термализованные холодные носители эффективно передают энергию от магнитных ионов в решетку. Величина эффекта лазерного охлаждения магнитной подсистемы немонотонно зависит от интенсивности контрольного импульса и может достигать значения в несколько градусов. Охлаждение носит при этом локальный характер. Области локальных неоднородностей пониженной спиновой температуры совпадают с областями локализации фотовозбужденных носителей. В дальнейшем (на временах порядка нескольких микросекунд) процессы спиновой диффузии постепенно выравнивают температуру Mn подсистемы. Известные коэффициенты спиновой диффузии [2] позволяют сделать оценки пространственных масштабов неоднородностей $\sim 10-20$ нм.

Список литературы

[1] J. Debus, A.A. Maksimov, D. Dunker, D.R. Yakovlev, I.I. Tartakovskii, A. Waag and M. Bayer PRB 82, 085448 (2010).

[2] A.A. Maksimov, D.R. Yakovlev, J. Debus, I.I. Tartakovskii, A. Waag, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, and M. Bayer PRB 82, 035211 (2010).

Спин-зависимый транспорт в гибридной гетероструктуре с нанослоем полумагнитного материала вблизи двумерного полуметаллического канала на разъединенной гетерогранице II типа

К.Д. Моисеев¹, М.П. Михайлова¹, В.А. Березовец¹, Р.В. Парфеньев¹,
В.П. Лесников², В.В. Подольский², Yu. Kudriavtsev³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

³CINVESTAV, Av. Instituto Politécnico Nacional, Mexico

mkd@iropt2.ioffe.rssi.ru

Разработана нанотехнология получения разбавленных магнитных полупроводников на основе соединений GaInAsSb с помощью метода лазерного осаждения атомов марганца на эпитаксиальный слой четверного твердого раствора, выращенный изоморфным на подложке InAs методом жидкофазной эпитаксии. Приграничная область слоя $\text{Ga}_{0.96}\text{In}_{0.04}\text{As}_{0.11}\text{Sb}_{0.89}$ шириной 150 нм вблизи поверхности напыления атомарного Mn представляет собой пятикомпонентное соединение GaIn(Mn)AsSb с поликристаллическими включениями ферромагнитных бинарных соединений на основе Mn. Исследовались одиночные разъединенные гетероструктуры II типа p-GaInAsSb/p-InAs, где на гетерогранице существует высокопроводящий двумерный полуметаллический канал, в котором электроны и дырки, пространственно разделены и локализованы вблизи интерфейса GaInAsSb/InAs [1]. Экспериментально продемонстрировано различие в квантовых осцилляциях продольного и вертикального магнитотранспорта в зависимости от степени легирования гетероструктуры магнитной примесью. Измерены туннельные вольтамперные характеристики при низких температурах в магнитных полях до 15 Т, когда достигается диэлектрическое состояние системы при расположении уровня Ферми между наименьшими уровнями Ландау [2]. Проанализирован механизм резонансного туннелирования носителей заряда через гетерограницу и локализованные состояния магнитной акцепторной примеси. Введение магнитной примеси в объем полупроводника (нанослой полумагнитного материала) приводит к расщеплению пиков осцилляций Шубникова-де Гааза в туннельном токе в сильных полях ($B > 12$ Т), положение которых соответствует совпадению уровней химпотенциала с расщепленными по спину уровнями Ландау 2D-электронов в полуметаллическом канале. Максимумы туннельного тока, как и максимумы $\rho_{xx}(B)$ в планарном магнитотранспорте, также соответствуют совпадению по энергии уровней Ландау 2D-электронов в канале на гетерогранице с уровнем химпотенциала, определяемым соединениями, образующими гетероструктуру. Показано, что взаимодействие двух систем с пониженной размерностью (полумагнитный нанослой и высокопроводящий полуметаллический канал) могут усиливать магнитные свойства всей гетероструктуры, управляемые внешним магнитным полем.

Работа поддержана программами РАН, грантами РФФИ, РНП ВШ и ФЦП.

Список литературы

- [1] M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, Yu.P. Yakovlev, Semicond. Sci. Technol. 19, R109 (2004).
[2] V.A. Berezovets, K.D. Moiseev, M.P. Mikhailova, R.V. Parfeniev, Yu.P. Yakovlev, V.I. Nizhankovskii, J. Low-Temp. Phys. 33, 137 (2007).

Магнитооптические исследования узкозонных гетероструктур с квантовыми точками типа II InSb в матрице InAs

Я.В. Терентьев¹, М.С. Мухин^{1,2}, Л.Е. Голуб¹, М.О. Нестоклон¹, Б.Я. Мельцер¹,
А.Н. Семенов¹, В.А. Соловьев¹, А.А. Ситникова¹, А.А. Торопов¹, С.В. Иванов¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

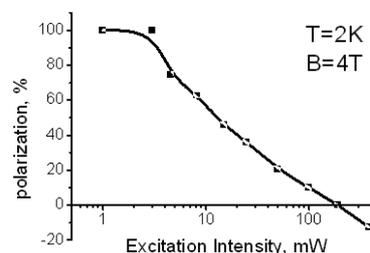
²СПб АУ НОЦНТ РАН, Санкт-Петербург

mihail-muhin@yandex.ru

Традиционно в качестве кандидатов для создания функциональных элементов спинтроники рассматриваются разбавленные магнитные полупроводники. Однако немагнитные узкозонные полупроводники, как, например, InSb и InAs, имеющие минимальные значения эффективной массы электрона, также демонстрируют большую величину электронного g-фактора и характеризуются сильным спин-орбитальным взаимодействием. Поэтому и в этих соединениях ярко выражены эффекты, обусловленные спином электрона [1]. Данная работа посвящена экспериментальному исследованию и теоретическому анализу циркулярной поляризации рекомбинационного излучения из гетероструктур с квантовыми точками (КТ) II рода InSb/InAs, связанной с ориентацией во внешнем магнитном поле спинов локализованных носителей. Обнаружено, что степень поляризации меняется от 100% σ^- до 15% σ^+ в зависимости от интенсивности возбуждения и температуры. Предложена физическая модель, объясняющая этот эффект и проведен детальный расчет энергетического спектра носителей заряда методом сильной связи.

Гетероструктуры с КТ InSb/InAs, обладающие высокой эффективностью рекомбинации, были получены методом МПЭ [2]. Исследовалась циркулярно-поляризованная ФЛ структур в магнитном поле до 5Т, приложенном в геометрии Фарадея, при интенсивностях накачки от 1 до 400 мВт, в диапазоне температур от 2 до 120 К. В полях > 4Т, при минимальных значениях интенсивности накачки и температуры, излучение КТ имеет 100% σ^- поляризацию. С увеличением интенсивности возбуждения степень поляризации излучения уменьшается, и при интенсивности возбуждения ~ 200 мВт меняет знак. Дальнейший рост интенсивности накачки приводит к слабому росту степени поляризации и ее насыщению на уровне 15% σ^+ . Зависимость степени поляризации от температуры имеет аналогичный характер: смена знака поляризации и насыщение степени поляризации (15% σ^+) при температурах > 100К.

Показано, что в основе наблюдаемого эффекта лежат зеемановское расщепление электронных уровней, приводящее к спиновой ориентации электронов, а также правила отбора для рекомбинационных переходов с участием тяжелых дырок. Установлено, что инверсия знака поляризации обусловлена специфической зависимостью силы осциллятора от энергии носителей, характерной для систем II рода. Сравнение рассчитанных зависимостей с экспериментальными данными показало, что сила осциллятора для оптических переходов электронов со спином, ориентированным вдоль и против магнитного поля, различается примерно в 1,8 раза.



Список литературы

- [1] Я.В. Терентьев, О.Г. Люблинская, А.А. Торопов, и др., ФТП, 43, 662 (2009).
[2] V.A. Solov'ev, Ya.V. Terent'ev et al, J. Cryst. Growth, 251, (1-4) (2003).

Генерация оптических гармоник в магнитных полупроводниках EuSe и EuTe

В.В. Павлов¹, М. Lafrentz², D. Brunne², Р.В. Писарев¹, А.В. Henriques³,
Д.Р. Яковлев^{1,2}, М. Bayer²

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

²Experimentelle Physik II, Technische Universität Dortmund, Dortmund, Germany

³Instituto de Fisica, Universidade de Sao Paulo, Sao Paulo, Brazil

pavlov@mail.ioffe.ru

Магнитные полупроводники EuX (X = O, S, Se, Te) представляют компактную группу материалов, обладающих уникальными электронными, магнитными, оптическими и др. свойствами. Электронные и магнитные свойства EuX определяются сильно локализованными $4f^7$ электронами ионов Eu^{2+} со спином $S=7/2$. В частности они проявляют чрезвычайно сильные магнитооптические эффекты, такие как эффект Фарадея, магнитное линейное двупреломление, магнитный циркулярный и линейный дихроизм. Однако до настоящего времени их нелинейные оптические и магнитооптические свойства оставались неизученными. Лишь последние наши эксперименты по второй и третьей оптическим гармоникам (ВОГ и ТОГ) позволили выявить новые механизмы оптических нелинейностей в этих материалах [1–3].

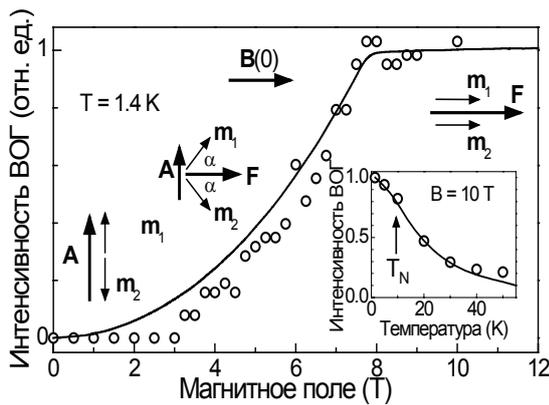


Рис. 1. Зависимость ВОГ в EuTe от магнитного поля

Спектральное исследование ВОГ и ТОГ было проведено в области края фундаментального поглощения, формируемого $4f$ и $5d$ электронными орбиталями магнитных ионов Eu^{2+} . Халькогениды европия EuX (X = O, S, Se, Te) кристаллизуются в центросимметричной кубической кристаллической структуре, в которой ВОГ электродипольного (ЭД) типа запрещена по симметрии, и в нулевом магнитном поле сигнал ВОГ не наблюдается. Однако сигнал ВОГ появляется во внешнем магнитном поле как показано на рис. 1 для EuTe. Магнитопольевые и температурные зависимости ВОГ в EuTe и EuSe позволили ввести новый

тип оптической нелинейности, определяемой магнитодипольным вкладом $\mathbf{P}(2\omega) = \chi^{(3)}(-2\omega; \omega, \omega) \mathbf{E}(\omega) \mathbf{H}(\omega) \mathbf{F}$, где $\chi^{(3)}(-2\omega; \omega, \omega)$ нелинейная оптическая восприимчивость третьего порядка, $\mathbf{E}(\omega)$ и $\mathbf{H}(\omega)$ электрическое и магнитное поле волны, \mathbf{F} ферромагнитная компонента магнитного порядка. В отличие от ВОГ, ТОГ разрешена в ЭД приближении $\mathbf{P}(3\omega) = i\chi^{(4)}(-3\omega; \omega, \omega, \omega) \mathbf{E}(\omega) \mathbf{E}(\omega) \mathbf{E}(\omega) \mathbf{F}$.

В работе показано, что новый тип оптических нелинейностей обусловлен возбуждением f - d переходов, формирующих край фундаментального поглощения в EuX. Разработана микроскопическая теория, учитывающая все локализованные $4f^7$ электроны ионов Eu^{2+} . Показана роль спин-орбитального расщепления, имеющего место при возбуждении электронных переходов $4f^7 5d^0 \rightarrow 4f^6 5d^1$.

Список литературы

- [1] B. Kaminski, et al. Phys. Rev. Lett. 103, 057203 (2009); Phys. Rev. B 81, 155201 (2010).
[2] M. Lafrentz, et al. Phys. Rev. B 82, 235206 (2010).

Туннельно-магнитный эффект в гетероструктурах с парамагнитными примесями

И.В. Рожанский, Н.С. Аверкиев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

igor@quantum.ioffe.ru

Гетероструктуры, с парамагнитными примесями, в которых они пространственно отделены от свободных носителей заряда туннельно-прозрачным барьером являются новым перспективными объектами для исследования магнитных взаимодействий в твердом теле. Пространственное разделение сохраняет высокую подвижность свободных носителей, но, при этом, влияние примесей на спиновую поляризацию свободных носителей остается неожиданно значительным [1].

В настоящей работе рассмотрены наноструктуры на основе GaAs/InGaAs, содержащие квантовую яму и дельта-слой марганца, отстоящий от квантовой ямы на 3–6 нм. Предложена теория, позволяющая учитывать одновременно обменное взаимодействие дырок с ионами марганца и туннелирование с помощью модели конфигурационного взаимодействия Фано и туннельного гамильтониана Бардина. Проведен теоретический расчет спектров фотолюминесценции из квантовой ямы в магнитном поле и их сравнение с экспериментальными данными. Предложенная теория объясняет наблюдаемую степень циркулярной поляризации люминесценции, температурную зависимость и необычно слабую зависимость от туннельного расстояния d . В нулевом магнитном поле уровень марганца изменяет состояния в квантовой яме, находящиеся с ним в резонансе. Это приводит к усилению фотолюминесценции вблизи резонанса. Расщепление уровней дырки на марганце в магнитном поле приводит к тому, что для дырок с проекцией момента $j=+3/2$ и $j=-3/2$ резонансы расположены в разных частях спектра, что приводит к наблюдаемой поляризации люминесценции. Величина расщепления Δ определяется обменным взаимодействием в ферромагнитном состоянии и уменьшается выше температуры Кюри, стремясь к величине зеемановского расщепления.

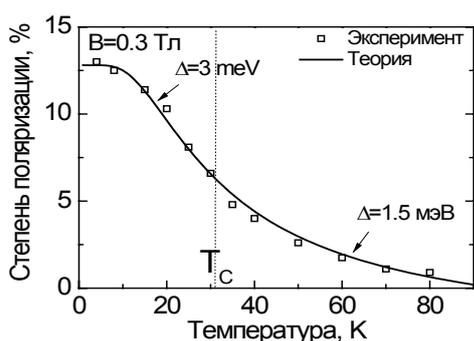


Рис. 1. Зависимость степени поляризации от температуры

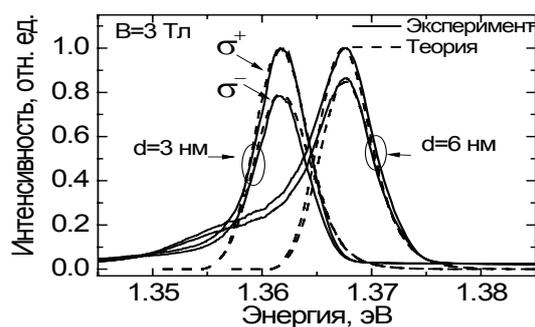


Рис. 2. Спектры люминесценции при различных расстояниях d между КЯ и δ -слоем Mn

Выражаем искреннюю благодарность В.Д. Кулаковскому (ИФТТ РАН) за ценные научные обсуждения.

Список литературы

[1] С.В. Зайцев, М.В. Дорохин, А.С. Бричкин, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, В.Д. Кулаковский, Письма в ЖЭТФ 90,730 (2009).

Необычное поведение эффекта Холла в толстых ферромагнитных пленках $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x \approx 0.35$)

В.В. Рыльков¹, Б.А. Аронзон¹, С.Н. Николаев¹, С.В. Капельницкий¹,
А.Б. Грановский², Е.А. Ганьшина², Н.С. Перов², В.В. Подольский³, В.П. Лесников³

¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт», Москва

²Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

³Научно-исследовательский физико-технический институт НГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород
vvrylkov@mail.ru

В работе представлены результаты исследований эффекта Холла в пленках $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x \approx 0.35$), в которых при небольшой их толщине (40–80 нм) был обнаружен аномальный эффект Холла (АЭХ), доминирующий над нормальной компонентой эффекта Холла вплоть до комнатной температуры, и имеющий существенно гистерезисный характер до ~ 230 К [1, 2]. Пленки толщиной 300 нм были получены осаждением из лазерной плазмы на GaAs подложках при температурах роста $T_g = 300^\circ\text{C}$. Образцы демонстрировали магнитооптический эффект Керра, сигналы намагниченности и ферромагнитного резонанса при относительно высоких температурах $T < T_C \approx 220$ К.

Установлено, что в пленках наблюдается отрицательный знак АЭХ, противоположный его знаку для тонких пленок, приготовленных на подложке GaAs, однако такой же как для пленок, полученных на подложке Al_2O_3 . При этом величина АЭХ оказывается в 50 раз меньше, чем в идентичном образце толщиной 80 нм. В этих условиях при температурах существенно меньших температуры Кюри $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ сплава ($T < 10$ К) был обнаружен необычный планарный эффект Холла (ПЭХ), обусловленный анизотропией магнетосопротивления, величина которого на порядок превышает АЭХ.

Особенности поведения эффекта Холла мы связываем с многообразием устойчивых фаз силицидов (не менее 5) типа MnSi_{2-y} с близкими содержаниями компонент ($y = 0.25\text{--}0.28$) [3]. В зависимости от типа подложки, толщины и скорости роста пленки в матрице MnSi_{2-y} доминирует тот или иной тип силицида, которым и определяется знак АЭХ. При этом изменение типа силицида по мере роста пленки может приводить к смене знака АЭХ и его самокомпенсации. В то же время, это обстоятельство не должно приводить к компенсации анизотропии магнетосопротивления в силу четности этого эффекта.

Список литературы

- [1] С.Н. Николаев, Б.А. Аронзон, В.В. Рыльков и др., Письма в ЖЭТФ 89, 707 (2009); В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон, С.Н. Николаев и др., Тезисы докладов IX Российской конференции по физике полупроводников. Новосибирск-Томск, 28 сент. – 3 октяб. 2009 г., с. 197.
[2] В.А. Aronzon, V.V. Rylkov, S.N. Nikolaev, V.V. Tugushev et al., Phys. Rev. B (submitted, 2010); Preprint Cond-Mat. No1012.0715 (2010).
[3] U. Gottlieb, A. Sulpice, B. Lambert-Andron et al., Alloys Comp. 361, 13 (2003).

Неупругое рассеяние света на магнонах в ферромагнитном (Ga,Mn)As

В.Ф. Сапега¹, К. Плуг²

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Институт им. Пауля Друде, Берлин, Германия

sapega.dnm@mail.ioffe.ru

Полупроводники и ферромагнетики играют важную роль в современной электронике. Большинство электронных полупроводниковых приборов используют носители заряда для обработки информации, в то время как магнитные материалы используют спин магнитных ионов для хранения информации. Обнаружение ферромагнетизма в разбавленном магнитном полупроводнике (Ga,Mn)As привлекло большое внимание к нему, как к материалу, сочетающему в себе одновременно и свойства полупроводника и ферромагнетика. Несмотря на интенсивные экспериментальные, теоретические исследования и даже создания прототипов спинтронных устройств, природа ферромагнетизма в GaMnAs до сих пор не объяснена. Однако, в настоящее время общепринятым считается, что ключевую роль в установлении ферромагнитного (ФМ) порядка играют дырки примесной или валентной зоны.

Нами впервые выполнены исследования коллективных спиновых возбуждений в системе обменно связанных ионов Mn^{2+} и дырок методом неупругого рассеяния света в ФМ (Ga,Mn)As. Выше температуры Кюри в спектре неупругого рассеяния света ФМ (Ga,Mn)As в магнитном поле наблюдается линия Δ_{Mn} , обусловленная переворотом спина электрона в $3d^5$ оболочке иона Mn^{2+} . Рамановский сдвиг этой линии линейно зависит от магнитного поля ($\Delta_{Mn} = g\mu_B B$, где $g=2$) и стремится к нулю при $B \rightarrow 0$, как в геометрии Фойхта, так и в геометрии Фарадея. При температурах ниже температуры Кюри (T_C) рамановский сдвиг линии Δ_{Mn} сильно зависит от температуры. Поведение этой линии хорошо описывается выражением $\Delta_{Mn} = g^*(T)\mu_B [(B(B+4\pi M(T)))^{1/2}]$ в геометрии Фойхта и $\Delta_{Mn} = g^*(T)\mu_B (B-4\pi M(T))$ в геометрии Фарадея. Из этих зависимостей для $T \rightarrow 0$ были определены величины g фактора ($g^*=1.91$) и поле размагничивания ($4\pi M=0.1T$). Уменьшение g фактора при $T < T_C$ объясняется тем, что при переходе в ферромагнитное состояние в (Ga,Mn)As возникает спиновая волна – коллективное возбуждение обменно связанных спинов дырок и $3d^5$ электронов иона Mn^{2+} . Поскольку обменное взаимодействие между дырками и ионами Mn^{2+} носит антиферромагнитный характер, эффективный g фактор спиновой волны оказывается меньше g фактора голлого иона Mn^{2+} . Этот результат объяснён в модели, предполагающей, что подсистема спинов дырок испытывает сильную спиновую релаксацию. В этом случае дырочная подсистема вносит вклад в намагниченность ФМ плёнки, но не влияет на частоту прецессии спиновой волны. В рамках этой модели определён вклад дырочной подсистемы в намагниченность (Ga,Mn)As.

Обнаружено, что линия неупругого рассеяния света с переворотом спина иона Mn^{2+} испытывает сильное уширение в парамагнитной фазе (Ga,Mn)As. Это уширение линии Δ_{Mn} обусловлено увеличением скорости спиновой релаксации $3d^5$ электронов иона Mn^{2+} из-за перескоков дырок между соседними ионами. Сужение линии Δ_{Mn} в ферромагнитном (Ga,Mn)As аналогично эффекту обменного сужения линии ферромагнитного резонанса в ферромагнетиках. Сделана оценка частоты таких перескоков.

Спиновый эффект Холла в двухслойных структурах, обусловленный электрон-электронным взаимодействием

М.А. Семина¹, М.М. Глазов¹, С.М. Баладян², Дж. Виньяле³

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Department of Physics, University of Regensburg, Regensburg, Germany

³Department of Physics and Astronomy, University of Missouri, USA

msemina@gmail.com

Электроны в двухслойных полупроводниковых гетероструктурах испытывают два вклада в спин-орбитальное взаимодействие: во-первых, отсутствие центра инверсии в объемном материале или приложенные электрические поля приводят к снятию спинового вырождения электронных состояний; во-вторых, флуктуации электронной плотности одном слое приводят к возникновению случайных спин-орбитальных полей в соседнем слое. В нашей работе показано, что наличие обоих взаимодействий, приводят к возникновению спинового тока в одном слое при протекании электрического тока в другом. Указанный эффект является, по существу, спиновым эффектом Холла [1] в режиме кулоновского увлечения и приводит к накоплению спина на краях слоя.

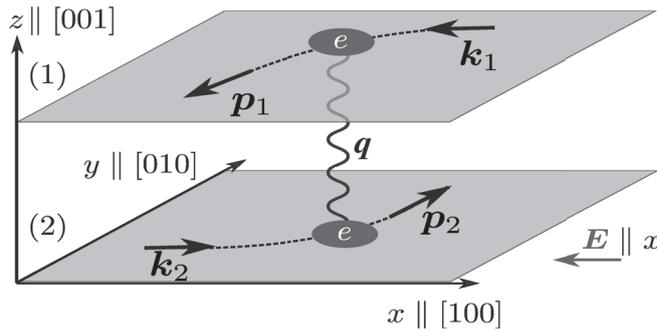


Рис. 1. Схема изучаемой системы

Рассматриваемая система схематически показана на рисунке. Постоянный электрический ток протекает в слое 2. Накопление спина в слое 1 может быть описано как процесс, состоящий из двух стадий. На первой постоянной электрический ток в слое 2 за счет спин-орбитальных вкладов в межслоевое электрон-электронное [2] взаимодействие индуцирует распределение спина в пассивном слое 1, описываемое вторыми угловыми

гармониками. Вторая стадия процесса заключается в прецессии спина в эффективном магнитном поле, обусловленном кубическими по волновому вектору вкладами Дресельхауза. Это приводит к формированию токового распределения (первые угловые гармоники) z-компоненты спина. Расчет показывает, что если поле приложено, например, по оси $x||[100]$, то ток z-компоненты спина вдоль той же оси равен [3]

$$J_x^z = \frac{\lambda^2 \Omega_3 e^5 k_F^4 \tau^3}{\hbar^2} \left(\frac{k_B T}{E_F} \right)^2 C E_x.$$

Здесь λ – эффективная комптоновская длина в полупроводнике, k_F и E_F – волновой вектор и энергия Ферми, соответственно, τ – время релаксации электронов, Ω_3 – кубическое по волновому вектору спиновое расщепление, T – температура, а C – численный коэффициент, зависящий от параметров материала

Список литературы

[1] M.I. Dyakonov and V.I. Perel', Phys. Lett. 35A, 459 (1971).

[2] M.M. Glazov, M.A. Semina and E.Y. Sherman, Phys. Rev. B 81, 115332 (2010).

[3] M.M. Glazov, M.A. Semina, S.M. Badalyan, G. Vignale, preprint arXiv: 1102.1415 (2011), в печати.

Непрямозонные квантовые точки первого рода: рекомбинация и спиновая релаксация экситонов

Т.С. Шамирзаев¹, J. Debus², В.Ф. Сапега³, Д.Р. Яковлев^{2,3}, К.С. Журавлев¹, М. Bayer²

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

²Experimental Physics II, TU Dortmund University, Dortmund, Germany

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

timur@thermo.isp.nsc.ru

Несмотря на огромное число работ, посвященных получению и исследованию полупроводниковых гетероструктур, гетероструктуры первого рода, с основным состоянием электрона, принадлежащим непрямому минимуму зоны проводимости до сих пор практически не изучались. Между тем такие гетероструктуры могут быть удобными объектами для анализа физических процессов, изучение которых в других типах гетероструктур затруднено. Характерным примером такого процесса является спиновая релаксация экситонов в квантовых точках (КТ). В хорошо изученных прямозонных полупроводниковых КТ первого рода времена рекомбинации экситонов лежат в наносекундном диапазоне, а подавление основных механизмов спиновой релаксации в КТ приводит к тому, что время жизни спиновых состояний экситонов в продольном магнитном поле становится заметно больше, чем время жизни экситона. В докладе показано, что время жизни непрямого в пространстве квазиимпульсов экситона в КТ первого рода возрастает до сотен микросекунд (до 10^5 раз) и становится сравнимым со временем его спиновой релаксации. Это позволило нам впервые экспериментально измерить время релаксации спина экситона в КТ. Спиновая релаксация в КТ экситонов изучалась посредством измерения динамики циркулярной поляризации экситонной ФЛ (ρ_c), наведенной магнитным полем. Установлено, что время спиновой релаксации экситона превышает 200 мксек. Величины g -факторов электрона в X долине зоны проводимости, тяжелой дырки и образованного этими носителями заряда непрямого экситона, определяющие Зеемановское расщепления экситонных состояний, были измерены экспериментально методом комбинационного рассеяния с переворотом спина. Применение этого прямого магнитооптического метода для определения g -фактора не прямых в пространстве квазиимпульсов экситонов стало возможным за счет выделения в изучаемых структурах подансамбля КТ с сильным $\Gamma - X$ смешиванием электронных состояний.

Работа поддержана РФФИ (проект 10-02-00240), программой фундаментальных исследований Президиума РАН (№ 27) и DFG (YA 65/12-1, YA 65/14-1).

Примеси и дефекты

примеси с мелкими и глубокими уровнями, магнитные примеси,
структурные дефекты, неупорядоченные полупроводники

Поляризация терагерцевой электролюминесценции в напряжённом р-германии

А.В. Андрианов¹, А.О. Захарьин¹, П.С. Алексеев¹, И.Н. Ясиевич¹, М.С. Каган²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²ИРЭ им. В.А. Котельникова, Москва

pavel.alekseev@mail.ioffe.ru

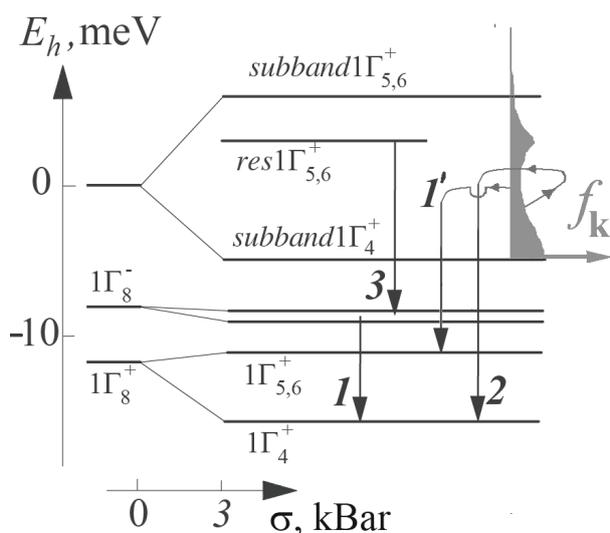


Рис. 1. Состояния мелкого акцептора и идентифицированные переходы

→ $1\Gamma_4^+(D_{3d})$ (линия «1»). Проведённый нами расчёт на основе теоретико-групповой модели [3] показывает, что степень поляризации линии «1» равна $P \sim 90\%$ перпендикулярно оси [111], что хорошо соответствует наблюдавшейся P при $F=5$ В/см [1]. Показано, что значительное уменьшение поляризации P этой линии с ростом электрического поля объясняется наложением излучения переходов из заселяемых полем состояний непрерывного спектра в состоянии $1\Gamma_{5,6}^+(D_{3d})$ (переходы «1'»). Широкая полоса излучения, наблюдаемая при 10-16 мэВ (линия «2»), соответствует переходам из состояний непрерывного спектра в состоянии $1\Gamma_4^+(D_{3d})$. Расчёт поляризации для линии «2» в пределе большой деформации привел к выводу, что наблюдавшаяся в [1] поляризация $P \sim 60\%$ вдоль оси [111] может быть объяснена наличием значительной вытянутости функции распределения дырок вдоль [111] за счёт электрического поля. В соответствии с [4], интенсивная линия при 10.5 мэВ по энергии соответствует переходам с резонансного состояния $res 1\Gamma_{5,6}^+(D_{3d})$ на два близких состояния $1\Gamma_8^-(O_h)$ (линия «3»). Проведённая оценка поляризации для перехода «3» на основе [4] согласуется с наблюдавшейся поляризацией $P \sim 60\%$ [1] вдоль оси [111].

Настоящая работа посвящена анализу поляризации электролюминесценции из деформированного в направлении [111] Ge(Ga) (давление 3 кбар, $T=5$ К). Экспериментальные исследования спектров поляризованной электролюминесценции одноосно деформированного р-Ge были выполнены в работе [1]. Сопоставление наблюдаемой и теоретической поляризации для каждой линии в спектре ТГц излучения представляется важным, поскольку, это в сочетании с расчетами энергий переходов позволяет идентифицировать наблюдаемые линии в спектре ТГц излучения.

В соответствии с [2], наблюдавшейся линии 7.6 мэВ по энергии соответствует внутрицентровый переход $1\Gamma_8^-(O_h) \rightarrow$

Список литературы

- [1] А. В. Андрианов и др., Письма в ЖЭТФ 83, 410 (2006).
- [2] R. Buczko, Nuovo Cimento 9, 669 (1987).
- [3] S. Rodriguez, P. Fisher, F. Barra. Phys. Rev. B 5, 2219 (1972).
- [4] Д. В. Козлов, В. Я. Алешкин, В. И. Гавриленко, ЖЭТФ 120, 1495 (2001).

Резонансные особенности в спектрах примесной проводимости полярных полупроводников, обусловленные взаимодействием электронов с оптическими фононами

В.Я. Алёшкин¹, А.В. Антонов¹, Д.И. Бурдейный¹, Л.В. Гавриленко¹

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, Россия

taleshkin@ipm.sci-nnov.ru

В 2001 г. в спектрах примесной фотопроводимости n-GaAs и n-InP были обнаружены пики при энергиях фотона, близких к энергии оптического фонона [1]. Эти особенности обусловлены взаимодействием электронов с оптическими фононами, которое приводит к изменению волновых функций электронов в непрерывном спектре вблизи некоторых энергий. В настоящей работе предложена теория для количественного описания этих особенностей в полупроводниках, легированных мелкими водородоподобными донорами. В предложенной теории резонансы описываются двумя величинами: шириной резонанса γ и безразмерным параметром Фано [2] Q , который характеризует форму резонанса. Обе эти величины для водородоподобной примеси зависят только от одного безразмерного параметра η , который равен отношению энергии фонона к энергии ионизации примеси. Поэтому возможно описание параметров резонанса Фано в спектрах примесной фотопроводимости полупроводников, легированных водородоподобной примесью, с помощью двух универсальных зависимостей $\gamma(\eta)$ и $Q(\eta)$. В настоящей работе найдены эти зависимости и рассчитаны параметры резонансов Фано для нескольких полупроводников $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$, легированных мелкими донорами, которые хорошо описываются в рамках водородоподобной модели. В рамках предложенной модели исследовано влияние химического сдвига на характеристики резонансов.

Таблица

Рассчитанные параметры резонансов

	InP	GaAs	InSb	β -GaN	GaSb	InAs	ZnSe	CdTe
η	6.14	6.68	37.14	2.8	13.43	18.79	1.05	1.75
γ , мэВ	0.84	0.4	0.01	11.32	0.06	0.11	5.4	2.23
Q	3.92	4.13	6.47	2.15	5.55	6.01	0.56	1.3

Кроме того, в настоящей работе приводятся результаты первого экспериментального наблюдения особенностей в спектрах примесной фотопроводимости в n-GaAs и n-InP при энергиях фотонов, кратных энергии оптического фотона: $\hbar\omega = n\hbar\omega_D$ ($n = 2, 3, 4, 5$). Обнаружено, что особенности в спектрах примесной фотопроводимости для энергии фотона, равной удвоенной энергии оптического фонона ($n = 2$), имеют вид пиков с шириной ~ 50 см⁻¹. Для $n = 3, 4, 5$ особенность проявляется в виде ступени в спектре примесной фотопроводимости. Предложено описание этих особенностей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 10-02-00311).

Список литературы

- [1] K. Jin, J. Zhang, Z. Chen, et al., Phys. Rev. B 64, 205203 (2001).
 [2] U. Fano, Phys. Rev. 124, 1866 (1961).

Электрически и оптически детектируемый ЭПР точечных центров в наноструктурах, встроенных в кремниевые микрорезонаторы

Н.Т. Баграев¹, В.А. Машков², Э.Ю. Даниловский¹, Д.С. Гец¹, В. Гельхофф³,
Л.Е. Клячкин¹, А.А. Кудрявцев¹, Р.В. Кузьмин¹, А.М. Маляренко¹, В.В. Романов²

¹ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург

²Санкт-Петербургский Государственный политехнический институт, Санкт-Петербург

³Институт прикладной физики, Технический университет, Берлин, Германия

bagraev@mail.ioffe.ru

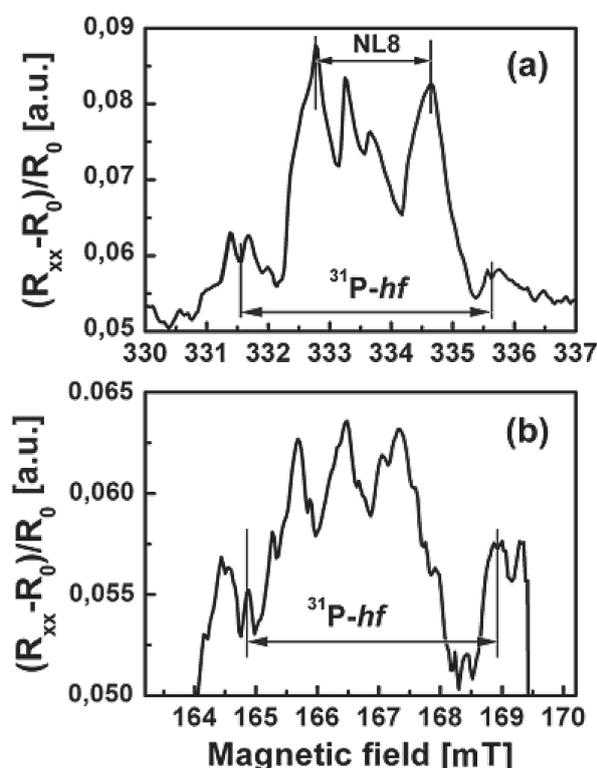


Рис. 1. (а) Спектры ЭДЭПР центров фосфора, термодоноров NL8 и водо-родсодержащих центров в СККЯ, ограниченной сверхпроводящими дельта-барьерами, которые наблюдаются путем измерения магнетосопротивления без внешнего источника и приемника СВЧ и внешнего резонатора. (б) ЭДЭПР отклик от второй гармоники. $\nu=9.3$ ГГц, $BH<100>$, $T=77$ К

примесных центров при высоких температурах в сверхузких кремниевых квантовых ямах (СККЯ), ограниченных сверхпроводящими дельта-барьерами, что ранее было недостижимо с помощью стандартных методов ЭПР.

Электрически и оптически детектируемый магнитный резонанс (ЭДЭПР и ОДМР) точечных центров регистрируются путем измерений соответственно магнетосопротивления и спектров пропускания без внешнего источника и приёмника СВЧ-излучения, а также внешнего резонатора [1]. Методика основана на использовании свойств сэндвич-структур сверхпроводник-полупроводник-сверхпроводник. СВЧ-генерация обеспечивается в условиях приложенного слабого электрического поля, стимулирующего возникновение эффекта Джозефсона, который усиливается в образце, выполненном в форме микрорезонатора. Причем для контроля генерации СВЧ-излучения из сэндвич-структур используется регистрация ступенек Фиске и Шапиро. В этом случае полевые зависимости магнетосопротивления и спектральные зависимости коэффициента пропускания проявляют ЭДЭПР и ОДМР точечных центров вследствие подавления вблизи них режима слабой локализации из-за резкого уменьшения времени спин-решеточной релаксации носителей тока в условиях магнитного резонанса [1]. Приведены результаты регистрации ЭДЭПР различных

Список литературы

- [1] N.T. Bagraev et al., Appl Magn Reson 39, 113 (2010).

Резонансное кулоновское рассеяние на мелких донорах в GaAs и InP

В.Я. Алёшкин, Д.И. Бурдейный

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

burdeiny@ipm.sci-nnov.ru

В достаточно чистых полупроводниках при низкой температуре рассеяние на заряженных примесях становится основным механизмом рассеяния электронов. Поэтому особенности в спектре кулоновского рассеяния могут оказаться вполне заметными в экспериментальных наблюдениях.

Особенности рассеяния на заряженных примесях, рассмотрению которых посвящена эта работа, связаны с наличием резонансных состояний доноров в полярных полупроводниках. Резонансными в данном случае являются состояния, в которых электрон находится на основном донорном уровне и в системе имеется один продольный оптический (ЛО) фонон. В работах [1–3] был развит метод для описания этих особенностей для водородоподобной примеси в рамках формализма теории Фано [4] при полярном взаимодействии электронов с ЛО-фононами. Энергия электронов в непрерывном спектре, соответствующая резонансным состояниям, меньше энергии продольного оптического фонона на величину энергии ионизации. Очевидно, что возможно три типа рассеяния из таких состояний при низких температурах в чистых полупроводниках: 1) рассеяние на заряженных примесях, 2) рассеяние на акустических фононах, 3) рассеяние с испусканием оптического фонона и переходом электрона в основное состояние донора. В работе показано, что существует интервал значений концентрации доноров, в котором доминирующим механизмом рассеяния для таких состояний является рассеяние на заряженных примесях.

Найдены асимметричные резонансные особенности в спектрах полного и транспортного сечений кулоновского рассеяния при энергии электрона в окрестности резонансной энергии в n-GaAs и n-InP.

Показано, что особенности не являются малым эффектом и не исчезают при снижении концентрации доноров. Для характерных концентраций доноров $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в GaAs и InP сечения рассеяния в окрестности резонансной энергии в несколько раз отличаются от соответствующих величин в случае обычного резерфордовского рассеяния.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант #10-02-00311-а).

Список литературы

- [1] В.Б. Штенберг, А.М. Сатанин, «Наноструктуры и наноэлектроника», 12 международный симпозиум, 10–14 марта 2008 г. Тезисы т. 2, с. 370.
- [2] В.Я. Алёшкин, А.В. Антонов, В.И. Гавриленко, Л.В. Гавриленко, Б.Н. Звонков, ФТТ 50, 1162 (2008).
- [3] V.Ya. Aleshkin, D.I. Burdeiny and L.V. Gavrilenko, Semicond. Sci. Technol. 25, 085005 (2010).
- [4] U.Fano, Phys. Rev. 124, 1866 (1961).

Осцилляции Шубникова - де Гааза в кремниевых наноструктурах в слабых магнитных полях

Н.Т. Баграев¹, Е.С. Брилинская², Д.С. Гец¹, Л.Е. Клячкин¹,
А.М. Маляренко¹, В.В. Романов²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург

Smart_insulator@mail.ru

Периодические осцилляции магнетосопротивления в зависимости от обратной величины поперечного внешнего магнитного поля возникают в условиях эффекта Шубникова-де Гааза (ШдГ) как результат квантование продольного движения носителей вследствие формирования дискретного спектра уровней Ландау из непрерывного спектра состояний электронного или дырочного газа. Как правило, осцилляции ШдГ регистрируются при низких температурах в магнитном поле больше нескольких Тл из-за малой величины энергетического зазора между уровнями Ландау, $E_n = \hbar\omega_c(n + 1/2)$, где ω_c – циклотронная частота, $\omega_c = eV/m^*$, e – заряд электрона, m^* – эффективная масса, и короткого времени релаксации момента, τ , что, в свою очередь, приводит к нарушению условия квантования Ландау ($\tau \gg 1/\omega_c$).

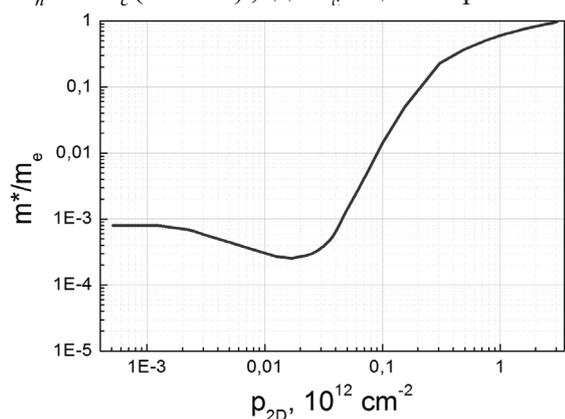


Рис. 1. Зависимость эффективной массы в кремниевой сандвич-нано-структуре в зависимости от плотности двумерных дырок

Первая причина в настоящее время преодолена, что продемонстрировано на примере регистрации осцилляций ШдГ и квантового эффекта Холла при комнатной температуре в графене, характеризующегося малой эффективной массой носителей тока ($m \sim 10^{-4} m_0$). Однако экспериментальная реализация условий квантования Ландау в слабых магнитных полях остается актуальной задачей, которая решается в данной работе при исследовании магнетосопротивления кремниевых сандвич-наноструктур, представляющих собой свехузкую, 2 нм, кремниевую квантовую яму (СККЯ), ограниченную сильнолегированными бором дельта-барьерами. Сильнолегированные бором дельта-барьеры проявляют сверхпроводящие свойства при $T=145$ К, вследствие чего носители тока в квантовой яме обладают малой эффективной массой и большим временем релаксации момента. Поэтому измерения проводились при $T=77$ К в рамках холловской геометрии в условиях стабилизации тока исток-сток на уровне 10 нА. Зарегистрированные зависимости продольного магнетосопротивления демонстрируют несколько диапазонов магнитных полей, в которых наблюдались осцилляции ШдГ, соответствующие одним и тем же номерам уровней Ландау. Обнаруженный эффект связан с увеличением плотности двумерных дырок и соответствующим ростом их эффективной массы в СККЯ вследствие разрушения пар Купера в дельта-барьерах при увеличении магнитного поля. Эти результаты согласуются с зависимостью эффективной массы дырок в кремниевой сандвич наноструктуре от плотности двумерных дырок в СККЯ, которая была получена на основе температурных измерений осцилляций ШдГ и Ван Альфена - де Гааза, а также – из измерений периода осцилляций Ааронова-Кашера (рис. 1).

Исследование люминесценции гетероструктур In(Ga)As/GaAs, легированных атомами переходных элементов

М.В. Дорохин, А.В. Здравейцев, М.М. Прокофьева, Е.И. Малышева,
Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород
dorokhin@nifti.unn.ru

Одной из тенденций технологии светоизлучающих диодов (СИД) является их модифицирование с целью придания новых свойств электролюминесцентному излучению, например, циркулярной поляризации. Циркулярно-поляризованное излучение возникает в результате рекомбинации ориентированных по спину носителей (электронов или дырок). Одним из вариантов СИД является прибор, в котором поляризация по спину носителей заряда возникает непосредственно в активной области [1] перед рекомбинацией. В этом случае, магнитный слой (как правило, ферромагнитный полупроводник $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$) располагается в активной области или на расстоянии 3–5 нм от неё. Недостатком такого способа, ограничивающим его использование, является влияние магнитного слоя на гашение люминесценции СИД, что особенно проявляется в структурах с квантовыми ямами (КЯ) InGaAs/GaAs. Так, прямое внедрение магнитных ионов Mn квантовую яму, приводит к падению интенсивности уже при концентрации Mn $x > 0.05$ ат.% [2].

В настоящей работе путём дельта-легирования области, прилегающей к КЯ и оптимального подбора содержания Mn (рис. 1) и толщины спейсерного слоя при выращивании комбинированным методом газофазной эпитаксии и лазерного распыления удалось получить циркулярно-поляризованную электролюминесценцию с сохранением сравнительно высокой интенсивности. Для структур с толщиной спейсера 3–5 нм степень циркулярной поляризации достигает $\sim 20\%$ в магнитном поле < 1 Тл, уменьшение толщины приводит к гашению ЭЛ, увеличение – к снижению степени поляризации. Проблема деградации оптических свойств в результате введения Mn может быть решена путём использования в качестве активной области массива самоорганизованных квантовых точек (КТ) InAs/GaAs. Показано, что введение Mn оказывает влияние на процесс формирования массива КТ. В тоже время интенсивность люминесценции структур, легированных Mn, остаётся на том же уровне, что и контрольных нелегированных структур. Подбор параметров роста и легирования (поток Mn, температура) позволяет контролируемо изменять параметры массива КТ и управлять длиной волны электролюминесценции диодов на их основе в диапазоне 1–1.2 мкм.

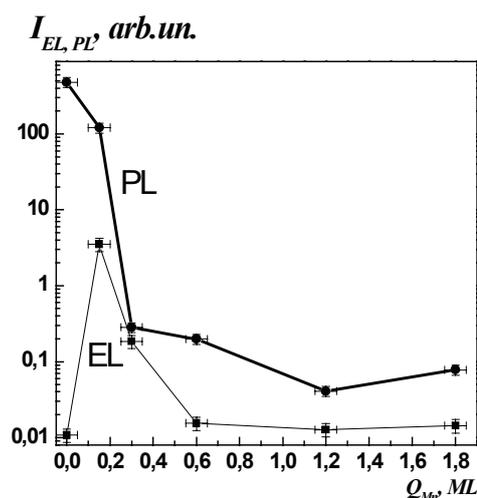


Рис. 1. Зависимости интенсивности фотолюминесценции (PL) и электролюминесценции (EL) от содержания Mn в гетероструктурах с КЯ и δ -Mn-слоем

Список литературы

- [1] R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom // Phys.Rev B 69, 161305 (2004).
[2] M. Poggio, R.C. Myers, N.P. Stern, et.al. // Phys.Rev. B, 72, 235313 (2005).

Влияние спин-орбитального взаимодействия на стимулированное излучение донорами в деформированном кремнии

Р.Х. Жукавин¹, К.А. Ковалевский¹, В.В. Цыпленков¹, В.Н. Шастин¹,
S.G. Pavlov², U. Böttger², H. Riemann³, N.V. Abrosimov³, H.-W. Hübers^{2,4}

¹Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

²Institut für Planetenforschung, Berlin, Germany

³Institut für Kristallzüchtung Crystal Growth, Berlin, Germany

⁴Institut für Optik und Atomare Physik, Technische Universität Berlin, Berlin, Germany

zhur@ipm.sci-nnov.ru

Представлены результаты исследования влияния одноосной деформации кристалла кремния, легированного мелкими донорами, демонстрирующими заметное спин-орбитальное расщепление уровней триплета $1s(T_2)$ (висмут, сурьма) на стимулированное излучение в терагерцовом диапазоне частот.

Одноосная деформация позволяет плавно изменять энергию уровней триплета $1s(T_2)$ в Bi, расщепленного спин-орбитальным взаимодействием на величину около 1 мэВ. Для сравнения, спин-орбитальное взаимодействие в Si: Sb составляет около 0,29 мэВ и незначительно для фосфора и мышьяка. Как известно, состояния триплета служат нижними лазерными уровнями в механизме создания инверсии при оптической накачке.

