НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА





Труды XV международного симпозиума

14 – 18 марта 2011 г., Нижний Новгород

Том 2

Нижний Новгород
2011

Сопредседатели Симпозиума

С.В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН
З.Ф. Красильник, д.ф.-м.н., ИФМ РАН

Программный комитет

А.Л. Асеев, академик РАН, ИФП СО РАН, Новосибирск
В.А. Бушуев, д.ф.-м.н., МГУ, Москва
В.А. Быков, д.ф.-м.н., ЗАО «НТ-МДТ», Москва
В.И. Гавриленко, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
К.Н. Ельцов, д.ф.-м.н., ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва
С.В. Иванов, д.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
В.В. Кведер, чл.-корр. РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
М.В. Ковальчук, чл.-корр. РАН, ИК РАН, Москва
А.С. Мельников, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
В.Л. Миронов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Д.В. Рощупкин, д.ф.-м.н., ИПТМ РАН, Черноголовка
В.В. Рязанов, д.ф.-м.н., ИФТТ РАН, Черноголовка
Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.Л. Панкратов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н.Новгород, уч. секретарь Симпозиума
А.А. Саранин, чл.-корр. РАН, ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
А.А. Снигирев, к.ф.-м.н., ESRF, Франция
Р.А. Сурис, академик РАН, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
В.Б. Тимофеев, академик РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
А.Н. Титков, д.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
В.В. Устинов, академик РАН, ИФМ УрО АН, Екатеринбург
А.А. Фраерман, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н., ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

Организационный комитет

Б.А. Грибков, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
А.И. Кузьмичев, ИФМ РАН, Н. Новгород
Р.С. Малофеев, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.С. Мельников, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
В.Л. Миронов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.С. Мотова, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.Л. Панкратов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.А. Фраерман, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Н.И. Чхало, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

Институт физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
Тел.: (831)4385120, (831)4385226+257, факс: (831)4385553,
e-mail: symp@ipm.sci-nnov.ru

Симпозиум проводится при поддержке



Российской академии наук
http://ras.ru



Российского фонда фундаменталь-ных исследований
http://www.rfbr.ru



Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевско-го http://www.unn.ru



ЗАО «НТ-МДТ»
http://www.ntmdt.ru



Российской корпорации нанотех-нологий
http://www.rosnano.ru/Home.aspx



Фонда некоммерческих программ «Династия»
http://www.dynastyfdn.com



Omicron NanoTechnology GmbH
http://www.omicron.com



Аналитические Экс-Рэй Системы
http://www.analytical.ru



INTERTECH Corporation
http://www.intertech-corp.ru



ООО «РТИ, Криомагнитные систе-мы»
http://cryo.ru



ООО «Брукер»
http://bruker.ru



ЗАО «Научное и технологическое оборудование»
http://www.semiteq.ru



Newport Corporation
http://www.newport.com



Техноинфо Лтд.
http://www.technoinfo.ru



ИНТЕК АНАЛИТИКА
http://www.invac.ru



ОАО Концерн «Созвездие»
http://www.sozvezdie.su



ООО «ОПТЭК»
http://www.optec.zeiss.ru

Структура и магнитные свойства гетерогенных состояний в тонких пленках сплава CoPd