Получены спектры стимулированного излучения в зависимости от деформации. В висмуте при давлении вдоль [001] существуют спектральные линии, которые относятся к различным переходам донорного центра. Можно выделить следующие компоненты: линии на частотах $\sim 192 \text{ см}^{-1}$ и на $\sim 206 \text{ см}^{-1}$, частоты которых не зависят от давления, присутствуют в спектре до 250 бар; две линии (вблизи 208 см^{-1} и 209 см^{-1}), имеют слабую зависимость от давления, появляются в спектре начиная с ~ 70 бар. По литературным данным, частота фиксированных линий может быть связана с переходами $2p_{\pm}^u \rightarrow 1s(B_1; \Gamma_7)$ и $2p_{\pm}^u \rightarrow 1s(T_2; \Gamma_6^u)$, в то время как перестраиваемые линии соответствуют переходам $2p_{\pm}^l \rightarrow 1s(T_2; \Gamma_7^l)$ и $2p_{\pm}^l \rightarrow 1s(T_2; \Gamma_7^l)$. В случае спектральных измерений для кристаллографической ориентации [011] можно выделить три типа линий. Первый соответствует переходу $2p_{\pm}^u \rightarrow 1s(B_1; \Gamma_7)$ с частотой 192 см^{-1} , отсутствует в спектрах при давлении > 30 бар. Второй имеет нелинейную зависимость и соответствует переходу $2p_{\pm}^u \rightarrow 1s(T_2; \Gamma_7^u)$. Он имеет частоту $\sim 206 \text{ см}^{-1}$ в отсутствии давления и достигает насыщения примерно $207,5 \text{ см}^{-1}$, «исчезая» при превышении 500 бар. Третья линия с частотой 209 см^{-1} появляется в спектре при давлениях > 450 бар и соответствует переходу $2p_{\pm}^l \rightarrow 1s(T_2; \Gamma_7^l)$. Влияние давления на спектр излучения наблюдалось также для Si: Sb, но изменение частоты было в несколько раз меньше, поскольку меньше спин-орбитальное взаимодействие.

Работа поддержана грантами НШ-5249.2010.2, РФФИ 11-02-97027-р_поволжье_a, 11-02-00957-a, ГК-П1432.

Инжекционный ток в PbSnTe:In при освещении излучением терагерцового диапазона длин волн

А.Э. Климов¹, В.В. Кубарев², Н.С. Пашин¹, В.Н. Шумский¹

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

²Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск

klimov@thermo.isp.nsc.ru

Нами рассмотрены особенности изменения тока в эпитаксиальных пленках PbSnTe:In (содержание SnTe около 26%) на подложках BaF₂ при T=4.2 К под действием излучения субмиллиметрового лазера на свободных электронах ($\lambda=70-220$ мкм). Обнаружено, что динамика изменения тока как при включении, так и при выключении освещения не только количественно, но качественно различна для разных длин волн. В определенных диапазонах длин волн изменение тока при изменении освещения происходит немонотонно, вплоть до появления осцилляций (рис. 1). Приводятся данные по изменению тока при освещении образцов одновременно в терагерцовом и в ИК диапазонах длин волн.

Полученные экспериментальные данные анализируются в рамках теории токов в изоляторах, ограниченных пространственным зарядом, при инъекции носителей заряда из контактов в присутствии ловушек [1]. Показано, что в рамках данной модели сложная динамика изменения тока может быть на качественном уровне объяснена перераспределением неравновесных электронов на ловушках в запрещенной зоне, которые имеют сложный и квазинепрерывный энергетический спектр [2]. Существенным в модели является предположение о влиянии зарядового состояния ловушек с определенной энергией залегания на их дипольный момент и поляризуемость (диэлектрическую проницаемость) среды, от величины которой зависит инжекционный ток.

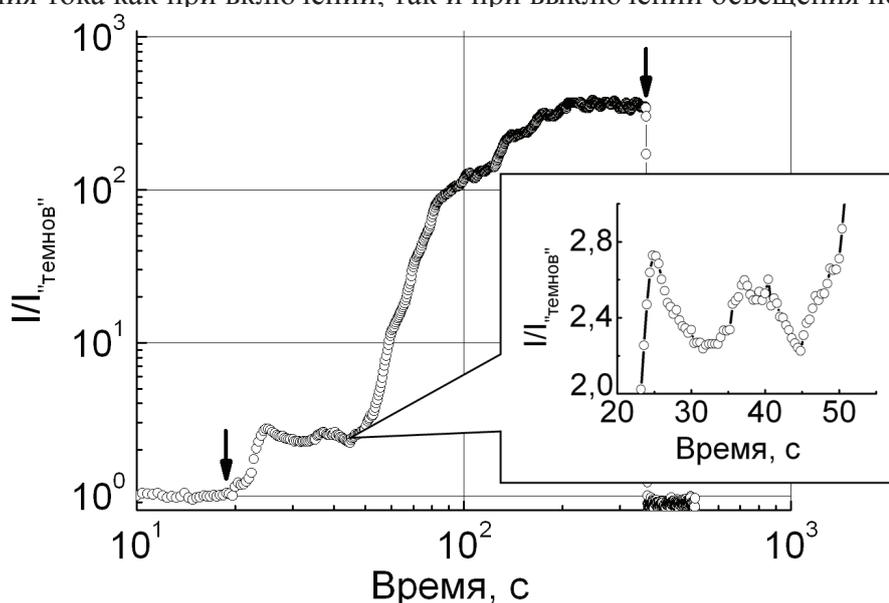


Рис. 1. Временная зависимость тока. Стрелками показаны моменты включения (слева) и выключения (справа) ТГц излучения, $\lambda=123$ мкм. На врезке показан участок тока с осцилляциями в увеличенном масштабе

Список литературы

- [1] М.Ламперт, П.Марк, Инжекционные токи в твердых телах, Мир, М. 1973.
 [2] А.Е.Климов, В.Н.Шумский, Physica B 404, 5028 (2009).

Процессы возбуждения редкоземельной примеси эрбия в эпитаксиальных структурах Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si

Л.В. Красильникова¹, М.В. Степихова¹, А.Н. Яблонский¹,
В.Г. Шенгуров², З.Ф. Красильник¹

¹ИФМ РАН, ГСП-105, Н. Новгород

²НИФТИ ННГУ, Н. Новгород

luda@ipm.sci-nnov.ru

Структуры Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si представляют интерес в связи с возможностью создания на их основе эффективных источников излучения, работающих в диапазоне длин волн 1,54 мкм. Для создания приборных структур на базе легированных эрбием кремниевых материалов необходимы детальные представления о процессах и механизмах возбуждения редкоземельной примеси.

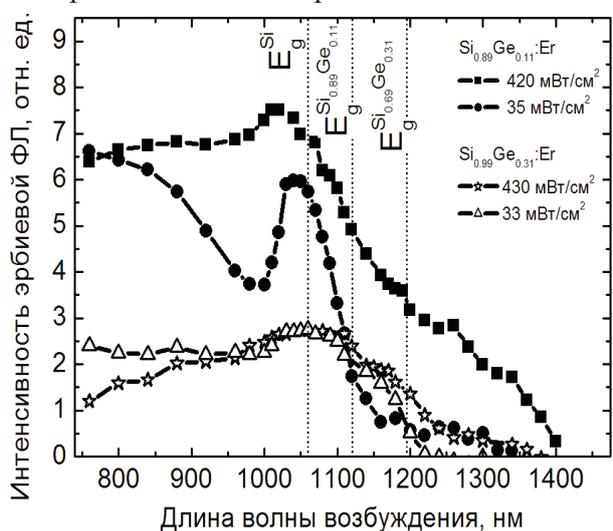


Рис. 1. Спектры возбуждения эрбиевой ФЛ в структурах Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si с $x = 11\%$ и $x = 31\%$ при различной мощности возбуждения, $T = 77\text{K}$. Пунктиром показана ширина запрещенной зоны для Si и Si_{1-x}Ge_x:Er

В области длин волн 760–980 нм изменение интенсивности эрбиевой ФЛ в структурах Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si коррелирует с поглощением в кремнии, что, очевидно, связано с участием в процессах возбуждения ионов Er³⁺ экситонов, формирующихся в кремнии. По результатам исследований показано, что в длинноволновой области характер спектров возбуждения эрбиевой ФЛ значительным образом определяется величиной ширины запрещенной зоны Si_{1-x}Ge_x.

На основании анализа полученных данных обсуждаются механизмы возбуждения эрбиевой ФЛ в структурах Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si, включающие в себя механизмы опосредованного, межзонного возбуждения редкоземельной примеси и механизмы возбуждения ионов Er³⁺ с энергией меньше ширины запрещенной зоны активного материала. Приводится анализ эффективного сечения возбуждения ионов эрбия (σ_{eff}) в зависимости от энергии возбуждения и структурных особенностей гетерослоя Si_{1-x}Ge_x:Er.

Работа поддержана программами РАН и грантами РФФИ.

В настоящей работе проведено детальное исследование спектров возбуждения и кинетик эрбиевой флуоресценции (ФЛ) в эпитаксиальных структурах Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si с содержанием германия от 10 до 31%. Длина волны возбуждающего излучения изменялась в диапазоне 760–1400 нм, регистрация сигнала ФЛ осуществлялась с помощью решеточного спектрометра и ФЭУ на основе InP/InGaAs (Hamamatsu). Во всех исследованных гетероэпитаксиальных структурах Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si с x от 10 до 31%, значительный сигнал эрбиевой ФЛ наблюдался в условиях межзонного возбуждения, а также при энергиях кванта возбуждающего излучения существенно меньших ширины запрещенной зоны твердого раствора Si_{1-x}Ge_x (рис. 1).

Особенности низкотемпературной теплоемкости соединений II–VI и разбавленных магнитных полупроводников на их основе

А.Т. Лончаков, В.И. Окулов, К.А. Окулова, Т.Е. Говоркова, С.М. Подгорных

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

lonchakov@imp.uran.ru

В докладе обсуждаются экспериментальные данные по теплоемкости как чистых кристаллов халькогенидов ртути (HgSe, HgTe) и цинка (ZnSe, ZnTe), так и разбавленных магнитных полупроводников на их основе – актуальных для применения в области спинтроники, акусто- и оптоэлектроники соединений II-VI, легированных ионами $3d$ - переходных металлов (V^{2+} , Ni^{2+} , Cr^{2+} , Fe^{2+} , Co^{2+} , Mn^{2+}).

Впервые установлено существенное отклонение низкотемпературной решеточной теплоемкости широкозонных полупроводников ZnSe и ZnTe от закона Дебая, обнаруженное ранее в бесщелевых HgSe и HgTe [1]. Выявленная аномалия во всех соединениях II–VI объясняется единой причиной – наличием низкоэнергетического пика в спектральной плотности фононных состояний. Обсуждается возможная природа обнаруженных колебательных мод низкой энергии, частоты которых, определенные из теплоемкости, составляют от ≈ 10 до 30см^{-1} . Отмечается высокая чувствительность теплоемкости для их выявления именно в низкочастотной области фононного спектра, что не всегда возможно в экспериментах по рамановскому рассеянию, ИК-поглощению или неупругому рассеянию нейтронов.

Показано, что легирование соединений II–VI ионами $3d$ - переходных металлов приводит к дополнительному отклонению низкотемпературной теплоемкости от закона Дебая, которое наблюдается при более низких температурах, чем отклонение в теплоемкости самих матриц II–VI. Для широкозонных полупроводников II-VI: $3d$ эта аномалия может быть объяснена вкладом в решеточную теплоемкость низкочастотных локальных колебаний, связанных с возможной деформацией межатомных связей в ближайшем окружении примесного $3d$ -иона. В докладе будет показано, что в отличие от широкозонных соединений II–VI: $3d$ аномальный немонотонный вклад в теплоемкость бесщелевого полупроводника HgSe с примесью железа и кобальта, обнаруженный при $T < 6\text{К}$, имеет электронную природу и обусловлен наличием в электронном спектре пика плотности локализованных состояний. Наблюдаемая особенность удовлетворительно описывается теорией электронной теплоемкости, развитой на основе квантового ферми-жидкостного подхода с учетом локализации и межэлектронного взаимодействия электронов в гибридизированных состояниях. В результате количественной интерпретации данных эксперимента впервые удалось определить важный параметр теории, характеризующий взаимодействие электронов в гибридизированных состояниях.

Работа выполнена в рамках программ: Отделения физических наук РАН (грант № 09-Т-2-1014), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (контракт № 02.740.11.0217) и при поддержке РФФИ (грант № 09-02-01389).

Список литературы

[1] Cul Dad Khattak, H.Akbarzadeh, P.H.Keesom, Phys. Rev. B 23, 2911 (1981).

Проводимость и структура слоев внутри алмаза, сформированных имплантацией ионов водорода и отжигом вблизи кривой фазового равновесия алмаз-графит

В.П. Попов¹, Л.Н. Сафронов¹, **О.В. Наумова¹**, В.А. Володин¹,
Д.В. Николаев¹, И.Н. Куприянов², Ю.Н. Пальянов²

¹ИФП СО РАН, Новосибирск

²ИГМ СО РАН, Новосибирск

popov@isp.nsc.ru

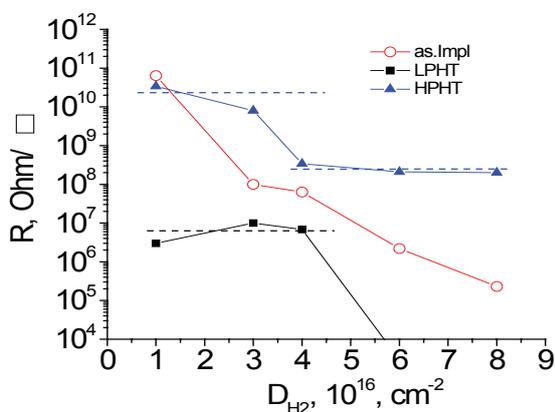


Рис. 1. Слоевое сопротивление алмаза как функция дозы для LPHT и HPHT после 1200°C

Алмаз – привлекательный материал для электроники высоких мощностей и высоких частот переключений из-за уникального набора свойств: высокой подвижности электронов и дырок, низкого уровня шумов и токов утечки, высокой теплопроводности. Но алмаз является нетехнологичным полупроводниковым материалом из-за его наибольшей твердости, а также низкой диффузионной подвижности и растворимости легирующих атомов примесей. Легированные азотом синтетические алмазы типа 1b выращиваются в настоящее время размерами до 10 мм и обладают наилучшим структурным совершенством среди синтетических алмазов. Однако, эти кристаллы являются изоляторами с высоким слоевым сопротивлением ($\rho_s \sim 10^{12}$ Ом/кв). Создание на их основе полупроводниковых приборов сдерживается отсутствием примесей, обладающих в алмазе низкой энергией ионизации донорных и акцепторных уровней и одновременно заметной диффузией при температурах 1200°C и менее. Целью настоящей работы являлось создание встроенных в монокристаллический алмаз наноразмерных слоёв, обеспечивающих транспорт носителей заряда при температурах вблизи комнатной.

Сколотые по плоскости (111) пластины HPHT алмазов типа 1b имплантировались ионами молекул водорода H_2^+ с энергией 50 кэВ в диапазоне доз $(1 \div 8) \times 10^{16}$ см⁻². Отжиг облученных образцов проводился в вакууме (LPHT, 500÷1600°C) и при высоких HPHT параметрах (35÷45кбар, 1200°C) с целью подавления графитизации.

Измерениями проводимости в интервале температур -269÷250 °C и рамановского рассеяния света показано, что после LPHT и HPHT отжига образуются слои с высокой проводимостью по механизму прыжкового транспорта, если доза имплантации более 4×10^{16} см⁻². В таких слоях после LPHT формируется заглубленный 10-100 нм слой стеклоглерода с низким $\rho_s \sim 1$ кОм/кв, а после HPHT с высоким ρ_s (~ 1 ГОм/кв). С ростом температуры измерений механизм транспорта в низкоомных слоях определяется проводимостью по примесной подзоне, тогда как для HPHT образцов проводимость связана с прыжковым транспортом по дефектам и π -связям на обеих плоских границах слоя стеклоглерода. Обсуждаются перспективы приборных применений полученных гетероструктур для псевдо вертикальных диодов и квантовых операций с NV-центрами.

Влияние подложки и условий получения на свойства самоформирующихся кремниевых наноструктур

А.И. Машин¹, **А.В. Нежданов**¹, Д.О. Филатов¹, Д.А. Антонов¹,
А.В. Ершов¹, В.Г. Шенгуров¹

¹Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

nezhdanov@phys.unn.ru

При изучении влияния отжига в вакууме на структуру ближнего порядка и свойства аморфного кремния [1] нами был получен кремний со структурой ближнего порядка, отличной от тетраэдрической. Новый материал оставался аморфным, однако, согласно электронографическим исследованиям и данным ультрамягкой рентгеновской спектроскопии, в таком материале большая часть атомов кремния должна находиться в sp^2 -гибридном состоянии. В противоположность углеродным структурам с sp^2 -гибридизацией, подобные структуры несвойственны кремнию, но при некоторых условиях возможны [1].

В развитие вышеизложенного, в данной работе представлены результаты исследования влияния свойств подложки и условий получения, на возможность стабилизации кремния со структурой ближнего порядка отличной от тетраэдрической.

Образцы были получены методами сублимации кремния в вакууме и электронно-лучевого испарения, в качестве подложек использовался высокоориентированный пиролитический графит (0001), сапфир ориентации (0001) и ориентации (1102). Толщины пленок составляли 1–5 нм. Варьировалась температура подложек ($T_s=50–700^\circ\text{C}$). Морфология и атомная структура конденсата кремния исследовались методами сканирующей зондовой микроскопии, *in situ* при помощи комплекса Omicron Multiprobe RM. Исследование спектров комбинационного рассеяния (КРС) и фотолюминесценции образцов осуществлялось с помощью СЗМ комплекса NTEGRA Spectra. КРС спектры, исследуемые с целью установления модификации фазового состава пленок Si под влиянием условий получения и подложки, измерялись в диапазоне $150–1000\text{ см}^{-1}$ со спектральным разрешением 0.7 см^{-1} . Использовался лазер с длиной волны излучения 473 нм.

СЗМ исследование показало, что на сапфире, при толщинах порядка 1 нм, наблюдается образование плоских (квазидвумерных) островков с латеральными размерами ≈ 20 нм. При увеличении толщины до 5 нм, характер поверхности кардинально меняется. Поверхность имеет шероховатый характер с размерами неровностей 15–20 нм и высотой 1,5–2 нм.

При толщинах 1 нм, обнаружить спектр КРС, ответственный за наличие Si на поверхности, не удалось. Для пленок с толщинами 3 и 5 нм были получены КРС спектры, имеющие форму, сходную со спектрами толстых пленок аморфного Si на монокристаллических кремниевых подложках. Однако, обнаружено смещение в положении пиков (на $\approx 8\text{ см}^{-1}$) по сравнению со спектром толстой пленки аморфного кремния.

Список литературы

- [1] А.Ф. Хохлов, А.И. Машин, Аллотропия кремния: Монография, ННГУ, Н. Новгород, 2002.

О спиновой поляризации электронов в гибридинизированных состояниях на примесях переходных элементов в полупроводнике

В.И. Окулов¹, Г.А. Альшанский¹, Т.Е. Говоркова¹, И.В. Жевстовских¹,
А.Т. Лончаков¹, К.А. Окулова¹, Е.А. Памятных², Ю.В. Забазнов²

¹Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

²Уральский госуниверситет, Екатеринбург

okulov@imp.uran.ru

В докладе изложены результаты исследований, показывающих возможность осуществления спонтанной спиновой поляризации системы электронов в примесных состояниях, гибридинизированных с состояниями полосы проводимости. В широко известных системах с малой концентрацией примесных моментов спиновая поляризация носителей тока достигается за счёт косвенного обмена, когда локализованные спиновые состояния и состояния носителей тока принадлежат к разным энергиям, что на

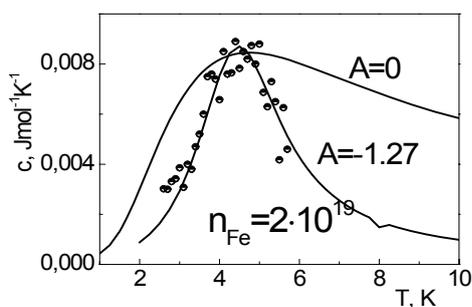


Рис. 1.

кладывает серьёзные ограничения на осуществление спинового упорядочения. Однако в кристаллах с примесями переходных элементов возможно образование примесных электронных состояний, которые гибридинизованы с состояниями полосы проводимости и содержат компоненты электронной плотности, отвечающие локализации на примесях и свободному движению при одной энергии. Связанные с проявлением гибридинизации низкотемпературные эффекты детально исследованы в работах авто-

ров. Представляемые новые результаты служат обоснованием спонтанной поляризации электронов в результате прямого обменного взаимодействия, значительно более эффективного чем косвенное взаимодействие. Основной предпосылкой для такого вывода стало обнаружение в экспериментах сильного влияния межэлектронного взаимодействия на термодинамические вклады гибридинизированных состояний [1–3], иллюстрируемое на рис. 1 температурной зависимостью вклада примесей железа (концентрация $n_{\text{Fe}} = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) в теплоёмкость селенида ртути, которая отвечает значительной величине относительной энергии межэлектронного взаимодействия A . При изучении спинового упорядочения электронов в гибридинизированных состояниях [4] определён характер зависимости спина от относительной концентрации. Представленными результатами продемонстрирована перспективность поиска полупроводников со спиновой поляризацией носителей тока среди материалов с гибридинизованными электронными состояниями.

Работа выполнена при поддержке грантов ГФФИ №Ф40.2/090, РФФИ №09-02-01389 и № 11-02-90410-Укр_ф_а и программы ОФН РАН № 09-Т-2 1014

Список литературы

- [1] В.И. Окулов, А.Т. Лончаков, Т.Е. Говоркова, и др. ФНТ 37, 282 (2011).
- [2] В.И. Окулов, В.В. Гудков, И.В. Жевстовских, и др. ФНТ 37, 443 (2011).
- [3] В.И. Окулов, Е.А. Памятных, В.П. Силин, ФНТ 37, №9 (2011).
- [4] V.I. Okulov, et. al., Sol. St. Phenomena, 168, 489 (2011).

Оптические и полевые свойства дельта-легированных полупроводниковых структур с управляющими нанослоями

Е.Е. Орлова, А.В. Антонов, А.П. Соловьева, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков

Институт Физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н. Новгород

orlova@ipm.sci-nnov.ru

Атомы мелких примесей в полупроводниках долгое время рассматривались лишь как поставщики свободных носителей заряда. В последнее время интерес исследователей направлен на использование локализованных состояний мелких примесей для создания электронных приборов. Это связано, с одной стороны, с созданием источников стимулированного излучения терагерцового диапазона на внутрицентровых переходах благодаря относительно длинным временам жизни и большим сечениям оптических переходов [1]. С другой стороны, уменьшение размеров электронных приборов стимулирует разработку электронных элементов на базе одиночных примесных атомов [2].

Ключевой проблемой развития приборов на базе локализованных примесных состояний в полупроводниках является контроль их спектра. Использование электрического и магнитного полей, одноосного напряжения и потенциала квантовых ям с шириной больше боровского радиуса позволяют изменять спектр состояний в целом, но не дают возможности контролировать положение уровней индивидуально. Такая возможность важна, поскольку от относительного положения электронных уровней зависит ход релаксационных процессов, распределение носителей заряда, и, в конечном итоге, электронные и оптические свойства структур.

Индивидуальная перестройка примесных состояний возможна с помощью управляющих нанослоев – квантовых ям и барьеров нанометрового диапазона [3]. Ширина таких слоев меньше боровского радиуса примесных состояний. Различие локализации возбужденных примесных состояний позволяет направлять влияние нанослоев на различные возбужденные состояния, изменяя расстояние между управляющим и легирующим дельта-слоем. Одновременное изменение энергии нескольких состояний может быть достигнуто с помощью системы управляющих слоев. Избирательность действия нанослоев позволяет решать обратную задачу определения параметров перестраиваемого потенциала системы нанослоев по заданному спектру локализованных состояний. Помимо возможностей перестройки уровней энергии, примесные атомы в таких структурах обладают необычными свойствами с точки зрения симметрии. Действительно, в их группе симметрии отсутствует преобразование инверсии. Смещение электронного облака в направлении управляющего слоя создает отличный от нуля дипольный момент в отсутствие электрического поля, что делает возможным линейный эффект Штарка, который может быть использован для полевой перестройки релаксационных процессов и частот оптических переходов, а также для создания терагерцовых электрооптических модуляторов.

Список литературы

- [1] S.G. Pavlov et al., Phys. Rev. Lett. 84, 5220 (2000).
- [2] B.E. Kane, Nature 393, 133 (1998).
- [3] E.E. Orlova, A.P. Stepanova, in Terahertz and Mid Infrared Radiation Generation, Detection and Applications, ed. M.F. Pereira, O. Shulika, Springer, Dordrecht, The Netherlands, 2010, c. 127.

Примесная фотопроводимость и поглощение терагерцового излучения в напряженных микроструктурах GaAsN:Be/GaAs

Л.Е. Воробьев¹, Д.А. Фирсов¹, В.А. Шалыгин¹, **В.Ю. Паневин¹**,
А.Н. Софронов¹, Г.А. Мелентьев¹, М.Я. Винниченко¹, В.И. Гавриленко², Д.В. Козлов²,
А.В. Антонов², А.Ю. Егоров³

¹СПбГПУ, Санкт-Петербург

²ИФМ РАН, Н. Новгород

³АФТУ РАН, Санкт-Петербург

pvyu@rphf.spbstu.ru

Изучение оптических свойств примесных состояний в полупроводниках и наноструктурах представляет интерес с точки зрения разработки источников терагерцового (ТГц) излучения. В ряде работ сообщалось о наблюдении стимулированного ТГц излучения связанного с оптическими переходами носителей заряда между примесными состояниями, как локализованными [1], так и резонансными, которые возникают при расщеплении примесных и зонных состояний вследствие одноосной деформации кристаллической решетки (КР) [2]. С точки зрения формирования резонансных состояний примесей особый интерес вызывают гетероструктуры со встроенными напряжениями КР, возникающими из-за рассогласования постоянных решеток. Недавно, в работе [3] было показано, что оптические переходы горячих дырок через резонансные состояния примесей в напряженных микрогетероструктурах GaAsN:Be/GaAs дают основной вклад в ТГц излучение при разогреве дырок сильным электрическим полем.

В настоящей работе продолжено изучение энергетического спектра примесных состояний, включая резонансные состояния, в таких напряженных микроструктурах. Проведены исследования двух типов структур с различной величиной встроенной деформации, которая определяется концентрацией азота (1,1 и 1,8 %) в твердом растворе GaAsN и приводит к расщеплению подзон легких и тяжелых дырок на величину 13 и 21 мэВ, соответственно [4]. В работе рассчитан энергетический спектр примеси Be с учетом напряжений. Исследованы спектры фотопроводимости в ТГц диапазоне (энергии квантов света 5...90 мэВ) при $T = 4,2$ К. Получены спектры равновесного поглощения ТГц излучения при различных температурах.

Сопоставление экспериментальных данных с данными расчета энергетического спектра позволяет заключить, что в спектрах фототока и поглощения ТГц излучения имеются особенности, связанные с переходами дырок из основного состояния примеси в локализованные состояния, в состояния подзон легких и тяжелых дырок, а также в резонансные состояния.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» 2009–2013 годы, АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» и Правительства Санкт-Петербурга.

Список литературы

- [1] S.G. Pavlov, R.Kh. Zhukavin et al., Phys. Rev. Lett., 84, 5220 (2000).
- [2] Yu.P.Gousev, I.V.Altukhov et al., Appl. Phys. Lett. 75, 757 (1999).
- [3] V.A.Shalygin, L.E.Vorobjev et al., Appl. Phys. Lett., 90, 161128 (2007).
- [4] Егоров А.Ю., Семенова Е.С. и др., ФТП 36, 1056 (2002).

Методы перестройки электронного спектра легированных твердых растворов PbSnTe:In для реализации сверхпроводящего состояния и перехода сверхпроводник – диэлектрик

Г.О. Андрианов¹, С.А. Немов², **Р.В. Парфеньев**¹, А.В. Черняев¹, Д.В. Шамшур¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

²СПбГПУ, Санкт-Петербург

d.shamshur@mail.ioffe.ru

Легирование SnTe и PbSnTe примесью In приводит к возникновению примесной полосы квазилокальных состояний E_{In} с высокой плотностью, расположенной на фоне разрешенных состояний валентной зоны в области экстремумов (L, Σ). Заполнение E_{In} носителями и ее положение в энергетическом спектре определяют как электрофизические свойства полупроводникового твердого раствора, так и величину критических параметров сверхпроводящего (СП) перехода – температуру T_c и второго критического магнитного поля $H_{c2}(0)$ при $T \rightarrow 0\text{K}$. Изучались различные методы перестройки энергетического спектра PbSnTe:In , позволяющие реализовать как СП материал с максимальными параметрами, так и перевод твердого раствора в диэлектрическое (Д) состояние.

Управлять СП параметрами граничного соединения SnTe:In и твердых растворов на его основе оказалось возможным при изменении заполнения полосы примесных состояний индия носителями, используя метод дополнительного легирования сверхстехиометрическим теллуrom Te_{ex} [1]. Максимальные СП параметры наблюдались при совпадении уровня Ферми E_F с максимумом плотности состояний E_{In} , например, в $\text{Sn}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}_{1.03}$ обнаружены $T_c \approx 2.35\text{K}$, $H_{c2}(0) \approx 1.25\text{T}$. Зависимость параметров СП перехода от содержания свинца в твердом растворе $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ также немонотонна и отражает смещение самого уровня In относительно экстремумов валентной зоны [2]. Введение свинца в $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ позволило увеличить СП параметры $(\text{Pb}_{0.5}\text{Sn}_{0.5})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$ до $T_c \approx 4.2\text{K}$ и $H_{c2}(0) \approx 5\text{T}$.

При низких температурах в $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ при изменении содержания свинца обнаружен переход СП – Д [3]. Сопротивление твердого раствора ($x=0.16$) с увеличением z в интервале $0.6 \leq z \leq 0.8$ увеличивается на 7 порядков при $T=4.2\text{K}$, что связано с выходом примесной полосы In в область запрещенной зоны.

Установлена принципиальная возможность управления параметрами СП перехода PbSnTe:In и его электрическими свойствами в нормальном состоянии в широкой области температур $T=1.4\text{K} - 300\text{K}$ при использовании гидростатического сжатия [4]. Изучение барических зависимостей параметров СП состояния $(\text{Pb}_{0.3}\text{Sn}_{0.7})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$ показало, что всестороннее сжатие до 10 кбар (как и увеличение z) приводит к смещению E_{In} к потолку валентной зоны и ее выходу из Σ – экстремума валентной зоны, что является причиной уменьшения T_c ($2.8\text{K} \rightarrow 2.3\text{K}$). Обсуждается переход твердых растворов $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ в Д состояние под давлением при гелиевых температурах.

Работа поддержана РФФИ 10-02-01158-а и Программой Президиума РАН.

Список литературы

- [1] Shamshur D.V. et al, *Nanoscale Devices – Fundamentals and Applications*, Springer, Netherlands, 2006, p. 277–288
 [2] Парфеньев Р.В., Шамшур Д.В., Немов С.А., ФТТ 43, 1772 (2001).
 [3] Козуб В.И. и др., Письма в ЖЭТФ 84, 37 (2006).
 [4] Андрианов Г.О. и др., ФТТ 52, 1688 (2010).

Новый тип примесных состояний, ответственных за терагерцовую фоточувствительность твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$

Л.И. Рябова¹, В.И. Черничкин¹, А.А. Добровольский¹, В.А. Касьян²,
А.В. Никорич³, З.М. Дашевский², С.Д. Ганичев⁴, В.В. Бельков⁵, Д.Р. Хохлов¹

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

²Университет Бен-Гурион, Бир Шева, Израиль

³Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Молдова

⁴Университет Регенсбурга, Регенсбург, Германия

⁵ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

mila@mig.phys.msu.ru

Теллурид свинца и твердые растворы на его основе являются узкощелевыми полупроводниками с варьируемой при изменении состава прямой запрещенной зоной. Легирование индием индуцирует корреляционные процессы в системе примесный центр – ближайшее кристаллическое окружение. Следствием этих процессов являются формирование системы примесных уровней, эффект стабилизации положения уровня Ферми, задержанная фотопроводимость при температурах ниже 25 К. Особенности фотопроводимости указанных соединений определяются как основными (отвечающими за стабилизацию уровня Ферми) состояниями, так и наличием метастабильных примесных центров. Именно метастабильные состояния обеспечивают фоточувствительность $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в терагерцовой области спектра. Результаты последних экспериментальных исследований показывают, что метастабильные состояния обладают уникальной спецификой и не могут быть описаны в рамках существующих теоретических представлений.

Фотопроводимость под действием лазерных импульсов для всех исследованных образцов измерялась в условиях фоновой подсветки. Тепловое излучение фона приводит к фотогенерации долгоживущих неравновесных свободных электронов при низких температурах. В полуизолирующих монокристаллических образцах $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ концентрация неравновесных электронов достигала $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что соответствует положению квазиуровня Ферми на ~ 10 мэВ выше дна зоны проводимости. Эта величина больше, чем энергия кванта лазерного излучения с длиной волны 148 мкм – 8.4 мэВ. Тем не менее, положительная фотопроводимость была обнаружена под действием лазерных импульсов с энергией 2.5 мэВ (длина волны 496 мкм). Следовательно, локальные состояния, ответственные за появление положительной задержанной фотопроводимости, должны отстоять от квазиуровня Ферми не более чем 2.5 мэВ.

При исследовании текстурированных пленок $PbTe(In)$ фоновая подсветка обеспечивала повышение квазиуровня Ферми на 30 мэВ выше равновесного положения уровня Ферми, стабилизированного уровнем индия на 70 мэВ выше дна зоны проводимости. На фоне глубокого вырождения электронного газа фотопроводимость наблюдалась вплоть до длины волны лазера 148 мкм.

Полученные результаты показывают, что метастабильные состояния в твердых растворах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ нельзя рассматривать как отщепленные от экстремумов разрешенных зон. Соответствующий им примесный уровень смещается вместе с квазиуровнем Ферми.

Немонотонная зависимость энергии связи акцептора от размера наноструктур

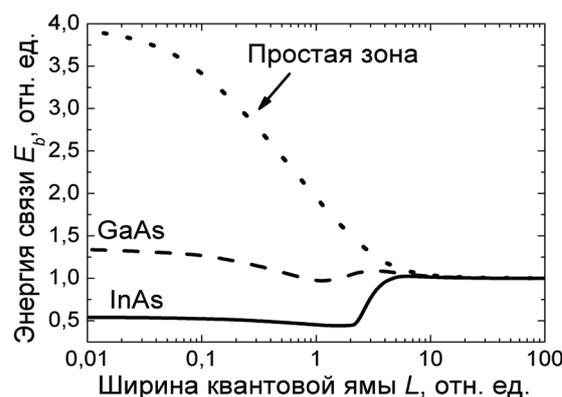
М.А. Семина¹, Р.А. Сурис¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

suris@theory.ioffe.ru

Большой интерес вызывают оптические свойства низкоразмерных структур, обусловленные локализацией дырок на акцепторах и A^+ центрах [1–5]. Особенностью теоретического описания таких систем является необходимость учета сложной структуры валентной зоны [1–3]. В данной работе предложен вариационный метод, учитывающий сложную структуру валентной зоны, кулоновское притяжение дырки к заряженному акцептору, а также локализацию носителя заряда в потенциале квантовой ямы, проволоки или точки. Исследовано изменение структуры и энергии связи основного состояния акцептора при переходе от объемного материала к низкоразмерным системам.

Основной результат наших исследований заключается в том, что с понижением размерности системы, например, при переходе от объемного материала к узкой и глубокой квантовой яме, энергия связи дырки ведет себя немонотонно, а в некоторых случаях — заметно уменьшается. Это обусловлено тем, что при уменьшении ширины ямы помимо роста эффективности кулоновского притяжения происходит перестройка дырочных состояний, в результате чего эффективная масса дырки понижается. На рисунке представлены результаты расчета для структуры с квантовой ямой. Энергия связи акцептора и эффективная ширина квантовой ямы нормированы на их значения в объемном материале. На графике видна немонотонность зависимости для структуры на основе GaAs и значительное снижение энергии связи в двумерной системе по сравнению с объемным материалом для InAs. Для простой зоны наблюдается монотонный рост энергии связи акцептора вплоть до ее предельного увеличения в 4 раза [6]. В структурах с квантовыми проволоками и квантовыми точками также имеет место перестройка дырочных состояний, однако немонотонность энергии связи выражена слабее, так как здесь усиление кулоновского взаимодействия, приводящее к увеличению энергии связи, больше чем для квантовых ям.



Работа поддержана РФФИ и программой Отделения физических наук РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах».

Список литературы

- [1] Б.Л. Гельмонт, М.И. Дьяконов, ФТП 5, 2191 (1971)
- [2] A. Baldereschi, N.O. Lipari, Phys. Rev. B 8, 2697 (1973).
- [3] И.А. Меркулов, А.В. Родина, ФТП 28, 321 (1994).
- [4] Q.X. Zhao, et. al., Phys. Rev. B 63, 195317 (2001).
- [5] П.В. Петров, Ю.Л. Иванов, Н.С. Аверкиев, ФТП 45, 794 (2010).
- [6] G. Bastard, E.E. Mendez, L.L. Chang, L. Esaki, Phys. Rev. B 26, 1974 (1982).

Спонтанное излучение дырок, возбужденных в германии электрическим полем

Я.Е. Покровский, Н.А. Хвальковский

Институт радиотехники и электроники им. В.А Котельникова РАН, Москва, 125009, Москва
nik@mail.cplire.ru

Интерес к резонансным состояниям акцепторов в одноосно сжатом Ge вызван возможностью их инверсного заселения при возбуждении дырок электрическим полем. Такие состояния, локализованные вблизи края подзоны легких дырок, были обнаружены в спектрах поглощения и фотопроводимости Ge(Ga) [1]. Возможно также, что аналогичные резонансные состояния проявляются и в спонтанном излучении при ионизации примеси Ga в слабом электрическом поле $E < 10$ В/см и сжатии кристаллов Ge в направлении [111]. (см. [2] и ссылки там же). В [2] теоретически рассмотрена ситуация, когда резонансные состояния возникают у края подзоны тяжелых дырок и при их заселении возбуждается стимулированное излучение. Однако инверсное заселение таких состояний возможно лишь в сильном электрическом поле. Эти состояния могут проявляться и в спонтанном излучении.

В настоящей работе исследовано спонтанное излучение дырок, возбужденных в кристаллах Ge(Ga) полем напряженностью до 3 кВ/см и сжатых в направлении [001] давлением до 12 кбар. Использовались кристаллы Ge, легированные Ga в концентрации 10^{14} см⁻³. Для исключения влияния инжекции электронов из контактов поверхность образцов грубо шлифовалась. Образцы в жидком He возбуждались импульсами напряжения длительностью 3–10 мкс с малой частотой повторения. Т.к. интенсивность излучения была незначительной, многократно записывались короткие фурье-образы спектров с разрешением 5 мэВ. Установлено, что интегральная интенсивность излучения дырок при $E > 1$ кВ/см не зависит от P. Излучение наблюдается в широком диапазоне энергий вплоть до 150 мэВ. При $E < 25$ в/см в спектре доминируют две широкие полосы, соответствующие захвату легких и тяжелых дырок в основное состояние примеси Ga. Расстояние между этими полосами определяется давлением P и соответствует величине расщепления подзон легких и тяжелых дырок [1], При $E > 500$ В/см в области больших энергий развиваются полосы излучения, спектр которых определяется накоплением дырок при их взаимодействии с оптическими фононами. Соотношение интенсивности этих полос изменяется в зависимости от P, что может быть связано с образованием доменов сильного и слабого поля. Но при P = 10 кбар, когда расщепление подзон достигает энергии оптического фонона (37 мэВ) и образование домена вряд ли возможно, спектр, в пределах точности, совпадает со спектром при P = 0. Таким образом, в сильном электрическом поле интенсивность и структура спектров излучения не зависят от P и определяются переходами легких горячих дырок. Никаких особенностей, указывающих на вклад переходов из подзоны тяжелых дырок или резонансных состояний, связанных с этой подзоной, выявить не удалось. Отметим также, что в области больших (90–150 мэВ) и малых (менее 15 мэВ) энергий фотонов возникают широкие бесструктурные полосы излучения, интенсивность которых сверхлинейно возрастает при возрастании E.

Список литературы

- [1] Я.Е.Покровский, Н.А.Хвальковский, ФТП, 39, 197 (2005).
- [2] В.Я.Алешкин, Л.В.Гавриленко и др., ФТП, 42, 899 (2008).

Переход сверхпроводник – диэлектрик в PbSnTe:In в условиях гидростатического сжатия

Г.О. Андрианов¹, Р.В. Парфеньев¹, А.В. Черняев¹, Д.В. Шамшур¹, С.И. Филиппов¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

²СПбГПУ, Санкт-Петербург

d.shamshur@mail.ioffe.ru

В работе экспериментально установлены условия реализации низкотемпературного перехода сверхпроводник – диэлектрик (СП-Д переход) в $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$ при гидростатическом сжатии P до 12 кбар. Изучались барические изменения температурных зависимостей сопротивления и эффекта Холла (в том числе критических параметров СП состояния – температуры T_c и магнитного поля H_{c2}) в образцах, содержащих 5ат.% примеси In и свинца $z=0.05$ и 0.45 .

Полупроводниковые соединения SnTe:In и PbSnTe:In обнаруживают переход в сверхпроводящее (СП) состояние при $T > 1\text{K}$ [1]. Подобная «высокотемпературная» (для полупроводников) сверхпроводимость связана с уровнем заполнения носителями заряда пика плотности состояний In и его положением E_{In} в энергетическом спектре PbSnTe:In относительно экстремумов валентной зоны.

Электрофизическими (включая СП) свойствами PbSnTe:In можно управлять в широких пределах, изменяя состав соединения и, соответственно, E_{In} . Увеличение содержания свинца z в $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$ позволяет при низких температурах переводить его из СП ($z < 0.65$) в Д ($z > 0.7$) состояние [1], что связано со смещением E_{In} в область запрещенной зоны.

Нами использовалось гидростатическое сжатие P как способ изменения энергетического спектра PbSnTe:In . Приложение P к $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$ привело к смещению E_{In} к потолку валентной зоны и, соответственно, уменьшению T_c ($2.8\text{K} \rightarrow 2.3\text{K}$). В настоящей работе нами изучались образцы с одинаковым содержанием In x и различным z , а именно, СП образец $(\text{Pb}_{0.05}\text{Sn}_{0.95})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$ и $(\text{Pb}_{0.45}\text{Sn}_{0.55})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$, находящийся на «диэлектрической» стороне СП-Д перехода (см. рис. 1). Полученные барические зависимости проводимости, коэффициента Холла в температурном интервале $1.4\text{K} - 300\text{K}$ и параметров СП состояния позволили провести анализ изменения зонной структуры (включая E_{In}) $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$ в условиях гидростатического сжатия.

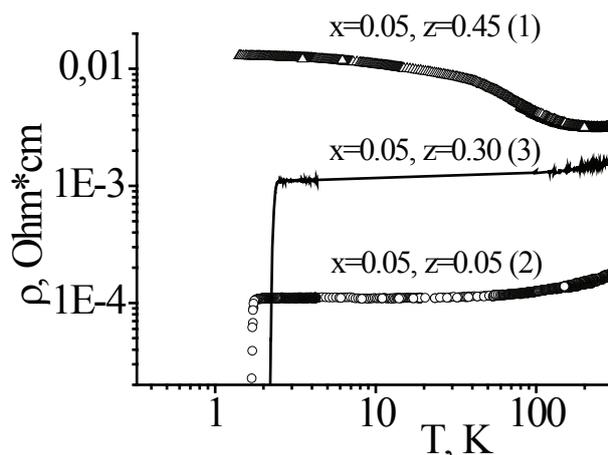


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$ при $P=1$ бар (1, 2) и 9 кбар (3, [2])

Работа поддержана РФФИ 10-0201158а и Программой Президиума РАН.

Список литературы

- [1] В.И. Козуб, Р.В. Парфеньев и др., Письма в ЖЭТФ 84, 37 (2006).
[2] А.Г. Андрианов, С.А. Немов и др., ФТТ 52, 1688 (2010).

Исследование современных материалов рентгеноспектральными методами XAFS и SAXS: новые методики анализа и результаты

М.Д. Шарков¹, К.Ю. Погребницкий¹, М.Е. Бойко¹, С.Г. Конников¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

mischar@mail.ioffe.ru

Современные технологии (полупроводниковая электроника, энергетика, приборостроение, медицина и биотехнологии и др.) требуют структурных исследований методиками, обладающими высоким пространственным разрешением (до атомных размеров) и не разрушающими образцов. К таким методам исследования относятся спектроскопия тонкой структуры рентгеновского спектра поглощения (XAFS – *X-Ray Absorption Fine Structure*), рентгеновская дифрактометрия и малоугловое рассеяние рентгеновских лучей (МУРР или SAXS – *Small Angle X-Ray Scattering*). Эти методики реализуются на практике как на мощных источниках синхротронного излучения, так и на лабораторных приборах, использующих излучение источника с вращающимся анодом. Хотя по интенсивности фотонного пучка приборы с вращающимся анодом на несколько порядков уступают синхротронам, их применение требует меньших затрат по финансам и времени. Нами разработаны шесть поколений лабораторных рентгеноспектральных приборов, работающих в России, Австрии, Южной Корее.

Достижения в области методов EXAFS и SAXS

1. Создан новый комплексный метод обработки спектров EXAFS (Extended XAFS). Предложено выделение осцилляций EXAFS на основе вариационного принципа. Определены диапазоны границ окна Фурье-преобразования для наиболее корректного анализа спектра.

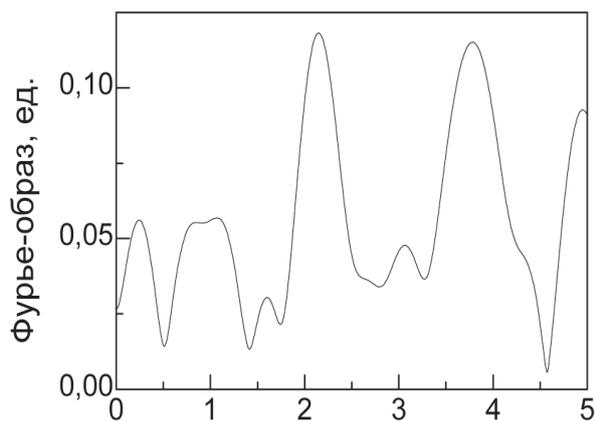


Рис. 1. Фурье-образ EXAFS церулоплазмина

2. С помощью нового метода обработано несколько спектров EXAFS. Это спектры человеческого белка церулоплазмина (спектр на К-крае Си получен на одном из разработанных нами приборов), образцов LiFePO_4 и $\text{Li}_4\text{Ti}_5\text{O}_{12}$. Сформулированы гипотезы об атомной структуре белка и о компонентном составе образцов, содержащих литий. Фурье-образ EXAFS церулоплазмина показан на рис. 1.

3. Метод SAXS обычно применяется для исследования порошкообразных материалов и жидкостей. Нами впервые предложено использовать МУРР в приложении к монокристаллам. Применение монохроматического излучения мощного источника позволило разделить размерные эффекты от материала матрицы и от пор и других дефектов в кристалле, а также получить данные о 3D размерах доменов и субдоменов в монокристаллах различной степени совершенства. Проведена оптимизация процессов создания оптоэлектронных приборов на основе Si, пористого Si, GaN, SiC, опираясь на данные МУРР.

Методика селективного легирования SiGe гетероструктур сегрегирующими примесями

М.Н. Дроздов, А.В. Мурель, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru

Сегрегация основных донорных примесей (мышьяка, сурьмы и фосфора) в Si и SiGe структурах значительно осложняет получение необходимых для многих приборных приложений селективно легированных областей толщинами от единиц (т.н. δ -легированных слоев) до нескольких сотен нанометров [1]. Сурьма (Sb) является наиболее широко используемой примесью донорного типа при формировании Si и SiGe структур методом МПЭ. В настоящей работе исследованы особенности сегрегации Sb в Si и напряженных SiGe гетероструктурах и развита оригинальная методика создания в них селективно легированных слоев с резким профилем распределения Sb. Исследуемые структуры были выращены методом МПЭ и исследовались с помощью ВИМС, измерений эффекта Холла и ВФХ. Были получены экспериментальные зависимости коэффициента сегрегации (r) Sb от температуры роста (T_p), состава и упругих напряжений SiGe слоев, позволяющие моделировать распределение Sb в Si/Ge структурах в зависимости от условий роста и параметров образцов. Была развита методика селективного легирования кремния и SiGe гетероструктур за счет контролируемого использования сегрегации Sb, а именно – резкого изменения r (почти на 5 порядков) в диапазоне $300 \leq T_p \leq 550^\circ\text{C}$. Для создания слоев с резким профилем распределения Sb используется предосаждение необходимого количества Sb на поверхность, рост легированных слоев при низких $T_p \sim 300^\circ\text{C} \div 350^\circ\text{C}$, когда r мал, а нелегированных слоев – при $T_p \sim 500^\circ\text{C} \div 550^\circ\text{C}$, когда из-за большого значения r ($> 10^6$) в объем растущей пленки встраивается малое количество примеси. Продemonстрировано, что данная методика позволяет без потери кристаллического качества создавать селективно легированные кремниевые структуры с уровнем легирования $10^{15} \div 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и резким профилем распределения примеси. В таких структурах концентрация примеси меняется на порядок на масштабах $2 \div 3 \text{ нм}$, а размер δ -легированных слоев в направлении роста не превышает нескольких нанометров (рис. 1), что соответствует наименьшим значениям, приведенным в литературе.

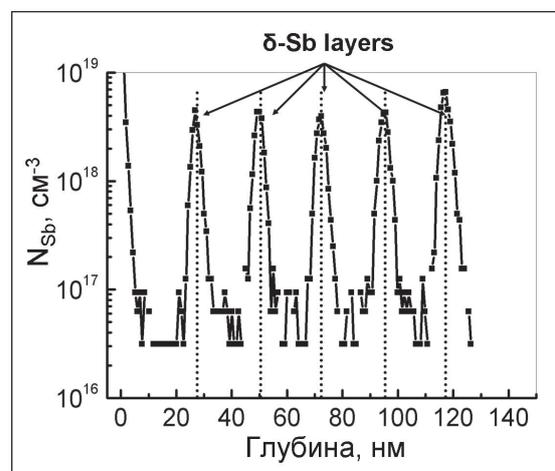


Рис. 1. Распределение Sb в структуре с пятью δ -легированными Si:Sb слоями, полученное с помощью ВИМС

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, Министерства науки и образования, гранта № МК-7694.2010.2 и программ Российской академии наук.

Список литературы

- [1] H.-J. Gossmann and E.F. Schubert, Crit. Rev. Sol. St. Mater. Sci. 18, 1 (1993).

Спектры возбуждения и кинетика люминесценции ионов эрбия в кремнии в условиях интенсивной оптической накачки

А.Н. Яблонский, Б.А. Андреев, Д.И. Крыжков, В.П. Кузнецов,
Д.В. Шенгуров, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

yablonsk@ipm.sci-nnov.ru

В работе представлены результаты исследования спектров возбуждения и кинетики ФЛ ионов эрбия в эпитаксиальных структурах Si:Er/Si и Si:Er/SOI. Спектры возбуждения эрбиевой ФЛ измерялись с использованием параметрического генератора света (Spectra-Physics) в широком интервале длин волн излучения накачки ($\lambda_{\text{ex}} = 0.5\text{--}1.6$ мкм). Спектры ФЛ и кинетика эрбиевой ФЛ регистрировались с наносекундным временным разрешением с помощью решеточного монохроматора и ФЭУ InP/InGaAs (Hamamatsu).

В работе исследуются процессы взаимодействия ионов эрбия с неравновесными носителями заряда в кремнии в условиях интенсивного импульсного оптического возбуждения, в том числе в режиме генерации электрон-дырочной плазмы. Рассматриваются возможные причины насыщения эрбиевой ФЛ при высокой мощности оптического возбуждения: ограничение концентрации экситонов вследствие перехода Мотта «экситонный газ – электронно-дырочная плазма», установление баланса между процессами возбуждения и безызлучательного девозбуждения ионов эрбия неравновесными носителями заряда. С этой целью исследуются временные зависимости интенсивности эрбиевой и экситонной ФЛ при межзонной импульсной оптической накачке, в том числе с использованием двух задержанных импульсов возбуждающего излучения. Продемонстрировано существенное влияние неоднородности оптического возбуждения структур Si:Er/Si на вид зависимостей интенсивности эрбиевой ФЛ от мощности оптического возбуждения. Показано, что эффективное сечение возбуждения ионов эрбия в кремнии, получаемое при однородном возбуждении эпитаксиальных структур Si:Er/Si при низких температурах измерения, составляет $\sim 5 \cdot 10^{-14}$ см², что на порядок превосходит ранее опубликованные значения [3]. Установлен механизм возбуждения ионов эрбия в структурах Si:Er/Si и Si:Er/SOI при энергиях кванта возбуждающего излучения меньших ширины запрещенной зоны кремния [1,2]. Показано, что возбуждение ионов эрбия при подзонной оптической накачке осуществляется вследствие генерации электронно-дырочных пар (экситонов) в результате двухступенчатого процесса с участием примесных состояний в запрещенной зоне кремния.

Показано, что возникновение пика в спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ вблизи края межзонного поглощения кремния в условиях интенсивной импульсной оптической накачки [1,2] связано с ограничением числа возбуждаемых ионов эрбия в пятне фокусировки межзонного света (при $\lambda_{\text{ex}} < 1.02$ мкм) и существенным увеличением области возбуждения (и числа возбуждаемых эрбиевых центров) при переходе к подзонному излучению накачки ($\lambda_{\text{ex}} > 1.02$ мкм) с малым коэффициентом поглощения в кремнии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№11-02-00953) и программ РАН.

Список литературы

- [1] A.N. Yablonskiy, et al., Optical Materials, 27(5), 890 (2005).
- [2] А.Н. Яблонский, Б.А. Андреев, Л.В. Красильникова, Д.И. Крыжков, В.П. Кузнецов, З.Ф. Красильник, ФТП, 44(11), 1519 (2010).
- [3] J.Palm et al., Phys. Rev. B, 54, 17603 (1996).



Высокочастотные явления в полупроводниках

Терагерцовая фотолюминесценция при стационарном межзонном фотовозбуждении полупроводников

А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, В.Н. Трухин, Н.Н. Зиновьев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

alex.andrianov@mail.ioffe.ru

Перспективы применения терагерцового (ТГц) излучения в самых различных областях, включая безопасность, медицину, астрономию и биологию, обуславливают потребность в источниках ТГц излучения различного типа. Одна из схем генерации ТГц излучения основывается на оптических переходах между уровнями мелких примесей в полупроводниках при электрическом пробое примесных центров [1–3]. ТГц излучение при этом возникает в процессе энергетической релаксации неравновесных носителей заряда. ТГц излучательные переходы, в том числе и стимулированные, возможны также при фотоионизации примесных центров лазерным ИК излучением [4].

В настоящей работе мы показываем, что ТГц излучательные переходы имеют место и в случае межзонной оптической накачки полупроводников, легированных мелкими примесями. Будет рассмотрено несколько возможных механизмов такой ТГц фотолюминесценции.

В работе сообщается о экспериментальном обнаружении и исследовании ТГц фотолюминесценции при межзонном фотовозбуждении кристаллов n-GaAs и p-Ge при гелиевых температурах. Исследовались эпитаксиальные слои n-GaAs толщиной от 0.8 до 10 мкм, полученные на полуизолирующих подложках. Эпитаксиальные слои GaAs либо не легировались специально, либо были легированы кремнием. Концентрация электронов при комнатной температуре в исследованном наборе эпитаксиальных слоев составляла от 4×10^{15} до 8×10^{16} см⁻³. Германиевые образцы были приготовлены из объемного Ge(Ga) с $N_A - N_D \sim 3 \times 10^{13}$ см⁻³ в виде пластин толщиной 500 мкм. В качестве источника возбуждения использовались непрерывный полупроводниковый ($\lambda=650$ нм) либо He-Ne ($\lambda=632.8$ нм) лазеры с мощностью излучения 40 и 5 мВт соответственно.

Форма спектров ТГц излучения, зависимость его интенсивности от температуры и плотности фотовозбуждения свидетельствуют о том, что ТГц люминесценция возникает в результате захвата неравновесных свободных носителей на ионизованные примесные центры. При низких температурах фотоактивные ионизованные центры создаются в кристалле в результате электронно-дырочной рекомбинации с участием примеси. Высокая интенсивность обнаруженного ТГц излучения (внешний квантовый выход ТГц фотолюминесценции для n-GaAs(Si) с $N_D - N_A = 8 \times 10^{16}$ см⁻³ при T=5 К достигает величины порядка 0.3 %) делает схему межзонного возбуждения полупроводников подходящей для практических применений в ТГц технологиях.

Список литературы

- [1] M.S. Kagan, I.V. Altukhov, E.G. Chirlova, V.P. Sinis, R.T. Troeger, S.K. Ray, J. Kolodzey, Phys. Stat. Sol. (B), 235, 293 (2003).
- [2] P.-C. Lv et al., Appl. Phys. Lett., 87, 241114 (2005).
- [3] A.V. Andrianov et al., AIP Conf. Phys. 893, 209 (2007).
- [4] S.G. Pavlov, H.-W. Hubers, E.E. Orlova, R.Kh. Zhukavin, H. Reimann, H. Nakata, V.N. Shastin, Phys. Stat. Sol. (B) 235, 126 (2003).

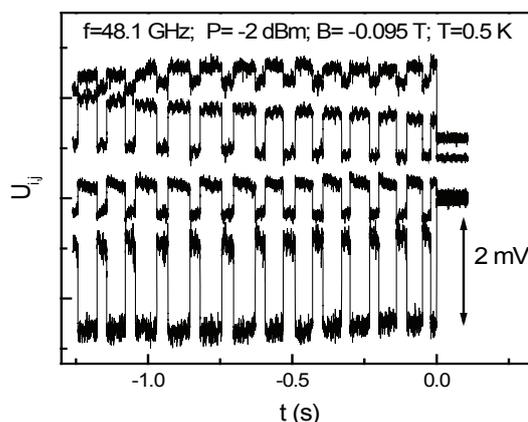
Бистабильность в состояниях с близкой к нулю диссипацией на постоянном токе, индуцированных микроволновым излучением в двумерных электронных системах

С.И. Дорожкин

ИФТТ РАН, Черноголовка

dorozh@issp.ac.ru

Выполнены исследования знакопеременных магнито-осцилляций фототока и фото-ЭДС [1], возникающих в образцах с двумерными электронными системами при их облучении микроволновым излучением. Обнаружено, что в режиме так называемого “zero-resistance state” [2], когда сопротивление в минимуме индуцированных излучением гигантских осцилляций магнетосопротивления стремится к нулю, сигналы фото-ЭДС, измеренные с различных пар контактов, могут демонстрировать хаотические переключения между двумя различными значениями [3] (пример временной зависимости сигналов фото-ЭДС с четырех пар контактов приведен на рисунке). Сигналы, измеренные между различными парами контактов, отстоящими друг от друга на расстоянии масштаба 1 мм, переключаются синхронно. Средняя частота переключений увеличивается примерно на порядок величины при изменении температуры от 0.5 К до 1.5 К. Ее температурная зависимость может быть описана термоактивационным законом. В условиях эксперимента детектируемая фото-ЭДС однозначно связана с холловским током, текущим между соответствующими контактами. Так что переключения фото-ЭДС означают изменение конфигурации токов в образце. Пропускание транспортного тока через образец делает картину переключений более хаотической и увеличивает среднюю частоту переключений. Бистабильность наблюдается в узких интервалах частоты излучения, и ее возникновение, по-видимому, зависит от распределения высокочастотного электрического поля в образце. Полученные результаты могут быть описаны в рамках существующего теоретического сценария [4], связывающего возникновение “zero-resistance state” с неустойчивостью однородного состояния неравновесной системы вследствие отрицательной величины ее проводимости под облучением и спонтанным разбиением системы на домены холловского тока.



Автор благодарен И.В. Печенежскому, К. von Klitzing, J.H. Smet, L.N. Pfeiffer, К.В. West, V. Umansky за сотрудничество в экспериментальных исследованиях, а также РФФИ за частичную поддержку этой работы.

Список литературы

- [1] S.I. Dorozhkin et al., Phys.Rev.Lett. 102, 036602 (2009).
- [2] R.G. Mani et al., Nature 420, 646 (2002).
- [3] S.I. Dorozhkin et al., Nature Physics 7, 336 (2011).
- [4] A.V. Andreev et al., Phys. Rev. Lett. 91, 056803 (2003).

Терагерцовая фотопроводимость гетероструктур с квантовыми ямами $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{CdHg}_{1-y}\text{Te}$

К.Е. Спиринов¹, М.С. Жолудев¹, А.В. Антонов¹, В.В. Румянцев¹, В.И. Гавриленко¹,
Н.Н. Михайлов², С.А. Дворецкий²

¹ИФМ РАН, Н. Новгород

²ИФП СО РАН, Новосибирск

zholudev@ipm.sci-nnov.ru

Гетероструктуры с квантовыми ямами $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{CdHg}_{1-y}\text{Te}$ (КРТ) представляются перспективными для создания фотоэлектрических приемников терагерцового диапазона. Оптимизация параметров таких структур требует проведения технологических и экспериментальных исследований. В настоящей работе продолжены исследования [1] терагерцовой фотопроводимости образцов на основе КРТ [2] с различными параметрами и проводится сопоставление экспериментальных спектров с результатами расчетов зонной структуры.

Исследования терагерцовой фотопроводимости (ФП) проводились при температуре 4.2 К и 77 К с помощью фурье-спектрометра. Расчеты зонной структуры проводились в рамках четырехзонной модели Кейна (гамильтониан 8×8) с учетом деформации. Энергетический спектр и волновые функции электронов вычислялись методом разложения по плоским волнам.

На рис. 1 представлены спектры фотопроводимости для исследуемых образцов при температуре 4.2 К. Для образцов №2 и №3 сигнал фотопроводимости сохраняется и при 77 К. На рис. 2 приведены результаты расчетов зонной структуры образца №3 для температуры 4.2 К.

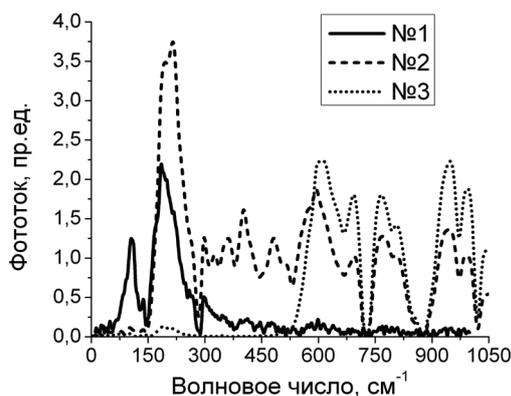


Рис. 1. Спектры фотопроводимости исследуемых образцов

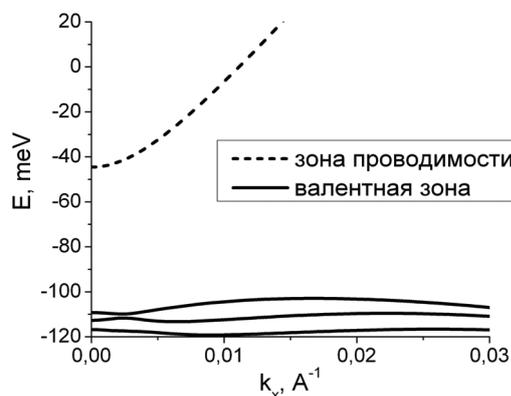


Рис. 2. Результаты расчета зонной структуры для образца №3. $E_g = 66$ мэВ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 11-02-00958-а), ФЦП ННПКР (госконтракт № 16.740.11.0321), ФСР МФП НТС (госконтракт № 8231 р/13080) и РАН.

Список литературы

- [1] А.В. Иконников, А.А. Ластовкин и др., Письма в ЖЭТФ 92, 837, (2010).
[2] N.N. Mikhailov et al., Int. J. Nanotechnology 3, 120, (2006).

СВЧ сенсоры на основе квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности

С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский, В.Ф. Насретдинова, С.В. Зайцев-Зотов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

zybt@cplire.ru

В анизотропных проводниках, состоящих из металлоцепочек, может происходить пайерлсовский переход: с понижением температуры электронам выгоднее понизить энергию с образованием коллективного состояния – волны зарядовой плотности (ВЗП) с периодом $\lambda=2\pi/Q$, где $Q=2k_F$ – волновой вектор ВЗП (k_F – волновой вектор Ферми). Самосогласованно с электронами, атомы ВЗП проводника также будут испытывать периодические искажения, чтобы образовать для них энергетическую щель, под которую те опустятся. Таким образом, основное состояние ВЗП проводников – полупроводник (это видно по активационному характеру зависимости сопротивления от температуры), но в отличие от полупроводников, где щель определяется кристаллической структурой, щель в материалах с ВЗП образуется в результате деформации решетки. Основной особенностью ВЗП является то, что выше некоторого порогового поля ВЗП может двигаться (скользить), генерируя при этом узкополосный шум на так называемой фундаментальной частоте: $f_0=I_{CDW}/MeN$, где I_{CDW} – ток ВЗП, $M\approx 2$ число электронов на цепочке на длине λ , N – полное число проводящих цепочек. При внешнем облучении возможен интерференционный эффект – ступеньки Шапиро на частоте $f=f_0n/p$ (n, p – целые числа), как и при эффекте Джозефсона в сверхпроводниках. Практическое применение этого эффекта в основном сдерживает требование низких температур.

Недавно нами был синтезирован ВЗП материал NbS_3 с температурой пайерлсовского перехода 365 К [1], показывающий высокую степень когерентности в транспортных свойствах. Рис. 1 демонстрирует эффект синхронизации ВЗП во внешнем СВЧ поле (ступеньки Шапиро) при комнатной температуре в диапазоне частот от мегагерц до десятков гигагерц. Таким образом, проводники с ВЗП могут представлять практический интерес и служить дополнением к сверхпроводящей электронике на эффекте Джозефсона, работающей в диапазоне десятки – сотни гигагерц (низкотемпературные сверхпроводники) до терагерц (ВТСП).

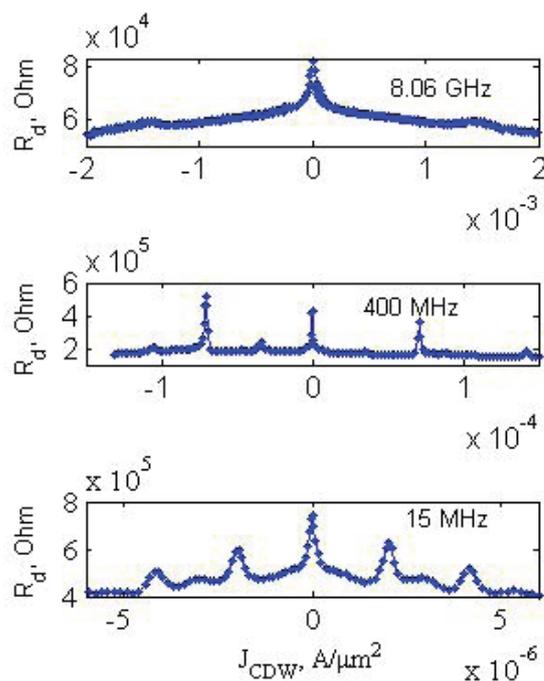


Рис. 1. Зависимость дифференциального сопротивления от плотности тока ВЗП при СВЧ облучении, $T=300$ К

Список литературы

- [1] G. Zybtev, V. Ya. Pokrovskii, a V. F. Nasretdinova, and S. V. Zaitsev-Zotov, Appl. Phys. Lett. 94, 152112 (2009).

Terahertz Detection and Emission by Field Effect Transistors

W. Knap¹, D. Coquillat¹, F. Teppe¹, N. Dyakonova¹, J. Lusakowski²

¹Universite Montpellier 2 - CNRS, Pl. E. Bataillon, France

²University of Warsaw, Poland

knap.wojciech@gmail.com

Resonant frequencies of the 2D plasma in Field Effect Transistors (FETs) increase with the reduction of the channel dimensions and can reach the THz range. Nonlinear properties of the electron gas in the transistor channel can be used for the generation and detection of THz radiation [1]. The resonant excitation of plasma waves by THz radiation was demonstrated for short gate transistors at cryogenic temperatures. At room temperature plasma oscillations are usually over-damped, but the FETs can still operate as efficient broadband detectors in the THz range. It appeared that FETs in SiCMOS technology could be very promising for the room temperature broadband THz detection and imaging [2, 3, 4].

The interest in the applications of FETs for THz spectroscopy started at the beginning of 90s with a pioneering theoretical work of Dyakonov and Shur [1] who predicted that a steady current flow in a FET channel can become unstable against generation of plasma waves. These waves can, in turn, lead to the emission of THz radiation at the plasma wave frequency. THz emission in nW power range from submicron GaAs and GaN FETs has been observed both at cryogenic and room temperatures. In this work we review the most important results concerning the physics and applications of FETs as Terahertz detectors and emitters.

We present very recent results concerning dependence of THz detection on the gate geometry. Dependence of the detection signal on the antenna geometry as well as possibility of imaging with frequency up to few THz will be discussed. The influence of high magnetic fields on the Terahertz detection with InGaAs based FETs in quantizing magnetic field was studied. The photovoltaic detection signal was investigated as a function of the gate voltage and magnetic field. Oscillations analogous to the Shubnikov-de Haas oscillations as well as their strong enhancement at the cyclotron resonance were observed. First observations of the spin resonance in the photodetection signal from CMOS transistors will also be reported. The results are qualitatively described by recent theory and show possibility for new type magnetic field tunable Terahertz detectors.

We review also the recent results on THz emission from FET structures: i) the first observation of gate tunable THz emission from GaN structures and ii) μ W power emission from the double grating gate structures. These new results allowed applying the field effect transistors as sources in Fast Fourier Transform Spectrometers. From the physics point of view the change of channel geometry appeared to be a crucial factor deciding about the type of plasma instability responsible for THz emission. The discussion of different mechanisms like hot plasmon emission, oblique plasma modes emission and Dyakonov Shur instability THz emission [5] will be presented.

References

- [1] M. I. Dyakonov, M. S. Shur, Phys. Rev. Lett. 71, 2465 (1993).
- [2] R. Tauk et al., Applied Physics Letters 89:253511, 2006.
- [3] A. Lisauskas et al., Journal of Applied Physics 105, 114511 (2009)
- [4] E. Ojefors et al., Solid-State Circuits IEEE 44, 1968 (2009).
- [5] W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, et al., Appl. Phys. Lett. 84, 3523 (2004).

Циклотронный резонанс и спиновая релаксация дырок в гетероструктурах InGaAs/GaAs с квантовыми ямами

Д.В. Козлов¹, В.И. Гавриленко¹, О. Drachenko², Н. Schneider², М. Helm², J. Wosnitza²

¹Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

²Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, Dresden, Germany

dvkoz@ipm.sci-nnov.ru

Напряженные многослойные структуры на основе InGaAs/GaAs представляют интерес, как для фундаментальных, так и для прикладных исследований. Одной из нерешенных фундаментальных проблем является определение зонного спектра материала, в котором наименее изученным остается энергетический спектр валентной зоны. Прямым методом изучения энергетического спектра носителей является метод циклотронного резонанса (ЦР). В настоящей работе исследовался ЦР дырок в селективно легированных гетероструктурах InGaAs/GaAs с долей индия в твердом растворе около 0.14. Измерения проводились при $T = 2$ К в двух импульсных соленоидах с характерными длительностями импульса магнитного поля 50 мс и 150 мс, при этом время нарастание импульсов составляло 12 и 34 мс соответственно. В качестве источника излучения с длиной волны $\lambda = 75$ мкм использовался квантовый каскадный лазер. Измерения проводились как на нарастающей, так и на нисходящей ветвях импульса магнитного поля.

В спектре ЦР наблюдались две линии поглощения, связанные с переходами с двух нижних уровней Ландау дырок [1], при этом вид спектра ЦР, измеренного при длинных импульсах поля практически одинаков на обоих ветвях импульса поля. При коротких импульсах картина иная: в нарастающем поле оказывается более мощной «коротковолновая» линия (наблюдаемая в меньшем поле, а на спадающей ветви импульса поля более мощной оказывается «длинноволновая» линия. Фактор заполнения уровней Ландау в резонансных полях (25 и 35 Тл) составлял менее 1, но расчетное расщепление двух нижних уровней Ландау было сопоставимым с $k_B T$ (k_B – постоянная Больцмана, $T = 4,2$ К) и в спектре ЦР должны присутствовать переходы с обоих уровней. При длинном импульсе поля (когда успевает установиться равновесное заселение состояний) более интенсивной оказывается «длинноволновая» линия, т.е. состояние, начальное для такого перехода, является нижним. Однако, в спектре ЦР, измеренном на нарастающей ветви короткого импульса магнитного поля (12 мс), более интенсивной оказывается «коротковолновая» линия, т.е., носители не успевают «срелаксировать» со второго уровня Ландау на первый. Отметим, что эти два нижних уровня Ландау отличаются направлением момента (аналог спина для дырки), таким образом, о переходах между такими уровнями можно говорить как о спиновой релаксации. Выполненные на основе модели Кейна расчеты показывают, что вследствие различной структуры волновых функций этих состояний в резонансных полях время релаксации велико и составляет около 6 мс, что хорошо согласуется с результатами измерений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (# 11-02-00952), РАН и EuroMagNET в рамках контракта ЕС # 228043.

Список литературы

[1] O.Drachenko et al., Phys. Rev. B 79, 073301 (2009).

Детектирование терагерцового излучения вблизи порога полевого транзистора

М.Б. Лифшиц^{1,2}

¹ФТИ им А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Laboratoire Charles Coulomb, France

marli@mail.ioffe.ru

Мы исследуем фотоотклик в терагерцовом диапазоне в полевых транзисторах с двумерным электронным газом. Особый интерес к таким транзисторам связан с возможностью создания на их основе детекторов, работающих в THz-диапазоне.

В работе предложена простая физическая модель, описывающая нерезонансное детектирование и связывающая фотоотклик транзистора с проводимостью канала. Существующие модели [1, 2] описывают фотоотклик в предположении, что подвижность носителей в канале не зависит от напряжения на затворе, V_g . Однако, в общем случае (в частности, вблизи порога полевого транзистора) это не так. Обычно, оказывается достаточно сложно одновременно определить и подвижность носителей, и их концентрацию, как функции V_g . В тоже время, измерение проводимости канала, σ , не представляет такой сложности.

Мы показали, что в нерезонансном режиме ($\omega\tau < 1$) напряжение, возникающее между истоком и стоком транзистора, ΔU , в результате выпрямления падающего излучения, выражается через зависимость проводимости канала от напряжения на затворе

$$\Delta U(V_g) = \frac{U_a^2}{4} \left[\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dV_g} \right] = \frac{U_a^2}{4} \frac{d(\ln \sigma)}{dV_g} . \quad (1)$$

Здесь U_a – амплитуда высокочастотного напряжения между затвором и истоком, возникающего благодаря падающему излучению, ω – частота излучения, τ – время релаксации носителей заряда в канале.

Если подвижность носителей заряда в канале не зависит от их концентрации, а сама концентрация линейно зависит от напряжения на затворе, то выражение (1) воспроизводит результат работы [1] для нерезонансного режима $\Delta U = U_a^2 / (4U_0)$, здесь $U_0 = V_g - V_h$ – разность между напряжением на затворе и напряжением отсечки транзистора.

Полученное нами простое аналитическое выражение, позволяет находить фотоотклик транзистора, зная зависимость проводимости канала от напряжения на затворе, которую легко измерить экспериментально.

Предложенная модель получила экспериментальное подтверждение в результате исследований проведенных с разными типами полевых транзисторов [3].

Список литературы

[1] M.I. Dyakonov, M. Shur, IEEE Trans. Electron Devices 43, 380 (1996).

[2] M.I. Dyakonov, C. R. Physique 11, 413 (2010).

[3] M. Sakowicz, M.B. Lifshits, O.A. Klimenko, F. Schuster, D. Coquillat, F. Teppe, W. Knap, готовится

к печати

Плазмонные резонансы в двумерной электронной полоске с боковыми металлическими экранами

В.В. Попов, О.В. Полищук, Г.М. Цымбалов

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратов,
popov@soire.renet.ru

Плазмонные резонансы в двумерной (2D) электронной полоске с боковыми металлическими контактами теоретически исследовались в работах [1, 2]. Квази-электростатическое рассмотрение [1] дает корневую зависимость частоты плазмонного резонанса от волнового вектора резонирующей плазмонной моды $q \approx 2.2/w$, где w – ширина 2D электронной полоски. Обычно считается, что квази-электростатическая модель является хорошим приближением для плазмонов с большими волновыми векторами (намного большими волнового вектора электромагнитной волны с той же частотой). В то же время, в работе [2] было продемонстрировано, что электромагнитные эффекты в боковых контактах существенно влияют на ширину и интенсивность плазмонных резонансов в сколь угодно узкой 2D электронной полоске (т.е., даже при больших волновых векторах плазмонов).

В данной работе показано, что электродинамические эффекты, связанные с экранированием плазмонов протяженными боковыми экранами, приводят к некорневой дисперсии плазмонов в 2D электронной полоске с боковыми контактами (или в 2D электронной полоске с боковыми затворными электродами) в широком диапазоне изменения величины эффективного волнового вектора плазмона (рис. 1). Нарушение корневой дисперсии плазмонов в 2D электронной полоске с боковыми затворами наблюдалось экспериментально в работе [3].

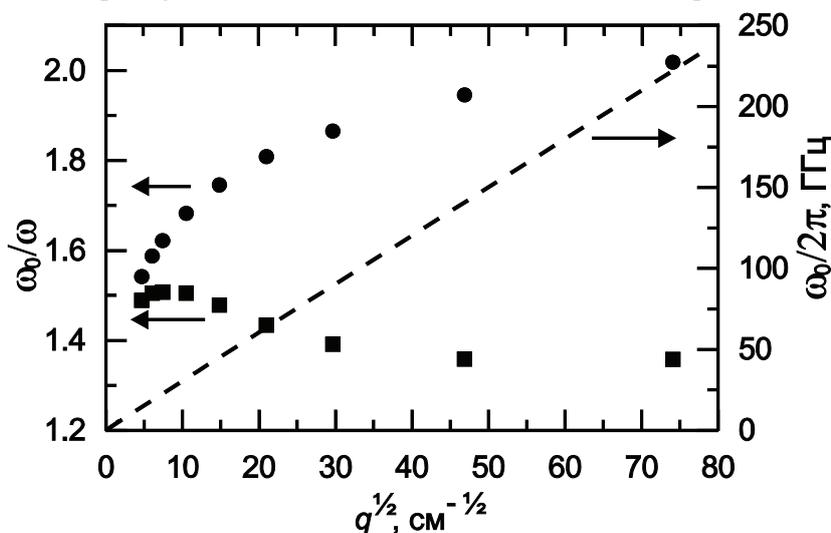


Рис. 1. Коэффициент «смягчения» частоты ω основной плазмонной моды в 2D электронной полоске на основе структуры GaAs/AlGaAs с боковыми металлическими контактами (кружки) и с боковыми металлическими затворами (квадраты) относительно частоты ω_0 основной плазмонной моды в изолированной 2D электронной полоске (без металлических экранов) на подложке GaAs в зависимости от эффективного волнового вектора плазмона $q = 2.2/w$. Концентрация электронов в 2D электронной полоске $1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, толщина подзатворного барьерного слоя 0.6 мкм. Дисперсия плазмонов в изолированной 2D электронной полоске $\omega_0(q^{1/2})$ показана штриховой линией

Список литературы

- [1] A. Satou, V. Ryzhii, and A. Chaplik, J. Appl. Phys. 98, 034502 (2005).
 [2] S.A. Mikhailov and N.A. Savostianova, Phys. Rev. B 74, 045325 (2006).
 [3] С.И. Губарев, А.А. Дремин, В.Е. Козлов, В.М. Муравьев, И.В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ 90, 588 (2009).

Concepts and characteristics of graphene-based infrared and terahertz devices

V. Ryzhii^{1,2}, A.A. Dubinov^{1,3}, V.Ya. Aleshkin³, T. Otsuji^{2,4}

¹CNEL, University of Aizu, Japan

²Japan Science and Technology Agency, Tokyo, Japan

³Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny Novgorod

⁴RIEC, Tohoku University, Sendai, Japan

v-ryzhii@u-aizu.ac.jp

We proposed new concepts of far infrared (FIR) and THz devices based on graphene layers (GLs) utilizing the specific features of the energy spectrum of graphene, namely, the zero energy gap and the constant velocity of electrons and holes. It was demonstrated that novel FIR and THz sources can generate the electromagnetic radiation and plasmons with the frequencies starting from about 1 THz at room temperatures [1–6].

Apart from the devices considered above, GLs can be used in FIR and THz photodetectors (see, for instance, [7]). The controlled opening of the energy gap in graphene nanoribbons (GNRs) and graphene bilayers (GBLs) opens up wide prospects of creation of high performance THz transistors [8, 9] and tunable phototransistors for FIR and THz radiation [10, 11]. GNR and GBL phototransistors with the gated structure similar to that of field-effect transistors utilizing the effect of the energy gap opening due the lateral size quantization and by the transverse electric field.

This work was supported by the Japan Science and Technology Agency, CREST, Japan and partially by the Federal Russian Program «Scientific and Educational Staff», Russia.

References

- [1] V. Ryzhii, M. Ryzhii, and T. Otsuji, J. Appl. Phys. 101, 083114 (2007).
- [2] A. Satou, F.T. Vasko, and V. Ryzhii, Phys. Rev. B 78, 115431 (2008).
- [3] A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin, et al, Appl. Phys. Express 2, 092301 (2009).
- [4] M. Ryzhii and V. Ryzhii, Jpn. J. Appl. Phys. 46, L151 (2007).
- [5] V. Ryzhii, M. Ryzhii, V. Mitin, et al, Appl. Phys. Express 2, 034503 (2009).
- [6] V. Ryzhii, A.A. Dubinov T. Otsuji, et al, J. Appl. Phys. 107, 054505 (2010).
- [7] F.T. Vasko and V. Ryzhii, Phys. Rev. B 77, 195433 (2008).
- [8] M. Ryzhii, A. Satou, V. Ryzhii, and T. Otsuji, J. Appl. Phys. 104 114505 (2008).
- [9] V. Ryzhii, M. Ryzhii, A. Satou, et al, J. Appl. Phys. 105 104510 (2009).
- [10] V. Ryzhii, V. Mitin, M. Ryzhii, et al, Appl. Phys. Express 1, 06302 (2008).
- [11] V. Ryzhii and M. Ryzhii, Phys. Rev. B 79, 245311 (2009).

Диагностика полупроводниковых структур методами терагерцовой ближнепольной микроскопии

А.О. Голубок^{2,3}, А.В. Лютецкий¹, Б.А. Матвеев¹, Н.А. Пихтин¹, Л.Л. Самойлов^{1,3},
И.Д. Сапожников², М.Л. Фельштын², И.С. Тарасов¹, В.Н. Трухин^{1,3}, Д.П. Хорьков^{1,3}

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

²Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург

³Санкт-Петербургский госуниверситет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург

tvalera.truchin@mail.ioffe.ru

Одной из важнейших задач неразрушающего контроля полупроводниковых наноструктур является разработка оптических методов, сочетающих высокое пространственное и спектральное разрешение, которые позволяют получать пространственное изображение нанообъектов с характерным размером несколько десятков нанометров с определением их оптических свойств в терагерцовой (ТГц) области спектра. Одним из наиболее перспективных направлений, в рамках которого обеспечиваются соответствующие методы, является безапертурная терагерцовая микроскопия ближнего поля [1].

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты исследования рассеяния ТГц излучения, обусловленного взаимодействием ближнепольной компоненты электромагнитного поля с полупроводниковыми наноструктурами вблизи зонда ТГц ближнепольного микроскопа. В качестве образцов были использованы сколы полупроводниковых лазерных структур AlGaAs-GaAs-AlGaAs и светодиодных структур на основе InAs. Был исследован эффект усиления рассеяния электромагнитного излучения от концентрации электронно-дырочной плазмы в полупроводниковых структурах и были получены пространственные ТГц изображения сколов полупроводниковых структур (зависимости ТГц сигнала от пространственных координат) и показано, что данные зависимости коррелируют с распределением концентрации носителей заряда в исследуемых образцах. Регистрация ближнепольного ТГц сигнала производилась синхронно с регистрацией топографии образца, которая осуществлялась методом атомно-силовой микроскопии. Используя метод времяразрешенной спектроскопии, были получены спектры рассеянного терагерцового излучения, которые позволили определить оптические параметры полупроводниковых структур, а также концентрацию свободных носителей заряда в исследуемых объектах. В светодиодных структурах на основе InAs был обнаружен плавный гетерепереход с характерной длиной несколько микрон.

Таким образом, в настоящей работе были проведены экспериментальные исследования эффекта взаимодействия ближнепольной компоненты электромагнитного поля с полупроводниковыми наноструктурами вблизи зонда, результатом которых стало определение распределения концентрации носителей заряда в полупроводниковых структурах с помощью ТГц микроскопа ближнего поля с пространственным разрешением порядка 100 нм.

Список литературы

- [1] G.C. Cho et al., *Semiconductor Science and Technology* 20, S286 (2005).

Высокочувствительные приемники терагерцового излучения на основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$

Д.Е. Долженко¹, В.И. Черничкин¹, Л.И. Рябова¹, А.В. Никорич², Д.Р. Хохлов¹

¹Московский госуниверситет им. М.В. Ломоносова, Москва

²Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Молдова

khokhlov@mig.phys.msu.ru

Большинство современных спектроскопических систем терагерцового диапазона используют метод активной локации, когда исследуемый объект освещается мощным лазерным терагерцовым импульсом, и исследуется сигнал, отраженный от объекта или прошедший через него. Пассивные системы, которые исследовали бы излучение терагерцового диапазона, испущенное собственно объектом, практически отсутствуют. Основная причина этого – малая чувствительность соответствующих приемников излучения. В то же время использование таких систем, безусловно, открыло бы принципиально новые возможности во многих областях деятельности, наиболее перспективными из которых представляются медицинские и космические приложения.

По оценкам, для создания систем пассивного терагерцового видения объектов, находящихся при комнатной температуре, требуются приемники терагерцового излучения с NEP (noise equivalent power) $< 10^{-16}$ Вт Гц^{-1/2}. Использование в космическом пространстве предъявляет к соответствующим фотоприемникам еще более строгие требования NEP $< 10^{-19}$ Вт Гц^{-1/2}. Существующие высокочувствительные фотоприемники терагерцового диапазона обеспечивают NEP $\sim 10^{-18}$ Вт Гц^{-1/2}, причем их рабочая температура составляет несколько десятков милликельвинов.

В настоящей работе анализируется работа приемника терагерцового излучения на основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$, работающего в режиме периодического накопления и последующего быстрого сброса сигнала. Показано, что при рабочей температуре 1.57 К можно получить значение NEP приемника $6 \cdot 10^{-20}$ Вт Гц^{-1/2} на длине волны 350 мкм. Обсуждаются метрологические проблемы, связанные с регистрацией столь слабых потоков излучения.

Магнитное поле как эффективное средство управления параметрическим усилением ТГц излучения в сверхрешётках

А.В. Шорохов¹, Н.Н. Хвастунов^{1,2}, К.Н. Alekseev³

¹Институт физики и химии, Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарёва, Саранск

²Мордовский государственный педагогический институт, Саранск

³Department of Physics, Loughborough University, United Kingdom

alex.shorokhov@mail.ru

Хорошо известно, что основной проблемой, не позволяющей реализовать идею использования блоховских осцилляций для генерации и усиления ТГц излучения сверхрешёткой, является образование электрических доменов в классическом режиме усиления, связанном с отрицательной дифференциальной проводимостью [1]. Одним из путей решения данной проблемы является использование методов, основанных на новых физических механизмах усиления, в частности, на использовании внешних электрических и магнитных полей для создания благоприятных условий для усиления в бездоменном режиме.

Одним из возможных вариантов является использования эффекта параметрического усиления в сверхрешётке, помещённой в чисто переменное поле накачки [2–7]. В этом случае возможно получить усиление слабого ТГц сигнала на гармониках поля накачки в условиях отсутствия нестабильностей в достаточно широкой области параметров системы. Отметим, что предварительные эксперименты, проведённые на частоте 10 GHz показывают реальность использования сверхрешётки как активной среды для параметрического усиления [7].

В данном докладе мы показываем, что перпендикулярное магнитное поле, приложенное к сверхрешётке, позволяет эффективно управлять режимом параметрического усиления, в частности, приводить к значительному увеличению коэффициента усиления и существенному уменьшению областей нестабильностей. Причём проведённые нами численные исследования предсказывают довольно большое усиление терагерцевого излучения в данной схеме усиления, существенно больше, чем в классических схемах усиления, основанных на эксплуатации режима отрицательной дифференциальной проводимости для усиления.

Работа поддержана программой АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» и грантом РФФИ.

Список литературы

- [1] А.А. Игнатов, В.И. Шашкин, ЖЭТФ 93, 935 (1987).
- [2] В.В. Павлович, ФТТ 19, 97 (1977).
- [3] Л.К. Орлов, Ю.А. Романов, ФТТ 19, 726 (1977).
- [4] T. Hyart, A.V. Shorokhov, K.N. Alekseev, Phys. Rev. Lett. 98, 220404 (2007).
- [5] A.V. Shorokhov, K.N. Alekseev, в кн. Condensed Matter Theories, Vol. 24, edited by F.V. Kusmartsev, World Scientific, 2009, с. 522.
- [6] А.В. Шорохов и др., ЖЭТФ 138, 930 (2010).
- [7] L. Subacius et. al., Acta Physica Polonica A 119, 167 (2011).



Органические полупроводники, молекулярные системы

Оптические и электрические свойства тонких пленок полифлуорена в терагерцовой области частот

А.В. Андрианов, А.Н. Алешин, А.В. Бобылев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

alex.andrianov@mail.ioffe.ru

Возможности когерентной терагерцовой (ТГц) спектроскопии во временных доменах позволяют бесконтактно определять целый ряд принципиальных электрических и оптические характеристик полупроводниковых кристаллов [1]. Данная методика дает возможность независимо определять спектральные зависимости как действительной, так и мнимой части диэлектрической проницаемости материала, причем без привлечения соотношений типа Крамерса-Кронига, что позволяет избегать неопределенностей, имеющих место при использовании подходов традиционной ИК спектроскопии.

Полупроводниковый сопряженный полимер poly[9,9-bis-(2-ethylhexyl)-9H-fluorene-2,7-diyl] (PFO), является перспективным материалом для создания эффективных светодиодов и полевых транзисторов [2, 3]. Изучение транспортных и оптических свойств этого полимера является важной и актуальной задачей, тем более, что исследований методом когерентной ТГц спектроскопии пленок PFO и его производных ранее не проводилось. В настоящей работе впервые приведены результаты измерений оптических (показателя преломления и коэффициента поглощения) и электрических (действительной и мнимой части проводимости) характеристик нелегированного полупроводникового полимера PFO в диапазоне частот 0.2-3 ТГц.

Исследовались тонкие пленки (толщина ~ 1 мкм) полимера PFO, нанесенные на подложки из р-кремния (111) толщиной ~ 400 мкм с удельным сопротивлением $10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Когерентное ТГц излучение генерировалось при возбуждении кристалла p-InAs импульсами титан-сапфирового лазера длительностью 12 фс (длина волны 800 нм, частота импульсов 80 МГц) и детектировалось методом электрооптического стробирования в кристалле ZnTe. При этом амплитудное соотношение сигнал/шум в системе когерентного ТГц спектрометра составляло не менее 8×10^3 . Применялась дифференциальная методика регистрации изменений ТГц волновой формы, вызванных взаимодействием ТГц излучения с тонкой пленкой полимера. Измерения проводились при комнатной температуре. Установлено, что спектральные зависимости коэффициента поглощения ТГц излучения, показателя преломления в ТГц области, а также действительной и мнимой части электрической проводимости пленок PFO удовлетворительно описываются Друде-Лоренцевской осцилляторной моделью электромагнитного отклика в полимерах (см., например, [4]).

Список литературы

- [1] M. van Exter, D. Grischkowsky, Phys. Rev. B 41, 12140 (1990).
- [2] T.A. Skotheim, J.R. Reynolds (Eds.), Handbook of Conducting Polymers, Third Edition, CRC Press, NY, 2007, v. 1–2.
- [3] A.N. Aleshin, I.P. Shcherbakov, J. Phys. D: Appl. Phys. 43, 315104 (2010).
- [4] A. Ugawa, G. Ojima, K. Yakushi, H. Karoda, Phys. Rev. B 38, 5122 (1988).

Новые полимерные композитные материалы для энергонезависимой памяти на основе МЕН-PPV

М.А. Дронов¹, И.А. Белогорохов², Д.Р. Хохлов³

¹РАН ИОФ им. А.М. Прохорова, Москва

²ФГУП «Гиредмет», Москва

³МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

Mikhail.Dronov@gmail.com

В последнее время во всем мире наблюдается огромный интерес к созданию новых типов запоминающих устройств. Сверхзадачей этих исследований можно считать совмещение в одной структуре достоинств трех основных типов памяти – скорость записи DRAM, энергонезависимость flash-памяти и большое количество циклов перезаписи, характерное для традиционных жестких дисков. Перспективными материалами таких исследований являются органические полупроводники. Достоинством органических материалов является сравнительно дешевое производство, не требующее высоких температур и вакуумных технологий. Важным преимуществом является экологическая чистота этого производства.

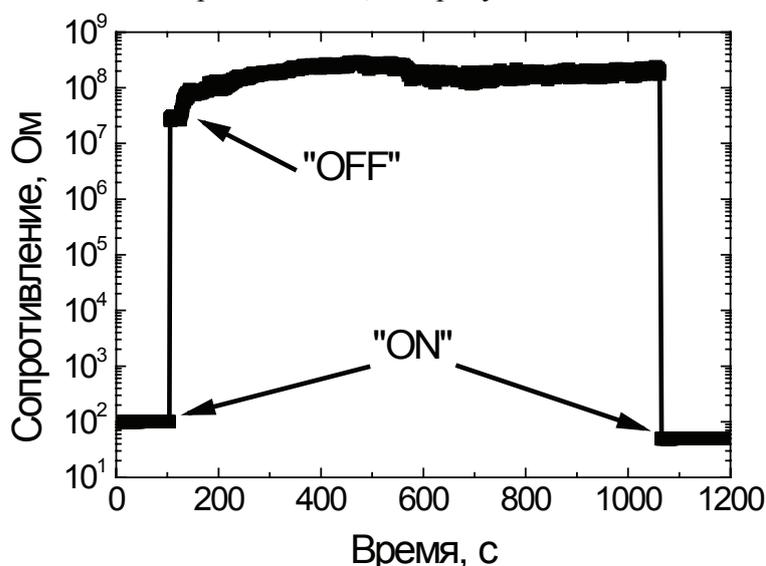
Эффект бистабильного переключения электрической проводимости под действием электрического поля обнаружен нами в объемных образцах полимерного композитного материала на базе МЕН-PPV (Поли(1-метокси-4-(2-этилгексилокси)-р-фениленвинил-лен)) с включенной в него добавкой металлических микрочастиц. Упомянутые электрические переключения обладают довольно большой амплитудой (более 10^6), при этом оба состояния по проводимости являются стабильными при температуре до 90°C . Проверка стабильности работы устройств показала, что система без заметной деградации может выдерживать значительное число переключений (более 10000).

Наблюдаемая высокая проводимость в «ON» состоянии, $5 \cdot 10^2 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, позволяет использовать устройства на основе предложенного материала в качестве ключей, с плотностью тока до 1 А/мм^2 .

Добавление органических фоточувствительных молекул, например фталоцианина хлорида алюминия, позволяет управлять пороговыми напряжениями переключения между состояниями, меняя интенсивность и длительность подсветки образца.

Наблюдаемый эффект электрических переключений кратко обсуждается в рамках наиболее распространенных моделей.

Рассмотренные в работе электрические переключения проводимости могут быть использованы для создания элементов энергонезависимой памяти нового поколения.



Полимерные материалы – альтернатива полупроводниковым средам для элементов оптоэлектроники

Н.А. Кулакова, И.М. Несмелова

ОАО «НПО «Государственный институт прикладной оптики», Казань

eugenekazan@gmail.com

В последние десятилетия в основном элементы оптоэлектроники (линзы, светодиоды, лазеры, защитные пластины) для видимой и инфракрасной областей спектра создаются на основе полупроводниковых материалов (германий, кремний, сульфид и селенид кадмия и цинка и др.).

Надо отметить, что в настоящее время российские исследователи и разработчики испытывают трудности в получении однородных, бездефектных кристаллов с необходимыми свойствами. Оптические элементы из полупроводников получаются габаритными, большого веса, дорогими по стоимости, а в ряде случаев не лучшего качества по основным оптическим характеристикам. Нужны новые технологии, новые оптические среды, которые с успехом применяются в зарубежных аналогах.

В работе сопоставляются основные физические свойства полупроводников (германий, кремний, селенид кадмия) и полимеров для оптики (полистирол, поликарбонат, полиметилметакрилат) и рассматривается возможность использования полимеров в качестве элементов оптоэлектроники для видимой и инфракрасной областей спектра, что позволит создать оптические системы менее габаритные, меньшего веса и цены, а в ряде случаев и с улучшенными оптическими характеристиками. Положительным моментом является получение оптических элементов, например, линз, методом моллирования (прессования полимеров с применением матриц из металла), что позволяет значительно упростить процесс получения и обработки поверхностей деталей.

Полимеры широко применяются для создания органических светодиодов, которые имеют лучшую передачу света, низкое энергопотребление.

Фотовольтаические ячейки с гетеропереходом субфталоцианин-фуллерен

Г.Л. Пахомов¹, В.В. Травкин², А.Ю. Лукьянов¹

¹Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

²Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

pakhomov@ipmras.ru

Как известно, технологии серийного изготовления органических фотовольтаических ячеек, OPVC (солнечных батарей) уже существуют, но поиск оптимальных материалов, методов их нанесения и конструкций OPVC продолжается, поскольку параметры далеки от достигнутых в неорганических устройствах.

В данной работе описано изготовление и тестирование прототипов многослойных фотовольтаических ячеек содержащих молекулярный гетеропереход «субфталоцианин хлорида бора (SubPc) / фуллерен (C60)». Подобные структуры из низкомолекулярных полупроводников в последнее время активно исследуются, интерес обусловлен высоким и стабильным КПД для OPVC на их основе. Дальнейшее повышение выходных параметров связано с более детальным пониманием как строения и свойств самого молекулярного гетероперехода, так и процессов протекающих на границах молекулярный слой/металл (или материал электрода, либо дополнительного компонента гетероструктуры).