Е.М. Артемьев, Л.Н. Рузанова

Сибирский федеральный университет, Красноярск
aem49@yandex.ru

Предлагаемая работа посвящена исследованию структуры и магнитных свойств метастабильных состояний, образующихся в нанокристаллических пленках в области эквиатомного сплава $Co_{50}Pd_{50}$. Ранее в работах [1, 2] были исследованы нанокристаллические пленки сплава $Co_{50}Pd_{50}$, полученные методом термического испарения. В частности, было установлено, что кристаллическая структура полученных пленок определяется температурой подложки ($T_П$) при напылении. Синтезированные при низких $T_П$ пленки обладают ГПУ-структурой, при повышении $T_П$ пленки начинают конденсироваться двухфазными (ГПУ+ГЦК). Пленки, полученные при $T_П$ > 200 °С, характеризовались ГЦК-фазой. Дифракционные картины пленок, синтезированных при 100 °С < $T_П$ < 180 °С, характеризовались "диффузным гало", свидетельствующим о неупорядоченности кристаллической структуры. Цель данной работы – идентификация метастабильных структур, отсутствующих на фазовой *P*-, *T*-диаграмме, которые возникают в нанокристаллических пленках $Co_{50}Pd_{50}$. Напыление пленок осуществляли в вакууме 10^{-6} Торр. В качестве подложек использовали стекло, NaCl, MgO, LiF, кварц. Пленки получали также магнетронным напылением. Толщину пленок варьировали в диапазоне от 50 до 800 Å. Кристаллическую структуру изучали на электронном микроскопе JEM-2010. Толщину пленки и ее химический состав контролировали методом рентгенофлюоресцентного анализа. Пленки в области составов до $Co_{40}Pd_{60}$, полученные при $T_П$ –80–40 °С, обладали ГПУ-структурой. Параметры идентифицируемой ГПУ-структуры в области эквиатомного состава равны: a = 2.62 Å, c =9.43 Å. Отношение c/a = 3.6 существенно превосходит идеальное соотношение c/a =1.63, характерное для ГПУ-структур. Такой кристаллической структуры на фазовой диаграмме сплава Co-Pd нет. Анализ электронограмм показывает, что данное кристаллическое состояние имеет двойную гексагональную плотноупакованную слоистую решетку 2ГПУ (4Н) и представляет собой следующую последовательность плотноупакованных слоев АБАСАБАС… [3, 4]. Дальнейшее повышение $T_П$ при конденсации пленок приводит к образованию гетерофазной системы, состоящей из ГЦК- и ГПУ-фаз сплава $Co_{50}Pd_{50}$. С увеличение $T_П$ процентное содержание ГЦК-фазы растет и при $T_П$ +100 °С количество ГЦК-фазы приблизительно одинаково с количеством ГПУ (по интенсивности структурных рефлексов). На некоторых образцах, характеризующихся в исходном состоянии диффузным гало, в результате термоотжига или при облучении сфокусированным пучком электронов наблюдалась следующая схема превращения: диффузное гало —> ГЦК + ГПУ. Расшифровка картины микродифракции данных пленок свидетельствует о том, что образующиеся кристаллические решетки – это ГЦК- и ГПУ-фазы. Отношение c/a для ГПУ-фазы близко к идеальному, причем кристаллические решетки ГЦК- и ГПУ-фаз когерентно стыкованы: плоскость (111)ГЦК фазы параллельна базисной плоскости ГПУ-фазы. Из-за этой параллельности на электронограммах некоторые рефлексы совпадают, например d (022), (202) ГЦК и d (110), (210) ГПУ-фаз, а сама электронограмма, снятая с участка образца в доли микрона представляет набор точечных рефлексов, аналогичный электронограмме монокристаллической пленки. Превращение диффузное гало —» ГЦК + ГПУ, наблюдаемое в колонне электронного микроскопа, также осуществляется в течение нескольких секунд, что указывает на бездиффузионный механизм данного превращения. Статические магнитные измерения проводили на вибрационном магнетометре в интервале полей до 14 кЭ и температур от 77 до 300 К. Температурная зависимость намагниченности насыщения $M_S(T)$ нанокристаллических пленок эквиатомного сплава $Co_{50}Pd_{50}$, измеренная при значении внешнего поля H = 10 кЭ, хорошо описывается законом $M_S(T) = M_0(1 - BT^{3/2})$, что позволило определить намагниченность насыщения M_0, численное значение константы Блоха B и вычислить константу обменного взаимодействия

$$A = \frac{k}{8\pi}\left(\frac{g\mu_B}{M_0}\right)^{1/3}\left(\frac{2,612}{B}\right)^{2/3}.$$