Тонкоплёночные структуры получались на подложках с прозрачным анодом (стекло/ITO) последовательным термическим испарением компонентов [1]. В подкатодную область вводились ультратонкие интерфейсные слои (<10 нм), кроме того, дополнительные буферные слои формировались и на поверхности анода. Для этого использовались трис-8-гидроксихинолинат алюминия AlQ3 и нафталоцианин ванадила NcVO; верхний металлический электрод - Al.

Исследовано строение, оптические и фотоэлектрические свойства полученных гетероструктур. Показано увеличение эффективности при внедрении интерфейсных слоёв, а также в структурах с допированным при соосаждении фотоактивным слоем.

Список литературы

- [1] G.L. Pakhomov, V.V. Travkin, P.Y. Stakhira, V.V. Cherpak, D.Y. Volynyuk, Mol. Cryst. Liq. Cryst. 535, 42 (2011).

Электронная структура, спиновая поляризация и геометрия молекул фталоцианинов, легированных атомами 3d-, 4d- и 5d-периодов

Е.В. Тихонов¹, Э.Т. Кулатов², Ю.А. Успенский³, И.А. Белогорохов⁴, Д.Р. Хохлов¹

¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

⁴ОАО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет», Москва

tikhonov@mig.phys.msu.ru

Молекулы фталоцианина являются основой для большой группы органических полупроводниковых материалов, широко используемых во многих областях техники и электроники. Молекула фталоцианина, легированная атомами простых и переходных металлов, имеет крестообразную форму. Она содержит 56 атомов С, N, O и H, которые образуют «крест», тогда как 1 атом металла помещается в центре молекулы. В зависимости от условий синтеза молекулы могут образовывать кристаллы с несколькими типами структуры или формировать комплексы, состоящие из 1, 2, 3 или 4 молекул фталоцианина. Кроме этого, возможно замещение атомов водорода в молекуле на отдельные группы радикалов, что вносит еще большее разнообразие в свойства и структуру фталоцианинов.

В настоящей работе с помощью расчетов из «первых принципов» исследуются закономерности изменения электронной структуры и геометрии молекул фталоцианинов, легированных атомами 1-ого, 2-ого и 3-его больших периодов Периодической системы элементов. Особое внимание уделяется ширине энергетического зазора, разделяющего заполненные и незаполненные молекулярные уровни (разность энергий LUMO-HOMO), величине спинового расщепления уровней в молекулах с нечетным числом электронов, геометрии молекулы и величинам межатомных расстояний. Отметим, в качестве примера, что молекула ZnPc имеет форму плоского креста, тогда как в молекулах SnPc и PbPc атом металла смещается из плоскости молекулы, соответственно, на 1,13 Å и 1,32 Å. При этом молекулы SnPc и PbPc теряют плоскую форму и становятся похожи на широкий конус. Наш расчет, выполненный с помощью компьютерной программы GAMESS-US[1] в рамках приближения локальной плотности (с учетом градиентных поправок) и в рамках гибридных функционалов, хорошо воспроизводит эти изменения. В работе изучаются закономерности изменения перечисленных выше электронных и структурных свойств и высказываются предположения о механизмах, лежащих в их основе.

Список литературы

[1] M.W.Schmidt, K.K.Baldrige, J.A.Boatz, S.T.Elbert, M.S.Gordon, J.H.Jensen, S.Koseki, N.Matsunaga, K.A.Nguyen, S.J.Su, T.L.Windus, M.Dupuis, J.A.Montgomery, J. Comput. Chem. 14, 1347 (1993).

Углеродные наноматериалы

Циклотронный резонанс в двухслойном графене: кулоновское взаимодействие и электронно-дырочная асимметрия

В.Е. Бисти¹, Н.Н. Кирова²

¹ИФТТ РАН, Черноголовка

²LPS, Universite Paris Sud, France

bisti@issp.ac.ru

Двухслойный графен – уникальная двумерная система, в которой электроны обладают одновременно параболическим законом дисперсии и хиральностью. По мере удаления от точки нулевой энергии квадратичный закон дисперсии переходит в линейный. Спектр электронов при приближении сильной связи, учитывающем только переходы между ближайшими соседями, принадлежащими различным подрешеткам, симметричен относительно нуля. В магнитном поле имеется двукратно вырожденный уровень нулевой энергии, в соответствии с двумя разными орбитальными состояниями. С учетом: долинного и спинового вырождения уровень нулевой энергии вырожден восьмикратно. При слабой асимметрии слоев двухслойного графена долинное и орбитальное вырождение снимается, имеются четыре слабо расщепленных двукратно вырожденных по спину уровней. Учет переходов между следующими соседями (ближайшими соседями одной подрешетки) переходов приводит к электронно-дырочной асимметрии электронного спектра относительно точки нулевой энергии; в магнитном поле электронно-дырочного спектра приводит к снятию орбитального вырождения.

Рассмотрен циклотронный резонанс в двухслойном нейтральном графене графене в сильном перпендикулярном магнитном поле (фактор заполнения $\ll 1$). Исследованы переходы между уровнями Ландау с последнего заполненного уровня на следующий свободный. Учитывалось влияние кулоновского взаимодействия, слабой асимметрии слоев графена и электронно-дырочной асимметрии. Исследуемые переходы, представляющие собой возбуждения зарядовой плотности, были рассмотрены в приближении Хартри-Фока при малых значениях импульсов возбуждений. Показана сильная зависимость энергии циклотронного перехода от основного состояния двухслойного графена. Показано, что при учете электронно-дырочной асимметрии асимметрия в циклотронном резонансе (присутствие двух переходов электронного и дырочного типов с разными энергиями) зависит от величины магнитного поля. В области меньших магнитных полей разница в энергиях обусловлена электронно-дырочной одночастичной асимметрией и пропорциональна магнитному полю H , при больших полях расщепление в спектре определяется электрон-электронным взаимодействием и пропорционально $H^{1/2}$.

Для симметричного случая с половинным заполнением нулевого уровня энергии показано, что как для двухслойного, так и для однослойного графена имеется расщепление, обусловленное взаимодействием переходов электронного и дырочного типов, пропорциональное характерной кулоновской энергии, то есть $H^{1/2}$.

Работа поддержана фондом РФФИ.

Осцилляции Ааронова-Бома в сопротивлении неодносвязного графена, обусловленные краевыми состояниями Тамма-Дирака

В.А. Волков^{1,2}, И.В. Загороднев^{1,2}, В.В. Еналдиев²

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва

²МФТИ, Долгопрудный

VoVA@cplire.ru

Проявления эффекта Ааронова–Бома (ЭАБ) в полупроводниках обычно исследуют в образцах в форме узкого кольца с парой токовых контактов. Магнитное поле управляет фазой волновой функции электронов в таком кольце, приводя к осцилляциям сопротивления образца с периодом по магнитному полю, отвечающему прохождению кванта магнитного потока через площадь отверстия. Эффект, как правило, мал по амплитуде и проявляется при субгелиевых температурах.

Недавно [1] подобный эффект был обнаружен в магнитосопротивлении графеноподобных структур, имеющих наноотверстия. Особенности эффекта были большая амплитуда и слабая чувствительность к температуре. Наблюдение ЭАБ в образцах некольцевой геометрии является вызовом теории.

Предложено объяснение обнаруженного эффекта для образца графена с единичным наноотверстием (антидотом). Носителями в графене являются бесщелевые дираковские фермионы. Ранее [2] было показано, что вблизи произвольного линейного края графена должны существовать (даже без магнитного поля) краевые состояния таммовского типа («состояния Тамма-Дирака»), что является уникальной особенностью бесщелевых дираковских электронов. В работе показано, что на краю антидота должны существовать квазидискретные (без магнитного поля) или дискретные (в магнитном поле) краевые состояния этого типа, связанные с конечностью периметра антидота. Электроны в таких состояниях имеют свойства, аналогичные электронам в кольце. Поэтому в системе с антидотом можно ожидать проявлений ЭАБ.

Решается краевая задача об определении энергетического спектра в антидоте в магнитном поле. Электроны в графене описываются уравнением Вейля-Дирака. На границе дыры ставится граничное условие [2], зависящее от одного феноменологического параметра. Показано, что помимо уровней Ландау и уровней краевых магнитных состояний, отвечающих скачущим орбитам, в спектре антидота есть уровни, порожденные состояниями Тамма-Дирака. В сильных полях энергия этих состояний периодически зависит от потока магнитного поля через дыру, причем при определенных условиях этот период близок к кванту магнитного потока.

Резонансное туннелирование электронов через эти состояния и определяет периодические по магнитному полю осцилляции сопротивления. Слабая температурная зависимость ЭАБ обусловлена большой энергией квантования этих уровней, что связано с малой величиной периметра наноотверстия.

Работа поддержана грантом РФФИ 11-02-90015 и программами РАН. ИВЗ благодарен за поддержку Фонду некоммерческих программ “Династия”.

Список литературы

[1] Yu.I. Latyshev et al, J. Phys.: Conf. Ser. 248, 012001(2010) и частн. сообщение

[2] В.А. Волков, В.А. Загороднев, ФНТ 35, 5 (2009); J. Phys: Conf. Ser. 193, 012113 (2009).

Нелинейный отклик графена на высокочастотные электромагнитные поля

М.М. Глазов¹, Е.Л. Ивченко¹, С.А. Тарасенко¹, Й. Карх², П. Ольбрих², С.Д. Ганичев²

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Терагерцовый центр, Регенсбург, Германия

glazov@coherent.ioffe.ru

В докладе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований нелинейного высокочастотного транспорта в графене. Предсказано и обнаружено новое явление – циркулярный высокочастотный эффект Холла.

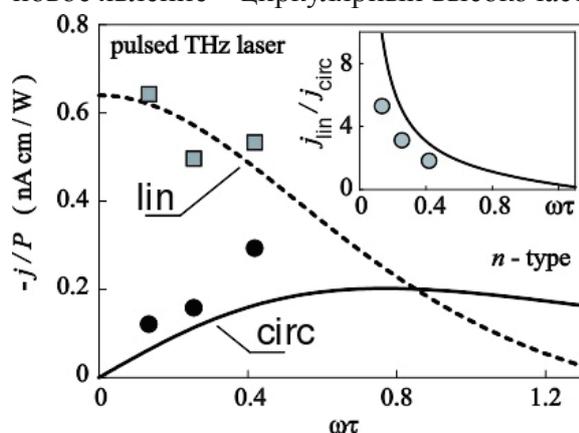


Рис. 1. Частотные зависимости фототоков в графене

Теоретически показано, что в идеальных образцах генерация фототока возможна лишь за счет эффекта увлечения – передачи импульса фотонов двумерному электронному газу. Эффект возникает при наклонном падении света и имеет ряд особенностей, связанных со спецификой зонной структуры графена. В частности, фототок имеет компоненту, изменяющую свое направление при смене знака циркулярной поляризации падающего электромагнитного поля. Микроскопическая природа этого явления – дрейф носителей во вращающихся скрещенных электрическом и магнитном полях волны.

Помимо циркулярного фототока в графене допустим и линейный эффект увлечения.

Указанные вклады в фототок наблюдались экспериментально как на образцах микронных размеров, полученных методами расслаивания (эксфолиации), так и на эпитаксиальных образцах размером несколько миллиметров. На рисунке представлены частотные зависимости линейного (квадраты) и циркулярного (кружки) фототоков, измеренных на образце *n*-типа с концентрацией носителей порядка $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ и подвижностью $10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Сплошная и пунктирная кривая – результат расчета фототоков в рамках классического кинетического уравнения. Согласие между экспериментом и теорией имеет место без использования подгоночных параметров [1].

При облучении краев образца циркулярно поляризованным светом наблюдается фототок, который течет вдоль граней и формирует вихрь. Направление закручивания вихря определяется знаком циркулярной поляризации излучения. Природа этого эффекта заключается в рассеянии носителей на краях образца, величина фототока находится в хорошем согласии с разработанной нами теорией краевого фотогальванического эффекта в графене [2].

В докладе также обсуждается нелинейный отклик графена на удвоенной частоте: генерация второй гармоники [3].

Список литературы

- [1] J. Karch et al., Phys. Rev. Lett. 105, 227402 (2010).
- [2] J. Karch et al., preprint arXiv cond-mat/1002.1047 (2010).
- [3] M.M. Glazov, preprint arXiv cond-mat/1101.2842 (2011).

Квантовая электродинамика графена

О.В. Кибис

Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск

Oleg.Kibis@nstu.ru

С момента открытия графена его уникальные физические характеристики привлекают неослабное внимание научного сообщества. В частности, в фокусе внимания теоретиков и экспериментаторов находится влияние электромагнитного поля на электронные свойства графена [1]. Однако все теоретические модели, ранее разработанные для описания этого влияния, рассматривают электромагнитное поле в рамках классической электродинамики. Теория, способная описать сильное взаимодействие между электронами в графене и квантованным электромагнитным полем, была неизвестна вплоть до последнего времени. Предлагаемая работа нацелена на то, чтобы частично восполнить этот фундаментальный пробел.

Чтобы описать взаимодействие между безмассовыми дираковскими фермионами в графене и циркулярно поляризованными фотонами, были найдены точные решения электрон-фотонного уравнения Дирака [2]. Из этих решений следует, что рассматриваемое взаимодействие формирует связанные электрон-фотонные состояния, которые следует рассматривать как квазичастицы нового типа. Поскольку энергетический спектр этих квазичастиц характеризуется энергетической щелью между валентной зоной и зоной проводимости, то рассматриваемое взаимодействие приводит к переходу металл-изолятор в графене. Стационарная энергетическая щель, индуцированная фотонами, и сопутствующие эффекты могут наблюдаться в графене, подвергнутом воздействию циркулярно поляризованного лазерного излучения.

Большим сюрпризом явилось то, что задача взаимодействия между электронами на уровне Ферми графена и циркулярно поляризованными фотонами может быть решена точно в аналитическом виде. Необходимо отметить, что решенная задача является одной из немногих точно решаемых проблем в теории электрон-фотонного взаимодействия, и потому небезынтересна как для физики конденсированного состояния, так и для квантовой оптики. Более того, поскольку электроны в графене ведут себя подобно безмассовым релятивистским фермионам, графен может служить низкоэнергетическим полигоном для верификации релятивистских моделей элементарных частиц. Поэтому найденные точные решения электрон-фотонного уравнения Дирака могут быть полезны, в том числе, для описания взаимодействия между фотонами и релятивистскими частицами. Таким образом, решенная задача лежит на пересечении различных актуальных областей современной физики и потому представляет междисциплинарный интерес.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 10-02-00077 и 10-02-90001).

Список литературы

- [1] A.H. Castro Neto, F.Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, and A.K. Geim, Rev. Mod. Phys. 81, 109 (2009).
[2] O.V. Kibis, Phys. Rev. B 81, 165433 (2010).

Низкотемпературные транспортные свойства пленок мультиграфена на поверхности SiC

А.А. Лебедев, Н.В. Агринская, С.П. Лебедев, М.Г. Мынбаева, В.Н. Петров, А.Н. Смирнов, А.М. Стрельчук, А.Н. Титков, Д.В. Шамшур

ФТИ им А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург

shura.lebe@mail.ioffe.ru

Исследованные графеновые пленки были получены методом термического разложения (сублимации) поверхности подложек карбида кремния (SiC) в вакууме при температурах 1300–1400 °С [1]. В качестве исходных, использовались подложки полужонированного SiC площадью $\sim 1 \text{ см}^2$. Толщины полученных пленок графена (GR), определенные с использованием метода Рамановского комбинационного рассеяния, составляли 3–5 монослоя [2]. Для проведения электрофизических измерений на поверхности образцов формировались тестовые структуры в геометрии Холловского моста (*Hall-bar*). Размер мультиграфеновой пленки, на которой проводились измерения, составлял от $37 \times 10 \text{ мкм}$ до $114 \times 10 \text{ мкм}$.

Измерения вольтамперных характеристик и эффекта Холла проводились в диапазоне температур 2–300 К. Проведенные исследования показали, что при $T < 40 \text{ К}$ проводимость GR слабо зависит от температуры и убывает с уменьшением температуры по логарифмическому закону, характерному для двумерных металлов (режим слабой локализации) [3]. На зависимости магнетосопротивления (МС) присутствовал пик отрицательного магнетосопротивления, связанный со слабой локализацией (он проявлялся также и при 4,2 К, так что не может быть связан со сверхпроводимостью металлов, использованных в качестве контактов при изготовлении тестовых структур). При более высоких полях наблюдается линейное по полю положительное МС, которое можно связать с так называемым эффектом параллельной проводимости, когда электрический ток перераспределяется с увеличением магнитного поля, концентрируясь в слоях с низкой подвижностью [4].

Таким образом, наблюдаемые при низких температурах особенности транспортных свойств в полученных образцах свидетельствуют о существовании двумерного дырочного газа. Относительно высокая концентрация носителей (10^{12} см^{-2}) и низкая подвижность $100 \text{ см}^2/(\text{В с})$ свидетельствуют о том, что носители не являются собственными а связаны с дефектами самого мультиграфена или области интерфейса SiC – мультиграфен (GR/SiC).

Работа была поддержана программой Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред» и ФАНИ (Контракт № 02.740.11.0108 от 15.06.2009).

Список литературы

- [1] А.А.Лебедев и др., ФТТ 51, 783 (2009).
- [2] А.А.Лебедев и др., ФТП 45, 634 (2011).
- [3] В.Ф.Гантмахер, Электроны в неупорядоченных средах, Москва, Физматлит, 2003.
- [4] S.V. Morozov et.al, Phys.Rev.B 72, 201401 (2005).

Особенности адсорбции фуллеренов C_{60} на реконструированных поверхностях кремния

А.В. Зотов, Д.В. Грузнев, А.В. Матецкий, Л.Н. Бондаренко, А.А. Саранин

Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

zotov@iacp.dvo.ru

Начиная с их открытия в 1985 году, фуллерены, а также материалы и наноструктуры на их основе привлекают значительное внимание исследователей. В частности, большое количество работ посвящено зарождению, росту и структуре сверхтонких пленок фуллеренов на различных подложках (как правило, либо на чистых металлах, либо на чистых полупроводниках). Использование в качестве подложек поверхностных реконструкций кремния с субмонослойными пленками металлов открывает новые возможности как для управления структурой и свойствами пленок фуллеренов, так и для обнаружения новых адсорбционных явлений. В настоящем докладе мы представляем результаты наших наблюдений с помощью метода сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) адсорбции фуллеренов на некоторых реконструкциях, индуцированных на поверхности Si(111) металлическими адсорбатами (In, Au, Pb).

При исследовании адсорбции C_{60} на реконструированной поверхности Si(111)- $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -In обнаружено специфическое взаимодействие между C_{60} и точечными дефектами поверхности, которые представлены вакансиями (отсутствующими атомами In в решетке Si(111)- $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -In) и Si-дефектами (атомами Si, замещающими атомы In в регулярных положениях решетки). С одной стороны адсорбированные фуллерены захватываются Si-дефектами (причем, молекула C_{60} располагается не над самим Si-дефектом, а над ближайшим к нему атомом In), а с другой стороны группа из нескольких фуллеренов образует ловушку для подвижных вакансий.

При осаждении C_{60} на поверхностные реконструкции In/Si(111), представляющие собой моноатомные слои In разной плотности, зафиксирован рост концентрации In на поверхности между фуллеренами за счет ее уменьшения непосредственно под фуллеренами. Движущей силой перераспределения атомов In является вытеснение атомов металла для образования энергетически более выгодной связи молекулы C_{60} с атомами Si подложки.

Структурные превращения в слое металла наблюдались и при адсорбции C_{60} на поверхности Pb/Si(111). В этом случае исходная поверхностная реконструкция Si(111)- 1×1 -Pb в результате осаждения на нее фуллеренов изменялась на реконструкцию Si(111)- $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Pb.

Фуллерены, адсорбированные на поверхности Si(111)- α - $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Au и ее модификации Si(111)- $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -(Au,In), образуют плотноупакованные молекулярные массивы. Особенностью этих массивов является то, что различные фуллерены внутри массива демонстрируют разный контраст на СТМ-изображениях, в результате чего наблюдаются специфические картины, образованные «яркими» и «темными» молекулами C_{60} . Контраст фуллеренов отражает различие в адсорбционных положениях, которые C_{60} занимают на поверхности. То, что определенные особые адсорбционные положения периодически повторяются в массиве, оказывает существенное влияние на его рост. В частности, на ранних стадиях роста обнаружено формирование «магических» островков фуллеренов, содержащих строго фиксированное число молекул (например, 37, 44, 48).

Углеродные материалы при высоких давлениях: транспорт и фазовые переходы

Г.В. Тихомирова, Я.Ю. Волкова, А.Н. Бабушкин

Уральский госуниверситет им. А.М. Горького, Екатеринбург

galina.tikhomirova@usu.ru

Исследовано сопротивление предварительно необработанных образцов фуллерена C_{60} и одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ) при давлениях 20–50 ГПа в интервале температур 77–450 К. Изучена кинетика релаксации сопротивления C_{60} при изменении давления. Данные для C_{60} и ОУНТ сопоставлены с проводимостью графита, исследованной при тех же условиях.

В процессе обработки давлением и температурой фуллерен испытывает последовательность фазовых превращений. Эти фазы сильно отличаются как по величине сопротивления (от сотен Ом до сотен МОм), так и по его температурной зависимости. Идентифицированы особенности, соответствующие известным из литературы фазовым превращениям фуллерена. Предложена схема последовательности фазовых превращений фуллерена под действием высоких давлений и/или температур. Определено время релаксации сопротивления фуллерена после изменения давления: оно составляет ~140 мин. и не зависит от давления. Зависимость критических давлений от условий и длительности предварительной обработки фуллерена давлением и температурой, а также размытый характер фазовых переходов связываются с большой длительностью этих переходов.

Исследованы электрические свойства (проводимость на постоянном токе, термоэдс и импеданс) графита при давлениях 15–50 ГПа, в области температур 77–450 К. При измерениях на постоянном токе обнаружено две особенности в области 15–20 ГПа (при первом нагружении образца) и около 30 ГПа, которые могут быть связаны с фазовыми переходами в графите при этих давлениях [1–2]. Из результатов исследований термоэдс и импеданса получили, что в графите, в области давлений от ~16 до ~30 ГПа, при этих методах исследования наблюдаются особенности, указывающие на переход в другое состояние, что коррелирует с данными для измерений на постоянном токе.

Исследованы образцы ОУНТ, полученные тремя способами: термического распыления графита (содержание ОУНТ ~ 70%), газофазного химического осаждения (содержание ОУНТ ~ 80%) и методом HiPco (содержание ОУНТ ~ 90%). Обнаружен ряд особенностей в поведении электрических характеристик образцов (электросопротивления и активационной энергии) в интервале давлений 27–42 ГПа. Наблюдаемые изменения электрических свойств необратимы. Процентное содержание ОУНТ в образце влияет на характер изменения его электрических свойств под действием высоких давлений. В образцах с большим содержанием ОУНТ эти особенности выражены сильнее.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №09-02-01316 и 10-02-96036-р_урал.

Список литературы

- [1] T.L. Schindler, Y.K. Vohra, J. Phys.: Condens. Matter 7, 637 (1995).
- [2] Li Quan et al., Physical Review Letters 102, 175506 (2009).

Теория резонансного фотонного увлечения в графене

Л.И. Магарилл¹, Д.Л. Шепелянский², М.В. Энтин¹

¹Институт физики полупроводников, Новосибирск

²Laboratoire de Physique Theorique (IRSAMC), Universite de Toulouse, France

entin@isp.nsc.ru

Увлечение электронов фононами – это ток, связанный с передачей импульса фотона \mathbf{Q} электронам. В настоящей работе теоретически изучался ток фотонного увлечения под действием ИК освещения графена с вырожденным электронным газом вблизи порога межзонных переходов при наклонном падении света на графеновую плоскость. К фототоку приводят два основных механизма увлечения: прямая передача планарной компоненты импульса фотона \mathbf{q} электрону и эффект, обусловленный \mathbf{q} -зависимым отбором переходов за счет резкости поверхности Ферми, называемые, соответственно, нерезонансным и резонансным фотонным увлечением (НФУ и РФУ) (см. рис. а, б).

Ток фотонного увлечения в графене зависит от направления падения света и его поляризации и, вообще говоря, не параллелен \mathbf{q} . РФУ существует в узком диапазоне частот $|\hbar\omega - 2\varepsilon_F|/sq = a < 1$, где s – скорость электронов:

$$j_x = -\frac{2}{3}J_0\sqrt{1-a^2}((1-a^2)e_x^2 + (2+a^2)e_y^2),$$

$$j_y = -\frac{4}{3}J_0(1-a^2)^{3/2}e_x e_y.$$

Здесь \mathbf{q} параллелен оси x , $\mathbf{E}=\mathbf{e}E$ – электрическое поле волны, $J_0=(e^3/8\pi\hbar^2\omega)\tau sE^2$, τ – время свободного пробега на энергии Ферми. РФУ не имеет малости связанной с волновым вектором света.

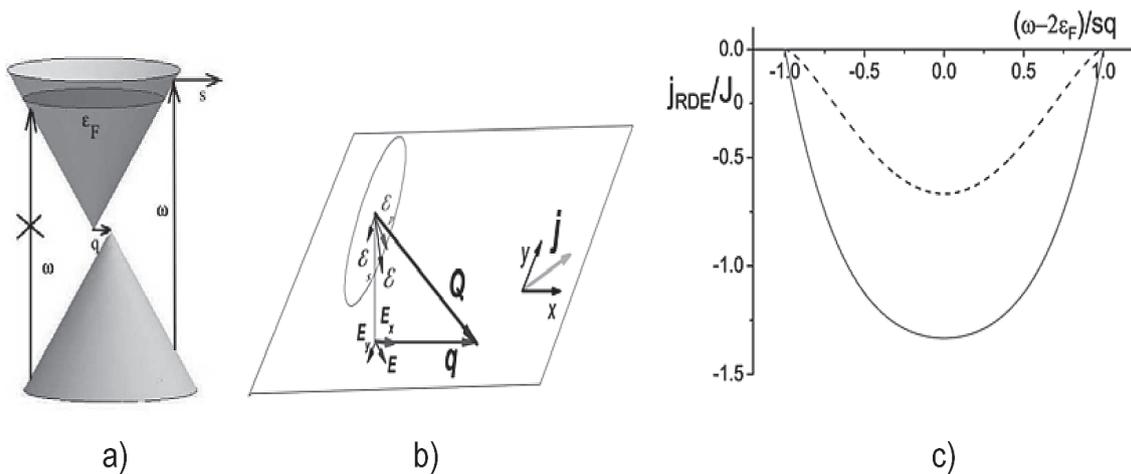


Рис. а) Схема межзонных переходов в графене. Дырочный конус сдвинут в импульсном пространстве на \mathbf{q} . Переходы разрешены только выше поверхности Ферми. б) Геометрия предполагаемого эксперимента. Свет имеет волновой вектор \mathbf{Q} и линейную поляризацию. в) Компонента тока РФУ j_x как функция нормированной частоты a . Сплошная кривая: $e_y=0$, пунктир: $e_x=0$



Метаматериалы и фотонные кристаллы

Новые метаматериалы и квантовые приборы на основе полупроводниковых и графеновых оболочек

В.Я. Принц

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

prinzh@isp.nsc.ru

Представлены оригинальные результаты в области формирования и исследования полупроводниковых и графеновых наноматериалов, квантовых структур и приборов.

Созданы и исследованы новые типы наноматериалов:

1) двумерные и трехмерные «умные» киральные метаматериалы, обладающие гигантской оптической активностью и отрицательным коэффициентом преломления и возможностью сверхбыстрого и плавного изменения поляризации проходящего электромагнитного излучения [1, 2]

2) «умные» механические метаматериалы с полупроводниковыми и графеновыми элементами, способные управляемо изменять свои свойства при внешнем воздействии [3, 4]

3) наноматериалы на основе разориентированных биграфеновых пленок со «сверхрешетками» в распределении плотности носителей заряда (муаровые структуры)

Представлены результаты по выращиванию графена и формированию графеновых наноприборов. Демонстрируются свойства и параметры:

1) массивов графеновых полевых эмиттеров [5]

2) сверхчувствительных сенсоров и наноактюаторов [6, 7, 8]

2) квантовых графеновых приборов, работающих при комнатной температуре, в том числе в условиях одноэлектронного транспорта.

Демонстрируются результаты моделирования гибридных 3D наноструктур графен-полупроводник и их свойств [9]. Приведены результаты по исследованию магнитотранспорта в 3D полупроводниковых и графеновых структурах в условиях гигантского градиента магнитного поля [10, 11].

Рассмотрены созданные и перспективные перестраиваемые квантовые системы, основанные на возможности управляемой трансформации упругих оболочек.

Список литературы

- [1] E.V. Naumova et al., J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 11, 074010 (2009).
- [2] E.V. Naumova, V.Ya. Prinz, S.V. Golod, V.A. Seleznev, and V.V. Kubarev, статья направлена в Nature Photonics.
- [3] V.Y. Prinz et al., Sci. Technol. Adv. Mater. 10, 034502 (2009).
- [4] В.Я. Принц, А.В. Принц, А.В. Копылов, Патент № 2374746 (2009).
- [5] В.Я. Принц, С.В. Мутилин, С.В. Голод, Патент № 2400858 (2010).
- [6] В.А. Селезнев, В.Я. Принц, В.М. Анискин, А.А. Маслов, ПМТФ 2, 145 (2009).
- [7] V.Ya. Prinz, and V.A. Seleznev, Phys. Stat. Sol. (b) 244, 4193 (2007).
- [8] I.V. Antonova et al., Nanotechnology 22, 285502 (2011).
- [9] R.M. Taziev and V.Ya. Prinz, статья направлена в Nanotechnology.
- [10] A.V. Vorob'ev et al., Phys. Rev. B 75, 205309 (2007)
- [11] S.V. Mutilin, Yu.S. Yukecheva, A.V. Vorob'ev, M.A. Putyato, V.Ya. Prinz, статья направлена в Nanotechnology.

Электромагнитные волны в квантовых метаматериалах на основе волноводных линий со встроенными джозефсоновскими переходами

А.В. Швецов¹, А.М. Сатанин¹, А.И. Гельман²

¹Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, Н.Новгород

²Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород

sarkady@mail.ru

В последнее время огромный интерес вызывают исследования искусственных сред, обладающих необычными электродинамическими свойствами [1]. Наиболее известный пример подобных сред – это вещества с отрицательным показателем преломления или среды Веселаго [2]. Современные нанотехнологии позволяют создавать композиционные материалы, содержащие включения разных масштабов и свойств, которые обладают заданными электродинамическими характеристиками, коренным образом отличающимися от характеристик компонент. Подобные искусственные среды или метаматериалы уже широко используются для создания безотражательных покрытий и различных оптических элементов. Другое направление исследования связано с разработкой метаматериалов на основе активных сред, например, содержащих сверхпроводящие джозефсоновские переходы или джозефсоновские генераторы [3]. Поскольку джозефсоновские переходы обладают нелинейной индуктивностью, в настоящее время они уже используются для создания нелинейных метаматериалов [4].

В данной работе изучаются принципиально новые среды – квантовые метаматериалы. Рассматривается сверхпроводящая волноводная линия, заполненная джозефсоновскими переходами с малыми емкостями (подобная предложенной в [5]). Предполагается, что при низких температурах эффективно населено (возбуждено) несколько энергетических уровней джозефсоновских осцилляторов. Физические свойства таких материалов будут зависеть от квантового состояния, в котором находятся сверхпроводящие элементы. Главное отличие рассматриваемых сред от классических состоит в том, что в них можно создавать суперпозицию состояний, которые будут сохранять когерентность на временах, меньших времени релаксации квантовых элементов среды (составляющих для отдельных джозефсоновских переходов микросекунды). Полагая время релаксации большим времени распространения сигналов, динамику переходов будем описывать волновой функцией. В то же время электромагнитное поле в среде можно описывать классическими уравнениями. В рамках данной модели исследовано возникновение периодических структур и бистабильное поведение результирующего метаматериала, обусловленное нелинейностью взаимодействия переходов с полем.

Список литературы

- [1] V. M. Agranovich et al., Phys. Rev. B 69, 165112 (2004).
- [2] В. Г. Веселаго, УФН 173, 790 (2003).
- [3] C. G. Du, H. Y. Chen, and S. Q. Li, Phys. Rev. B 74, 113105 (2006).
- [4] N. Lazarides, G.P. Tsironis, Appl. Phys. Lett. 90, 163501 (2007).
- [5] A.L. Rakhmanov et al., Phys. Rev. B 77, 144507 (2008).

Фотонно-кристаллические структуры как оптические наноантенны

С.В. Лобанов^{1,2}, Т. Weiss^{3,4}, Н.А. Гиппиус^{1,3}, С.Г. Тиходеев¹

¹Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

²Московский госуниверситет им. М.В. Ломоносова, Москва

³LASMEA, University Blaise Pascal, France

⁴4th Physics Institute, University of Stuttgart, Pfaffenwaldring, 57, Stuttgart, Germany

tikh@gpi.ru

В последнее время резонансные фотонно-кристаллические структуры на основе наноструктурированных полупроводников и/или металлов стали использоваться (см., например, в [1, 2]) для создания наноантенн ИК и оптического диапазонов, управляющих светимостью, диаграммой направленности и состоянием поляризации оптического излучения расположенных внутри них нанообъектов, например, полупроводниковых квантовых точек. Принцип работы таких наноантенн основан на эффекте Пурселла [3]: скорость излучательной рекомбинации локализованного дипольного источника света определяется не только его собственным дипольным моментом, но и действующим электромагнитным полем в месте расположения нанообъекта. Действующее поле может быть резонансно усилено в случае, если частота излучательного перехода близка к резонансной частоте фотонной структуры. Важными являются также правильное расположение дипольного излучателя (в пучности резонансного поля), взаимная ориентация дипольного момента и действующего электрического поля, симметрия резонансных мод фотонно-кристаллической структуры.

В докладе будет дан обзор основных экспериментальных результатов по оптическим наноантеннам. Будут также обсуждены механизмы управления диаграммой направленности, светимостью и поляризацией излучения квантовых точек при помощи фотонно-кристаллических наноантенн, использующих резонансные моды плазмонной и квази-волноводной природы [4–8].

Список литературы

- [1] D. Dregely et al., Nature Comms., to be published (2011).
- [2] K. Konishi et al., Phys. Rev. Lett. 106, 057402 (2011).
- [3] E. M. Purcell, Phys. Rev. 69, 681 (1946).
- [4] S G. Tikhodeev et al., Phys. Rev. B 66, 045102 (2002).
- [5] N. A. Gippius et al., Phys. Rev. B. 72, 045138 (2005).
- [6] Н.А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев, УФН 179, 1027 (2009).
- [7] N. A. Gippius et al., Opt. Express 18, 7569 (2010).
- [8] T. Weiss et al., J. Opt. Soc. Am. A 28, 238 (2011).

Резонансное отражение света периодической системой экситонов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs

В.В. Чалдышев¹, Y. Chen², А.Н. Поддубный¹, А.П. Васильев¹, Z. Liu²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

²Brooklyn College of the City University of New York, Brooklyn, New York

chald.gvg@mail.ioffe.ru

Периодическая модуляция диэлектрической проницаемости среды вызывает интерференцию распространяющихся в ней электромагнитных волн, что приводит к отражению света в некотором диапазоне частот, известному как брэгговский резонанс. Такая модуляция может быть создана как за счет изменения показателя преломления в слоистых структурах (брэгговские диэлектрические отражатели), так и за счет электронных возбуждений, например, экситонов в периодической системе квантовых ям (резонансные брэгговские структуры – РБС) [1]. В последнем случае резонансным отражением света можно управлять, например, с помощью электрического поля.

До последнего времени исследования явлений резонансного отражения света системой экситонов в квантовых ямах ограничивались рассмотрением первого квантового состояния (см., например, [2]). Нами были впервые созданы и исследованы РБС, в которых двойной (экситон-поляритонный и брэгговский) резонанс осуществляется для системы экситонов, образованных электронами и тяжелыми дырками на втором квантовом состоянии в квантовых ямах в системе GaAs/AlGaAs [3, 4].

В докладе представлены результаты исследования спектров оптического отражения, электроотражения и фотолюминесценции РБС на основе множественных квантовых ям GaAs, разделенных барьерами AlGaAs. Эксперименты проводились при различных температурах, поляризациях и углах падения света. Экспериментально показано, что при выполнении условий двойного резонанса усиливается взаимодействие света с веществом вследствие формирования суперизлучательной коллективной экситон-поляритонной моды. В оптических спектрах это выражается в значительном увеличении отражения и электроотражения на резонансной частоте. Определены параметры взаимодействия света с экситонами, оказавшиеся равными для первого и второго квантовых состояний экситонов в квантовых ямах. Параметры безызлучательного уширения для второго квантового состояния оказался выше, чем для первого, из-за наличия дополнительных механизмов релаксации.

Исследования поддержаны РФФИ, фондом «Династия» и грантами РАН и PSC-CUNY. Авторы благодарны Е.Л. Ивченко за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Е.Л. Ивченко, А.И. Несвижский, С. Йорда, ФТТ 36, 2118 (1994).
- [2] D. Goldberg et al., Nature Photonics 3, 662 (2009).
- [3] В.В.Чалдышев, Д.Е. Шолохов, А.П. Васильев, ФТП 44, 1290 (2010).
- [4] V. V. Chaldyshev et al., Appl. Phys. Lett. 98, 073112 (2011).



Полупроводниковые приборы и устройства

технология, методы исследования, наноприборы

Полоса частот токовой модуляции лазера на квантовых точках

Л.В. Асрян¹, Ю. Ву¹, Р.А. Сурис²

¹Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, USA

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

asryan@vt.edu

Прямая токовая модуляция оптического излучения полупроводниковых лазеров широко используются для высокоскоростной передачи информации. Дискретный энергетический спектр носителей заряда в квантовых точках (КТ) [1] позволяет генерировать лазерное излучение при низких пороговых токах [2] и с высокой температурной стабильностью [3] в структурах с КТ. В то же время всё ещё актуально повышение полосы частот токовой модуляции лазеров на КТ.

В работе [4] для расчёта верхнего предела модуляционной полосы лазера на КТ рассматривался идеальный случай мгновенного захвата носителей из волноводной области в КТ. В настоящей работе показано, что немгновенный захват носителей в КТ, имеющий место в реальных структурах, может сильно ограничивать модуляционную полосу $\omega_{-3\text{ dB}}$ лазера. Как видно из рис. 1, $\omega_{-3\text{ dB}}$ обращается в нуль с уменьшением сечения захвата s_n носителей в КТ. $\omega_{-3\text{ dB}}$ асимптотически приближается к своему максимальному значению при $s_n \rightarrow \infty$ (случай мгновенного захвата – штриховые линии на рис. 1). Существует минимально допустимое значение σ_n^{min} для лазерной генерации при заданной постоянной компоненте j_0 плотности тока инжекции. Использование нескольких слоёв с КТ может существенно улучшить модуляционный отклик лазера – как видно из рис. 2, одно и то же значение $\omega_{-3\text{ dB}}$ достигается в многослойной структуре при существенно более низком значении j_0 по сравнению с однослойной структурой. При реалистичном сечении $s_n = 10^{-11} \text{ см}^2$ в 5-слойной структуре с КТ возможно достичь высокое значение полосы $\omega_{-3\text{ dB}} = 19 \text{ ГГц}$. Наш анализ может быть использован при разработке высокоскоростных лазеров на КТ.

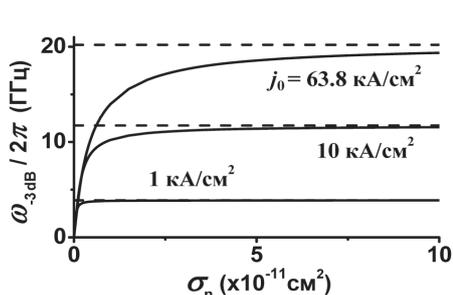


Рис. 1. Модуляционная полоса в зависимости от сечения захвата в КТ в однослойной структуре. $T = 300 \text{ К}$, $L = 1.1 \text{ мм}$

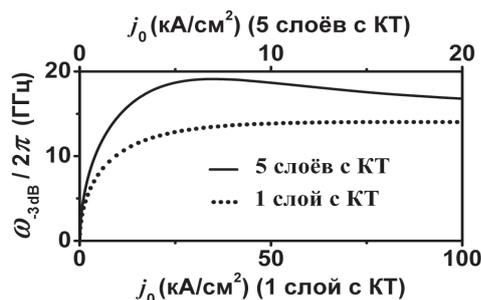


Рис. 2. Модуляционная полоса в зависимости от постоянной компоненты плотности тока инжекции. $\sigma_n = 10^{-11} \text{ см}^2$

Работа выполнена при поддержке научного отдела армии США и РФФИ.

Список литературы

- [1] Y. Arakawa, H. Sakaki, Appl. Phys. Lett. 40, 939 (1982).
- [2] P.G. Eliseev, H. Li, A. Stintz et. al., Appl. Phys. Lett. 77, 262 (2000).
- [3] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin et. al., Phys. E 17, 589 (2003).
- [4] L.V. Asryan, R.A. Suris, Appl. Phys. Lett. 96, Art. no. 221112 (2010).

Трёхосевой датчик Холла на основе полупроводниковых оболочек

А.Б. Воробьёв, А.В. Чесницкий, Е.В. Илюшина, А.И. Торопов, В.Я. Принц

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

alex@isp.nsc.ru

Тенденция усложнения технических устройств и повышения их уровня интеграции требует, среди прочего, соответствующего уменьшения размеров датчиков физических величин и перехода от одноосевых датчиков (измеряющих проекцию к.-л. векторной величины на одну координатную ось) к двух- и трёхосевым. В частности, двух и трёхосевые измерения магнитного поля требуются для следующих применений: (1) бесконтактные датчики положения и угловых и линейных перемещений; (2) электронные компасы; (3) отслеживание магнитных маркеров для медицины и биологических исследований; (4) зонды для сканирующей холловской микроскопии. На сегодняшний день существует потребность в разработке технологии создания миниатюрных трёхосевых датчиков магнитного поля, совместимой с технологией интегральных схем. Трёхмерное микро- и наноструктурирование с использованием встроенных механических напряжений [1] позволяет формировать проводящие оболочки с несколькими холловскими элементами, имеющими различную, заранее заданную, пространственную ориентацию. Экспериментально было показано формирование цилиндрической оболочки с двумя парами холловских контактов и одновременное измерение холловских ЭДС, соответствующих различным локальным значениям нормальной к поверхности компоненты вектора магнитного поля [2]. Недавно появилось сообщение о попытке создания трёхосевого холловского датчика с использованием т.н. «микро-оригами» варианта микроструктурирования [3]. В настоящей работе мы сообщаем о создании трёхосевого датчика магнитного поля на основе микрооболочек GaAs/InGaAs и демонстрируем возможность одновременного измерения всех 3-х компонент вектора магнитного поля неподвижным датчиком. Активная часть датчика представляет собой две цилиндрические оболочки радиусом около 10 мкм, расположенные так, что образующие цилиндрических поверхностей перпендикулярны друг другу. В стенки оболочек внедрена GaAs квантовая яма шириной 13 нм, содержащая электронный газ с концентрацией $\sim 10^{11}$ см⁻². В стенках оболочек литографическими методами созданы мезоструктуры в форме холловских мостиков. Пары холловских контактов расположены так, что измеряемые холловские напряжения соответствуют трём взаимно ортогональным компонентам вектора внешнего магнитного поля. Предлагаемый метод создания 3-осевых холловских датчиков полностью совместим с планарной технологией, используемой при производстве интегральных схем. Как следствие, возможно размещения на одном чипе с активным элементом датчика схем обработки сигнала (усиление, фильтрация шумов и т.п.). Собственно активный элемент датчика может быть масштабирован до размеров ~ 100 нм.

Список литературы

[1] V.Ya.Prinz et al., Physica E 6, 828 (2000).

[2] A.B.Vorob'ev et al., Phys. Rev. B 75, 205309 (2007).

[3] M.T.Todaro et al., J. Micromech. Microeng. 20, 105013 (2010).

Процессы рекомбинации носителей заряда в квантовых ямах InGaAsSb/AlGaAsSb

Л.Е. Воробьев¹, Д.А. Фирсов¹, М.Я. Винниченко¹, А.Н. Софронов¹, Г.А. Мелентьев¹,
L. Shterengas², G. Kipshidze², G. Belenky²

¹Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург

²Department of Electrical and Computer Engineering, State University of New York at Stony Brook, USA

LVor@rphf.spbstu.ru

Гетероструктуры на основе квантовых ям (КЯ) InGaAsSb/AlGaAsSb перспективны для создания инжекционных лазеров среднего ИК диапазона с длиной волны излучения более 2 мкм. Настоящая работа посвящена исследованию процессов рекомбинации и динамики фотолюминесценции (ФЛ) пико- и наносекундного диапазонов в таких КЯ. Определены времена релаксации носителей заряда и роль резонансной оже-рекомбинации [1] в данных наноструктурах. Динамика ФЛ исследовалась методом «upconversion» в наноструктурах с десятью квантовыми ямами InGaAsSb/AlGaAsSb. Образцы отличались шириной КЯ: 4, 5, 6, 7 и 9 нм. Возбуждение e - h пар происходило только в КЯ при переходах $hh1 \rightarrow e1$ и $hh2 \rightarrow e2$. Возбужденные в зону проводимости электроны релаксируют, испуская оптические фононы, пока не достигнут дна первого уровня размерного квантования $e1$. Время испускания оптического фонона, определенное по времени нарастания интенсивности ФЛ, оказалось равным 0,14 пс. На временных зависимостях ФЛ был обнаружен аномальный отрицательный пик в области 810 пс. Мы связываем уменьшение ФЛ с оптическим выбросом носителей заряда, обусловленное тем, что в подзоне $e1$ имеются остаточные электроны, возбужденные предыдущим импульсом накачки, и не успевшие прорекомбинировать. Поглощая излучение от нового импульса, эти электроны переходят на вышележащие уровни, что приводит к уменьшению их концентрации на уровне $e1$ и провалу в ФЛ. Время жизни неравновесных носителей заряда в зависимости от уровня накачки было найдено из кривых спада ФЛ от времени. При малых уровнях накачки преобладает рекомбинация Шокли-Рида-Холла (SHR). Соответствующие времена жизни τ_{SHR} оказались равны ~ 2 нс для КЯ с шириной 4–5 нм и $\sim 3,5$ нс для КЯ с шириной 7–9 нм. Снижение τ_{SHR} с уменьшением ширины КЯ можно объяснить влиянием рассеяния на гетерограницах. Согласно расчетам, условие резонансной оже-рекомбинации [1]: $E(e2) - E(e1) = E(e1) - E(hh1)$ наиболее хорошо должно выполняться в структуре с шириной КЯ 6 нм. Однако вклад резонансной оже-рекомбинации, который проявляется в виде квадратичной зависимости R от уровня накачки, был обнаружен в образце с шириной КЯ 5 нм. Возможной причиной расхождения расчетов и эксперимента является непараболичность энергетического спектра, которая особенно сильно проявляется при энергии порядка и больше ширины запрещенной зоны и не учитывалась в расчетах.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» 2009–2013 годы, АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» и Правительства С.-Петербурга.

Список литературы

[1] L. V. Danilov and G. G. Zegrya, Semiconductors 42, 550 (2008).

Полевые нанотранзисторы на сверхтонком кремнии и графене

В.В. Вьюрков^{1,2}, А.А. Орликовский^{1,2}, Д.А. Свинцов^{1,2}, И.А. Семенихин¹

¹Физико-технологический институт РАН, Москва

²Московский физико-технический институт, Долгопрудный

vyurkov@ftian.ru

Дальнейшее продвижение кремниевой технологии к меньшим размерам транзисторов требует использования подложки «кремний на изоляторе» со сверхтонким слоем (3–5 нм) нелегированного кремния, который уже, фактически, является квантовой ямой. Нами разработан эффективный метод Т-матриц, ориентированный на решение задачи рассеяния для трехмерного уравнения Шредингера с произвольным потенциальным рельефом в канале транзистора. Идея метода заключается в точном учете экспоненциально возрастающих и затухающих мод (evanescent modes) посредством использования чисел произвольной точности. Метод позволил провести исследование эффектов интерференции и квантовомеханического отражения при продольном движении носителей в неоднородном канале транзистора [1].

В графене присутствует природная двумерная амбиполярная система электронов и дырок. Несмотря на сильное рассеяние электронов и дырок (частота столкновений порядка 10^{14}с^{-1} при комнатной температуре), это рассеяние определяет величину проводимости только при весьма точном совпадении концентраций электронов и дырок. В противном случае происходит эффект увлечения одними носителями других [2]. Неожиданным свойством графена оказалось также и то, что ввиду очень сильного рассеяния частиц друг на друге гидродинамическое описание транспорта допустимо до длины канала 10 нм. Нами выведены квантовые гидродинамические уравнения и рассчитаны вольтамперные характеристики полевых транзисторов [3].

В двуслойном графене (GBL) возникает запрещенная зона, ширина которой может управляться напряжением на затворе транзистора. Кроме того, этот материал обладает необычным спектром носителей, напоминающим сомbrero (Mexican hat). Наличие изотропного минимума, сдвинутого относительно центра зоны, приводит к возникновению ступени проводимости в двумерном канале транзистора при нулевой температуре [4]. Ранее подобные ступени наблюдались лишь в одномерных каналах вследствие эффекта квантования проводимости. Другим необычным обстоятельством является особенность в плотности состояний на дне зоны, точно такая же, как в одномерных каналах с квадратичным законом дисперсии (например, в полупроводниковых нанотрубках).

Список литературы

- [1] V. Vyurkov, I. Semenikhin, and A. Orlikovsky, Conference Proceedings of VII Workshop of the European Network on Silicon on Insulator Technologies, January 17-19 2011, Granada, Spain, pp. 135–136.
- [2] V. Vyurkov and V. Ryzhii, JETP Lett. 88, 370 (2008).
- [3] V. Vyurkov et al., Technical Digest of Int. Symposium on Graphene Devices. Nov. 17–19, 2008, Aizu-Wakamatsu, Japan, pp. 32–33.
- [4] D. Svintsov, V. Vyurkov, V. Ryzhii, and T. Otsuji, Technical digest of Int. Symposium on Graphene Devices., Oct. 27-29 2010, Sendai, Japan, pp. 28–29.

Si/Si_{1-x}Ge_x гетеродиоды с быстрым восстановлением, изготовленные прямым сращиванием

И.В. Грехов, Т.С. Аргунова, Е.И. Белякова, Л.С. Костина, **А.В. Рожков**, Г.А. Оганесян

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

konst@mail.ioffe.ru

Диоды с быстрым восстановлением (fast-recovery diodes, FRD), используемые практически во всех преобразователях электроэнергии, должны сочетать в себе малое падение напряжения во включенном состоянии и одновременно быстрое и «мягкое» восстановление блокирующей способности, что в современных кремниевых приборах достигается профильным распределением концентрации рекомбинационных центров в базе с максимумом вблизи рп-перехода, создаваемым облучением протонами либо α -частицами [1]. В данной работе рассматривается возможность создания диодных структур с подобным сочетанием выходных характеристик путем модифицированного прямого сращивания [2] пластин кремния (Si) и кремнийгермания (Si_{1-x}Ge_x, 0.04 < x < 0.08) n- и p-типа проводимости соответственно. Показано (рис. 1), что с увеличением концентрации германия N_{Ge} в p-Si_{1-x}Ge_x слое время обратного восстановления Si/Si_{1-x}Ge_x гетеродиодов уменьшается вслед-

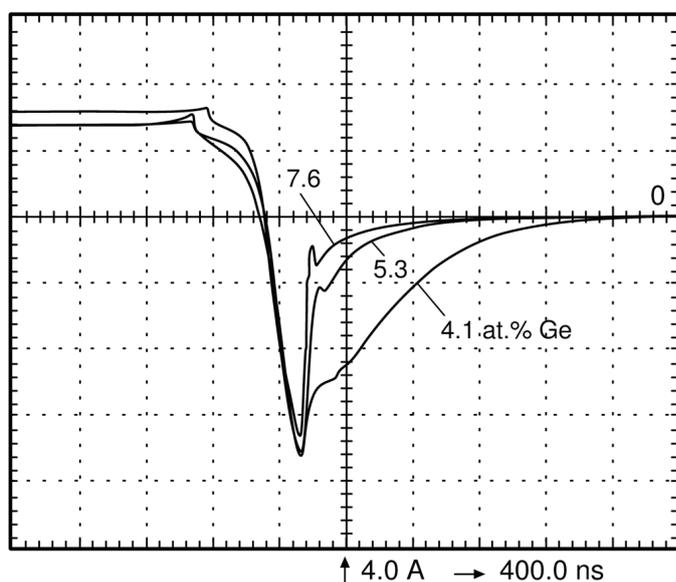


Рис. 1. Характеристики обратного восстановления диодов SiGe/Si

ствие уменьшения накопленного при протекании прямого тока заряда. Наличие участка резкого спада обратного тока на характеристике восстановления является следствием существования вблизи рп-перехода (границы сращивания) узкой области с пониженным по отношению к объему временем жизни неосновных носителей заряда (ННЗ) из-за сосредоточения здесь дислокаций несоответствия, генерируемых при сращивании.

Исследование структурного и электрического качества Si/Si_{1-x}Ge_x композиций показало, что увеличение концентрации Ge сопровождается уменьшением удельного сопротивления материала и снижением времени жизни ННЗ. Увеличение плотности дислокаций при этом практически не сказывается на величине прямого падения напряжения при оптимизированных исходных параметрах слоев диодной структуры при плотностях токов вплоть до 200 А/см². Полученные результаты демонстрируют принципиальную возможность создания в системе Si/Si_{1-x}Ge_x быстро восстанавливающихся диодов для силовой полупроводниковой техники на основе технологии прямого сращивания.

Список литературы

- [1] R. Siemieniec, J. Lutz, *Microelectr. J.* 35, 259 (2004).
 [2] I.V. Grekhov, T.S. Argunova et al., *J. Electrochem. Soc.* 144, 622 (1997).

Оптимизация структурных и оптических свойств лазерных гетероструктур сине-зеленого спектрального диапазона с квантовыми точками CdSe/ZnSe и варизонным волноводом

С.В. Гронин, С.В. Сорокин, И.В. Седова, Г.В. Клишко, К.Г. Беляев,
А.А. Ситникова, П.С. Копьев, С.В. Иванов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
gronin_sergey@mail.ru

Интерес к полупроводниковым гетероструктурам на основе материалов A^2B^6 , излучающим в зеленом спектральном диапазоне ($\lambda \sim 500\text{--}550$ нм), вызван возможностью создания на их основе эффективных компактных лазеров с оптической [1] или электронно-лучевой накачкой [2], имеющих широкий спектр применений. Настоящая работа посвящена детальному исследованию оптических и структурных свойств лазерных A^2B^6 наногетероструктур, применяемых в качестве активных элементов инжекционных III-N/II-VI лазерных конверторов [1]. Исследуемые структуры были выращены псевдоморфно на подложках GaAs(001) методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке SemiTEq STE3526 и состояли из нижнего ограничивающего слоя ZnMgSSe ($E_g = 2.96\text{--}3.05$ эВ, 80К) толщиной 1.2–1.3 мкм, варизонного волновода на основе набора короткопериодных сверхрешеток Zn(Mg)SSe/ZnSe [3] и активной области с несколькими слоями КТ CdSe/ZnSe. Особое внимание уделялось начальной стадии роста ZnSe на эпитаксиальном буфере GaAs, оказывающей основное влияние на плотность дефектов упаковки.

Для исследования применялись методы рентгеновской дифрактометрии (РД) (θ - 2θ сканирование) и фотолюминесценции (ФЛ). В результате моделирования экспериментальных θ - 2θ кривых качания выращенных структур удалось уточнить параметры всех основных областей лазерных структур. Оценка плотности дефектов в структурах производилась методом флуоресцентной микроскопии (ФМ). В случае оптимальной процедуры формирования гетероинтерфейса ZnSe/GaAs плотность дефектов упаковки была снижена до $\sim 10^4$ см⁻². По сравнению со структурами, исследованными в [3], удалось в несколько раз увеличить интенсивности ФЛ из КТ и улучшить структурное совершенство нижнего слоя ZnMgSSe, изопериодного с подложкой GaAs (рис. 1). В работе проводится сравнение данных РД и ФМ с результатами исследования структур методом ПЭМ. Ожидается, что данные лазерные гетероструктуры продемонстрируют заметное снижение пороговой плотности накачки и повышенную деградационную стойкость.

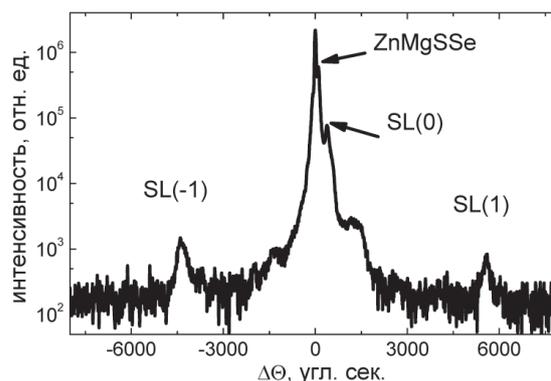


Рис. 1. θ - 2θ кривые качания рентгеновской дифракции лазерной структуры

Список литературы

- [1] E.V. Lutsenko et al., Phys. Stat. Sol. (b) 247, 1557 (2010).
- [2] М.М. Зверев и др., ФТП 42, 1472 (2008)
- [3] S.V. Gronin et al., Phys. Stat. Sol. (c) 7(6), 1694 (2010).

GaAs p-i-n структуры для матричных детекторов рентгеновского излучения

Ю.В. Жиляев, Д.И. Микулик, S. Nenonen, Т.А. Орлова, Н.К. Полетаев,
С.А. Сныткина, Л.М. Федоров

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

zhilyaev@jyuv.ioffe.rssi.ru

Рентгеновское излучение в области энергий 10–100 keV широко применяется в маммографии, стоматологии, флюорографии и медицинской радиологии. В качестве материалов для полупроводниковых детекторов в настоящее время используются кремний и германий. Однако, в указанной области энергий рентгеновских фотонов перспективно применение GaAs и соединений A_2B_6 , таких как CdTe. Для разработки в качестве детекторных структур были выбраны p-i-n диоды на основе GaAs.

P-i-n структуры на основе GaAs, применяемые в детекторах рентгеновского излучения требуемого диапазона энергий, должны иметь ультра чистый n^0 -слой с концентрацией свободных носителей не более 10^{13} см^{-3} и толщиной порядка 200 мкм, что возможно получить только методом хлоридной газофазной эпитаксии. Толщины активного i-слоя варьировалась в наших экспериментах от 150 до 600 мкм в зависимости от задания условий роста, толщина p^+ -слоя GaAs составляла порядка 1–3 мкм. Для контроля электрофизических параметров чистого слоя GaAs применялись фотолюминесцентные и вольт-фарадные исследования. Это позволило контролировать концентрацию остаточной примеси в чистых слоях до уровня $N_D - N_A = 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Были проведены эксперименты по гетероэпитаксиальному росту n^0 -GaAs на германиевых подложках. Физической причиной выбора Ge в качестве подложки для роста GaAs является близость значений параметров решеток этих кристаллов. Преимуществом германиевой подложки является возможность ее удаления химическим травлением.

В результате наших исследований была разработана технология получения высококачественных p-i-n структур на основе GaAs с ультра чистым промежуточным i-слоем толщиной порядка 200 мкм. **На основе наших структур сделаны опытные образцы матричных детекторов рентгеновского излучения и проведены успешные испытания.** Энергетическое разрешение приборов составило около 540 eV при энергиях поглощающихся фотонов 60 keV и 165 eV при 5,9 keV соответственно. Показано, что структуры, выращенные на разориентированной поверхности p^+ -германия по своим электрофизическим характеристикам близки к соответствующим структурам, выращенным на арсениде галлия, и могут быть использованы для создания рентгеновских детекторных структур.

Список литературы

[1] В.М. Залётин, Ю.В. Тузов, Неохлаждаемые полупроводниковые детекторы радиации на эпитаксиальном арсениде галлия для спектрометрии и рентгенографии, Электронное научное издание «ГЕОРАЗРЕЗ» 2, 2008.

[2] В.Ф. Дворянкин, Г.Г. Дворянкина, Ю.М. Дикаев и др., ЖТФ 77, 121 (2007).

Оптоэлектроника глубокого УФ диапазона на основе наногетероструктур AlGaN, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии

В.Н. Жмерик¹, С.В. Иванов¹, Е.В. Луценко²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Институт общей физики им. Б.Я. Степанова, Минск, Беларусь

jmerik@pls.ioffe.ru

В последнее время интенсивно развиваются физика и технологии полупроводниковых ультрафиолетовых (УФ) светоизлучающих и лазерных диодов, а также фотокатодов на основе широкозонного соединения AlGaN, работающих в спектральной области до 210 нм, которые найдут широкое применение вместо используемых до сих пор ртутных ламп и фотоумножителей [1].

В докладе будут представлены оригинальные результаты исследований по синтезу методом МПЭ с плазменной активацией эпитаксиальных слоев и низкоразмерных гетероструктур соединений $Al_xGa_{1-x}N$ с высоким содержанием Al ($x > 0.4$) и исследованию их структурных, оптических и электрофизических свойств с помощью широкого набора современных аналитических методов. Будут рассмотрены следующие вопросы: (i) кинетика МПЭ ПА роста AlGaN в полном диапазоне составов и при различных стехиометрических условиях, что позволило управлять механизмами роста и морфологией поверхности от атомарно-гладкой до наноклончатой; (ii) активизация в процессе роста гетероструктур процессов, позволяющих снизить плотность прорастающих дислокаций в активной верхней области до уровня 10^9 см^{-2} ; (iii) развитие нового метода суб-монослойной дискретной эпитаксии (СДЭ) для прецизионного формирования квантоворазмерных AlGaN наногетероструктур с локализованными состояниями, обеспечивающими эффективную излучательную рекомбинацию в диапазоне длин волн 260-320 нм; (iv) легирование AlGaN слоев с высоким содержанием Al примесями n и p типа (Si и Mg, соответственно) с уровнем, обеспечившим реализацию на основе AlGaN наногетероструктур УФ светодиодов и фотокатодов; (v) оптимизация дизайна и технологии изготовления AlGaN гетероструктур с квантовыми ямами, сформированными СДЭ, которые продемонстрировали стимулированное излучение с длиной волны 303 нм при рекордно низкой пороговой мощности оптического возбуждения 0.8 МВт/см^2 (рис. 1) [2].

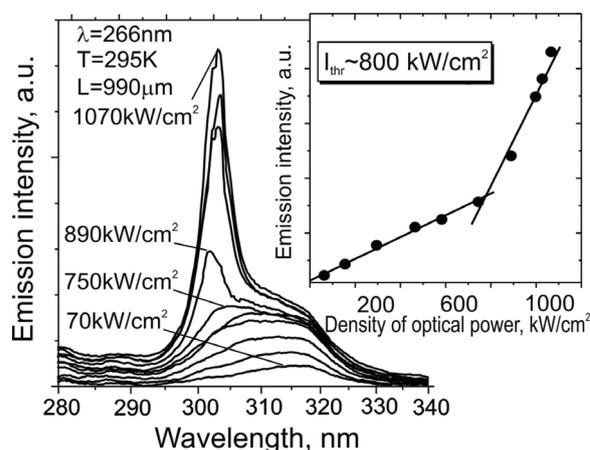


Рис.1. Спектры излучения с торца при оптическом возбуждении гетероструктуры с тремя квантовыми ямами $Al_{0.39}Ga_{0.61}N/Al_{0.49}Ga_{0.51}N$

Список литературы

- [1] J. Zhang et al., Proc. SPIE 7953, 79530H-1 (2011).
[2] V. N. Jmerik et al., Appl.Phys.Lett. 96, 141112 (2010).

Учет компрессии усиления для описания предельной частоты модуляции лазеров на квантовых точках

А.Е. Жуков^{1,2}, Е.М. Аракчеева¹, Н.Ю. Гордеев^{2,1}, **Ф.И. Зубов¹**, Н.В. Крыжановская^{1,2},
М.В. Максимов^{2,1}, А.В. Савельев¹

¹Санкт-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, Санкт-Петербург

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
fedyazu@mail.ru

Одним из перспективных применений лазеров на основе квантовых точек (КТ) является их использование в высокоскоростных системах оптической связи. Теоретически предсказанное значение предельной частоты прямой (токовой) модуляции в лазере на основе одиночного массива КТ составляет 60 ГГц [1]. В то же время сообщенные значения предельной частоты модуляции лазеров на основе КТ спектрального диапазона 1.3 мкм не превышают 10 ГГц [2]. Таким образом, быстродействие лазеров на основе КТ нуждается в более адекватном описании.

Особенностью лазеров с активной областью на основе КТ является сильно выраженный эффект компрессии усиления с ростом фотонной концентрации в резонаторе, что проявляется в высоких значениях коэффициента нелинейного насыщения усиления ϵ . Сообщенные значения ϵ в лазерах на основе КТ InAs/InGaAs составляют по крайней мере $4 \cdot 10^{-16}$ см³ [3], что более чем на порядок превышает значения, типичные для лазеров на основе квантовых ям.

В настоящей работе исследована зависимость максимальной частоты модуляции от уровня оптических потерь в лазерах на основе КТ с учетом эффекта нелинейного насыщения (компрессии) усиления, а также снижения дифференциального усиления активной области с ростом оптических потерь. Показано, что предельная частота модуляции достигается не при наибольших возможных оптических потерях, соответствующих насыщенному усилению, как это было бы в случае, когда эффектом нелинейного насыщения усиления можно пренебречь, но при некотором оптимальном уровне потерь, который оказывается существенно меньше насыщенного усиления.

Предельная частота модуляции, вычисленная с использованием полученного в настоящей работе выражения, оказывается приблизительно равной 8 ГГц, что хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными для лазеров на основе 10 рядов КТ InAs/InGaAs [2].

Также показано, что с ростом числа рядов КТ предельная частота модуляции не возрастает неограниченно, но стремится к некоторому пределу, определяемому коэффициентом компрессии усиления, а также отношением насыщенного усиления к плотности тока прозрачности, нормированных на один ряд КТ.

Список литературы

- [1] L.V.Asryan, R.A.Suris, Appl. Phys. Lett. 96, 221112 (2010).
- [2] M.Ishida, N.Hatori, K.Otsubo et al., Electron. Lett. 43, 219 (2007).
- [3] H.Su, L.F.Lester, J. Phys. D 38, 2112 (2005).

Современное состояние в области квантовых каскадных лазеров

И.И. Засавицкий

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

zasavit@sci.lebedev.ru

Квантовый каскадный лазер (ККЛ) включает в себя периодическое повторение (~ 30) активных областей и примыкающих к ним инжекторов. Активная область ККЛ представляет собой гетероструктуру, состоящую обычно из 3 квантовых ям ($\Delta E_c = 0,3 \div 1,5$ эВ) шириной $2 \div 6$ нм. Накачка верхнего лазерного уровня осуществляется путем туннельной инжекции в электрическом поле, а опустошение нижнего лазерного уровня происходит благодаря резонансному рассеянию электрона с участием LO-фонона. Разработаны схемы активной области с различными иллучательными переходами (диагональные, вертикальные, межминизонные, междузонные). Для опустошения нижнего лазерного уровня используются также переходы «связанное состояние \rightarrow континуум» и двухфононная (и даже трехфононная) релаксация. В перспективе рассматривается создание ККЛ на квантовых точках, что приведет к снижению порогового тока.

Поскольку ККЛ является униполярным прибором, то межподзонные переходы отличаются узкой, d-образной линией усиления, и оже-рекомбинация в нем подавлена, что позволяет повысить рабочую температуру (≥ 400 и > 100 К соответственно в средней и далекой ИК областях спектра). Благодаря пониженной размерности, у ККЛ ширина линии излучения (~ 100 кГц или 3×10^{-6} см $^{-1}$) меньше, чем у других полупроводниковых лазеров, так как фактор α , отражающий вариации **флуктуации инверсии населенностей**, **здесь мал** ($\alpha = 0,5 \div 2$).

Достигнутые рекордные мощности излучения при $\lambda = 4,6$ мкм и $T = 293$ К составляют более 3 Вт в непрерывном и более 30 Вт в импульсном режиме. Путем оптимизации рабочих схем ККЛ с одновременным увеличением числа каскадов (до 80) при низких температурах достигнут КПД ≥ 50 %.

Длина волны излучения ККЛ в настоящее время охватывает широкую область спектра 3 – 24; 67 – 440 мкм, что достигается путем использования различных гетеропар (InAs/AlSb, GaInAs/AlInAs, GaAs/AlGaAs) и варьирования дизайна гетероструктур, а также благодаря использованию напряженных гетероструктур и применению сильного магнитного поля. С целью увеличения рабочего диапазона спектра ККЛ рассматриваются как другие гетеропары (GaN/AlGaN, II-VI, Si/Ge), так и другие значения энергии LO-фонона. Реальная перестройка длины волны излучения для отдельной гетероструктуры ограничена полосой усиления (> 100 см $^{-1}$ при 300 К). Созданы РОС-лазеры, для которых тонкая, одномодовая перестройка частоты излучения достигает 20 см $^{-1}$, при этом мощность излучения в непрерывном режиме при 15 °С составляет > 100 мВт в области спектра 5–8 мкм.

В терагерцовой области спектра созданы ККЛ с длиной волны излучения от 67 до 250 мкм (1,2–4,5 ТГц), работающие уже при 225 К в импульсном режиме и до 117 К в непрерывном режиме (для $f \sim 3$ ТГц). Применительно к терагерцовой области спектра на основе ККЛ развиваются также методы нелинейной оптики.

Актуальны проблема срока службы ККЛ, а также возможность снижения их цены благодаря развитию метода МОС-гидридной эпитаксии. Благодаря высокой рабочей температуре и высокой выходной мощности ККЛ весьма перспективны для различных практических приложений (молекулярная спектроскопия высокого разрешения, высокочувствительный спектральный газоанализ, медицина и др.).

Кремний для солнечной энергетики

В.В. Кведер

Институт физики твердого тела РАН, ул. академика Осипьяна, Черноголовка

Kveder@issp.ac.ru

За предыдущие 10 лет производство солнечных батарей выросло более чем в 20 раз и продолжает расти экспоненциально. Эта область полупроводниковой промышленности

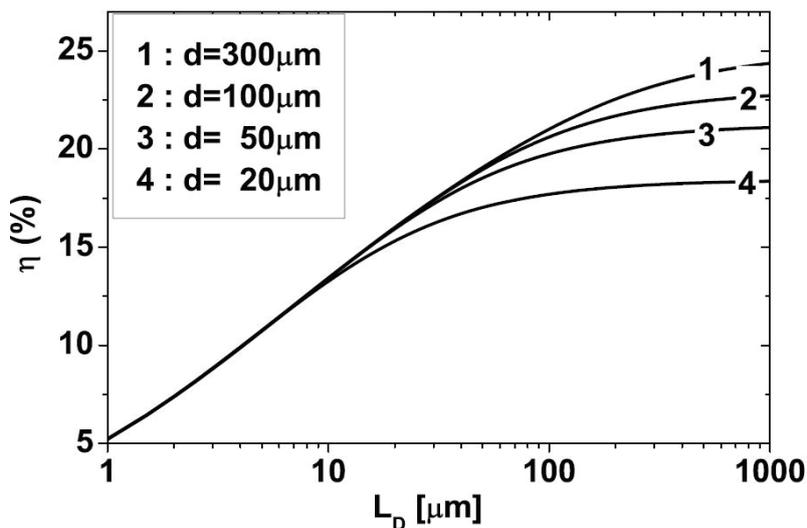


Рис. 1. Зависимости КПД типичного солнечного элемента от диффузионной длины неосновных носителей тока, вычисленные для кремниевых элементов разной толщины.

в настоящее время уже превзошла по объему инвестиций такую важную область как микроэлектроника. Более 90% солнечных элементов изготавливаются из кремния. Это связано с большой распространенностью кремния в природе, его низкой токсичностью, достаточно большим КПД кремниевых элементов (до 24%) и их длительным сроком службы (более 50 лет), который можно легко еще увеличить.

Однако, для настоящего «бума» в этой области

требуется дальнейшее снижение себестоимости солнечных модулей в пересчете на единицу их мощности. Таким образом, основной показатель солнечных модулей не сколько их КПД, сколько цена за один Ватт их установленной мощности. Именно на удешевление «солнечной электроэнергии» и направлено большинство исследований в области солнечной энергетики.

Основные тенденции заключаются в использовании инженерии дефектов для создания солнечных элементов с достаточно высоким КПД из различных видов дешевого поликристаллического кремния и, соответственно, разработка новых методов и технологий производства тонких (от 20-100 микрон) и дешевых слоев и пластин кремния, пригодных для изготовления солнечных элементов с учетом достижений инженерии дефектов.

Такие кремниевые пластины помимо вредных примесей переходных металлов содержат большую плотность дислокаций, как в зернах, так и в межзеренных границах. Это стимулирует большой интерес к исследованиям процессов взаимодействия примесей с дислокациями и процессам гетерирования примесей и инженерии дефектов в присутствии дислокаций.

В докладе приводится краткий обзор направлений этих исследований и полученных результатов.

Исследования процессов перестройки частоты квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона

А.А. Ластовкин¹, А.В. Иконников¹, А.В. Антонов¹, В.И. Гавриленко¹,
Ю.Г. Садофьев², N. Samal²

¹ИФМ РАН, Н. Новгород

²Trion Technology, USA

Lastovkin@ipm.sci-nnov.ru

Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) интересны в качестве перестраиваемых источников терагерцового (ТГц) диапазона, что делает перспективным их применение в задачах газовой спектроскопии. В работе методом фурье-спектроскопии исследованы спектры излучения ТГц ККЛ (Trion Technology) с высоким (до $0,007 \text{ см}^{-1}$) разрешением.

Продемонстрирована возможность перестройки частоты излучения на 0.2 см^{-1} за счет изменения рабочей температуры лазера (рис. 1). Перестройка связана с изменением эффективного показателя преломления лазерной структуры и, соответственно, частоты рабочей моды резонатора Фабри-Перо [1]. Впервые продемонстрировано изменение частоты излучения лазера в течении импульса приложенного напряжения, связываемое с разогревом активной области (рис. 2).

Частоту ККЛ можно контролировать приложенным к структуре напряжением. Обнаружено, что для ККЛ с четырехямным дизайном активной области [2] частота излучения уменьшается при увеличении напряжения, а для лазеров с трехямным дизайном активной области [3] растет, что может быть использовано в системах с фазовой автоподстройкой частоты. Эффект можно объяснить суперпозицией двух конкурирующих процессов: уменьшение частоты генерации вследствие увеличения разогрева лазера при увеличении приложенного напряжения и увеличение частоты излучения за счет «раздвижки» рабочих уровней, «относящихся» к соседним квантовым ямам.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, РАН и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», ГК № П1211, № 16.740.11.0321.

Список литературы

- [1] A.L. Betz, R.T. Boreiko et al, Optics Letters 30, 1837 (2005).
[2] B.S. Williams, H. Callebaut, S.Kumar, et al., Appl. Phys. Lett., 82, 1015 (2003).
[3] H. Luo, S.R. Laframboise et al, Appl. Phys. Lett. 90, 041112 (2007).

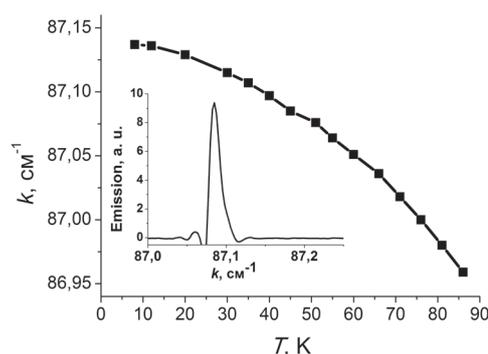


Рис. 1. Частота излучения ККЛ в зависимости от температуры

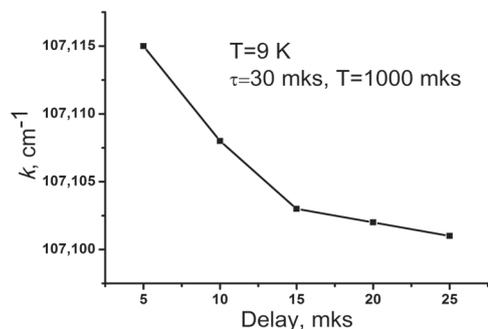


Рис. 2. Частота излучения ККЛ в разные моменты импульса генерации

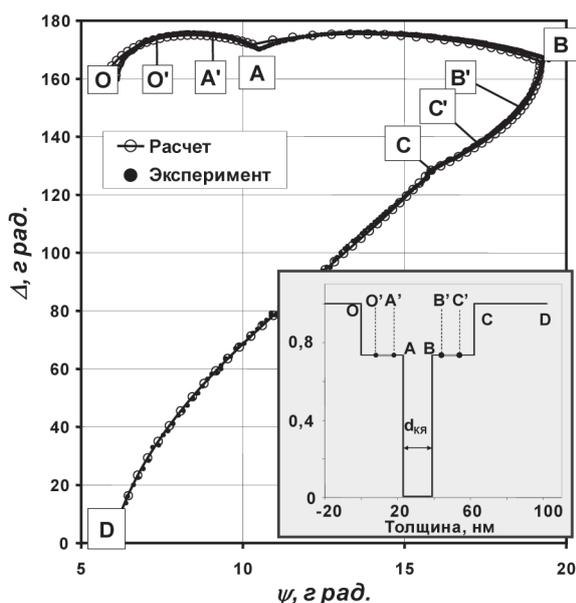
Рост HgCdTe наноструктур для приемников излучения

Н.Н. Михайлов¹, С.А. Дворецкий¹, В.А. Швец¹, Ю.Г. Сидоров¹,
Е.Б. Ольшанецкий¹, З.Д. Квон¹, С.Н. Данилов², С.Д. Ганичев²

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

²Террагерцовый центр, Регенсбург, Германия

Mikhailov@isp.nsc.ru



Зависимость Δ от ψ при выращивании квантовой ямы. Эксперимент – точки, расчет – сплошная линия. На вставке – схема слоев КЯ

Длина кривой позволяет определить толщину с точностью не хуже 1 нм, а мольное содержание теллурида кадмия определяется сравнением расчетной кривой с экспериментально наблюдаемой изменения эллипсометрических параметров и составляет величину не хуже 0.002 мольных долей. Уровень легирования спейсеров в центральной части составлял 10^{14} - 10^{17} см⁻³.

Квантовый эффект Холла в одиночных HgTe КЯ показал существование двумерных электронов с высокой подвижностью более 5×10^5 см²/В·с, что характеризует высокое качество как материала, так и технологии [1].

В одиночных и множественных (до 30) Hg_{1-x}Cd_xTe/HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe КЯ наблюдался большой фотогальванический эффект (ФГЭ) для линейно- и циркулярно-поляризованного излучения в диапазоне от 6 мкм до 400 мкм при комнатной температуре [2]. Вольтовая чувствительность для одиночной HgTe КЯ достигает величины 10 мВ/кВт ($\lambda = 148$ мкм). Увеличение количества HgTe КЯ приводит к пропорциональному увеличению фотосигнала.

Разработана технология выращивания Hg_{1-x}Cd_xTe/Hg_{1-y}Cd_yTe/Hg_{1-x}Cd_xTe наноструктур методом молекулярно-лучевой эпитаксии с прецизионным контролем состава (x и y) и толщины эллипсометрическим методом. Уровень легирования нанослоев в процессе роста задается потоком молекулярного источника индия.

Проведено выращивание симметричных одиночных и множественных Hg_{1-x}Cd_xTe/HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe квантовых ям (КЯ) со ступенчатым изменением состава на границах раздела и легированием центральной части широкозонных спейсеров. Толщина HgTe КЯ и спейсеров состава $X_{\text{CdTe}} = 0,6$ - $0,8$ мольных долей составили 5–22 нм и 25–35 нм соответственно. При контроле состава и толщины использовались изменения эллипсометрических параметров Ψ и Δ в плоскости Ψ - Δ , которые описываются кусочно-спиральными кривыми.

Список литературы

- [1] E. B. Olshanetsky и др., Письма в ЖЭТФ 84, 666 (2006).
[2] S. Danilov et al., J.Appl.Phys. 105, 013106 (2009).

Поперечная устойчивость сверхбыстрых волн лавинной ионизации в высоковольтных полупроводниковых структурах

А.М. Минарский¹, П.Б. Родин²

¹Санкт-Петербургский Академический Университет РАН, Санкт-Петербург

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

minarksy@school.ioffe.ru

Распространение волн ударной ионизации в высоковольтных полупроводниковых структурах представляет собой яркое нелинейное явление [1], нашедшее практическое применение в мощной импульсной электронике [2]. Мы представляем результаты аналитического исследования поперечной устойчивости таких волн в $p^+ - n - n^+$ структурах относительно длинноволновых (по отношению к толщине базы W) возмущений.

Для волны TRAPATT типа [3] в полностью обедненной структуре мгновенный инкремент ζ нарастания возмущения с нулевым средним значением определяется выражением

$$\zeta = \frac{1}{\tau_f} \frac{E_m / b - z_f}{z_f}, \quad \tau_f \equiv \frac{1}{v_s \alpha(E_m)} \ln \frac{\sigma_m}{\sigma_0}, \quad b \equiv \frac{qN_d}{\varepsilon \varepsilon_0},$$

где E_m – максимальная напряженность электрического поля; z_f – текущее положение фронта, отсчитанное от $n^+ - n$ перехода; N_d – уровень легирования n базы, b – «наклон» электрического поля в базе, v_s – насыщенная дрейфовая скорость, $\alpha(E)$ – коэффициент ударной ионизации, σ_m – концентрация электронно-дырочной плазмы за фронтом волны, σ_0 – концентрация затравочных носителей. Характерное время τ_f близко к времени пробега волной размера зоны ионизации. Для TRAPATT-фронта в частично обедненной структуре инкремент сильно зависит от размера необедненной области, и при большом размере ($z_f - E_m/b > 0$) последней контролируется максвелловским временем релаксации основных носителей в необедненной области. Для нового класса сверхбыстрых волн ионизации – так называемых «вытягиваемых» (*pulled*) фронтов [3], возможных в структурах с малым N_d , инкремент нарастания имеет вид $\zeta = v_f E_0 / z_f E_m$, где v_f – скорость фронта, E_0 – характерное поле в Таунсендовской аппроксимации коэффициентов ударной ионизации $\alpha(E) = \alpha_s \exp(-E_0/E)$.

Для актуальных параметров обратный инкремент неустойчивости волны ζ^{-1} в обедненных структурах оказывается сравнимым с полной длительностью процесса переключения W/v_f , что указывает на проблему неоднородности модуляции проводимости рабочего пространства прибора после пробега волны.

Список литературы

- [1] M. Levinshtein, J. Kostamovaara, S. Vainshtein, Breakdown Phenomena in Semiconductors and Semiconductor Devices, Word Scientific, 2005.
- [2] I.V. Grekhov, IEEE Trans. on Plasma Science 38, 1118 (2010).
- [3] P.Rodin, A.Minarsky, U.Ebert, and I.Grekhov, Appl. Phys. 108, 034508 (2007).
- [4] P.Rodin, A.Minarsky, and I.Grekhov, J. Appl. Phys. 108, 034501 (2010).

Нелинейные волны лавинной ионизации в полупроводниках и субнаносекундная импульсная электроника на их основе

И.В. Грехов, П.Б. Родин

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

rodin@mail.ioffe.ru

Нелинейная волна ионизации представляет собой особую моду обратимого лавинного пробоя полупроводниковых структур. Волна распространяется за счет ударной ионизации зона-зона и экранирования электрического поля в созданной электронно-дырочной плазме со скоростью, в десятки раз превосходящей насыщенную дрейфовую скорость носителей.

При быстром (по сравнению с характерным временем термогенерации) росте обратного напряжения запуск волны ионизации в высоковольтной структуре характеризуется аномально малой (менее 10 пс) кратковременной нестабильностью (джиттером) [1]. Вероятным источником иницирующих носителей, обеспечивающим такой детерминированный запуск, является термополевая ионизация глубоких центров [2].

Механизм распространения волны качественно зависит от легирования базы и начального распределения иницирующих носителей. Наряду с хорошо известной волной TRAPATT-типа, также реализуются волновые режимы, отвечающие «тянущим» фронтам [3], известным в нелинейной физике как фронты, распространяющиеся в неустойчивое состояние в случае нелокальных начальных условий [4]. Этот волновой механизм был впервые рассмотрен Колмогоровым [5]. «Инженерия» начальных условий (в данном случае – преионизации структуры) открывает путь к увеличению скорости фронта без увеличения приложенного напряжения.

Возбуждение волны ударной ионизации является самым быстрым неоптическим методом модуляции проводимости полупроводникового прибора и обеспечивает переключение высоковольтной структуры в проводящее состояние за сотни пикосекунд при мощности в единичном импульсе более мегаватта. Работающие на этом принципе кремниевые приборы составляют элементную базу современной субнаносекундной импульсной электроники большой мощности и имеют широкий спектр применений от сверхширокополосной радиолокации до систем очистки промышленных газов [6, 7]. Дальнейшие перспективы связаны с реализацией волнового лавинного пробоя в широкозонных материалах [8].

Список литературы

- [1] И.В. Грехов, А.Ф. Кардо-Сысоев, Письма в ЖТФ 5, 950 (1979).
- [2] P. Rodin, A. Rodina and I. Grekhov, J. Appl. Phys. 98, 094506 (2005).
- [3] P. Rodin, A. Minarsky and I. Grekhov, Applied Physics Letters 93, 013503 (2008); Journal of Applied Physics 108, 034501 (2010).
- [4] W. van Saarloos, Physics Reports 386, 29 (2003).
- [5] А. Колмогоров, И. Петровский, Н. Пискунов, Бюллетень МГУ, Серия А 1, 1 (1937).
- [6] Ultra Wide-Band Radar Technology, edited by J.D. Taylor, CRC Press, 2001.
- [7] I.V. Grekhov, IEEE Transactions on Plasma Science 38, 1118 (2010).
- [8] P. Rodin, P. Ivanov and I. Grekhov, J. Appl. Phys. 99, 044503 (2006).

Захват носителей заряда в квантовую яму и ватт-амперная характеристика полупроводникового лазера

З.Н. Соколова¹, И.С. Тарасов¹, Л.В. Асрян²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

²Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, USA

Zina.Sokolova@mail.ioffe.ru

Повышение мощности выходного оптического излучения является одной из актуальнейших задач при разработке полупроводниковых лазеров. В лазерах с наноразмерной активной областью наблюдается насыщение мощности излучения при больших токах накачки [1]. В настоящей работе показано, что, в согласии с [2, 3], возможной причиной уменьшения дифференциальной квантовой эффективности и сублинейности ватт-амперной характеристики (ВтАХ) лазера с квантовой ямой (КЯ) является замедленный захват носителей заряда в яму. На рис. 1 изображены ВтАХ, рассчитанные при различных значениях скорости захвата v_{capt} носителей в КЯ. Для сравнения также показана экспериментальная ВтАХ структуры, описанной в [4]. Хорошее согласие (вплоть до очень высоких плотностей тока

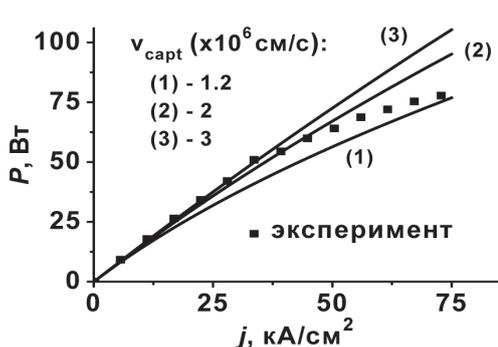


Рис. 1. Ватт-амперная характеристика при различных скоростях захвата v_{capt} в КЯ

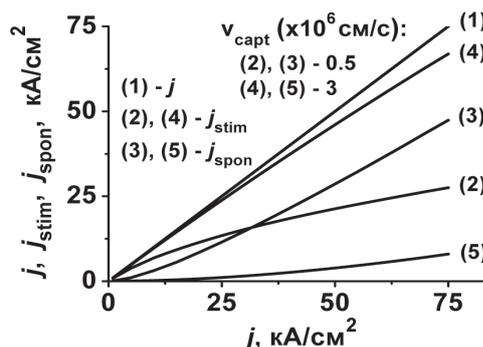


Рис. 2. Токи рекомбинации: стимулированной (в КЯ) и спонтанной (в волноводе)

инъекции $j = 45 \text{ кА/см}^2$) рассчитанных и экспериментальной зависимостей достигается при $v_{\text{capt}} = 2 \times 10^6 \text{ см/с}$. Отклонение расчетной характеристики от экспериментальной при ещё более высоких j коррелирует с наблюдаемым уширением спектра генерации лазера [1] и может быть обусловлено другими факторами. Как видно из рис.1, уменьшение v_{capt} приводит к большей сублинейности ВтАХ, что является следствием уменьшения доли тока инжекции, расходуемой на стимулированную рекомбинацию в КЯ (j_{stim}), и увеличения её доли, расходуемой на паразитную спонтанную рекомбинацию в волноводе (j_{spon}) (рис.2). В то время как при $v_{\text{capt}} = 3 \times 10^6 \text{ см/с}$ доля j_{spon} мала во всём диапазоне значений j , показанном на рисунке, j_{spon} превышает j_{stim} при плотностях тока накачки $j > 32 \text{ кА/см}^2$ при $v_{\text{capt}} = 5 \times 10^5 \text{ см/с}$. Результаты настоящей работы могут быть использованы для оптимизации лазеров на КЯ для генерации высоких мощностей оптического излучения.

Список литературы

- [1] С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин и др., ФТП 40, 1017 (2006).
- [2] L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris, IEEE J. Quantum Electron. 39, 404 (2003).
- [3] L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris, Appl. Phys. Lett. 81, 2154 (2002).
- [4] А.В. Лютецкий, К.С. Борщёв, Н.А. Пихтин и др., ФТП 42, 106 (2008).

Преодоление теоретического предела фокусировки излучения полупроводниковых лазеров и светодиодов

Г.С. Соколовский¹, С.Н. Лосев¹, В.В. Дюделев¹, А.Г. Дерягин¹,
В.И. Кучинский¹, В. Сиббет², Э.У. Рафаилов³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²University of St Andrews, UK

³University of Dundee, UK

gs@mail.ioffe.ru

Фокусировка многомодового излучения является одной из наиболее существенных преград на пути расширения круга применений мощных полупроводниковых лазеров и светодиодов. Мерой качества многомодового (квази-Гауссова) светового пучка принимается параметр M^2 , определяющий увеличение достижимого размера фокусного пятна по сравнению с его размером для идеального Гауссова луча. Для широкополосковых лазеров M^2 составляет 20–50, а для светодиодов превышает 200, что соответствует теоретическому пределу размера фокусного пятна, на два и более порядка превышающему дифракционный предел.

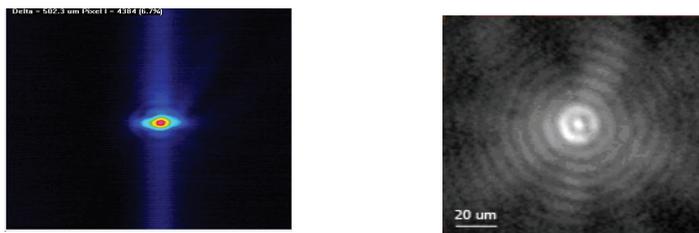


Рис. 1. Фокусировка луча полупроводникового лазера ($\lambda=1.06$ мкм, $M^2=22$) в фокусное пятно размером около 4 мкм (а) и фокусировка излучения светодиода ($\lambda=0.6$ мкм, $M^2=200$) в Бесселев пучок с диаметром центрального луча 6 мкм (б)

Для преодоления этого ограничения, нами предложена фокусировка многомодового излучения за счет использования интерференции, а не преломления света на поверхности фокусирующей оптики, применяемого для традиционной фокусировки. Ранее нами была продемонстрирована генерация пространственно-инвариантных (Бесселевых) пучков, являющихся продуктом интерференции конически сходящихся лучей [1, 2], при помощи мощных полупроводниковых лазеров и светодиодов [3]. В настоящей работе экспериментально продемонстрировано фокусное пятно размером 4 мкм для полупроводникового лазера с шириной полоска 100 мкм ($\lambda=1.06$ мкм, $M^2=22$), что более чем в 2 раза меньше теоретического предела при фокусировке такого пучка идеальной оптической системой с единичной числовой апертурой. Нами также продемонстрирована фокусировка луча светодиода ($\lambda\approx 0.6$ мкм, $M^2>200$) в Бесселев пучок с диаметром центрального луча 6 мкм, что почти на порядок меньше теоретического предела, составляющего около 40 мкм. В докладе обсуждаются параметры, определяющие мощность в центральном луче и предельную длину распространения Бесселевых пучков, полученных из многомодового излучения с высоким параметром M^2 .

Список литературы

- [1] J. Durnin, J. Opt. Soc. Am. A4, 651 (1987).
- [2] Б.Я. Зельдович, Т.А. Пилипецкий, Изв. ВУЗов. Радиофизика 9, 95 (1966).
- [3] Г.С. Соколовский и др., Письма в ЖТФ 36, 22 (2010).

Высокоэффективные сине-зеленые инжекционные лазерные конвертеры с выходной импульсной мощностью более 150 мВт

С.В. Сорокин¹, И.В. Седова¹, С.В. Гронин¹, Г.В. Клишко¹, П.С. Копьев¹,
С.В. Иванов¹, Е.В. Луценко², А.Г. Вайнилович², Г.П. Яблонский²

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

²Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

sorokin@beam.ioffe.ru

Компактные полупроводниковые лазеры зеленого спектрального диапазона ($\lambda \sim 500\text{--}550$ нм) принципиально востребованы для создания недорогих пико-проекторов высокого разрешения, которые могут быть интегрированы в смартфоны, цифровые камеры, компьютеры и т. д. Для решения этой задачи нами было предложено использовать полупроводниковые наногетероструктуры A^2B^6 в качестве активных элементов высокоэффективных лазерных конвертеров, в которых оптическая накачка лазерной гетероструктуры A^2B^6 осуществлялась с помощью сине-фиолетового InGaN лазерного диода, а максимальная импульсная выходная мощность составила 65 мВт при внешней квантовой эффективности $\sim 14\%$ [1].

В настоящей работе представлены результаты применения в качестве элементов конвертера лазерных гетероструктур, выращенных методом МПЭ на двухкамерной установке SemiTEq STE3526. Структуры содержат нижний ограничивающий слой ZnMgSSe толщиной 1.3 мкм, сверхрешеточный волновод Zn(Mg)SSe/ZnSe с плавным изменением показателя преломления [2] и активную область на основе нескольких плоскостей электронно-связанных КТ CdSe/ZnSe. Была проведена оптимизация конструкции гетероструктур по фактору оптического ограничения. Особое внимание уделено минимизации плотности протяженных дефектов посредством оптимизации начальной стадии гетероэпитаксии ZnSe на буферном слое GaAs. Для накачки A^2B^6 структуры использовалось излучение коммерческого A^3N лазерного диода. Максимальная импульсная мощность $P_{\max} = 154$ мВт с $l = 543$ нм была достигнута при интенсивности накачки $P_{\text{exc}} \sim 1.0$ Вт, а пороговая мощность накачки снижена до 0.32 Вт. Максимальный квантовый коэффициент конверсии составил 25.4%. Данный лазерный конвертер по своим параметрам превосходит имеющиеся прямоизлучающие зеленые лазерные диоды на основе InGaN [3].

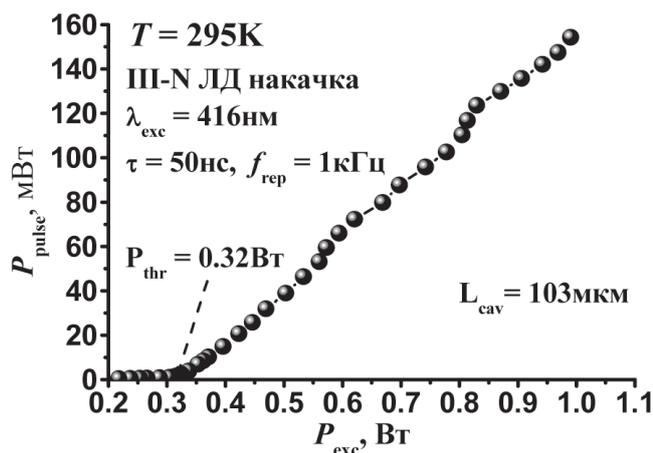


Рис. 1. Зависимость импульсной выходной мощности от интенсивности возбуждения

Список литературы

- [1] E.V. Lutsenko et al., Phys. Stat. Sol. (b) 247, 1557 (2010).
[2] I. Sedova et al., Abstr. 16 Int. Conf. MBE 2010, Berlin, Germany, 100 (2010).
[3] M. Adachi et al., Appl. Phys. Express 3, 121001 (2010).

Лазерные полупроводниковые линейки и матрицы на основе одиночных и туннельно-связанных лазерных гетероструктур

И.С. Тарасов

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт Петербург

tarasov@hpld.ioffe.ru

Доклад посвящен физике и технологии лазерных гетероструктур для мощных непрерывных и импульсных полупроводниковых лазерных линеек и матриц.

Хорошо известна концепция мощных полупроводниковых лазеров, базирующаяся на положениях о снижении внутренних оптических потерь, увеличении длины резонатора и тока накачки без уменьшения дифференциальной квантовой эффективности [1]. Подходы, развитые в концепции хорошо зарекомендовали себя при создании и конструировании одиночных мощных полупроводниковых лазеров [1, 2] и лазерных линеек [3]. Однако создание непрерывных и импульсных лазерных матриц выдвигает иные требования к конструированию лазерных гетероструктур для лазерных матричных сборок.

В конструкции непрерывной лазерной матрицы заложен принцип вертикальной сборки лазерных линеек и отвода тепла вдоль длины резонатора полупроводникового лазера. Эта конструктивная особенность, необходимая для повышения плотности оптической мощности излучаемой матрицей, исключает возможность увеличения длины резонатора полупроводникового лазера. Напротив, уменьшение длины резонатора улучшает отвод тепла от полупроводникового лазера и позволяет увеличить максимальный ток накачки. Поэтому основополагающим требованием к полупроводниковым лазерам для лазерных матриц является достижение максимального КПД при рабочем значении тока накачки.

Создание импульсных полупроводниковых лазерных матриц выдвигает ряд особых требований к лазерным гетероструктурам. Уменьшение длительности импульса токовой накачки менее 100 нс снимает вопросы перегрева активной области полупроводникового лазера относительно теплоотвода, что позволяет увеличить излучаемую оптическую мощность практически на порядок [4]. Ограничением излучаемой оптической мощности в импульсном режиме генерации является конечное время энергетической релаксации носителей заряда в активной области приводящее к росту концентрации носителей заряда в активной области и последующей делокализацией в волновод [5]. Одним из возможных путей повышения плотности оптической мощности в импульсной лазерной матрице является создание туннельно-связанных эпитаксиально-интегрированных лазерных гетероструктур [6]. Поэтому основополагающим требованием к полупроводниковым лазерам для импульсных лазерных матриц является сохранение максимального КПД при рабочем значении тока накачки.

Список литературы

- [1] С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, ФТП 38, 1477(2004).
- [2] N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, Electronics Letters 40, 1413(2004).
- [3] H. Koning, G.Groninger, P.Brick, Proc. of SPIE v.6876687616-1.
- [4] Д.А. Винокуров и др., Письма в ЖТФ 32, 47(2006).
- [5] С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, ФТП 40, 1017(2006).
- [6] Д.А. Винокуров, В.П. Коняев, М.А. Ладугин, ФТП 44, 251(2010).

Влияние размеров поперечного сечения кремниевых мезатензорезисторов с диэлектрической изоляцией на их электрофизические свойства

В.А. Гридчин¹, В.Б. Зиновьев¹, Г.Н. Камаев², И.Г. Неизвестный², А.С. Черкаев¹

¹Институт Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск

cherkaev_as@mail.ru

Одним из направлений построения микроэлектронных сенсоров давления с верхней границей рабочего температурного диапазона до 300 °С является применение в качестве тензорезистивных элементов слоев моно- или поликристаллического кремния, изолированных слоем SiO₂ от упругого элемента. При этом тензорезисторы имеют вид мезаструктур с пассивирующим покрытием. Специфика формы и размеров поперечного сечения мезатензорезисторов (МТР) приводит к особенностям передачи на них деформации упругого элемента. Так, если в микронном диапазоне поперечная чувствительность при уменьшении их ширины уменьшается, а продольная – практически не изменяется, то экспериментальные данные для нанотензорезисторов демонстрируют уменьшение поперечной и возрастание продольной тензочувствительности [1]. Подробное исследование влияния геометрии и размеров МТР на их электрофизику до сих пор не проводилось. Однако существующая тенденция уменьшения элементов микросистемной техники в сторону субмикронных и нанометровых размеров делает необходимым более тщательное исследование влияния геометрических размерных факторов на свойства МТР.

В настоящей работе тестовые элементы создавались на КНИ-структурах типа SIMOX с тензорезистивным слоем монокремния толщиной 50 нм и поликремниевых структурах толщиной 0,5 мкм. Диэлектрическая изоляция от подложки в обоих случаях обеспечивалась слоем SiO₂. Для формирования субмикронных размеров тензорезисторов применялись электронная литография и «сухое» травление. На полученных МТР экспериментально исследовано влияние размеров поперечного сечения на их проводимость и тензочувствительность. Температурные зависимости проводимости измерялись в интервале 20÷180 °С, а продольная и поперечная тензочувствительности – при комнатной температуре. Моделирование влияния размеров на пьезосопротивление МТР проводилось с применением пакета ANSYS-11 по описанной в работе [2] методике. Экспериментально обнаружено сильное возрастание поверхностного сопротивления при уменьшении площади поперечного сечения МТР. Предложена простая модель, объясняющая этот эффект. В рамках этой модели предсказано и экспериментально подтверждено возрастание продольной тензочувствительности и падение поперечной при уменьшении поперечного сечения МТР с переходом к субмикронным и нанометровым размерам.

Список литературы

- [1] V.A. Gridchin, M.A. Chebanov, *Sensor Electronics and Microsystem Technologies*, 1 (7), (2010).
- [2] T. Toriyama, S. Sugiyama, *Sensors and Actuators, A* 108, (2003).

Линейчатые кремниевые лавинные диоды для прямой регистрации низкоэнергетических частиц

И.Б. Чистохин¹, О.П. Пчеляков¹, Е.Г. Тишковский¹, В.В. Максимов²,
А.А. Иванов², Е.И. Пинженин²

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

²Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск

igor@thermo.isp.nsc.ru

При диагностике высокотемпературной плазмы важной задачей является регистрация потоков частиц низкой энергии 4–25 кэВ (атомов перезарядки плазмы, продуктов термоядерных реакций и т.д.). Для этого в Институте физики полупроводников СО РАН были разработаны линейчатые кремниевые лавинные диоды для детектирования частиц малых энергий. Особенностью лавинных диодов является оригинальная конструкция латерально уширенного перехода, тонкий контактный (~80 нм) p⁺ слой и возможность формирования широкой обедненной области ~40 мкм при подаче рабочих напряжений. Размеры активной площадки отдельного лавинного диода составляют 1×10 мм². На кристалле находится 9 диодов с промежутком 500 мкм.

Построенная в рамках пакета ISE-TCAD 2D модель, на основе совместного решения уравнений Пуассона и непрерывности для дырок и электронов, учитывающая влияние встроенного заряда в защитном окисле, позволила рассчитывать выходные характеристики детектора и оптимизировать топологические параметры и технологические режимы.

В докладе приведены результаты исследований линейки диодов на основе подложки кремния с удельным сопротивлением 7.5 Ом·см, предназначенной для прямой регистрации протонов с энергией 4–50 кэВ. Обратные темновые токи вблизи напряжения пробоя (~560 В) не превышали 400–500 нА, емкость – менее 25 пФ. Коэффициент лавинного умножения отдельного диода на импульс засветки ($\lambda=440$ нм) при обратном напряжении 550 В составил около 80. Показано, что лавинные диоды чувствительны к потокам низкоэнергетических протонов начиная с энергий порядка 4 кэВ. В этих режимах работы сохраняется эффект лавинного усиления. Предварительные эксперименты также показали, что чувствительность лавинных диодов *более чем в 30-50 раз превышает чувствительность диодов фирмы IRD (AXUV 20 HE1)*.

Показана возможность использования лавинных диодов в экспериментах по локальному измерению потоков энергии из плазмы.

Радиовидение в субтерагерцовом диапазоне с использованием матриц низкобарьерных диодов Мотта

В.И. Шашкин

ИФМ РАН, Н. Новгород

sha@ipmras.ru

Радиовидение в реальном масштабе времени (с использованием цифровой субтерагерцовой камеры) весьма востребовано. Примерами являются задачи диагностики объектов в медицине, биологии и экологии; неразрушающего контроля различных материалов; конструкций и производственных технологических процессов; обнаружения объектов в тумане, в дыму, в огне, закрытых различными бытовыми материалами (дерево, картон, пластик и др.); антитеррористических мероприятий (досмотра, охраны и пр.) и многие другие.

В докладе обсуждается один из вариантов построения системы субтерагерцового (диапазон частот до 1 ТГц) радиовидения на основе планарной матрицы приёмников, работающих в детекторном или смесительном режимах.

В качестве нового нелинейного элемента (низкобарьерного диода Мотта) используется туннельная наноструктура на основе контакта металл-полупроводник с изотипным дельта-легированием. Технология основана на металлоорганической газофазной эпитаксии полупроводников A_3B_5 . Нелинейные свойства такой наноструктуры определяются одновременно контактными (туннельными) и объёмными (инжекционными) транспортными процессами. Для их описания привлекается аналитическая теория, проводится моделирование с использованием квазигидродинамических уравнений и подхода Монте-Карло.

Обсуждаются пути оптимизации эпитаксиальной наноструктуры для обеспечения высокочувствительного детектирования при комнатной температуре. Приводятся характеристики низкобарьерных диодов Мотта и способы повышения чувствительности детекторов и расширения частотного диапазона.

Приводятся данные по разработанной в ИФМ РАН конструкции высокочувствительных планарных детекторов и смесителей (диапазона 94 ГГц), представляющих собой планарные антенны с непосредственно включёнными в них низкобарьерными диодами. Анализируются результаты измерений основных характеристик детекторов и смесителей.

Обсуждаются принципы построения плотных (одномерных и двумерных) матриц планарных детекторов. Предлагаются способы снижения взаимовлияния планарных детекторов друг на друга и сохранения индивидуальных диаграмм направленности при компактном расположении антенн в плоскости.

Представляются некоторые варианты систем формирования изображений (в геометрии прохождения и отражения излучения подсветки) в субтерагерцовом диапазоне на основе линеек планарных детекторов с размерностью до 40×1 . Демонстрируются примеры изображений. Обсуждаются дифракционные, интерференционные и поляризационные эффекты, оценивается достигнутое разрешение и время формирования кадра.

Кратко обсуждаются перспективы применения подобных систем радиовидения.

Полупроводниковые лазеры в средней ИК-области спектра (2–2.4 мкм) на модах шепчущей галереи

Ю.П. Яковлев¹, В.В. Шерстнев¹, А.М. Монахов¹, М.И. Ларченков¹,
Е.А. Гребенщикова¹, А.Н. Баранов²

¹ФТИ им.А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Institut d'Electronique du Sud, Universite Montpellier 2, France

yakovlev@iropto.ioffe.ru

Моды шепчущей галереи (WGM) являются универсальными линейными возбуждениями дисковых и кольцевых резонаторов. Впервые они наблюдались в 1910 году как звуковые волны, распространяющейся вдоль наружной стены галереи для посетителей, в круглом зале собора Св. Павла в Лондоне и были исследованы лордом Релеем [1]. Придуманное для этого акустического явления название «моды шепчущей галереи» – whispering gallery modes (WGM) было использовано для обозначения собственных мод дисковых резонаторов. Мы использовали это явление для создания нового типа WGM-лазера в средней ИК-области спектра [2, 3].

Интерес к дисковым лазерам обусловлен тем, что добротность их резонатора может достигать величины 10^6 , что существенно превышает добротность Фабри-Перро лазеров ($3 \cdot 10^2$) и должно позволить получить лазерную генерацию при существенно более низких пороговых токах и более высоких температурах.

Нами были созданы и исследованы дисковые лазеры на основе квантово-размерной гетероструктуры, содержащей две квантовые ямы GaInAsSb/AlGaAsSb шириной 100 Å для спектрального диапазона 2,0–2,4 мкм, работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре.

В докладе будут рассмотрены электролюминесцентные свойства WGM-лазера как с целым (диск) так и с усеченными резонаторами (полдиска и четверть диска). Кроме того будут представлены результаты исследования перестраиваемого по частоте WGM-лазера с управляемым поглотителем. Для этой цели верхний контакт дискового лазера состоял из двух секторов при этом сектора были отделены зазором шириной 10 мкм. Одна часть контакта дискового лазера находилась под напряжением выше порога генерации, а вторая часть контакта ниже порога генерации, которая изменялась от 0 до 1 В. При этом наблюдалась сверхбольшая перестройка по частоте лазера от 2.24 мкм до 2.275 мкм. В докладе будет рассмотрен механизм такой уникальной перестройки. Такой диапазон перестройки дискового лазера соизмерим с полушириной спектра спонтанного излучения и перспективен для применения WGM-лазеров в диодно-лазерных спектрометрах.

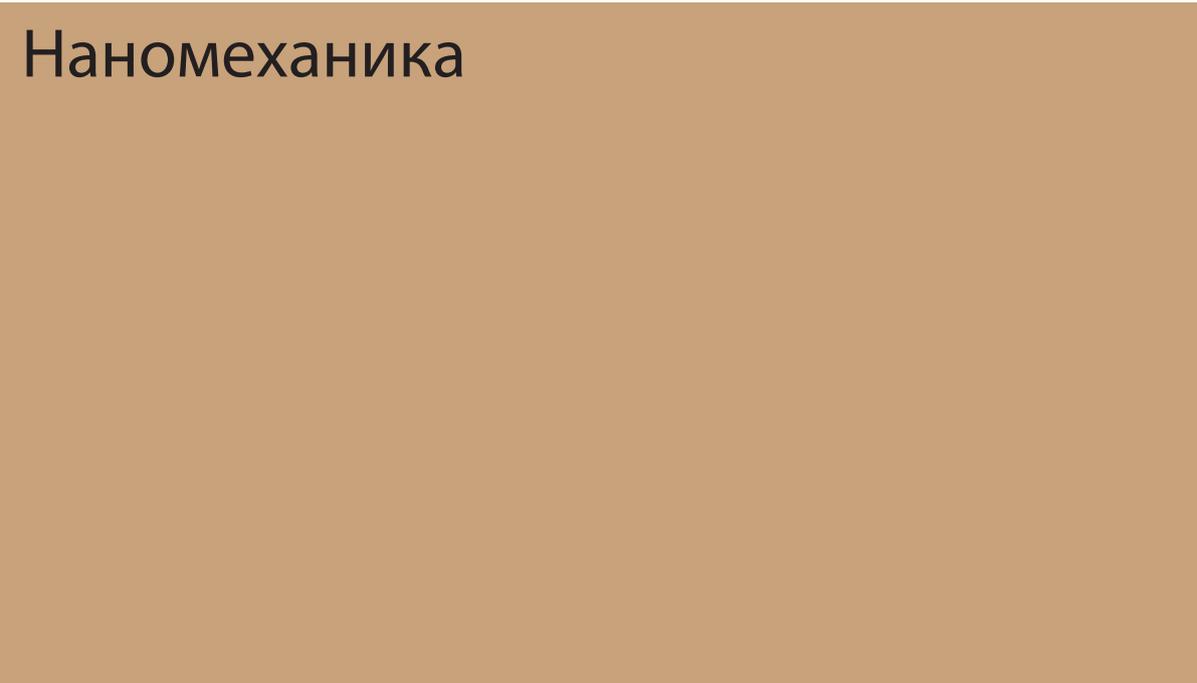
Работа частично поддержана программой Президиума РАН №27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов», грантами РФФИ 10-02-93110-НЦНИЛ_а, 10-02-00548-а, 10-02-93110, 10-02-00548, 11-08-01031, 11-03-00419, 11-03-00387, а также государственным контрактом № 02.740.11.0445.

Список литературы

- [1] Lord Rayleigh, Phyl. Mag. 20, 1001 (1910).
- [2] Sherstnev V.V. et al., Electron. Lett. 39, 916 (2003).
- [3] Monakhov A.M., Sherstnev V.V., Astakhova A.P., Yakovlev Yu.P., Boissier G., Teissier R., Baranov A.N. Appl. Phys. Lett. 94, 051102 (2009).



Наномеханика



Электронный транспорт в полупроводниковых мембранах с двумерным электронным газом

А.Г. Погосов^{1,2}, М.В. Буданцев^{1,2}, Е.Ю. Жданов^{1,2}, Д.А. Похабов^{1,2},
А.К. Бакаров¹, А.И. Торопов¹

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

budants@isp.nsc.ru

Электронный транспорт в микросистемах, изготовленных в массиве полупроводника, изучается уже достаточно давно. Однако в последнее время растёт интерес к так называемым микро и наноэлектромеханическим системам – микро и наноструктурам, оторванным от подложки и обладающим дополнительными механическими степенями свободы. Актуальность изучения этих систем обусловлена тем, что электрические и механические степени свободы «сцепляются», приводя к ряду новых интересных явлений [1]. Эти явления остаются пока малоизученными.

В данной работе изучается электронный транспорт в оторванных от подложки полупроводниковых системах с двумерным электронным газом (ДЭГ) в условиях квантового эффекта Холла при низких (до 300 мК) температурах в сильных (до 11 Тл) магнитных полях.



Рис. 1. Изображение мембраны, полученное с помощью электронного микроскопа

В ходе работы созданы полупроводниковые мембраны с высокоподвижным ДЭГ (подвижность $\mu \approx 2 \cdot 10^6$ см²/В·с при концентрации $n \approx 5 \cdot 10^{11}$ см⁻²) на основе гетероструктур AlAs/GaAs с жертвенным слоем AlAs, который впоследствии удалялся селективным травителем. Перед проведением транспортных измерений была измерена жесткость подвешенной мембраны методом атомно-силовой микроскопии и показана возможность поворота мембраны в магнитном поле. Сравнение магнетосопротивлений экспериментальных образцов до и после отрыва от подложки позволило установить, что после подвешивания мембран подвижность ДЭГ уменьшается незначительно.

Обнаружено, что в условиях квантового эффекта Холла поведение подвешенного ДЭГ существенно отличается от поведения обычного ДЭГ. В частности, в квантующих магнитных полях в холловском магнетосопротивлении наблюдаются холловские плато, но значение продольного магнетосопротивления в минимумах, соответствующих данным холловским плато, не только не обращается в ноль, но и слабо либо аномально зависит от температуры. Полученные данные воспроизводятся на различных образцах. Наблюдаемые неожиданные эффекты, предположительно, можно объяснить наличием в узком месте мембраны пьезоэлектрического барьера.

Работа поддержана РФФИ, АВЦП «Развитие научного потенциала ВШ», ОНИТ РАН и фондом «Научный потенциал».

Список литературы

[1] А.Г. Погосов, М.В. Буданцев и др., Письма в ЖЭТФ 90, 626 (2009).

Электронный транспорт в нанoeлектромеханических системах

А.Г. Погосов^{1,2}, М.В. Буданцев¹, А.А. Шевырин¹

¹Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

pogosov@isp.nsc.ru

В настоящее время создание и исследование так называемых нанoeлектромеханических систем – одна из новых динамично развивающихся областей науки. Такие системы представляют собой проводящие наноструктуры, имеющие помимо обычных, «электрических степеней свободы» дополнительные механические. В состав таких объектов входят нанопроволоки или кантилеверы, которые могут смещаться из своего положения равновесия, а также колебаться. Как правило, в таких случаях существует «сцепка» между электрическими и механическими степенями свободы, и это позволяет наблюдать целый ряд принципиально новых явлений, представляющих интерес как для фундаментальных, так и для прикладных исследований. Полупроводниковые нанoeлектромеханические системы создаются на основе тонких проводящих полупроводниковых мембран, отделенных от подложки путем селективного травления нижележащего жертвенного слоя [1] на основе таких материалов, как соединения кремния, арсенид галлия, арсенид индия и др. Такие нанoeлектромеханические системы полностью совместимы с современной полупроводниковой технологией. Кроме того, нанoeлектромеханические системы создавались и на основе подвешенных углеродных нанотрубок [2–3].

Среди нанoeлектромеханических систем особый интерес представляет подвешенный одноэлектронный транзистор. Было обнаружено, что в таких транзисторах резонансные механические колебания приводят к пробое кулоновской блокады [4]. Чувствительность к единичным электронам, дополненная механическими степенями свободы, делает нанoeлектромеханический транзистор перспективным в качестве детектора сверхмалых механических колебаний и перемещений наноструктур. Уникальность такого устройства состоит в том, что колеблющаяся часть транзистора и детектор колебаний объединены в одно наноустройство, что выгодно отличает его от традиционных схем детектирования смещений и колебаний путем регистрации отраженного лазерного луча. Чувствительность к механическим колебаниям и перемещениям в нанoeлектромеханических системах обусловлена изменением кондактанса нанопроволок и кантилеверов, что становится особенно актуальным при колебаниях на собственных частотах.

Работа поддержана РФФИ, АВЦП «Развитие научного потенциала ВШ», ОНИТ РАН и фондом «Научный потенциал».

Список литературы

- [1] M. Roukes, Physics World 14, 25 (2001).
- [2] A.K. Naik, M.S. Hanay, W.K. Hiebert et al., Nature Nanotechnology 4, 445 (2009).
- [3] G.A. Steele, A.K. Hüttel, B. Witkamp et al., Science 325, 1103 (2009).
- [4] А.Г. Погосов, М.В. Буданцев, А. А. Шевырин и др., Письма в ЖЭТФ 90, 626 (2009).

Квазиодномерные проводники с волной зарядовой плотности: кручение и ступеньки Шапиро в электрическом поле, «квантование» состояний

В.Я. Покровский, С.Г. Зыбцев, М.В. Никитин, В.Ф. Насретдинова, С.В. Зайцев-Зотов

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва

pok@cplire.ru

В докладе речь пойдёт о недавних результатах в области физики квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности (ВЗП): о неоднородной, в том числе – динамической, деформации образцов в электрическом поле, о синхронизации движения ВЗП в ВЧ поле и о её проявлении в кручении, а также о своеобразном «квантовании» состояний ВЗП в нанобразцах.

Из всех видов неоднородной деформации образцов в электрическом поле E наиболее полно нами исследовано **кручение** [1]. Оказалось, что если образец (как правило, вискер) закрепить так, что один его конец может свободно поворачиваться вокруг продольной оси, возникает деформация кручения, причём направление поворота определяется знаком E . Такой эффект наблюдается в ряде соединений с ВЗП: TaS_3 , $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$, $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ (голубая бронза) и NbS_3 (II фаза). Можно различить два вклада в кручение: медленный, – пороговый гистерезисный, и быстрый, – линейный по напряжению. Деформация сдвига, нормированная на электрическое поле, достигает 10^{-6} м/В, что на 3 порядка превышает максимальные значения пьезомодулей в пьезоэлектриках. Кроме того, наблюдались стохастические низкочастотные **флуктуации угла поворота**, φ , при *постоянном* E , вызванные неупорядоченным движением ВЗП. Также при скольжении ВЗП, одновременно со **ступеньками Шапиро** на ВАХ наблюдались особенности на зависимостях $\varphi(E)$ [2]. Это позволило сделать вывод о росте пространственной когерентности ВЗП в ВЧ поле. На нанобразцах NbS_3 впервые наблюдались ступеньки Шапиро **при комнатной температуре** [3]. При этом достигнута рекордная для квазиодномерных проводников с ВЗП **частота синхронизации – 16 ГГц**.

На микрокристаллах голубой бронзы наблюдается «квантование» состояний ВЗП: проводимость принимает дискретные эквидистантные значения, отличающиеся числом периодов ВЗП между контактами [4]. Оказалось, что из измерений проводимости можно определить температурную зависимость волнового вектора ВЗП с точностью, превышающей точность дифракционных методик.

Полученные результаты имеют пока ещё недостаточно изученные прикладные перспективы. Квазиодномерные проводники с ВЗП можно рассматривать как готовые крутильные актюаторы для наномеханических устройств. Так, TaS_3 даже при комнатной температуре, когда существуют только флуктуации ВЗП, по отношению деформация/поле превосходит все известные пьезоэлектрики. Соединение NbS_3 можно использовать в качестве материала для наноприёмников со спектральным разрешением, а возможно, – и источников СВЧ излучения.

Список литературы

- [1] V.Ya.Pokrovskii et al., Physica B 404, 437 (2009).
- [2] С. Г. Зыбцев и др., Письма в ЖЭТФ, 92, 448 (2010).
- [3] S. G. Zybtev et al., Appl. Phys. Lett. 94, 152112 (2009).
- [4] S. G. Zybtev et al., Nat. Commun. x:x doi: 10.1038/ncomms1087 (2010).



Топологический изолятор



Исследование энергетической щели топологического изолятора HgTe/CdHgTe методом циклотронного резонанса

Ю.Б. Васильев¹, А.А. Грешнов¹, С.Д. Сучалкин², L.-C. Tung³, Д.С. Смирнов³, F. Gouider⁴, G. Nachtwei⁴, C. Brüne⁵, H. Buhmann⁵

¹Физико-технический институт РАН, Санкт-Петербург

²Stony Brook University, Stony Brook, New York, USA

³National High Magnetic Laboratory, Tallahassee, Florida, USA

⁴Institut für Angewandte Physik, Braunschweig, Germany

⁵Julius-Maximilians-Universität, Am Hubland, Würzburg, Germany

yu.vasilyev@mail.ioffe.ru

В течение последних лет активно обсуждается возможность реализации в полупроводниковых гетероструктурах топологического изолятора – системы, отличающейся от обычного изолятора наличием краевых состояний, дисперсионная характеристика

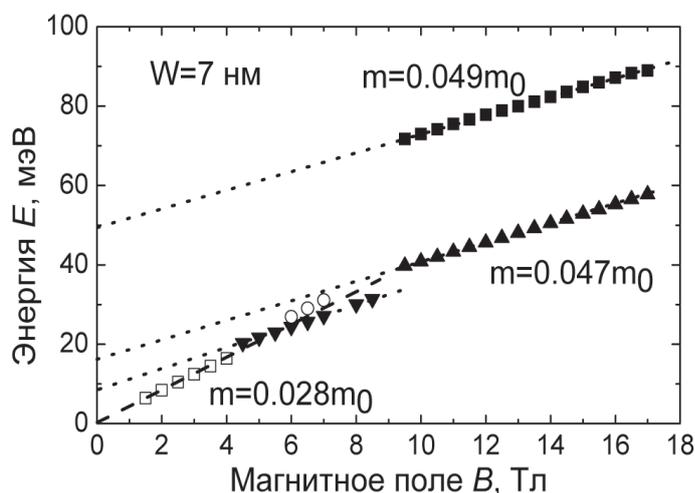


Рис. 1. Зависимость энергии пиков поглощения от магнитного поля для ямы толщиной 7 нм

которых пересекает уровень Ферми [1]. В работе [2] в качестве кандидата на эту роль выдвинуты мезоскопические структуры на основе квантовых ям HgTe/CdHgTe, и было показано квантование баллистического кондактанса в единицах $2e^2/h$ при толщине квантовых ям, больше 6 нм и площади образца меньше $1 \mu\text{m}^2$.
В настоящей работе представлены результаты исследования зонной структуры квантовых ям HgTe/CdHgTe с помощью спектров магнетопоглощения. Исследовалась серия квантовых ям различной ширины. Для наиболее узких из них предсказывается нормальная зонная структура, для широких – инвертированная [2, 3]. На рис. 1, демонстрирующим зависимость энергии пиков поглощения от магнитного поля для квантовой ямы толщиной 7 нм, видно наличие двух типов мод: циклотронной (идущей в нуль при $B=0$) и межподзонных. Наличие последних свидетельствует о наличии щели в энергетическом спектре носителей, которая открывается с ростом магнитного поля по мере опустошения верхних магнитных уровней. Измеренные значения энергетических щелей и эффективных масс сравниваются с теоретическими предсказаниями работ [2, 3].

Работа выполнена при поддержке РФФИ и программы РАН.

Список литературы

- [1] X.-L. Qi, S.-C. Zhang, arXiv:1008.2026v1 (2010).
[2] M. Konig et al, Science 318, 766 (2007).
[3] J.-W. Luo, A. Zunger, Phys. Rev. Lett. 105, 176805 (2010).

Краевые фототоки в двумерных топологических изоляторах

Л.Е. Голуб, С.А. Тарасенко

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

golub@coherent.ioffe.ru

Топологические изоляторы – это твёрдые тела с уровнем Ферми, лежащим в запрещенной зоне, но имеющие устойчивые поверхностные проводящие состояния [1]. Примером двумерных топологических изоляторов являются квантовые ямы на основе HgTe [2], если их ширина превосходит некоторую критическую. Краевые состояния в них образуются благодаря инвертированной зонной структуре HgTe и имеют линейный энергетический спектр. Квазичастицы, распространяющиеся вдоль краёв образца, обладают киральной симметрией: проекция их спина на ось роста составляет $+1/2$ и $-1/2$ в зависимости от направления движения. Краевые возбуждения распространяются баллистически, являясь «топологически устойчивыми» по отношению к независящему от спина беспорядку.

В представленной работе изучены фотогальванические эффекты на краевых состояниях в двумерных топологических изоляторах. Показано, что при освещении структуры эллиптически поляризованным светом с энергией кванта, меньшей ширины запрещенной зоны, возникают краевые фототоки. Токи на противоположных краях образца направлены в противоположные стороны и меняют полярность при изменении знака круговой поляризации возбуждающего излучения.

Краевой фототок формируется в результате конкуренции оптической генерации и упругого рассеяния назад. Оба процесса запрещены в традиционной модели двумерных топологических изоляторов, учитывающей в гамильтониане Латтинжера лишь слагаемые, линейные по квазиимпульсу [1]. Краевой фотогальванический эффект возникает при учете квадратичных по импульсу слагаемых в гамильтониане. При этом появляется как поглощение света, так и рассеяние назад, в результате чего формируется фототок. Его величина не зависит от силы квадратичных поправок, поскольку малость поглощения компенсируется большой величиной времени упругой релаксации.

В работе рассчитан спектр возбуждения фототока. Показано, что при малых частотах ток квадратично растёт с энергией фотона. Краевой фотогальванический эффект может наблюдаться во всей области оптических переходов между ветвями краевых состояний, что соответствует возбуждению от терагерцового до ИК диапазона.

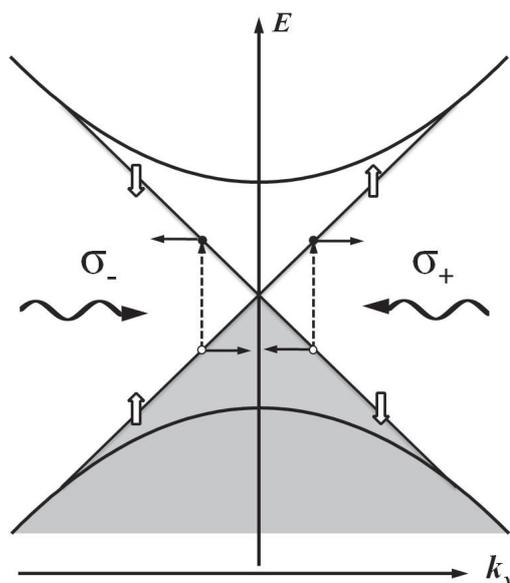


Рис. 1. Энергетическая диаграмма топологического изолятора и механизм генерации краевого циркулярного тока

Список литературы

- [1] M.Z. Hasan and C.L. Kane, Rev. Mod. Phys. 82, 3045 (2010).
 [2] H. Diehl, V.A. Shalygin, L.E. Golub, S.A. Tarasenko, S.N. Danilov, V.V. Bel'kov, E.G. Novik, H. Buhmann, C. Brüne, L.W. Molenkamp, E.L. Ivchenko, and S.D. Ganichev, Phys. Rev. B 80, 075311 (2009).

Тройные халькогениды полуметаллов на основе таллия: новый класс трехмерных топологических изоляторов

С.В. Еремеев^{1,2}, G. Bihlmayer³, Ю.М. Коротеев^{1,2}, Е.В. Чулков⁴

¹Институт физики прочности и материаловедения СОРАН, Томск

²Томский государственный университет, Томск

³Institut für Festkörperforschung and Institute for Advanced Simulation, Germany

⁴Donostia International Physics Center (DIPC) and CFM, Spain

eremeev@ispms.tsc.ru

Трёхмерные топологические изоляторы (ТИ) являются узкозонными полупроводниками, характеризующимися инвертированной за счёт сильного спин-орбитального взаимодействия щелью в некоторых симметричных точках объёмной зоны Бриллюэна. Следствием топологической природы данных материалов является наличие на поверхности проводящего состояния с линейной дисперсией, образующего дираковский конус с точкой Дирака вблизи или на уровне Ферми. В отличие от дираковского конуса в графене данное топологическое поверхностное состояние содержит, вследствие спин-орбитального расщепления, только один электрон. Недавно был теоретически предсказан [1, 2] новый класс 3D топологических изоляторов, содержащий тройные халькогениды Bi и Sb на основе таллия, которые в отличие от большинства известных ТИ (имеющих слоистую структуру с ван-дер-Ваальсовскими промежутками между слоями) являются континуальными материалами. Фотоэмиссионные измерения подтвердили, что TlBiSe₂ [3, 4, 5] и TlBiTe₂ [5] являются ТИ с дираковским конусом на E_F . Детальный анализ объёмной и поверхностной электронной структуры нового класса ТИ выполнен на основе первопринципной зонной теории в работе [6]. Показано, что зарядовая плотность топологически защищенного состояния существенно более глубоко проникает в объем материала, чем соответствующее состояние на поверхности слоистых ТИ. Получено, что на всех возможных поверхностных окончаниях данных соединений присутствуют как топологически защищенное поверхностное состояние, так и обычные поверхностные состояния, демонстрирующие значительное рашбовское расщепление, не наблюдающиеся в эксперименте. Предложена модель для объяснения данного расхождения.

Список литературы

- [1] S.V. Eremeev, Yu.M. Koroteev, E.V.Chulkov, JETP Lett. 91, 594 (2010).
- [2] B. Yan, C.X. Liu, H.J. Zhang, et al., Europhys. Lett. 90, 37002 (2010).
- [3] K. Kuroda, M. Ye, A. Kimura, S.V. Eremeev, et al., Phys. Rev. Lett. 105, 146801 (2010).
- [4] T. Sato, K. Segawa, H. Guo, et al., Phys. Rev. Lett. 105, 136802 (2010).
- [5] Y. Chen, Z. Liu, J. G. Analytis, et al., arXiv:1006.3843v1.
- [6] S.V. Eremeev, G. Bihlmayer, M. Vergniory, Yu.M. Koroteev, T.V. Menshikova, J. Henk, A. Ernst, E.V. Chulkov, Phys. Rev. B (2011) in press.

Слоистые халькогениды в квазибинарных системах $A^{IV}B^{VI} - A_2^V B_3^{VI}$: эффективный способ модификации конуса Дирака

С.В. Еремеев^{1,2}, Ю.М. Коротеев^{1,2}, Т.В. Меньщикова², Е.В. Чулков³

¹Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск

²Томский госуниверситет, Томск

³Donostia International Physics Center and CFM, Spain

koroteev@ispms.tsc.ru

С момента теоретического предсказания и экспериментальной реализации двумерных и трехмерных топологических изоляторов (ТИ) поиск новых классов этих материалов является наиболее интенсивно развивающимся направлением в физике конденсированного состояния. Характерное для этих полупроводниковых материалов сильное спин-орбитальное взаимодействие приводит к возникновению на их поверхности топологически защищенного проводящего поверхностного состояния с дисперсией дираковского типа, что может найти применение в спинтронных приборах и квантовых компьютерах.

Согласно общей теории электроны в топологическом поверхностном состоянии защищены от рассеяния из состояния с волновым вектором \mathbf{k} в состояние с волновым вектором $-\mathbf{k}$ вследствие противоположной ориентации спина в этих состояниях. Однако, как показывает эксперимент и теоретическое рассмотрение, интерференция квазичастиц дираковского конуса все же имеет место благодаря рассеянию носителей заряда на ступенях и поверхностных дефектах [1], а так же за счет гексагонального деформирования конуса [2], характерного для всех бинарных халькогенидов, и рассеяния на объемных состояниях в случае их близкого расположения к состояниям конуса [3].

В настоящем докладе представлены результаты теоретического исследования электронной структуры ряда тройных тетрадимитоподобных соединений в квазибинарных системах $A^{IV} B^{VI} - A_2^V B_3^{VI}$ ($A^{IV} = \text{Ge, Sn, Pb}$; $A^V = \text{Sb, Bi}$; $B^{VI} = \text{Se, Te}$) [4]. Как и бинарные соединения $A_2^V B_3^{VI}$, они имеют слоистую структуру, представляющую собой семислойные атомные блоки, разделенные ван дер Ваальсовскими промежутками. Также рассмотрены соединения YbBi_2Te_4 и YbSb_2Te_4 , для которых мы предсказываем аналогичную атомную структуру. Установлено, что большинство соединений рассматриваемого ряда, а также соединение YbBi_2Te_4 , являются трехмерными ТИ. Расчеты поверхностной электронной структуры выявили сильную зависимость дисперсии поверхностного состояния от первой компоненты (A^{IV} и Yb) соединения. Так, Ge и Pb заметно улучшают форму дираковского конуса по сравнению с родительским соединением Bi_2Te_3 . Среди рассмотренных материалов YbBi_2Te_4 обладает идеальной дисперсией проводящего состояния, которое, помимо этого, хорошо изолировано от объемных состояний.

Список литературы

- [1] T. Zhang, P. Chen et al, Phys. Rev. Lett 103, 266803 (2009).
- [2] L. Fu, Phys. Rev. Lett 103, 266801 (2009).
- [3] Y. Xia, D. Qian, D. Hsieh et al., Nature Phys. 5, 398 (2009).
- [4] Т.В. Меньщикова, С.В. Еремеев, Ю.М. Коротеев и др. Письма в ЖЭТФ 93, 18 (2011).

Свойства поверхности (111) топологических изоляторов Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3

С.В. Макаренко¹, В.В. Агучин², К.А. Кох³, В.А. Голяшов¹, О.А. Шегай²,
К.Н. Романюк^{1,2}, А.А. Шкляев^{1,2}, А.С. Кожухов¹, В.Н. Кручинин², И.П. Просвирин⁴,
А.В. Калинин⁴, **О.Е. Терещенко^{1,2}**

¹Новосибирский госуниверситет, Новосибирск

²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

³Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, Новосибирск

⁴Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, Новосибирск

teresh@thermo.isp.nsc.ru

Интерес к изучению поверхностей (111) Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3 связан с проявлением этими соединениями свойств топологических изоляторов (ТИ), открытых несколько лет назад. Особенность строения зонной структуры ТИ состоит в том, что на поверхности та-

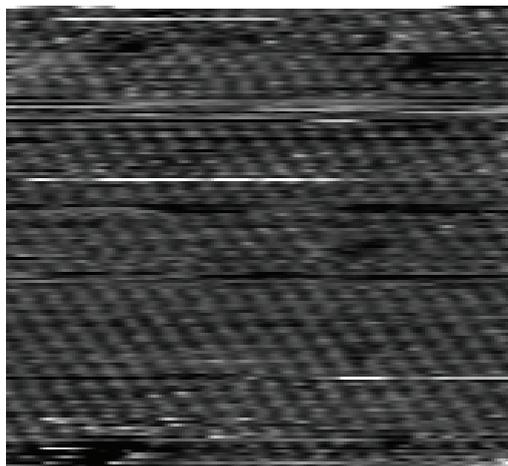


Рис.1. СТМ изображение (8×8 нм) поверхности (111) Bi_2Se_3 , $V_s = -0.8$ В, $I = 30$ пА

ких кристаллов отсутствует запрещенная зона, тогда как в объеме она составляет величину $\sim 0.25\text{--}0.4$ эВ. Зависимость энергии электронов от их квазиимпульса на поверхности ТИ является линейной функцией, то есть носители заряда ведут себя как безмассовые частицы. Кристаллическая решетка соединений Bi_2VI_3 ($\text{VI} = \text{Se}, \text{Te}$) состоит из квинтетов (пять плотноупакованных слоев Te-Bi-Te-Bi-Te), соединенных между собой силами Ван-дер-Ваальса. В настоящее время связь между химическими, структурными и электрофизическими свойствами поверхностей (111) соединений Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3 изучена недостаточно для выяснения корреляции с ТИ свойствами этих кристаллов.

Задача данной работы состоит в изучении структурных, химических и электрофизических свойств поверхностей скола (111) Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3 методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ), а также в установлении корреляции с ТИ свойствами выращенных монокристаллов.

Атомно-гладкие поверхности (111) монокристаллов Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3 площадью ~ 1 см² были получены скалыванием на воздухе. Методом РФЭС продемонстрирована инертность поверхностей Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3 к окислению: после месяца хранения образцов на воздухе на поверхности не обнаружено наличие кислорода и оксидов. На рис. 1 приведена СТМ картина поверхности (1x1)-(111) Bi_2Se_3 с атомным разрешением (период 0,4 нм) после двухнедельной экспозиции на воздухе. Измерение туннельной проводимости выявило квазилинейную зависимость поверхностной плотности состояний от энергии в запрещенной зоне Bi_2Se_3 . Величина электронной и дырочной подвижности в Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 составила 1500 и 3500 см²/(В·с) ($T=77$ К), соответственно. В работе обсуждаются методы получения тонких плёнок (1–10 нм) Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3 .

Спиновое упорядочение на поверхности трехмерного топологического изолятора с хемосорбированными магнитными ионами

В.Н. Меньшов^{1,2}, В.В. Тугушев^{1,2}, Е.В. Чулков²

¹Научная организация Центр лазерной технологии и материаловедения, Москва

²Donostia International Physics Center, Spain

tuvictor@mail.ru

В последнее время нарастает ажиотаж в обсуждении необычных свойств узкозонных полупроводников типа Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 и др. – так называемых трехмерных топологических изоляторов (ТИ). Сильное спин-орбитальное взаимодействие не только влияет на электронный спектр в объеме этих материалов, но порождает специфические поверхностные состояния (ПС), которые устойчивы к возмущениям, вызванным потенциальным рассеянием на заряженных примесях, но чрезвычайно чувствительны к обменному рассеянию на магнитных примесях [1]. В работе [2] исследовалась модификация топологической спиновой структуры поверхности (111) Bi_2Se_3 при хемосорбции заряженных магнитных ионов Fe. Было показано, что с ростом покрытия ($>20\%$) в спектре ПС возникает щель ($\Delta \approx 100\text{meV}$), связанная с ферромагнитным (ФМ) порядком магнитных моментов Fe с нормальной к поверхности ориентацией.

В настоящей работе в рамках модели спектра ПС с одиночным дираковским конусом вблизи Γ – точки зоны Бриллюэна [1] исследован вопрос о формировании магнитоупорядоченной структуры в системе примесных магнитных ионов, случайно распределенных на поверхности ТИ. Проведен расчет обменного взаимодействия между локальными магнитными моментами ионов через квазичастицы в ПС. В рамках «крестовой» техники [3] мы не только включили в одночастичные функции Грина примесные собственно-энергетические части, но приняли во внимание перенормировку вершины эффективного обменного взаимодействия квазичастицы с магнитным ионом. Получен эффективный обменный интеграл J как функция химического потенциала μ или концентрации квазичастиц n (электронов или дырок). В рамках среднеполевого подхода показано, что ФМ упорядочение магнитных моментов на поверхности ТИ является энергетически выгодным в основном состоянии, причем вектор спонтанной намагниченности направлен перпендикулярно поверхности ТИ. Проведено самосогласование щели Δ в спектре ПС со средним магнитным моментом на примесном узле $\langle S \rangle$, продемонстрирована устойчивость ФМ состояния относительно длинноволновых флуктуаций спиновой плотности. Показано, что эффективный спиновый гамильтониан имеет существенно негеизенберговский вид и бесщелевая (голдстоуновская) коллективная мода в спектре поперечных магнонов не возникает. Построена магнитная фазовая диаграмма в координатах (T, μ) и (T, n) . Сделаны оценки температуры Кюри T_C и энергии щели Δ в спектре ПС. Экспериментальные данные обсуждаются в свете полученных результатов.

Список литературы

- [1] M.Z. Hasan, C.L. Kane, Rev.Mod.Phys. 82, 3045 (2010).
- [2] L.A. Wray, et al, Nature Phys. 7, 32 (2011).
- [3] Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е Методы квантовой теории поля в статистической физике. Москва, Физматгиз, 1962 г. , 446 с.



Пленарные доклады

Кремниевые наноструктуры для оптоэлектроники

З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

zfk@ipm.sci-nnov.ru

Приводится обзор работ в области физических основ оптоэлектронной элементной базы на кремниевых наноструктурах (лазеры, свето- и фотодиоды, элементы памяти и др.), выполненных в ИФМ РАН [1–10]. Обсуждаются условия эпитаксиального роста структур Si/SiGe, Si/Si:Er и Si/SiGe:Er на кремниевых подложках, механизмы фото- и электролюминесценции этих структур в области 1,3–1,5 мкм, условия достижения стимулированного излучения.

Список литературы

- [1] B.A. Andreev, T. Gregorkiewicz, W. Jantsch, Z.F. Krasilnik, D.I. Kryzhkov and V.P. Kuznetsov, Appl. Phys. Lett. 88, 201101 (2006).
- [2] M.V. Shaleev, A.V. Novikov, A.N. Yablonskiy, Y.N. Drozdov, D.N. Lobanov, Z.F.Krasilnik, O.A. Kuznetsov, Appl. Phys. Lett. 88, 011914 (2006).
- [3] Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, К.Е. Кудрявцев, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, Д.В. Шенгуров, В.Б. Шмагин, А.Н. Яблонский, ФТП 42, 291 (2008).
- [4] D.N. Lobanov, A.V. Novikov, K.E. Kudryavtsev, A.N. Yablonskiy, A.V. Antonov, Yu.N. Drozdov, D.V. Shengurov, V.B. Shmagin, Z.F. Krasilnik, N.D. Zakharov, P. Werner, Physica E 41, 935 (2009).
- [5] D.V. Yurasov, Yu.N. Drozdov, M.V. Shaleev, and A.V. Novikov, Appl. Phys. Lett. 95, 151902 (2009).
- [6] A. N.Yablonskiy, B.A.Andreev, D. I. Kryzhkov, L.V. Krasilnikova, V. P.Kuznetsov, Z. F. Krasilnik, Physica B: Physics of Condensed Matter 404, 4601 (2009).
- [7] V. Shmagin, D. Remizov, V. Kuznetsov, V. Kozlov, S. Obolensky and Z. Krasilnik. In Handbook of Light Emitting and Schottky Diode Research, Editor: N. P. Chen, Nova Science Publishers, Inc. (2009)
- [8] K.E. Kudryavtsev, V.B. Shmagin, D.V. Shengurov and Z.F. Krasilnik. Semicond. Sci. Technol. 24, 065009 (2009).
- [9] А.Н. Яблонский, Б.А. Андреев, Л.В. Красильникова, Д.И. Крыжков, В.П. Кузнецов, З.Ф. Красильник, ФТП 44, 1519 (2010).

Участники конференции

Кнар Wojciech

University of Montpellier II
+33 (0) 467144518
max_jms@mail.ru
pl Eugene Bataillon, Montpellier, 34095, France

Аверкиев Никита Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927155
averkiev@les.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Агринская Нина Викторовна

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927358
nina.agrins@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Алексеев Павел Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2976132
pavel.alekseev@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Алешкин Владимир Яковлевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
aleshkin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Алещенко Юрий Анатольевич

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1326293
yuriale@sci.lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Альперович Виталий Львович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3309874
alper_v@mail.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Андрианов Александр Васильевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927989
alex.andrianov@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Антонов Александр Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
aav@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Арапкина Лариса Викторовна

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
+7 (499) 5038318
arapkina@kapella.gpi.ru
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Арапов Юрий Григорьевич

Учреждение Российской академии наук Ордена Трудового Красного Знамени Институт физики металлов Уральского отделения РАН
+7 (343) 3783577
arapov@imp.uran.ru
ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Аронзон Борис Аронович

Российский научный центр «Курчатовский институт»
+7 (499) 1967681
aronzon@mail.ru
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Архинчеев Валерий Ефимович

Институт физического материаловедения СО РАН
+7 (3012) 756789
varkhin@mail.ru
ул. Сахьяновой 6

Асрян Левон Владимирович

Virginia Polytechnic Institute and State University
+1 (540) 2317033
asryan@vt.edu
207 Holden Hall - M/C 0237, Blacksburg, VA 24061, USA

Баграев Николай Таймуразович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927315
bagraev@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Белых Василий Валерьевич

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1326345
belykh@lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Бельков Василий Валентинович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927989
bel@epi.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Беляев Кирилл Геннадьевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927124
belyaev_k_g@mail.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Березовец Вячеслав Анатольевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 9117362495
vaberez@inbox.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Бисти Вероника Евгеньевна

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (496) 5222919
bisti@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черногловка, Мос. обл., 142432, Россия

Брунков Павел Николаевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927382
brunkov@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Буданцев Максим Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН
+7 (383) 3331087
budants@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Бурдейный Дмитрий Игоревич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4286485
dmitry.burdeiny@gmail.com
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Бурдов Владимир Анатольевич

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4656255
burdov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Валишева Наталья Александровна

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН
+7 (383) 3308807
valishev@ngs.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Ваньков Александр Борисович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (49652) 24431
vankov@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черногловка, Мос. обл., 142432, Россия

Васильев Юрий Борисович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 6518290
yu.vasilyev@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Вдовин Евгений Евгеньевич

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
+7 (252) 44011
vdov62@mail.ru
ул. Институтская 6, Черногловка, Московская обл., 142432, Россия

Вейнгер Анатолий Иосифович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927152
anatoly.veinger@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Виноградов Евгений Андреевич

Учреждение Российской академии наук Институт спектроскопии РАН
+7 (496) 7510579
evinogr@isan.troitsk.ru
ул. Физическая, 5, Троицк, Московская обл., 142190, Россия

Волков Владимир Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
+7 (495) 6293394
VoVA@cplire.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Воробьев Александр Борисович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН
+7 (383) 3330699
alex@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Воробьев Леонид Евгеньевич

ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»
+7 (812) 5529671
LVor@rphf.spbstu.ru
Политехническая ул., д. 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

Гавриленко Владимир Изяславович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 2965028
gavrg@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гавриленко Людмила Владимировна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
aritan@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гайслер Владимир Анатольевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3306945
haisler@thermo.isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Гапонов Сергей Викторович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385120
svg@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гапонова Дария Михайловна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
dmg@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Германенко Александр Викторович

ГОУ ВПО «Уральский государственный университет им. А.М. Горького»
+7 (343) 2617436
alexander.germanenko@usu.ru
пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620083, Россия

Гец Дмитрий Станиславович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927315
smart_insulator@mail.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Гиппиус Николай Алексеевич

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
+7 (499) 5038102
na.gippius@gmail.com
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Гисматулин Андрей Андреевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН
+7 (383) 3369632
anjgis@yandex.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Глазов Михаил Михайлович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927155
glazov@coherent.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Голуб Леонид Евгеньевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927155
golub@coherent.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Гончар Кирилл Александрович

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»
+7 (915) 0913917
k.a.gonchar@gmail.com
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Горбунов Александр Васильевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (49652) 22972
gorbunov@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, Россия

Горлова Ирина Геннадиевна

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
+7 (495) 6293656
gorl@cplire.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Горохов Евгений Борисович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН
+7 (383) 3332470
gorokhov@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Грешнов Андрей Анатольевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927367
a_greshnov@hotmail.com
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Гронин Сергей Вячеславович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927124
gronin_sergey@mail.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Гуляев Дмитрий Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3304475
gulyaev@thermo.isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Давыдов Валерий Юрьевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927911
valery.davydov@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Данилов Юрий Александрович

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4656365
danilov@nifti.unn.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Даниловский Эдуард Юрьевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (921) 3012646
diadia_dik@mail.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Даунов Менаш Иосифович

Учреждение Российской академии наук Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН
+7 (8722) 627525
i.danov@mail.ru
ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, Республика Дагестан, 367003, Россия

Девятков Эдуард Валентинович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (916) 0419538
dev@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, Россия

Демидов Евгений Сергеевич

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4656374
demidov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Демихов Тимофей Евгеньевич

ООО «РТИ»
+7 (499) 1326872
tdemikh@lebedev.ru
Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991, Россия

Демиховский Валерий Яковлевич

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4656255
demi@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дмитриев Алексей Владимирович

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9395905
dmitriev@lt.phys.msu.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Дмитриев Иван Александрович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+49 (721) 60828112
ivan.dmitriev@kit.edu
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Дорожкин Сергей Иванович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (49652) 22907
dorozh@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, Россия

Дорохин Михаил Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4656365
dorokhin@nifti.unn.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дричко Ирина Львовна

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 5159229
irina.l.drichko@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Дронов Михаил Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
+7 (495) 9391151
mikhail.dronov@gmail.com
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Дубинов Александр Алексеевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
sanya@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дьяконов Михаил Игоревич

University of Montpellier II
+33 (0) 46714325
Michel.DYAKONOV@LPTA.univ-montp2.fr
pl Eugene Bataillon, Montpellier, 34095, France

Ежевский Александр Александрович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4659366
ezhevski@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Емельянов Евгений Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН
+7 (383) 3333286
e2a@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Еремеев Сергей Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения РАН
+7 (952) 8852940
eremeev@ispms.tsc.ru
пр. Академический, 4/1, Томск, 634021, Россия

Жиляев Юрий Васильевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 292-73-16
zhilyaev@jyuv.ioffe.rssi.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Жмерик Валентин Николаевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927124
jmerik@pls.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Жолудев Максим Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (904) 0530147
zholudev@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Жукавин Роман Хусейнович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
zhur@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Журавлев Андрей Григорьевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3309874
zh@ngs.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Зайцев-Зотов Сергей Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
+7 (495) 6293394
serzz@cplire.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Засавицкий Иван Иванович

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1326749
zasavit@sci.lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Зубков Василий Иванович

ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)»
+7 (812) 2343016
vizubkov@mail.eltech.ru
ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия

Зубов Федор Иванович

Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН
+7 (921) 3002727
fedyazu@mail.ru
ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Зудов Михаил Александрович

University of Minnesota
+1 (612) 6260364
zudov@physics.umn.edu
116 Church St SE, Minneapolis, MN 55442

Зуев Юрий Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385226+213
zuevus@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Зыбцев Сергей Григорьевич

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
+7 (495) 6293656
zybt@cplire.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Иванов Сергей Викторович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927124
ivan@beam.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Игнатьев Иван Владимирович

ФГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный университет»
+7 (812) 4284546
Ivan_ignatiev@mail.ru
ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Иконников Антон Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037 +262
antikon@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Иошкин Юрий Игоревич

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1326686
ioshkin87@mail.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Кайбышев Вадим Халитович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2972245
kaibyshev@beam.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Камелин Дмитрий Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385120
kent@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Камилов Ибрагимхан Камилович

Учреждение Российской академии наук Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН
+7 (8722) 628900
kamilov_i@mail.ru
ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, Республика Дагестан, 367003, Россия

Кведер Виталий Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (496) 5222344
kveder@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, Россия

Квон Зе дон

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3306733
kvon@thermo.isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Кибис Олег Васильевич

ГОУ ВПО «Новосибирский государственный технический университет»
+7 (383) 3460488
oleg.kibis@nstu.ru
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия

Климов Александр Эдуардович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3306631
klimov@thermo.isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Ковалёв Вадим Михайлович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3333264
vadimkovalev@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Кожемякина Елена Владимировна

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3304475
kozheмякина@thermo.isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Козлов Дмитрий Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4384045
dvkoz@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кокурин Иван Александрович

ГОУ ВПО «Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва»
+7 (8342) 290587
kokurinia@mail.ru
Большевикская, 68, Саранск, Республика Мордовия, 430005, Россия

Комиссарова Татьяна Александровна

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927124
komissarova@beam.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Коненкова Елена Васильевна

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927344
lena@triat.ioffe.rssi.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Кобаев Юрий Васильевич

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1357441
kobaev@sci.lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Копьев Петр Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2973620
ps@kopjev.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Коротеев Юрий Михайлович

Учреждение Российской академии наук Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения РАН
+7 (913) 1060327
yury_koroteev@list.ru
пр. Академический, 4/1, Томск, 634021, Россия

Костров Евгений Александрович

ООО «РТИ»
+7 (499) 1326872
kostrov@lebedev.ru
Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991, Россия

Костылева Ирина Евгеньевна

Учреждение Российской академии наук Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН
+7 (496) 7510735
kostyleva@hppi.troitsk.ru
Калужское шоссе, стр.14, Троицк, 142190, Россия

Кочиев Михаил Валериевич

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1326345
kochievmv@mail.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Красильник Захарий Фишелевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385555
zfk@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Красильникова Людмила Владимировна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
luda@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кривобок Владимир Святославович

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1326448
krivobok@lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Кудрявцев Андрей Александрович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927315
kudriavtcev@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Кукушкин Игорь Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (496) 5222572
kukush@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, Россия

Кулаковский Владимир Дмитриевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (496) 5222691
kulakovs@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, Россия

Курицын Дмитрий Игоревич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
dk@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кучинская Полина Анатольевна

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН
+7 (383) 3332624
polina@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Ларионов Андрей Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (49652) 25294
lagionov@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, Россия

Ластовкин Артем Анатольевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037 +262
lastovkin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Латышев Юрий Ильич

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
+7 (495) 6293656
yurilatyshev@yahoo.com
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Лебедев Александр Александрович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927125
shura.lebe@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Литвинов Роман Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (920) 0288237
Litvinov.ipm@mail.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Лифшиц Мария Борисовна

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (911) 9130297
marli@mail.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Лобанов Дмитрий Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
dima@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Логинов Дмитрий Константинович

ФГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный университет»
+7 (812) 4284546
loginov999@gmail.com
ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Лозовик Юрий Ефремович

Учреждение Российской академии наук Институт спектроскопии РАН
+7 (496) 7510881
lozovik@isan.troitsk.ru
ул. Физическая, 5, Троицк, Московская обл., 142190, Россия

Лончаков Александр Трофимович

Учреждение Российской академии наук Ордена Трудового Красного Знамени Институт физики металлов Уральского отделения РАН
+7 (343) 3783603
lonchakov@imp.uran.ru
ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Львова Татьяна Викторовна

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (911) 2829129
Irina_Sedova@inbox.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Лямкина Анна Алексеевна

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3306945
aalyamkina@gmail.com
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Ляпилин Игорь Иванович

Учреждение Российской академии наук Ордена Трудового Красного Знамени Институт физики металлов Уральского отделения РАН
+7 (343) 3783730
Lyapilin@imp.uran.ru
ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Максимов Андрей Анатольевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (49652) 25309
maksimov@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, Россия

Малофеев Роман Станиславович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4606018
malofeev@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Маргулис Виктор Александрович

ГОУ ВПО «Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва»
+7 (8342) 473969
theorphysics@mrsu.ru
Большевицкая, 68, Саранск, Республика Мордовия, 430005, Россия

Мартовицкий Виктор Петрович

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
+7 (4967) 510094
victormart@yandex.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Маслов Александр Юрьевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927397
maslov.ton@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Мелентьев Григорий Александрович

ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»
+7 (812) 5529671
melenxxx@rambler.ru
Политехническая ул., д. 29, С.-Петербург, 195251, Россия

Милёхин Александр Германович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3166054
milekhin@thermo.isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Минарский Андрей Михайлович

Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН
+7 (812) 0000000
minarsky@school.ioffe.rssi.ru
ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Миньков Григорий Максевич

Учреждение Российской академии наук Ордена Трудового Красного Знамени Институт физики металлов Уральского отделения РАН
+7 (343) 2617436
grigori.minkov@imp.uran.ru
ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Михайлов Николай Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (833) 3304967
mikhailov@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Моисеев Константин Дмитриевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927929
mkd@iropt2.ioffe.rssi.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Молдавская Любовь Давидовна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385535
lmd@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Морозов Сергей Вячеславович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
more@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Морозова Елена Николаевна

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
+7 (495) 6293394
elena.morozova@gmail.com
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Мотова Елена Сергеевна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385120
es@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Муравьев Вячеслав Михайлович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (49652) 24418
muravev_ym@mail.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, Россия

Мухин Михаил Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН
+7 (911) 7100652
mihail-muhin@yandex.ru
ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Нагаев Кирилл Эдуардович

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
+7 (495) 6293459
pag@cplire.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Насретдинова Венера Фатиховна

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
+7 (495) 6293394
venega@cplire.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Наумова Ольга Викторовна

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 332537
naumova@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Нежданов Алексей Владимирович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4621712
nezhdanov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Несмелова Ирина Михайловна

ОАО «Научно производственное объединение «Государственный институт прикладной оптики»
+7 (843) 2727641
eugenekazan@gmail.com
ул. Липатова, 2, Казань, 420075, Россия

Никифоров Александр Иванович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3304820
nikif@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Новиков Алексей Витальевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
anov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Новокшенов Сергей Георгиевич

Учреждение Российской академии наук Ордена Трудового Красного Знамени Институт физики металлов Уральского отделения РАН
+7 (343) 3783788
nov@imp.uran.ru
ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Одобеску Артём Борисович

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
+7 (495) 6293394
arty@cplire.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Окулов Всеволод Игоревич

Учреждение Российской академии наук Ордена Трудового Красного Знамени Институт физики металлов Уральского отделения РАН
+7 (343) 3745253
okulov@imp.uran.ru
ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Орлов Андрей Петрович

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
+7 (495) 6293656
andreyorlov@mail.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Орлова Екатерина Евгеньевна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
orlova@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Павлов Виктор Владимирович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927963
pavlov@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Паневин Вадим Юрьевич

ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»
+7 (812) 5529671
rvyu@rphf.spbstu.ru
Политехническая ул., д. 29, С.-Петербург, 195251, Россия

Парфеньев Роберт Васильевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 5156660
r.parfeniev@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Пахомов Георгий Львович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4609101
pakhomov@ipmgras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Пашкеев Дмитрий Александрович

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1326437
pashkeev@sci.lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Пермогоров Сергей Александрович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927911
sergei.permogorov@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Петров Павел Вячеславович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (921) 3155217
pavel.petrov@gmail.com
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Петров Станислав Игоревич

Закрытое акционерное общество «Научное и технологическое оборудование»
+7 (812) 6330596
petrov@semitaq.ru
пр. Энгельса, 27, Санкт-Петербург, 194156, Россия

Платонов Алексей Владимирович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927174
alexei.platonov@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Погосов Артур Григорьевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3331087
pogosov@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Покровский Вадим Ярославович

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
+7 (495) 6293459
pok@cplire.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Попов Вячеслав Валентинович

Саратовский филиал Учреждения Российской академии наук Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
+7 (8452) 272401
porov_slava@yahoo.co.uk
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Принц Виктор Яковлевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3305636
prinz@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Пудалов Владимир Моисеевич

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (495) 1326780
pudalov@lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Рогило Дмитрий Игоревич

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3309082
rogilod@gmail.com
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Родин Павел Борисович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2979123
rodin@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Родина Анна Валерьевна

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (921) 6501352
anna.rodina@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Родякина Екатерина Евгеньевна

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН
+7 (383) 3309082
rodyakina@thermo.isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Рожанский Игорь Владимирович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927155
rozhansky@gmail.com
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Рыжий Виктор Иванович

University of Aizu
+81 (242) 372563
v-ryzhii@u-aizu.ac.jp
Ikki machi, Aizu Wakamatsu 965-8580 Japan

Рыльков Владимир Васильевич

Российский научный центр «Курчатовский институт»
+7 (499) 1967724
vvrylkov@mail.ru
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Рябова Людмила Ивановна

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»
+7 (495) 9391151
mila@mig.phys.msu.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Рябова Надежда Леонидовна

University of Aizu
+81 (242) 222379
n.ryabova@yahoo.com
Ikki machi, Aizu Wakamatsu 965-8580 Japan

Санкин Владимир Ильич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 5159185
Sankin@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Сапега Виктор Фёдорович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927342
sapega.dnm@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Саранин Александр Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
+7 (4232) 310426
saranin@iacp.dvo.ru
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

Сатанин Аркадий Михайлович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4656255
sarkady@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Свинцов Дмитрий Александрович

Учреждение Российской академии наук Физико-технологический институт РАН
+7 (926) 7108491
kembion@bk.ru
Нахимовский проспект, 34, Москва, 117218, Россия

Семенов Алексей Николаевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927124
semenov@beam.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Семина Марина Александровна

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927367
msemina@gmail.com
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Сеничкин Алексей Петрович

Учреждение Российской академии наук Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники
+7 (499) 1236222
alsen2007@yandex.ru
ул. Нагорный проезд, 7 (корп. 8/0), Москва, 117105, Россия

Сибельдин Николай Николаевич

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1351059
sibeldin@sci.lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Ситников Сергей Васильевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3309082
Sitnicovsv@gmail.com
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Смагина Жанна Викторовна

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3332624
smagina@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Соболев Михаил Михайлович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927382
m.sobolev@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Соколова Зинаида Николаевна

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927995
Zina.Sokolova@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Соколовский Григорий Семенович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927914
gs@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Соловьев Виктор Васильевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (496) 5224431
vicsol@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черногловка, Мос. обл., 142432, Россия

Сорокин Сергей Валерьевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927124
sorokin@beam.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Спирин Кирилл Евгеньевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
7 (831) 4385037
spirink@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Степина Наталья Петровна

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3332624
stepina@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Сурис Роберт Арнольдович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 292 7336
suris@theory.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Тарасенко Сергей Анатольевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927155
tarasenko@coherent.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Тарасов Илья Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927379
tarasov@hpld.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Тартаковский Илья Иосифович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (49652) 22943
tartakov@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, Россия

Терехов Александр Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3308508
terek@thermo.isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Терещенко Олег Евгеньевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3304475
teresha@thermo.isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Тимофеев Владислав Борисович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (496) 5222914
timofeev@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, Россия

Тиснек Татьяна Владимировна

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927152
tatjana.tisnek@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Тиходеев Сергей Григорьевич

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
+7 (916) 3852262
tikh@gpi.ru
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Тихомирова Галина Владимировна

ГОУ ВПО «Уральский государственный университет им. А.М. Горького»
+7 (343) 2617441
Galina.Tikhomirova@usu.ru
пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620083, Россия

Тихонов Евгений Васильевич

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»
+7 (495) 9391151
tikhonov@mig.phys.msu.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Тонких Александр Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+49 (345) 5582643
tonkikh@mpi-halle.de
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Торопов Алексей Акимович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927124
toropov@beam.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Трухин Валерий Николаевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927936
valera.truchin@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Тугушев Виктор Витальевич

Научная организация «Центр лазерной технологии и материаловедения»
+7 (495) 9361702
tuvictor@mail.ru
ул. Вавилова, 38 корп. 5, Москва, 119991, Россия

Хвальковский Николай Аркадьевич

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
+7 (495) 6293361
nik@mail.cplire.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Хохлов Дмитрий Ремович

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»
+7 (495) 9391151
khokhlov@mig.phys.msu.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Чалдышев Владимир Викторович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927393
chald.gvg@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Чаплик Александр Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3333264
chaplik@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Черкаев Алексей Сергеевич

ГОУ ВПО «Новосибирский государственный технический университет»
+7 (383) 3460875
cherkaev_as@mail.ru
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия

Черничкин Владимир Игоревич

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»
+7 (495) 9391151
vlchern@yandex.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Чистохин Игорь Борисович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3309149
igor@thermo.isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Шалеев Михаил Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (904) 3904343
shaleev@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шамирзаев Тимур Сезгирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3304475
timur@thermo.isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Шамшур Дмитрий Владиленович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 5156660
d.shamshur@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Шарков Михаил Дмитриевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927985
mischar@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Шастин Валерий Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
shastin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шашкин Владимир Иванович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385536
sha@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шварц Наталия Львовна

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3331475
nataly.shwartz@gmail.com
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Шорохов Алексей Владимирович

ГОУ ВПО «Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва»
+7 (8342) 290587
alex.shorokhov@mail.ru
Большевикская, 68, Саранск, Республика Мордовия, 430005, Россия

Шубина Татьяна Васильевна

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2928924
shubina@beam.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Щадилова Юлия Евгеньевна

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
+7 (499) 5038102
y.shchadilova@gmail.com
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Щепетильников Антон Вячеславович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (915) 3117986
tonych_pl@mail.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, Россия

Щербаков Алексей Валерьевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927174
scherbakov@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Щурова Людмила Юрьевна

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1326744
ljustia@gmail.com
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Эпов Владимир Станиславович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3306631
ser_avs@ngs.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Юрасов Дмитрий Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Яблонский Артем Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
yablonsk@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Яковлев Юрий Павлович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927956
yakovlev@iropto.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Якунин Михаил Викторович

Учреждение Российской академии наук Ордена Трудового Красного Знамени Институт физики металлов Уральского отделения РАН
+7 (343) 3783644
yakunin@imp.uran.ru
ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Яссиевич Ирина Николаевна

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927974
Irina.Yassievich@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Авторский указатель

- Абрамкин Д.С. 119
Аверкиев Н.С. 74, 100, 136, 155
Агринская Н.В. 75, 210
Адищев С.В. 120
Аксенов М.С. 20
Алексеев А.Н. 67
Алексеев П.С. 132, 162
Алешин А.Н. 200
Алешкин В.Я. 51, 56, 60, 78, 163, 165
Алещенко Ю.А. 48
Алиев В.Ш. 33
Альперович В.А. 42
Альперович В.Л. 17, 22
Альшанский Г.А. 174
Андреев Б.А. 184
Андрианов А.В. 68, 162, 186, 200
Андрианов Г.О. 177, 181
Антоненко А.Х. 53
Антонов А.В. 51, 121, 163, 175, 188, 233
Антонов Д.А. 173
Аракчеева Е.М. 230
Арапкина Л.В. 18
Арапов Ю.Г. 76
Аргунова Т.С. 226
Аржанникова С.А. 53
Армбристер В.А. 26, 118
Аронзон Б.А. 133, 156
Архинчеев В.Е. 134
Асрян Л.В. 222, 237
Атучин В.В. 254
Ахундов И.О. 17
Бабушкин А.Н. 212
Багаев В.С. 92
Баграев Н.Т. 25, 140, 164, 166
Байер М. 146
Бакаров А.К. 246
Бакин В.В. 41
Бакулин А.В. 42
Бакшаев И.О. 128
Баладян С.М. 158
Баранов А.Н. 244
Белогорохов И.А. 201, 204
Белых В.В. 49
Бельков В.В. 44, 135, 145, 178
Беляев К.Г. 19, 227
Беляков В.А. 111
Белякова Е.И. 226
Бер Б.Я. 50
Березовец В.А. 110, 136, 152
Бессолов В.Н. 24
Бисти В.Е. 206
Блѐз Ж. 125
Бобров М.А. 70
Бобылев А.В. 200
Бойко М.Е. 182
Болотина Н.Б. 8
Бондаренко Л.Н. 211
Брилинская Е.С. 166
Брунков П.Н. 50
Бугаев А.С. 127
Буданцев М.В. 246, 247
Буравлев А.Д. 125
Бурбаев Т.М. 58
Бурдейный Д.И. 163, 165
Бурдов В.А. 111
Буяло М.С. 128
Вайнилович А.Г. 239
Валишева Н.А. 20
Ваньков А.Б. 77
Варавин В.С. 29
Васев А.В. 21
Васильев А.П. 128, 219
Васильев Ю.Б. 250
Вдовин Е.Е. 112
Вейнгер А.И. 6, 11
Вербин С.Ю. 146
Верин И.А. 8
Винниченко М.Я. 176, 224
Виноградов Е.А. 7
Виньяле Дж. 158
Войцеховский А.В. 29
Волков В.А. 207
Волкова Я.Ю. 212
Володин В.А. 115, 118, 172
Воробьев А.Б. 223
Воробьев Л.Е. 28, 176, 224
Вороновский А.Н. 117
Ву Ю. 222
Вьюрков В.В. 225
Габибов С.Ф. 10
Гавриленко В.И. 51, 65, 88, 103, 176, 188, 191, 233
Гавриленко Л.В. 52, 60, 65, 78, 163
Гаврилов А.С. 37
Гаврилов С.С. 80
Гаджиев И.М. 128
Гайслер В.А. 113
Гальперин Ю.М. 86
Ганичев С.Д. 44, 105, 135, 178, 208, 234
Ганьшина Е.А. 156
Гапонова Д.М. 52, 60, 65, 78
Гельман А.И. 217
Гельхофф В. 164
Герловин И.Я. 146
Германенко А.В. 79, 96
Герхардц Дж. 104
Гец Д.С. 164, 166
Гиппиус Н.А. 13, 80, 218
Гисматулин А.А. 53
Глазов М.М. 13
Глазов М.М. 137, 158, 208
Говоркова Т.Е. 171, 174
Головань Л.А. 114

- Голощупов С.И. 6, 11
Голуб Л.Е. 105, 138, 153
Голубок А.О. 195
Голяшов В.А. 20, 254
Гончар К.А. 114
Горбунов А.В. 81, 82
Гордеев М.Н. 58
Гордеев Н.Ю. 230
Горлова И.Г. 8
Горохов Е.Б. 115
Грановский А.Б. 156
Гребенщикова Е.А. 244
Грехов И.В. 226, 236
Грешнов А.А. 83, 250
Гридчин В.А. 241
Гронин С.В. 147, 227, 239
Грузнев Д.В. 36, 211
Грюцмахер Д. 104
Гудина С.В. 76
Гуляев Д.В. 54, 119
Гусев С.Н. 141
Гусейнов Д.В. 144
Гутаковский А.К. 30
Гуткин А.А. 50
Давыдов В.Г. 62
Давыдов В.Ю. 55
Данилов С.Н. 234
Данилов Ю.А. 57, 139, 167
Даниловский Э.Ю. 140, 164
Данильцев В.М. 121
Дармаев Б.З. 134
Даунов М.И. 10
Дашевский З.М. 44, 178
Дворецкий С.А. 29, 51, 88, 89, 96, 108, 188, 234
Двуреченский А.В. 39, 40, 104, 118
Дебус Й. 151
Девятов Э.В. 84, 97
Демидов Е.С. 141
Демин Д.А. 81, 82
Демиховский В.Я. 142
Дерягин А.Г. 238
Дзядух С.М. 29
Дижур Е.М. 117
Дижур С.Е. 97
Дмитриев А.В. 9
Дмитриев Д.В. 119
Дмитриев И.А. 85
Добровольский А.А. 44, 178
Долгих Ю.К. 62
Долгополов В.Т. 97
Долженко Д.Е. 196
Дорожкин С.И. 187
Дорохин М.В. 139, 167
Драченко О. 23, 103
Дричко И.Л. 86
Дроздов М.Н. 121, 183
Дроздов Ю.Н. 61
Дронов М.А. 201
Дубинов А.А. 56
Дуда Т.А. 120
Дунаевский М.С. 27
Дьяконов А.М. 86
Дьяконов М.И. 143
Дюделев В.В. 238
Егоров А.Ю. 50
Ежевский А.А. 144
Елисеев С.А. 62
Емельянов Е.А. 21
Еналдиев В.В. 207
Еремеев С.В. 20, 42, 252, 253
Ершов А.В. 173
Ерюков Н.А. 120
Ефимов Ю.П. 62
Ефремов М.Д. 53
Жданов Е.Ю. 246
Жевстовских И.В. 174
Жилиев Ю.В. 24, 228
Жмерик В.Н. 19, 23, 28, 229
Жолудев М.С. 51, 88, 188
Жукавин Р.Х. 12, 168
Жуков А.Е. 230
Журавлев А.Г. 22
Журавлев К.С. 54, 119, 148, 159
Забазнов Ю.В. 174
Забродский А.Г. 6, 11
Заварин Е.Е. 55
Загороднев И.В. 207
Зайцев-Зотов С.В. 31, 117, 123, 189
Засавицкий И.И. 32, 231
Захарьин А.О. 68, 162, 186
Звонков Б.Н. 56, 57, 65, 76, 139, 167
Здоровейщев А.В. 167
Зиновьев В.А. 26, 39, 118
Зиновьев В.Б. 241
Зиновьев Н.Н. 186
Зотов А.В. 36, 211
Зубков В.И. 57
Зубов Ф.И. 230
Зудов М.А. 87
Зыбцев С.Г. 8, 189
Иванов Ю.Л. 100
Иванов А.А. 242
Иванов С.В. 13, 19, 23, 27, 28, 37, 70, 145, 147, 153, 227, 229, 239
Ивченко Е.Л. 105, 208
Игнатъев И.В. 62, 146
Иконников А.В. 51, 88, 103, 233
Ильин А.И. 149
Илюшина Е.В. 223
Иошкин Ю.И. 58
Каган М.С. 162
Казанцев Д.Ю. 50
Кайбышев В.Х. 147
Калинкин А.В. 20, 254

- Камаев Г.Н. 53, 241
Камилов И.К. 10
Капаев В.В. 48
Капельницкий С.В. 156
Карзанов В.В. 141
Карх Й. 105, 208
Касьян В.А. 44, 178
Кац В.Н. 125
Кведер В.В. 232
Квон З.Д. 89, 105, 234
Кибис О.В. 209
Кирова Н.Н. 206
Китаев Ю.Э. 55
Климко Г.В. 145, 147, 227, 239
Климов А.Э. 46, 169
Клочихин А.А. 66
Клячкин Л.Е. 25, 140, 164, 166
Ковалёв В.М. 90, 91
Ковалевский К.А. 12, 168
Ковальский В.А. 112
Ковчавцев А.П. 20
Кожемякина Е.В. 148
Кожухов А.С. 17, 254
Козлов Д.А. 89
Козлов Д.В. 176, 191
Козуб В.И. 75
Кокурин И.А. 116
Комиссарова Т.А. 23, 37
Конаков А.А. 111
Коненкова Е.В. 24
Конников С.Г. 50, 182
Кобаев Ю.В. 48
Коптев Е.С. 86, 104
Копьев П.С. 227, 239
Коротеев Ю.М. 252, 253
Косолобов С.Н. 41
Косолобов С.С. 34, 35, 38
Костина Л.С. 226
Костылева И.Е. 117
Котельников И.Н. 97
Кох К.А. 254
Кочерешко В.П. 125
Кочиев М.В. 48, 59
Красильник З.Ф. 52, 60, 61, 78, 170, 184, 258, 259
Красильникова Л.В. 170
Красовицкий Д.М. 67
Кривобок В.С. 92
Кристиансен С. 114
Криштоп Т.В. 122
Криштопенко С.С. 103
Кручинин В.Н. 254
Кручинин В.Н. 33
Крыжановская Н.В. 230
Крыжков Д.И. 52, 60, 65, 78, 184
Крылова Л.А. 18
Кубарев В.В. 169
Кудрин А.В. 57
Кудрявцев А.А. 25, 164
Кудрявцев К.Е. 56, 61, 121
Кузнецов А.И. 115
Кузнецов В.П. 184
Кузнецова М.С. 146
Кузьмин Р.В. 164
Кукушкин И.В. 77, 102, 106
Кулакова Н.А. 202
Кулаковский В.Д. 80, 139
Кулатов Э.Т. 204
Кулькова С.Е. 20, 42
Кумзеров Ю.А. 110
Кунцевич А.Ю. 101
Куприянов И.Н. 172
Курицын Д.И. 52, 60, 65, 78, 121
Курова Н.В. 111
Кучерова О.В. 57
Кучинская П.А. 26, 118
Кучинский В.И. 238
Ларионов А.В. 149
Ларченков М.И. 244
Ластовкин А.А. 51, 88, 233
Латышев А.В. 17, 34, 35, 38
Латышев Ю.И. 93, 124
Лебедев А.А. 210
Лебедев С.П. 210
Лесников В.П. 141, 152, 156
Лиачи Ф. 147
Лифшиц М.Б. 192
Лобанов Д.Н. 61, 175
Лобанов С.В. 218
Логинов Д.К. 62
Лозовик Ю.Е. 94
Лончаков А.Т. 171, 174
Лосев С.Н. 238
Лукьянов А.Ю. 203
Лундин В.В. 28
Луценко Е.В. 229, 239
Лысенко В.Г. 52, 60, 78
Львова Т.В. 27
Лютецкий А.В. 195
Лямкина А.А. 119
Ляпилин И.И. 150
Маврин Б.Н. 7
Магарилл Л.И. 105, 213
Макаренко С.В. 254
Макарова Т.Л. 6
Максимов А.А. 69, 151
Максимов В.В. 242
Максимов М.В. 230
Малыш В.А. 86
Малышева Е.И. 167
Маляренко А.М. 25, 140, 164, 166
Маргулис В.А. 95
Маремьянин К.В. 88
Мариетт А. 125
Мартовицкий В.П. 63

- Мархадаев Б.Е. 134
Маслов А.Ю. 64
Масюков Н.А. 9
Матвеев Б.А. 195
Матецкий А.В. 211
Машин А.И. 173
Машков В.А. 164
Мелентьев Г.А. 28, 176, 224
Мельцер Б.Я. 37, 153
Меньшов В.Н. 255
Меньщикова Т.В. 253
Мизеров А.М. 19
Микулик Д.И. 228
Милёхин А.Г. 120
Минарский А.М. 126, 235
Миньков Г.М. 79, 96
Миронов В.А. 95
Михайлов Н.Н. 29, 51, 88, 89, 96, 108, 188, 234
Михайлова М.П. 152
Мойес Ю. 104
Моисеев К.Д. 152
Молдавская Л.Д. 121
Монахов А.М. 244
Монсо П. 93, 124
Морозов С.В. 65
Морозова Е.Н. 97
Мощенко С.П. 119
Мудрый А.В. 39
Муравьев В.М. 98
Мурель А.В. 183
Мухин М.С. 147, 153
Мыльников Д.А. 49
Мынбаева М.Г. 210
Нагаев К.Э. 122
Насретдинова В.Ф. 123, 189
Настовьяк А.Г. 71
Наумова О.В. 172
Неведомский В.Н. 128
Неверов В.Н. 76
Нежданов А.В. 173
Неизвестный И.Г. 71, 241
Немов С.А. 177
Ненашев А.В. 39, 40, 118
Несмелов С.Н. 29
Несмелова И.М. 202
Нестоклон М.О. 74, 153
Нефёдов Ю.А. 106
Никифоров А.И. 30, 86, 104
Николаев А.Е. 28
Николаев Д.В. 172
Николаев С.Н. 92, 156
Николаева А.А. 136
Никорич А.В. 178, 196
Новиков А.В. 175, 183
Новиков П.Л. 39
Новикова Н.Н. 7
Новокшенов С.Г. 99
Оболенский С.В. 61
Оганесян Г.А. 226
Одобеску А.Б. 31
Окулов В.И. 171, 174
Окулова К.А. 171, 174
Ольбрих П. 208
Ольшанецкий Е.Б. 89, 234
Орликовский А.А. 225
Орлов А.П. 93, 124
Орлова Е.Е. 175
Орлова Т.А. 228
Павлов В.В. 154
Пальянов Ю.Н. 172
Памятных Е.А. 174
Паневин В.Ю. 176
Панков М.А. 133
Парм И.О. 89
Парфеньев Р.В. 23, 152, 177, 181
Паулиш А.Г. 22
Пахомов Г.Л. 203
Пашкеев Д.А. 32
Пацин Н.С. 169
Пермогоров С.А. 66
Перов Н.С. 156
Петров А.Г. 68
Петров В.В. 62
Петров В.Н. 210
Петров М.Ю. 146
Петров П.В. 100
Петров С.И. 67
Пинженин Е.И. 242
Писарев Р.В. 154
Пихтин Н.А. 195
Платонов А.В. 125
Плуг К. 157
Погосов А.Г. 246, 247
Погребицкий К.Ю. 182
Подгорных С.М. 76, 108, 171
Поддубный А.Н. 129, 219
Подольский В.В. 141, 152, 156
Покровский В.Я. 8, 189
Покровский Я.Е. 180
Полетаев Н.К. 24, 228
Полищук О.В. 193
Половодов П.А. 22
Полоскин Д.С. 75
Попков С.А. 144
Попов В.В. 193
Попов В.П. 172
Портной Е.Л. 128
Похабов Д.А. 246
Преображенский В.В. 21
Принц В.Я. 33, 216, 223
Прокофьев А.А. 129
Прокофьева М.М. 167
Просвирин И.П. 20, 254
Прошина О.В. 64

- Пудалов В.М. 101
Путьято М.А. 21
Пчеляков О.П. 30, 242
Рафаилов Э.У. 238
Резников М. 101
Резницкий А.Н. 66
Рогило Д.И. 34, 35
Родин П.Б. 235, 236
Родина А.В. 126
Родякина Е.Е. 35
Рожавская М.М. 55
Рожанский И.В. 155
Рожков С.А. 41
Рожков А.В. 226
Романов В.В. 25, 164, 166
Романюк К.Н. 254
Ронжин О.И. 50
Рудин С.А. 39
Рудинский М.Э. 50
Румянцев В.В. 51, 188
Рут О.Э. 79, 96
Рыльков В.В. 133, 156
Рябова Л.И. 44, 178, 196
Савельев А.В. 230
Садофьев Ю.Г. 103, 233
Самойлов Л.Л. 195
Самсоненко Ю.Б. 125
Санкин В.И. 68
Сапега В.Ф. 157, 159
Сапозжников И.Д. 195
Саранин А.А. 36, 211
Сатанин А.М. 217
Сафронов Л.Н. 172
Сахаров А.В. 28
Свешникова Л.Л. 120
Свинцов Д.А. 225
Седова И.В. 27, 147, 227, 239
Секретенко А.В. 149
Селезнёв В.А. 33
Селиванов Ю.Г. 32
Семенихин И.А. 225
Семенов А.Н. 28, 37, 145, 153
Семина М.А. 158, 179
Семягин Б.Р. 21
Сеничкин А.П. 127
Сербин И.Л. 22
Сергеев С.М. 52, 60, 78
Сергеева Н.Ю. 122
Сиббет В. 238
Сибельдин Н.Н. 49, 59
Сиваков В.А. 114
Сидоренко К.В. 111
Сидоров Ю.Г. 29, 234
Ситников С.В. 38
Ситникова А.А. 37, 50, 153, 227
Скориков М.Л. 59
Смагина Ж.В. 39, 40
Смирнов А.Н. 55, 210
Смирнов Д.С. 100, 250
Смирнов И.Ю. 86
Смирнов М.Б. 55
Сныткина С.А. 228
Соболев М.М. 128
Соколова З.Н. 237
Соколовский Г.С. 238
Соловьев В.А. 37, 145, 153
Соловьев В.В. 102
Соловьева А.П. 175
Сорокин С.В. 145, 147, 227, 239
Софронов А.Н. 28, 176, 224
Сошников И.П. 125
Спиваков А.Г. 65
Спирин К.Е. 51, 88, 103, 188
Степина Н.П. 86, 104
Степихова М.В. 170
Стрельчук А.М. 210
Супрун С.П. 58
Сурис Р.А. 179, 222
Суровцев Н.В. 120
Суслов А.В. 108
Сухоруков А.В. 144
Сучалкин С.Д. 250
Тарасенко С.А. 74, 105, 208
Тарасов И.С. 195, 237, 240
Тартаковский И.И. 69, 151
Тележников А.В. 142
Терентьев Я.В. 135, 145, 147, 153
Терехов А.С. 17, 41
Терещенко О.Е. 20, 42, 254
Тийс С.А. 30, 39
Тимофеев В.А. 30
Тимошенко В.Ю. 114
Тиснек Т.В. 6, 11
Титков А.Н. 210
Титов А.Н. 8
Тиходеев С.Г. 45, 80, 218
Тихомирова Г.В. 212
Тихонов Е.В. 204
Тишковский Е.Г. 242
Тонких А.А. 43, 61
Торопецкий К.В. 42
Торопов А.А. 13, 19, 70, 147, 153
Торопов А.И. 119, 223, 246
Травкин В.В. 203
Тронов А.А. 141
Трухин В.Н. 186, 195
Тугушев В.В. 255
Убийвовк Е.В. 62
Успенский Ю.А. 204
Федина Л.И. 34
Федоров Л.М. 228
Феклин Д.Ф. 21
Фельштын М.Л. 195
Филатов Д.О. 173

- Филатов Е.В. 69
Филиппов С.И. 181
Фирсов Д.А. 28, 176, 224
Фирсов Ю.А. 110
Флисинский К. 146
Ханин Ю.Н. 112
Хвальковский Н.А. 180
Хвастунов Н.Н. 197
Хорьков Д.П. 195
Хохлов Д.Р. 44, 178, 196, 201, 204
Царенко А.В. 20
Цацульников А.Ф. 28
Цветков В.А. 48, 59
Цирлин Ж.Е. 125
Цымбалов Г.М. 193
Цыпленков В.В. 12, 168
Чалдышев В.В. 219
Чалый В.П. 67
Чаплик А.В. 90, 91
Чапнин В.А. 18
Чербунин Р.В. 146
Черкаев А.С. 241
Черков А.Г. 115
Черничкин В.И. 44, 178, 196
Черняев А.В. 177, 181
Чесницкий А.В. 223
Чиж К.В. 18
Чижова Т.В. 125
Чистохин И.Б. 242
Чичков Б.Н. 115
Чулков Е.В. 252, 253, 255
Шайблер Г.Э. 41
Шалеев М.В. 61
Шалыгин В.А. 28, 176
Шамирзаев Т.С. 119, 159
Шамшур Д.В. 177, 181, 210
Шарков М.Д. 182
Шарофидинов Ш. 24
Шастин В.Н. 12, 168
Шахмин А.А. 50
Шахмин А.Л. 27
Шахов М.А. 23
Шашкин В.И. 243
Шварц Н.Л. 71
Швец В.А. 33, 234
Швецов А.В. 217
Шевырин А.А. 247
Шегай О.А. 254
Шенгуров В.Г. 170, 173
Шенгуров Д.В. 61, 184
Шепелянский Д.Л. 213
Шерстнев В.В. 244
Шерстобитов А.А. 79, 96
Шкляев А.А. 254
Шмульт Ш. 102
Шорохов А.В. 197
Шубина Т.В. 13, 28
Шумский В.Н. 169
Шустин Е.Г. 93
Щадилова Ю.Е. 45
Щеглов Д.В. 17
Щеглов М.П. 24
Щепетильников А.В. 106
Щербаков А.В. 107
Щурова Л. 72
Энтин М.В. 105, 213
Эпов В.С. 46
Эскоффиер В. 93
Эфрос А.Л. 126, 137
Югова И.А. 137
Юрасов Д.В. 183
Юрьев В.А. 18
Яблонский А.Н. 56, 65, 170, 184
Яблонский Г.П. 239
Яговкина М.А. 55
Яковлев В.А. 7
Яковлев Д.Р. 69, 146, 151, 154, 159
Яковлев Ю.П. 244
Якунин М.В. 76, 108
Якушев М.В. 29
Ясиевич И.Н. 129, 162
Ячменев А.Э. 127

Abrosimov N.V. 12, 168
Alekseev K.N. 197
Aleshkin V.Ya. 194
Bakin A. 70
Bayer M. 154, 159
Belenky G. 224
Bihlmayer G. 252
Boioli F. 26
Böttger U. 12, 168
Brüne C. 250
Brunner D. 154
Buhmann H. 250
Chen Y. 219
Coquillat D. 190
Debus J. 159
Drachenko O. 191
Drexler C. 145
Dubinov A.A. 194
Dyakonova N. 190
Eaves L. 112
El-Shaer A. 70
Fuhrmann B. 43
Ganichev S.D. 145
Gatti R. 26
Geyer N. 43
Goiran M. 133
Gouider F. 250
Hatke A.T. 87
Helm M. 103, 191
Henriques A.B. 154
Himcinschi C. 120

Hübers H.-W. **12, 168**
Kipshidze G. **224**
Knap W. **190**
Kudriavtsev Yu. **152**
Lafrentz M. **154**
Lahderanta E. **133**
Lechner V. **145**
Leipner H.S. **43**
Lipsanen H. **28**
Liu Z. **219**
Lusakowski J. **190**
Makarovsky O. **112**
Marzegalli A. **26**
Miglio L. **26**
Monemar B. **13**
Montalenti F. **26**
Nachtwei G. **250**
Nenonen S. **228**
Olbrich P. **145**
Otsuji T. **194**
Patane A. **112**
Paturi P. **23**
Pavlov S.G. **12, 168**
Pfeiffer L.N. **87**
Pozina G. **13**
Riemann H. **12, 168**
Ryzhii V. **194**
Sadofyev Yu.G. **65**
Samal N. **233**
Schneider H. **103, 191**
Shterengas L. **224**
Sørensen Claus B. **52, 60, 78**
Suihkonen S. **28**
Teppe F. **190**
Tung L.-C. **250**
Viña L. **148**
Waag A. **70**
Wang X. **23**
Weiss T. **218**
Werner P. **43, 61**
West K.W. **87**
Wosnitza J. **103, 191**
Yoshikawa A. **23**
Zahn D.R.T. **120**
Zakharov N.D. **61**
Zoth C. **145**

ЗАО “ИНТЕК АНАЛИТИКА”

- Вакуумная арматура;
- Запорная арматура VAT;
- Сухие форвакуумные насосы;
- Турбонасосы;
- Течеискатели;
- Откачные посты для создания сухого вакуума;
- Вакуумные печи;
- Установки для напыления тонких пленок;
- Оборудование для нейтрализации отработанных технологических газов, газовые шкафы;
- Установки ПХТ и ПХО, диффузии, эпитаксиальные установки;
- Оборудование для электронной, лазерной и оптической литографии;
- Различное аналитическое и измерительное оборудование.



INTECH

info@intech-group
www.intech-group.ru

ЗАО “ИНТЕК АНАЛИТИКА” Адреса офисов:

КИЕВ (Украина)

02660, г. Киев
ул. М. Расковой, д.11, корп.Б, оф. 616
тел.: 38(044) 569-84-85
факс: 38(044) 596-85-86

НОВОСИБИРСК

630128, г.Новосибирск
ул. Демакова, д.27, корп.1, офис 2
тел./факс: 8(383) 335-61-05

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ

197374, Санкт-Петербург
ул. Оптиков, д.4, корп.2, лит.А, оф. 209
тел.: 8(812) 493-24-80
факс: 8(812) 493-24-82

ЗЕЛЕНОГРАД

124482, Москва, г. Зеленоград
Савелкинский пр., д.4, оф. 2108
тел.: 8(495) 228-07-88
факс: 8(495) 228-07-89

МОСКВА

107045, Москва
Ащеулов пер., д.9, оф.1
тел./факс: 8(495) 626-19-13

Современный комплекс вакуумного технологического оборудования

**Установки
плазмохимического
травления и
осаждения
диэлектриков**
(серии STE RIE,
STE ICPe, STE ICPd)



**Установки МЛЭ
для различных
систем
полупроводниковых
материалов**
(серия STE MBE)



**Установки
электронно-лучевого
напыления**
(серия STE EB)



**Установки
быстрого
термического
отжига**
(серия STE RTA)



194156, Россия,
Санкт-Петербург, пр. Энгельса, 27
Тел.: +7 (812) 702-13-08, 633-05-96
Факс: +7 (812) 320-43-94, 633-05-97

e-mail: sales@semiteq.ru
www.semiteq.ru

Dimension FastScan™

Самый быстрый АСМ в мире



Dimension FastScan™ - это первый атомно-силовой микроскоп, обеспечивающий получение изображений за секунды без потерь в разрешении и производительности прибора



Высокое разрешение

- FastScan™ осуществляет точный контроль силы при взаимодействии зонд-образец, что обеспечивает высокое разрешение и долговечность работы зонда
- Получение высококачественных изображений при 20 Гц в режиме TappingMode™ и при 6 Гц в режиме ScanAsyst™
- Система компенсации температуры сканера снижает уровень шума до долей нанометра
- Система линейаризации и сканирующая система FastScan™ обеспечивают уровень шума по вертикали менее 0.03 нм и 0.04 нм соответственно, сверхнизкий тепловой дрейф и получение результатов с высокой точностью

Возможна модернизация Dimension Icon™ до Dimension FastScan™

Смотрите видео на www.bruker-axs.com

Высокая производительность

- Работает в сотни раз быстрее по сравнению с существующими аналогами на воздухе и в жидких средах
- Система автоматического перемещения зонда в точку, выбранную при помощи видеосистемы, позволяет проводить прецизионные измерения
- Используемое программное обеспечение в сочетании с эксклюзивной технологией ScanAsyst™ обеспечивает чрезвычайную достоверность и воспроизводимость результатов

на правах рекламы

Доступны 17 различных режимов работы!

Обратитесь за более подробной информацией в ООО "ОПТЭК"

105005, Москва, Денисовский пер., 26
тел.: +7 (495) 933-51-51
+7 (495) 933-51-56
факс: +7 (495) 933-51-55
e-mail: office@optecgroup.com

Горячая линия: 8-800-2000-567
(звонки по России бесплатные)

Подберите кантилеверы в интернет-магазине:

<http://shop.zeiss.ru/>

www.optecgroup.com

ОПТЭК
Объединяя решения

CryoMagn

Криостаты для сверхпроводящих магнитов до 18 Тл

Области применения

- ❑ Электрические измерения
- ❑ Магнитооптика
- ❑ Спектроскопия



Криостат со сверхпроводящим соленоидом до 5 Тл с теплым отверстием

CryoMagnRoom 0.5-40-8

Криостат со сверхпроводящим соленоидом до 18 Тл

CryoMagn 5-40-17

Криостат со сверхпроводящим соленоидом до 12 Тл

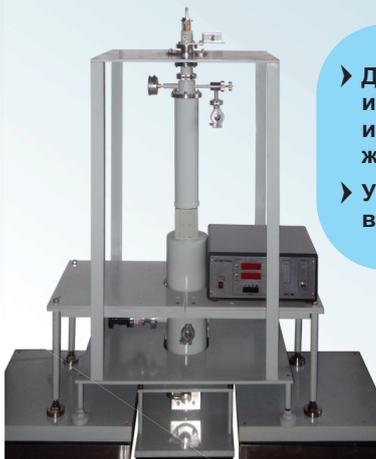
CryoMagn 1-40-12

CryoFree104

Безжидкостный криостат в диапазоне температур 4,2 – 273 К

Области применения

- ❑ Оптические исследования
- ❑ Рентгеновские исследования
- ❑ Мёссбауэровские исследования



- Длительные исследования без использования жидкого гелия
- Уменьшенные вибрации криостата

CryoFree404

Сверхпроводящий магнит до 15 Тл без использования жидкого гелия и азота

Области применения

- ❑ Измерения электрофизических свойств образцов при низких температурах в магнитном поле



- Магнитные поля до 15 Тл без использования жидкого гелия и азота
- Температура на образце 1,8-300 К
- Один криокулер для охлаждения соленоида и образца

CryoFree204

Безжидкостный криостат для в диапазоне температур 4,2 – 273 К

Области применения

- ❑ Исследования физических свойств в магнитном поле



- Длительные исследования без использования жидкого гелия

Контактная информация:

119991 Москва, Ленинский пр-т 53 корпус 8, ФИАН, ООО РТИ;
 Телефон: (499) 132-68-72, 135-03-70, (495) 747-94-48;
 Факс: (499) 132-60-31, (495) 747-94-48;
 Website: www.cryo.ru; e-mail: cmsystems@cryo.ru.

Содержание

ОБЪЕМНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ.....	5
<i>Вейнгер А.И., Забродский А.Г., Макарова Т.Л., Тиснек Т.В., Голощапов С.И.</i> Магнитная восприимчивость p-Ge вблизи фазового перехода изолятор – металл	6
<i>Виноградов Е.А., Маврин Б.Н., Новикова Н.Н., Яковлев В.А.</i> Инвертированные оптические фононы в ионно-ковалентных кристаллах	7
<i>Горлова И.Г., Покровский В.Я., Зыбцев С.Г., Титов А.Н., Болотина Н.Б., Верин И.А.</i> Нелинейная проводимость квазиодномерного слоистого полупроводника TiS_3	8
<i>Дмитриев А.В., Масюков Н.А.</i> Горячие электроны в нитриде индия	9
<i>Габиров С.Ф., Даунов М.И., Камиллов И.К.</i> Фазовые переходы и энергетический спектр электронов «реальных» полупроводников при атмосферном и всестороннем давлениях	10
<i>Тиснек Т.В., Вейнгер А.И., Забродский А.Г., Голощапов С.И.</i> Особенности микроволнового низкотемпературногомагниторезистивного эффекта в слабо легированном p-Ge, обусловленные вырождением валентной зоны	11
<i>Шастин В.Н., Жукавин Р.Х., Ковалевский К.А., Цыпленков В.В., Pavlov S.G., Böttger U., Riemann H., Abrosimov N.V. Hübers H.-W.</i> Особенности симулированного излучения доноров V группы в одноосно деформированном кремнии.....	12
<i>Шубина Т.В., Глазов М.М., Гиппиус Н.А., Торопов А.А., Pozina G., Мопетар В., Иванов С.В.</i> Замедление и искажение импульсов света в области экситонных резонансов в ZnO	13
ПОВЕРХНОСТЬ, ПЛЕНКИ, СЛОИ.....	15
<i>Ахундов И.О., Альперович В.Л., Кожухов А.С., Щеглов Д.В., Латышев А.В., Терехов А.С.</i> Формирование упорядоченных террасированных поверхностей арсенида галлия в равновесных условиях.....	17
<i>Арапкина Л.В., Крылова Л.А., Чапнин В.А., Чиж К.В., Юрьев В.А.</i> Исследование методом СТМ структурных свойств поверхности Si(001) и тонких слоев Ge/Si(001), получаемых в процессах МЛЭ.....	18
<i>Беляев К.Г., Торопов А.А., Жмерик В.Н., Мизеров А.М., Иванов С.В.</i> Микрофотолюминесцентные исследования наноклоноков $In_xGa_{1-x}N$ ($0.2 < x < 0.5$).....	19
<i>Валишева Н.А., Терещенко О.Е., Ковчавцев А.П., Аксенов М.С., Царенко А.В., Просвиринов И.П., Калинин А.В., Кулькова С.Е., Еремеев С.В., Голяшов В.А.</i> О природе поверхностных состояний на границе раздела диэлектрик/InAs(111)A	20
<i>Емельянов Е.А., Феклин Д.Ф., Васев А.В., Путьято М.А., Семягин Б.Р., Преображенский В.В.</i> Механизм замещения атомов Sb на As в анионной подрешетке при формировании гетерограницы InAs/GaSb методом МЛЭ.....	21
<i>Журавлев А.Г., Сербин И.Л., Половодов П.А., Паулиш А.Г., Альперович В.Л.</i> Релаксационные процессы в слоях цезия на поверхности арсенида галлия.....	22
<i>Комиссарова Т.А., Шахов М.А., Драченко О., Жмерик В.Н., Парфеньев Р.В., Raturi P., Wang X., Yoshikawa A., Иванов С.В.</i> Основные вклады в проводимость эпитаксиальных слоев InN	23
<i>Бессолов В.Н., Жилиев Ю.В., Коненкова Е.В., Полетаев Н., Шарофидинов Ш., Щеглов М.П.</i> Эпитаксия широкозонных III-нитридных слоев на кремнии: влияние ориентации поверхности	24
<i>Баграев Н.Т., Клячкин Л.Е., Кудрявцев А.А., Маляренко А.М., Романов В.В.</i> Сверхпроводящие свойства кремниевых наноструктур.....	25
<i>Зиновьев В.А., Кучинская П.А., Армбрустер В.А., Marzegalli A., Boioli F., Gatti R., Montalenti F., Miglio L.</i> Особенности пластической релаксация трёхмерных островков формируемых в процессе гетероэпитаксии Ge на Si(100).....	26
<i>Седова И.В., Львова Т.В., Дунаевский М.С., Шахмин А.Л., Иванов С.В.</i> Сульфидная пассивация поверхности InSb (001)	27
<i>Шалыгин В.А., Воробьев Л.Е., Фирсов Д.А., Мелентьев Г.А., Софронов А.Н., Шубина Т.В., Жмерик В.Н., Семенов А.Н., Иванов С.В., Лундин В.В., Николаев А.Е., Сахаров А.В., Цацуньников А.Ф., Suihkonen S., Lipsanen H.</i> Терагерцовое излучение 2D-и 3D-электронов при их разогреве электрическим полем в эпитаксиальных слоях A^3B^5	28
<i>Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М., Варавин В.С., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Сидоров Ю.Г., Якушев М.В.</i> Влияние параметров приповерхностных варизонных слоев на электрофизические и фотоэлектрические характеристики МДП-структур на основе HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии	29
<i>Никифоров А.И., Тимофеев В.А., Туйс С.А., Гутаковский А.К., Пчеляков О.П.</i> Формирование и свойства островков Ge на поверхности напряженного твердого раствора Ge_xSi_{1-x}	30
<i>Одобеску А.Б., Зайцев-Зотов С.В.</i> Влияние одноэлектронного туннелирования на спектр СТС на примере поверхности кремния Si(111)7×7.....	31

<i>Пашикеев Д.А., Селиванов Ю.Г., Засавицкий И.И.</i> Оптические свойства эпитаксиальных слоев твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 1$).....	32
<i>Швец В.А., Кручинин В.Н., Алиев В.Ш., Селезнёв В.А., Принц В.Я.</i> Контроль периодических планарных структур методом спектральной эллипсомерии	33
<i>Роголо Д.И., Федина Л.И., Косолюбов С.С., Латышев А.В.</i> Пирамидальные структуры при гомоэпитаксиальном росте на поверхности Si(111)-(7×7)	34
<i>Родякина Е.Е., Роголо Д.И., Косолюбов С.С., Латышев А.В.</i> Роль междоменных границ сверхструктуры (7×7) при эпитаксиальном росте Si/Si(111)	35
<i>Саранин А.А., Зотов А.В., Грузнев Д.В.</i> Динамика атомов на реконструированных поверхностях кремния.....	36
<i>Семенов А.Н., Комиссарова Т.А., Соловьев В.А., Мельцер Б.Я., Ситникова А.А., Гаврилов А.С., Иванов С.В.</i> Структурные и транспортные свойства твердых растворов $Al_xIn_{1-x}Sb$, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на GaAs (001).....	37
<i>Ситников С.В., Косолюбов С.С., Латышев А.В.</i> Концентрические моноатомные ступени на поверхности Si(111)	38
<i>Смагина Ж.В., Новиков П.Л., Ненашев А.В., Рудин С.А., Зиновьев В.А., Тийс С.А., Мудрый А.В., Двуреченский А.В.</i> Процессы формирования квантовых точек в многослойных Ge/Si структурах при эпитаксии из ионно-молекулярных пучков	39
<i>Новиков П.Л., Смагина Ж.В., Двуреченский А.В.</i> Формирование nanoостровков Ge на структурированных подложках Si (моделирование методом молекулярной динамики).....	40
<i>Бакин В.В., Косолюбов С.Н., Рожков С.А., Терехов А.С., Шайблер Г.Э.</i> Вклад электронных поверхностных состояний, обусловленных силой зеркального изображения, в эмиссию электронов из ОЭС-фотокатодов	41
<i>Тереженко О.Е., Торопецкий К.В., Альперович В.А., Еремеев С.В., Бакулин А.В., Кулькова С.Е.</i> Реконструкционные переходы и атомно-слоевое травление поверхностей полупроводников $A^{III}B^V$	42
<i>Тонких А.А., Geyer N., Werner P., Fuhrmann B., Leipner H.S.</i> Гетероструктуры пористый кремний/кристаллический кремний в нитевидных нанокристаллах	43
<i>Черничкин В.И., Рябова Л.И., Добровольский А.А., Касьян В.А., Дашевский З.М., Ганичев С.Д., Бельков В.В., Хохлов Д.Р.</i> Влияние микроструктуры на фотопроводимость пленок PbTe(In)	44
<i>Щадилова Ю.Е., Тиходеев С.Г.</i> Управление перемещением единичной адсорбированной молекулой неупругим туннельным током: учет взаимодействия колебательных мод	45
<i>Климов А.Э., Элов В.С.</i> Анизотропия магнетосопротивления пленок PbSnTe:In в сильных магнитных полях	46
ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ И СВЕРХРЕШЕТКИ	47
<i>Алещенко Ю.А., Капаев В.В., Капаев Ю.В., Кочиев М.В., Цветков В.А.</i> Времена жизни электронов в многопериодных структурах квантовых ям с асимметричными барьерами	48
<i>Белых В.В., Мыльников Д.А., Сибельдин Н.Н.</i> Режимы сильной и слабой экситон-фотонной связи в GaAs-микрорезонаторе с встроенными квантовыми ямами	49
<i>Брунков П.Н., Рудинский М.Э., Гуткин А.А., Ситникова А.А., Егоров А.Ю., Ронжин О.И., Шахмин А.А., Бер Б.Я., Казанцев Д.Ю., Конников С.Г.</i> Определение реального профиля концентрации свободных носителей заряда в НЕМТ-гетероструктурах на основе соединений InGaAs/AlGaAs/GaAs	50
<i>Гавриленко В.И., Спирин К.Е., Иконников А.В., Жолудев М.С., Антонов А.В., Ластовкин А.А., Румянцев В.В., Алешкин В.Я., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.</i> Узкозонные гетероструктуры с квантовыми ямами на основе HgTe/CdTe	51
<i>Алешкин В.Я., Гавриленко Л.В., Гапонова Д.М., Красильник З.Ф., Крыжков Д.И., Курицын Д.И., Сергеев С.М., Лысенко В.Г., Sørensen Claus V.</i> Время формирования, остывания и излучательной рекомбинации экситонов в двойных квантовых ямах	52
<i>Гисматуллин А.А., Камаев Г.Н., Антоненко А.Х., Аржанникова С.А., Ефремов М.Д.</i> Формирование и исследование двухбарьерных туннельных структур на кремнии.....	53
<i>Гуляев Д.В., Журавлев К.С.</i> Взаимодействие носителей заряда и экситонов в электрическом поле поверхностной акустической волны в GaAs/AlAs сверхрешетках второго рода	54
<i>Давыдов В.Ю., Смирнов А.Н., Смирнов М.Б., Китаев Ю.Э., Яговкина М.А., Рожавская М.М., Заварин Е.Е.</i> Акустические и оптические фононы в короткопериодных гексагональных сверхрешетках GaN/AlN	55
<i>Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Звонков Б.Н., Кудрявцев К.Е., Яблонский А.Н.</i> Прямозонные Ge и InGaAs/Ge квантовые ямы в GaAs.....	56

<i>Зубков В.И., Кудрин А.В., Кучерова О.В., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н.</i> Взаимодействие квантовых ям InGaAs/GaAs с дельта-легированными слоями	57
<i>Иошкин Ю.И., Бурбаев Т.М., Гордеев М.Н., Супрун С.П.</i> Фотолюминесценция квантоворазмерных слоёв германия гетероструктур ZnSe/Ge/ZnSe/GaAs.....	58
<i>Кочиев М.В., Сибельдин Н.Н., Скориков М.Л., Цветков В.А.</i> Кинетика экситонов и трионов в мелких квантовых ямах нелегированных GaAs/AlGaAs структур	59
<i>Алешкин В.Я., Гавриленко Л.В., Гапонова Д.М., Красильник З.Ф., Крыжков Д.И., Курицын Д.И., Сергеев С.М., Лысенко В.Г., Sørensen Claus B.</i> Зависимость времени потери когерентности от температуры в гетероструктурах GaAs/AlGaAs	60
<i>Дроздов Ю.Н., Красильник З.Ф., Кудрявцев К.Е., Лобанов Д.Н., Оболенский С.В., Шалеев М.В., Шенгуров Д.В., Тонких А.А., Zakharov N.D., Werner P.</i> Структурные и оптические свойства многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками	61
<i>Логинов Д.К., Убийвовк Е.В., Давыдов В.Г., Долгих Ю.К., Ефимов Ю.П., Елисеев С.А., Петров В.В., Игнатъев И.В.</i> Дефазировка поляритонных волн в квантовой яме GaAs/AlGaAs, индуцированная однородным электрическим полем	62
<i>Мартовицкий В.П.</i> Тонкие структурные особенности напряженных гетероэпитаксиальных систем Si(001)/Si _{1-x} Ge _x , GaAs(001)/Ga _{1-x} In _x As и GaAs(001)/Zn _{1-x} Cd _x Se.....	63
<i>Маслов А.Ю., Прошина О.В.</i> Влияние интерфейсных фононов на формирование поляронных состояний в квантовых наноструктурах.....	64
<i>Морозов С.В., Спиваков А.Г., Крыжков Д.И., Яблонский А.Н., Курицын Д.И., Гавриленко Л.В., Гапонова Д.М., Гавриленко В.И., Sadofyev Yu.G., Звонков Б.Н.</i> Исследование спектров и кинетики ФЛ гетероструктур с КЯ GaAsSb/GaAs и InGaAs/GaAsSb/GaAs в области 1–1.3 мкм	65
<i>Резницкий А.Н., Пермогоров С.А., Клочихин А.А.</i> Температурное тушение ФЛ и механизмы рекомбинации носителей в самоорганизованных квантовых точках ZnTe/CdTe/ZnTe	66
<i>Алексеев А.Н., Красовицкий Д.М., Петров С.И., Чалый В.П.</i> Выращивание гетероструктур AlGaN с высоким структурным совершенством на установке МЛЭ STE3N2.....	67
<i>Санкин В.И., Андрианов А.В., Захарьин А.О., Петров А.Г.</i> Ванье-штарковская локализация и терагерцовое излучение в естественной сверхрешетке карбида кремния	68
<i>Максимов А.А., Тартаковский И.И., Филатов Е.В., Яковлев Д.Р.</i> Влияние внешнего электрического поля на кинетику фотолюминесценции в широкозонных A ₂ B ₆ гетероструктурах 2-го типа.....	69
<i>Торопов А.А., Бобров М.А., Иванов С.В., El-Shaar A., Bakin A., Waag A.</i> Экситонный спектр квантовых ям ZnO/ZnMgO.....	70
<i>Настовьяк А.Г., Неизвестный И.Г., Шварц Н.Л.</i> Радиальные и аксиальные Si-Ge гетеропереходы в нановискерах	71
<i>Щурова Л.</i> Вычисление профиля концентраций носителей заряда и магнетосопротивления в модулировано легированных структурах с широкой квантовой ямой в сильных магнитных полях	72
ДВУМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ	73
<i>Аверкиев Н.С., Нестоклон М.О., Тарасенко С.А.</i> Слабая локализация электронов в графене в недиффузионном режиме.....	74
<i>Агринская Н.В., Козуб В.И., Полоскин Д.С.</i> Разрушение виртуального перехода Андерсона в примесной зоне легированных структур квантовых ям	75
<i>Арапов Ю.Г., Гудина С.В., Неверов В.Н., Якунин М.В., Подгорных С.М., Звонков Б.Н.</i> Проводимость по подзонам симметричных и антисимметричных состояний в наноструктурах n-InGaAs/GaAs с двумя сильносвязанными квантовыми ямами	76
<i>Ваньков А.Б., Кукушкин И.В.</i> Комбинированные моды спин-флип возбуждений в двумерной электронной системе в режиме квантового эффета Холла	77
<i>Алешкин В.Я., Гавриленко Л.В., Гапонова Д.М., Красильник З.Ф., Крыжков Д.И., Курицын Д.И., Сергеев С.М., Лысенко В.Г., Sørensen Claus B.</i> Влияние туннельной прозрачности барьера на кинетику экситонной фотолюминесценции в двойных квантовых ямах	78
<i>Германенко А.В., Миньков Г.М., Рут О.Э., Шерстобитов А.А.</i> Квантовые поправки к проводимости полупроводниковых гетероструктур с двойными квантовыми ямами	79
<i>Гаврилов С.С., Тиходеев С.Г., Кулаковский В.Д., Гуппиус Н.А.</i> Когерентные и некогерентные поляритонные нелинейности	80
<i>Горбунов А.В., Демин Д.А.</i> Когерентность пространственно-непрямых экситонов в кольцевой потенциальной ловушке.....	81
<i>Горбунов А.В., Демин Д.А.</i> Кольцевая ловушка для конденсации диполярных экситонов	82

<i>Грешинов А.А.</i> Квантовые поправки к проводимости двумерного электронного газа в классически сильных магнитных полях.....	83
<i>Девятов Э.В.</i> Электронные интерферометры на краевых каналах в режиме квантового эффекта Холла.....	84
<i>Дмитриев И.А.</i> Микроскопическая теория доменов в состояниях с нулевым сопротивлением: учет нарушения соотношения Эйнштейна в неравновесном транспорте электронов в пространственно-неоднородных двумерных структурах.....	85
<i>Дричко И.Л., Дьяконов А.М., Малыш В.А., Смирнов И.Ю., Гальперин Ю.М., Никифоров А.И., Степина Н.П., Коптев Е.С.</i> Нелинейная высокочастотная прыжковая проводимость структур с квантовыми точками Ge в Si.....	86
<i>Зудов М.А., Hatke A.T., Pfeiffer L.N., West K.W.</i> Новый эффект в микроволновой фотопроводимости двумерных электронных структур с очень высокой подвижностью.....	87
<i>Иконников А.В., Ластовкин А.А., Спиринов К.Е., Жолудев М.С., Маремьянин К.В., Гавриленко В.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.</i> Циклотронный резонанс в гетероструктурах на основе HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами.....	88
<i>Квон З.Д., Ольшанецкий Е.Б., Козлов Д.А., Михайлов Н.Н., Парм И.О., Дворецкий С.А.</i> Двумерный полуметалл, дираковские фермионы и топологический изолятор в квантовых ямах на основе HgTe.....	89
<i>Ковалёв В.М., Чаплик А.В.</i> Эффекты экранирования в газе двумерных непрямых дипольных экситонов.....	90
<i>Ковалёв В.М., Чаплик А.В.</i> Время жизни квазичастиц, обусловленное кулоновским взаимодействием двух типов носителей заряда в двумерном полуметалле.....	91
<i>Багаев В.С., Кривобок В.С., Николаев С.Н.</i> Электронный спектр и термодинамические особенности многофазной системы неравновесных носителей заряда в SiGe/Si квантовых ямах.....	92
<i>Латышев Ю.И., Орлов А.П., Шустин Е.Г., Эскоффьер В., Монсо П.</i> Квантовая интерференция дираковских фермионов в ультратонких кристаллах графита и графена с нанотверстиями.....	93
<i>Лозовик Ю.Е.</i> Фазы и когерентные состояния поляритонов и экситонов.....	94
<i>Маргулис В.А., Миронов В.А.</i> Внутризонное поглощение электромагнитного излучения в двойной квантовой яме.....	95
<i>Миньков Г.М., Германенко А.В., Шерстобитов А.А., Рут О.Э., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.</i> Слабая локализация в квантовых ямах HgTe.....	96
<i>Морозова Е.Н., Котельников И.Н., Дижур С.Е., Девятов Э.В., Долгополов В.Т.</i> Температурная зависимость туннельной аномалии при нулевом смещении в двумерной системе с сильным беспорядком.....	97
<i>Муравьев В.М.</i> Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах: новые научные горизонты и возможные приложения.....	98
<i>Новокионов С.Г.</i> Межподзонные осцилляции кинетических коэффициентов двумерной системы со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы.....	99
<i>Петров П.В., Смирнов Д.С., Иванов Ю.Л., Аверкиев Н.С.</i> Оптическое исследование двумерной зарядовой системы. Корреляционная щель в плотности состояний.....	100
<i>Кунцевич А.Ю., Резников М., Пудалов В.М.</i> Спиновый магнетизм электронов в 2D системе.....	101
<i>Соловьев В.В., Кукушкин И.В., Шмульт Ш.</i> Поляризационно-разрешенная оптическая спектроскопия двумерных электронов и их спиновая поляризация.....	102
<i>Спиринов К.Е., Драченко О., Криштопенко С.С., Иконников А.В., Садофьев Ю.Г., Гавриленко В.И., Schneider H., Helm M., Wosnitza J.</i> Особенности циклотронного резонанса электронов в гетероструктурах InAs/AlSb в сверхсильных магнитных полях.....	103
<i>Степина Н.П., Коптев Е.С., Двуреченский А.В., Никифоров А.И., Герхардц Дж., Мойес Ю., Грюцмакер Д.</i> Мезоскопические флуктуации фотопроводимости в массиве квантовых точек Ge/Si.....	104
<i>Тарасенко С.А., Ивченко Е.Л., Голуб Л.Е., Карх Й., Энтин М.В., Магарилл Л.И., Квон З.Д., Ганичев С.Д.</i> Орбитально-долинные токи в 2D-кремнии и графене.....	105
<i>Щепетильников А.В., Нефёдов Ю.А., Кукушкин И.В.</i> Исследования анизотропии g-фактора электронов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах посредством методики ЭПР.....	106
<i>Щербаков А.В.</i> Управление оптическими и магнитными свойствами полупроводниковых наноструктур методами пикосекундной акустики.....	107
<i>Якунин М.В., Сулов А.В., Подгорных С.М., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.</i> Переходы в наклонном магнитном поле в фазу квантум-Холл-ферромагнетика в квантовой яме HgTe.....	108

ОДНОМЕРНЫЕ И НУЛЬМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ	109
<i>Березовец В.А., Кумзеров Ю.А., Фирсов Ю.А.</i> Электронный транспорт в нанопроволоках Те	110
<i>Беляков В.А., Бурдов В.А., Конаков А.А., Курова Н.В., Сидоренко К.В.</i> Моделирование процессов экситонного переноса и люминесценции в ансамблях кремниевых нанокристаллов, сформированных в оксидной матрице	111
<i>Вдовин Е.Е., Ханин Ю.Н., Makarovskiy O., Ковальский В.А., Patane A., Eaves L.</i> Динамическая кулоновская блокада туннелирования через взаимодействующие пары Si доноров в GaAs квантовой яме	112
<i>Гайслер В.А.</i> Быстродействующие лазеры и излучатели одиночных фотонов с вертикальным резонатором	113
<i>Гончар К.А., Головань Л.А., Тимошенко В.Ю., Сиваков В.А., Кристиансен С.</i> Исследование эффектов локализации света в кремниевых наноструктурах методами фотолюминесценции и комбинационного рассеяния света	114
<i>Горохов Е.Б., Кузнецов А.И., Чичков Б.Н., Володин В.А., Черков А.Г.</i> Получение нанопены из стекол GeO ₂ или SiO ₂ , используя квантово-размерный эффект в Ge- и Si-нанокластерах	115
<i>Кокурин И.А.</i> Электронный энергетический спектр и персистентные токи в неидеальном квантовом кольце	116
<i>Дижур Е.М., Костылева И.Е., Вороновский А.Н., Зайцев-Зотов С.В.</i> Низкотемпературная проводимость индуцированного высоким давлением металлического состояния квазиодномерного NbS ₃	117
<i>Кучинская П.А., Зиновьев В.А., Ненашев А.В., Армбристер В.А., Володин В.А., Двуреченский А.В.</i> Самоорганизованные SiGe нанокольца на Si(100)	118
<i>Абрамкин Д.С., Гуляев Д.В., Дмитриев Д.В., Журавлев К.С., Лямкина А.А., Мощенко С.П., Горюнов А.И., Шамирзаев Т.С.</i> Структуры InAs/AlGaAs квантовых точек с эффективным переносом заряда, выращенные методом нанокapельной эпитаксии	119
<i>Милёхин А.Г., Свешишкова Л.Л., Дуда Т.А., Ерюков Н.А., Суровцев Н.В., Адищев С.В., Hincinschi C., Zahn D.R.T.</i> Комбинационное рассеяние света полупроводниковыми квантовыми точками: резонансные эффекты	120
<i>Антонов А.В., Данильцев В.М., Дроздов М.Н., Кудрявцев К.Е., Курицын Д.И., Молдавская Л.Д.</i> Кинетика фотовозбуждённых носителей в структурах с квантовыми точками InAs	121
<i>Нагаев К.Э., Криштон Т.В., Сергеева Н.Ю.</i> Теория электрического транспорта в широких баллистических контактах с электрон-электронным рассеянием	122
<i>Насретдинова В.Ф., Зайцев-Зотов С.В.</i> Внутрищелевые состояния квазиодномерного проводника NbS ₃ (I)	123
<i>Орлов А.П., Латышев Ю.И., Монсо П.</i> Транспортные свойства волны зарядовой плотности в NbSe ₃ при низких температурах	124
<i>Кац В.Н., Кочерешко В.П., Платонов А.В., Чижова Т.В., Цирлин Ж.Е., Буравлев А.Д., Самсоненко Ю.Б., Сошников И.П., Блэз Ж., Мариетт А.</i> Фотолюминесценция одиночных квантовых точек GaAs, внедренных в квантовые проволоки AlGaAs	125
<i>Родина А.В., Минарский А.М., Эфрос А.Л.</i> Эффект Зеемана в сферических нанокристаллах узкозонных полупроводников PbS и PbSe	126
<i>Сеничкин А.П., Бугаев А.С., Ячменев А.Э.</i> Исследование электрических характеристик проводящих нанонитей, состоящих из атомов олова, встроенных в кристалл арсенида галлия	127
<i>Соболев М.М., Васильев А.П., Неведомский В.Н., Гаджиев И.М., Бакиев И.О., Буяло М.С., Портной Е.Л.</i> Эффект Ваннье-Штарка в InAs/GaAs сверхрешетках квантовых точек	128
<i>Поддубный А.Н., Прокофьев А.А., Ясиевич И.Н.</i> Оптические переходы и релаксация энергии горячих электронов и дырок в кремниевых нанокристаллах	129
СПИНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ, СПИНТРОНИКА, НАНОМАГНЕТИЗМ	131
<i>Алексеев П.С.</i> Определение спин-орбитальных зонных параметров полупроводников типа GaAs по анизотропии уровней Ландау	132
<i>Аронзон Б.А., Рыльков В.В., Панков М.А., Goiran M., Lahderanta E.</i> Квантовый, нормальный и аномальный эффект Холла в 2D ферромагнитной структуре GaAs/InGaAs/GaAs с дельта-слоем Mn	133
<i>Архинчев В.Е., Дармаев Б.З., Мархадаев Б.Е.</i> Особенности спинового транспорта в неупорядоченных массивах квантовых точек	134
<i>Бельков В.В., Терентьев Я.В., Ганичев С.Д.</i> Фотогальванические эффекты в низкоразмерных структурах при воздействии СВЧ-излучения	135
<i>Аверкиев Н.С., Березовец В.А., Николаева А.А.</i> Слабая антилокализация и локализация в вискерах теллура	136

<i>Глазов М.М., Югова И.А., Эфрос А.Л.</i> Ядерная подстройка частот электронной спиновой прецессии в квантовых точках	137
<i>Голуб Л.Е.</i> Эффекты гиротропии при межподзонах переходах в квантовых ямах	138
<i>Данилов Ю.А., Звонков Б.Н., Дорохин М.В., Кулаковский В.Д.</i> Спиновые светодиоды: дизайн, технология выращивания структур и механизмы спиновой поляризации	139
<i>Баграев Н.Т., Даниловский Э.Ю., Клячкин Л.Е., Маляренко А.М.</i> Спинозависимый транспорт дырок в кремниевых сандвич-наноструктурах	140
<i>Демидов Е.С., Гусев С.Н., Карзанов В.В., Лесников В.П., Подольский В.В., Тронов А.А.</i> ФМР в наноразмерных структурах кремниевых магнитных полупроводников и сплавов Гейслера	141
<i>Демиховский В.Я., Тележников А.В.</i> Состояния типа «шредингеровский кот» в низкоразмерных полупроводниковых структурах	142
<i>Дьяконов М.И.</i> Спиновый эффект Холла	143
<i>Ежевский А.А., Сухоруков А.В., Гусейнов Д.В., Попков С.А.</i> Электронный g-фактор в зависимости от температуры, концентрации и химической природы мелкого донора в кремнии	144
<i>Иванов С.В., Терентьев Я.В., Бельков В.В., Семенов А.Н., Соловьев В.А., Сорокин С.В., Клишко Г.В., Drexler C., Olbrich P., Zoth C., Lechner V., Ganichev S.D.</i> Гетеровалентные квантовые ямы AlSb/InAs/(Zn,Mn)Te со спиновыми токами в двумерном электронном канале	145
<i>Игнатъев И.В., Байер М., Вербин С.Ю., Герловин И.Я., Кузнецова М.С., Флисинский К., Петров М.Ю., Чербунин Р.В., Яковлев Д.Р.</i> Резонансная оптическая накачка ядерных спинов в (In,GaAs)/GaAs квантовых точках	146
<i>Кайбышев В.Х., Торопов А.А., Терентьев Я.В., Мухин М.С., Лиачи Ф., Клишко Г.В., Гронин С.В., Седова И.В., Сорокин С.В., Иванов С.В.</i> Спиновая инжекция в гетеровалентной структуре со связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs/ZnMnSe/ZnSe	147
<i>Кожмякина Е.В., Журавлев К.С., Vija L.</i> Измерение скорости формирования экситонов в AlGaAs методом спинового расщепления	148
<i>Ларионов А.В., Секретенко А.В., Ильин А.И.</i> Спиновая динамика электронов в одиночной GaAs квантовой яме с латерально локализирующим потенциалом	149
<i>Ляпилин И.И.</i> Акустический спиновый эффект Холла	150
<i>Максимов А.А., Тартаковский И.И., Дебус Й., Яковлев Д.Р.</i> Динамический контроль скорости охлаждения спиновой подсистемы ионов Mn в полумагнитных полупроводниковых гетероструктурах второго типа (Zn,Mn)Se/BeTe	151
<i>Моисеев К.Д., Михайлова М.П., Березовец В.А., Парфеньев Р.В., Лесников В.П., Подольский В.В., Kudriavtsev Yu.</i> Спин-зависимый транспорт в гибридной гетероструктуре с нанослоем полумагнитного материала вблизи двумерного полуметаллического канала на разъединенной гетерогранице II типа	152
<i>Терентьев Я.В., Мухин М.С., Голуб Л.Е., Нестоклон М.О., Мельцер Б.Я., Семенов А.Н., Соловьев В.А., Ситникова А.А., Торопов А.А., Иванов С.В.</i> Магнитооптические исследования узкозонных гетероструктур с квантовыми точками типа II InSb в матрице InAs	153
<i>Павлов В.В., Lafrentz M., Brunne D., Писарев Р.В., Henriques A.B., Яковлев Д.Р., Bayer M.</i> Генерация оптических гармоник в магнитных полупроводниках EuSe и EuTe	154
<i>Рожанский И.В., Аверкиев Н.С.</i> Туннельно-магнитный эффект в гетероструктурах с парамагнитными примесями	155
<i>Рыльков В.В., Аронзон Б.А., Николаев С.Н., Капельницкий С.В., Грановский А.Б., Ганьшина Е.А., Перов Н.С., Подольский В.В., Лесников В.П.</i> Необычное поведение эффекта Холла в толстых ферромагнитных пленках $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x \approx 0.35$)	156
<i>Сапега В.Ф., Плуз К.</i> Неупругое рассеяние света на магнонах в ферромагнитном (Ga,Mn)As	157
<i>Семина М.А., Глазов М.М., Баладян С.М., Виньяле Дж.</i> Спиновый эффект Холла в двухслойных структурах, обусловленный электрон-электронным взаимодействием	158
<i>Шамирзаев Т.С., Debus J., Сапега В.Ф., Яковлев Д.Р., Журавлев К.С., Bayer M.</i> Непрямозонные квантовые точки первого рода: рекомбинация и спиновая релаксация экситонов	159
ПРИМЕСИ И ДЕФЕКТЫ	161
<i>Андреанов А.В., Захарын А.О., Алексеев П.С., Ясевич И.Н., Каган М.С.</i> Поляризация терагерцовой электролюминесценции в напряженном р-германии	162
<i>Алешкин В.Я., Антонов А.В., Бурдейный Д.И., Гавриленко Л.В.</i> Резонансные особенности в спектрах примесной проводимости полярных полупроводников, обусловленные взаимодействием электронов с оптическими фононами	163

Баграев Н.Т., Машков В.А., Даниловский Э.Ю., Гец Д.С., Гельхофф В., Клячкин Л.Е., Кудрявцев А.А., Кузьмин Р.В., Маляренко А.М., Романов В.В. Электрически и оптически детектируемый ЭПР точечных центров в наноструктурах, встроенных в кремниевые микрорезонаторы	164
Алёшкин В.Я., Бурдейный Д.И. Резонансное кулоновское рассеяние на мелких донорах в GaAs и InP.....	165
Баграев Н.Т., Брилинская Е.С., Гец Д.С., Клячкин Л.Е., Маляренко А.М., Романов В.В. Осцилляции Шубникова - де Гааза в кремниевых наноструктурах в слабых магнитных полях	166
Дорохин М.В., Здоровейцев А.В., Прокофьева М.М., Малышева Е.И., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н. Исследование люминесценции гетероструктур In(Ga)As/GaAs, легированных атомами переходных элементов.....	167
Жукавин Р.Х., Ковалевский К.А., Цыпленков В.В., Шастин В.Н., Pavlov S.G., Böttger U., Riemann H., Abrosimov N.V., Hübers H.-W. Влияние спин-орбитального взаимодействия на стимулированное излучение донорами в деформированном кремнии.....	168
Климов А.Э., Кубарев В.В., Пащин Н.С., Шумский В.Н. Инжекционный ток в PbSnTe:In при освещении излучением терагерцового диапазона длин волн.....	169
Красильникова Л.В., Степихова М.В., Яблонский А.Н., Шенгуров В.Г., Красильник З.Ф. Процессы возбуждения редкоземельной примеси эрбия в эпитаксиальных структурах Si/Si _{1-x} Ge _x :Er/Si.....	170
Лончаков А.Т., Окулов В.И., Окулова К.А., Говоркова Т.Е., Подгорных С.М. Особенности низкотемпературной теплоемкости соединений II–VI и разбавленных магнитных полупроводников на их основе	171
Попов В.П., Сафронов Л.Н., Наумова О.В., Володин В.А., Николаев Д.В., Куприянов И.Н., Пальянов Ю.Н. Проводимость и структура слоев внутри алмаза, сформированных имплантацией ионов водорода и отжигом вблизи кривой фазового равновесия алмаз-графит	172
Машин А.И., Нежданов А.В., Филатов Д.О., Антонов Д.А., Еришов А.В., Шенгуров В.Г. Влияние подложки и условий получения на свойства самоформирующихся кремниевых наноструктур	173
Окулов В.И., Альшанский Г.А., Говоркова Т.Е., Жевстовских И.В., Лончаков А.Т., Окулова К.А., Памятных Е.А., Забазнов Ю.В. О спиновой поляризации электронов в гибридизированных состояниях на примесях переходных элементов в полупроводнике.....	174
Орлова Е.Е., Антонов А.В., Соловьева А.П., Лобанов Д.Н., Новиков А.В. Оптические и полевые свойства дельта-легированных полупроводниковых структур с управляющими нанослоями	175
Воробьев Л.Е., Фирсов Д.А., Шалыгин В.А., Паневин В.Ю., Софронов А.Н., Мелентьев Г.А., Винниченко М.Я., Гавриленко В.И., Козлов Д.В. Примесная фотопроводимость и поглощение терагерцового излучения в напряженных микроструктурах GaAsN:Be/GaAs	176
Андреанов Г.О., Немов С.А., Парфеньев Р.В., Черняев А.В., Шамиур Д.В. Методы перестройки электронного спектра легированных твердых растворов PbSnTe:In для реализации сверхпроводящего состояния и перехода сверхпроводник – диэлектрик	177
Рябова Л.И., Черничкин В.И., Добровольский А.А., Касьян В.А., Никорич А.В., Дашевский З.М., Ганичев С.Д., Бельков В.В., Хохлов Д.Р. Новый тип примесных состояний, ответственных за терагерцовую фоточувствительность твердых растворов Pb _{1-x} Sn _x Te(In).....	178
Семина М.А., Суриц Р.А. Немонотонная зависимость энергии связи акцептора от размера наноструктур.....	179
Покровский Я.Е., Хвальковский Н.А. Спонтанное излучение дырок, возбужденных в германии электрическим полем	180
Андреанов Г.О., Парфеньев Р.В., Черняев А.В., Шамиур Д.В., Филиппов С.И. Переход сверхпроводник – диэлектрик в PbSnTe:In в условиях гидростатического сжатия	181
Шарков М.Д., Погребницкий К.Ю., Бойко М.Е., Конников С.Г. Исследование современных материалов рентгеноспектральными методами XAFS и SAXS: новые методики анализа и результаты	182
Дроздов М.Н., Мурель А.В., Новиков А.В., Юрасов Д.В. Методика селективного легирования SiGe гетероструктур сегрегирующими примесями	183
Яблонский А.Н., Андреев Б.А., Крыжков Д.И., Кузнецов В.П., Шенгуров Д.В., Красильник З.Ф. Спектры возбуждения и кинетика люминесценции ионов эрбия в кремнии в условиях интенсивной оптической накачки.....	184
ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ.....	185
Андреанов А.В., Захарьин А.О., Трухин В.Н., Зиновьев Н.Н. Терагерцовая фотолюминесценция при стационарном межзонном фотовозбуждении полупроводников.....	186
Дорожкин С.И. Бистабильность в состояниях с близкой к нулю диссипацией на постоянном токе, индуцированных микроволновым излучением в двумерных электронных системах.....	187

<i>Спирин К.Е., Жолудев М.С., Антонов А.В., Румянцев В.В., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.</i> Терагерцовая фотопроводимость гетероструктур с квантовыми ямами $Hg_xCd_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$	188
<i>Зыбцев С.Г., Покровский В.Я., Насретдинова В.Ф., Зайцев-Зотов С.В.</i> СВЧ сенсоры на основе квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности.....	189
<i>Кнар W., Coquillat D., Teppe F., Dyakonova N., Lusakowski J.</i> Terahertz Detection and Emission by Field Effect Transistors.....	190
<i>Козлов Д.В., Гавриленко В.И., Drachenko O., Schneider H., Helm M., Wosnitza J.</i> Циклотронный резонанс и спиновая релаксация дырок в гетероструктурах InGaAs/GaAs с квантовыми ямами.....	191
<i>Лифшиц М.Б.</i> Детектирование терагерцового излучения вблизи порога полевого транзистора.....	192
<i>Попов В.В., Полищук О.В., Цымбалов Г.М.</i> Плазмонные резонансы в двумерной электронной полоске с боковыми металлическими экранами.....	193
<i>Ryzhii V., Dubinov A.A., Aleshkin V.Ya., Otsuji T.</i> Concepts and characteristics of graphene-based infrared and terahertz devices.....	194
<i>Голубок А.О., Лютещкий А.В., Матвеев Б.А., Пихтин Н.А., Самойлов Л.Л., Сапожников И.Д., Фельштын М.Л., Тарасов И.С., Трухин В.Н., Хорьков Д.П.</i> Диагностика полупроводниковых структур методами терагерцовой ближнеполевой микроскопии.....	195
<i>Долженко Д.Е., Черничкин В.И., Рябова Л.И., Никорич А.В., Хохлов Д.Р.</i> Высокочувствительные приемники терагерцового излучения на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$	196
<i>Шорохов А.В., Хвастунов Н.Н., Alekseev K.N.</i> Магнитное поле как эффективное средство управления параметрическим усилением ТГц излучения в сверхрешётках.....	197
ОРГАНИЧЕСКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ, МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СИСТЕМЫ	199
<i>Андреанов А.В., Алешин А.Н., Бобылев А.В.</i> Оптические и электрические свойства тонких пленок полифлуорена в терагерцовой области частот.....	200
<i>Дронов М.А., Белогорохов И.А., Хохлов Д.Р.</i> Новые полимерные композитные материалы для энергонезависимой памяти на основе МЕН-PPV.....	201
<i>Кулакова Н.А., Несмелова И.М.</i> Полимерные материалы – альтернатива полупроводниковым средам для элементов оптоэлектроники.....	202
<i>Пахомов Г.Л., Травкин В.В., Лукьянов А.Ю.</i> Фотовольтаические ячейки с гетеропереходом субфталоцианин-фуллерен.....	203
<i>Тихонов Е.В., Кулатов Э.Т., Успенский Ю.А., Белогорохов И.А., Хохлов Д.Р.</i> Электронная структура, спиновая поляризация и геометрия молекул фталоцианинов, легированных атомами 3d-, 4d- и 5d-периодов.....	204
УГЛЕРОДНЫЕ НАНОМАТЕРИАЛЫ	205
<i>Бисти В.Е., Кирова Н.Н.</i> Циклотронный резонанс в двухслойном графене: кулоновское взаимодействие и электронно-дырочная асимметрия.....	206
<i>Волков В.А., Загороднев И.В., Еналдиев В.В.</i> Осцилляции Ааронова-Бома в сопротивлении неодносвязного графена, обусловленные краевыми состояниями Тамма-Дирака.....	207
<i>Глазов М.М., Ивченко Е.Л., Тарасенко С.А., Карх Й., Ольбрих П., Ганичев С.Д.</i> Нелинейный отклик графена на высокочастотные электромагнитные поля.....	208
<i>О.В. Кибис.</i> Квантовая электродинамика графена.....	209
<i>Лебедев А.А., Агринская Н.В., Лебедев С.П., Мынбаева М.Г., Петров В.Н., Смирнов А.Н., Стрельчук А.М., Титков А.Н., Шамиур Д.В.</i> Низкотемпературные транспортные свойства пленок мультиграфена на поверхности SiC.....	210
<i>Зотов А.В., Грузнев Д.В., Матецкий А.В., Бондаренко Л.Н., Саранин А.А.</i> Особенности адсорбции фуллеренов C_{60} на реконструированных поверхностях кремния.....	211
<i>Тихомирова Г.В., Волкова Я.Ю., Бабушкин А.Н.</i> Углеродные материалы при высоких давлениях: транспорт и фазовые переходы.....	212
<i>Магарилл Л.И., Шепелянский Д.Л., Энтин М.В.</i> Теория резонансного фотонного увлечения в графене.....	213
МЕТАМАТЕРИАЛЫ И ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ	215
<i>Принц В.Я.</i> Новые метаматериалы и квантовые приборы на основе полупроводниковых и графеновых оболочек.....	216
<i>Швецов А.В., Сатанин А.М., Гельман А.И.</i> Электромагнитные волны в квантовых метаматериалах на основе волноводных линий со встроенными джозефсоновскими переходами.....	217

<i>Лобанов С.В., Weiss T., Гунциус Н.А., Тиходеев С.Г.</i> Фотонно-кристаллические структуры как оптические наноантенны.....	218
<i>Чалдышев В.В., Chen Y., Поддубный А.Н., Васильев А.П., Liu Z.</i> Резонансное отражение света периодической системой экситонов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs.....	219
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА	221
<i>Асрян Л.В., Ву Ю., Сурис Р.А.</i> Полоса частот токовой модуляции лазера на квантовых точках.....	222
<i>Воробьев А.Б., Чесницкий А.В., Илюшина Е.В., Торопов А.И., Принц В.Я.</i> Трёхосевой датчик Холла на основе полупроводниковых оболочек.....	223
<i>Воробьев Л.Е., Фирсов Д.А., Винниченко М.Я., Софронов А.Н., Мелентьев Г.А., Shterengas L., Kipshidze G., Belenky G.</i> Процессы рекомбинации носителей заряда в квантовых ямах InGaAsSb/AlGaAsSb.....	224
<i>Вьюрков В.В., Орликовский А.А., Свинцов Д.А., Семенихин И.А.</i> Полевые нанотранзисторы на сверхтонком кремнии и графене.....	225
<i>Грехов И.В., Аргунова Т.С., Белякова Е.И., Костина Л.С., Рожков А.В., Оганесян Г.А.</i> Si/Si _{1-x} Ge _x гетеродиоды с быстрым восстановлением, изготовленные прямым сращиванием.....	226
<i>Гронин С.В., Сорокин С.В., Седова И.В., Климко Г.В., Беляев К.Г., Ситникова А.А., Копьев П.С., Иванов С.В.</i> Оптимизация структурных и оптических свойств лазерных гетероструктур синезеленого спектрального диапазона с квантовыми точками CdSe/ZnSe и варизонным волноводом....	227
<i>Жиляев Ю.В., Микулик Д.И., Noponen S., Орлова Т.А., Поletaев Н.К., Сныткина С.А., Федоров Л.М.</i> GaAs p-i-n структуры для матричных детекторов рентгеновского излучения.....	228
<i>Жмерик В.Н., Иванов С.В., Луценко Е.В.</i> Оптоэлектроника глубокого УФ диапазона на основе наногетероструктур AlGaIn, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии.....	229
<i>Жуков А.Е., Аракчеева Е.М., Гордеев Н.Ю., Зубов Ф.И., Крыжановская Н.В., Максимов М.В., Савельев А.В.</i> Учет компрессии усиления для описания предельной частоты модуляции лазеров на квантовых точках.....	230
<i>Засавицкий И.И.</i> Современное состояние в области квантовых каскадных лазеров.....	231
<i>Кведер В.В.</i> Кремний для солнечной энергетики.....	232
<i>Ластовкин А.А., Иконников А.В., Антонов А.В., Гавриленко В.И., Садофьев Ю.Г., Samal N.</i> Исследования процессов перестройки частоты квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона.....	233
<i>Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Швец В.А., Сидоров Ю.Г., Ольшанецкий Е.Б., Квон З.Д., Данилов С.Н., Ганичев С.Д.</i> Рост HgCdTe наноструктур для приемников излучения.....	234
<i>Минарский А.М., Родин П.Б.</i> Поперечная устойчивость сверхбыстрых волн лавинной ионизации в высоковольтных полупроводниковых структурах.....	235
<i>Грехов И.В., Родин П.Б.</i> Нелинейные волны лавинной ионизации в полупроводниках и субнаносекундная импульсная электроника на их основе.....	236
<i>Соколова З.Н., Тарасов И.С., Асрян Л.В.</i> Захват носителей заряда в квантовую яму и ватт-амперная характеристика полупроводникового лазера.....	237
<i>Соколовский Г.С., Лосев С.Н., Дюделев В.В., Дерягин А.Г., Кучинский В.И., Сиббет В., Рафаилов Э.У.</i> Преодоление теоретического предела фокусировки излучения полупроводниковых лазеров и светодиодов.....	238
<i>Сорокин С.В., Седова И.В., Гронин С.В., Климко Г.В., Копьев П.С., Иванов С.В., Луценко Е.В., Вайнилович А.Г., Яблонский Г.П.</i> Высокоэффективные синезеленые инжекционные лазерные конвертеры с выходной импульсной мощностью более 150 мВт.....	239
<i>Тарасов И.С.</i> Лазерные полупроводниковые линейки и матрицы на основе одиночных и туннельно-связанных лазерных гетероструктур.....	240
<i>Гридин В.А., Зиновьев В.Б., Камаев Г.Н., Неизвестный И.Г., Черкаев А.С.</i> Влияние размеров поперечного сечения кремниевых мезатензорезисторов с диэлектрической изоляцией на их электрофизические свойства.....	241
<i>Чистохин И.Б., Пчеляков О.П., Тишковсий Е.Г., Максимов В.В., Иванов А.А., Пинженин Е.И.</i> Линейчатые кремниевые лавинные диоды для прямой регистрации низкоэнергетических частиц.....	242
<i>Шапкин В.И.</i> Радиовидение в субтерагерцовом диапазоне с использованием матриц низкобарьерных диодов Мотта.....	243
<i>Яковлев Ю.П., Шерстнев В.В., Монахов А.М., Ларченков М.И., Гребенищикова Е.А., Баранов А.Н.</i> Полупроводниковые лазеры в средней ИК-области спектра (2–2.4 мкм) на модах шепчущей галереи.....	244

НАНОМЕХАНИКА	245
<i>Погосов А.Г., Буданцев М.В., Жданов Е.Ю., Похабов Д.А., Бакаров А.К., Торопов А.И.</i> Электронный транспорт в полупроводниковых мембранах с двумерным электронным газом	246
<i>Погосов А.Г., Буданцев М.В., Шевырин А.А.</i> Электронный транспорт в нанoeлектромеханических системах	247
<i>Покровский В.Я., Зыбцев С.Г., Никити М.В., Насретдинова В.Ф., Зайцев-Зотов С.В.</i> Квазиодномерные проводники с волной зарядовой плотности: кручение и ступеньки Шапино в электрическом поле, «квантование» состояний.....	248
ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ИЗОЛЯТОР	249
<i>Васильев Ю.Б., Грешнов А.А., Сучалкин С.Д., Tung L.-C., Смирнов Д.С., Gouider F., Nachtwei G., Brüne C., Buhmann H.</i> Исследование энергетической щели топологического изолятора HgTe/CdHgTe методом циклотронного резонанса	250
<i>Голуб Л.Е., Тарасенко С.А.</i> Краевые фототоки в двумерных топологических изоляторах	251
<i>Еремеев С.В., Bihlmayer G., Коротеев Ю.М., Чулков Е.В.</i> Тройные халькогениды полуметаллов на основе таллия: новый класс трехмерных топологических изоляторов.....	252
<i>Еремеев С.В., Коротеев Ю.М., Меньщикова Т.В., Чулков Е.В.</i> Слоистые халькогениды в квазибиднальных системах $A^{IV}B^{VI} - A_2^V B_3^{VI}$: эффективный способ модификации конуса Дирака	253
<i>Макаренко С.В., Атучин В.В., Кох К.А., Голяшов В.А., Шегай О.А., Романюк К.Н., Шкляев А.А., Кожухов А.С., Кручинин В.Н., Просвиринов И.П., Калинин А.В., Терещенко О.Е.</i> Свойства поверхности (111) топологических изоляторов Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3	254
<i>Меньшов В.Н., Тузушев В.В., Чулков Е.В.</i> Спиновое упорядочение на поверхности трехмерного топологического изолятора с хемосорбированными магнитными ионами	255
ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ	257
<i>Красильник З.Ф.</i> Кремниевые наноструктуры для оптоэлектроники	258
УЧАСТНИКИ КОНФЕРЕНЦИИ	259
АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ	273
РЕКЛАМА ОТ СПОНСОРОВ	280

ТЕЗИСЫ КОНФЕРЕНЦИИ

2011

Компьютерная верстка – *Р.В. Орлов*

Изд-во Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского
603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Бумага офсетная. Печать офсетная. Формат 60×84 1/8
Усл. печ. л. . Заказ . Тираж .

Отпечатано в типографии
Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского
603600, Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37