Кристаллические ГЦК- и ГПУ-структуры являются плотноупакованными. Различие заключается в последовательности расположения плотноупакованных слоев (плоскостей (111)ГЦК или (001)ГПУ). Гексагональная плотная упаковка представляет собой чередование: АВАВАВ... В кубической плотной упаковке последовательность плотноупакованных слоев иная: АВСАВСАВС... Регистрируемые времена превращения при отжиге исходных пленок CoPd, взаимная ориентация кристаллических решеток образующихся ГЦК- и ГПУ-фаз указывает на мартенситный, сдвиговый характер превращений, происходящих в исследуемых тонких пленках сплава $Co_{50}Pd_{50}$. На рис. 1, 2 показана атомная структура и соответствующая этому участку микроэлектронограмма. Кристаллическая структура пленки представляет собой плотноупакованные атомные плоскости с боль-

шим количеством дефектов упаковки. На микроэлектронограмме локального участка данной пленки видны точечные рефлексы ГПУ-фазы и несколько размытые кольца ГЦК-фазы. Первое кольцо это (111), второе (220) рефлексы ГЦК- фазы. Безусловно, наибольший интерес представляет исходное метастабильное состояние пленок нанокристаллического сплава $Co_{50}Pd_{50}$, характеризующееся диффузным гало (рис. 3, 4). Высокое разрешение электронного микроскопа позволяет наблюдать расположение атомных комплексов. Необходимо указать, что превращение диффузное гало —> АВАСАВАС также является сдвиговым, поскольку осуществляется в течение нескольких секунд (при облучении сфокусированным пучком электронов).

Наличие диффузного гало на данных пленках позволяет заключить, что исходное состояние следует рассматривать как отдельный вид переходного мартенсита. Кристаллическая (дефектная) структура данного состояния представляет собой набор беспорядочно уложенных плотноупакованных наноплоскостей (111)ГЦК либо (001)ГПУ. Таким образом, последовательность структурных превращений в нанокристаллических пленках сплава $Co_{50}Pd_{50}$ диффузное гало —> многослойная структура 2ГПУ(4Н-АВАСАВАС) —» ГЦК(ГПУ) нужно рассматривать как превращения сдвигового типа, в результате которых осуществляется переход от разупорядоченной многослойной плотноупакованной структуры к известным плотноупакованным кристаллическим ГЦК-, ГПУ- структурам.

1. *Артемьев Е.М., Комалов А.С., Смык А.А.* // ФММ. 1985. Т. 60, № 4. С. 824.
2. *Артемьев Е.М., Комалов А.С., Смык А.А.* // ФТТ. 1983. Т. 25, № 3. С. 949.
3. *Николин Б.И., Макоган Ю. Н.* // ФММ. 1976. Т. 41, № 5. С. 1002.
4. *Anantharaman T.R.* // Bull. Mater. Sci. 1992. V. 15, № 6. P. 483.902.

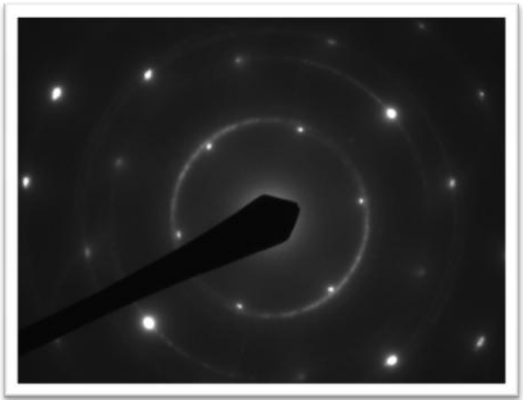


Рис. 1. Микроэлектронограмма локального участка пленки $Co_{52}Pd_{48}$

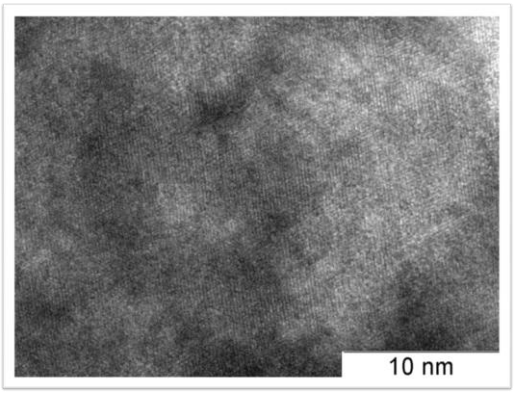


Рис. 2. Атомная структура пленки сплава $Co_{52}Pd_{48}$ ($T_П$ 110°C)

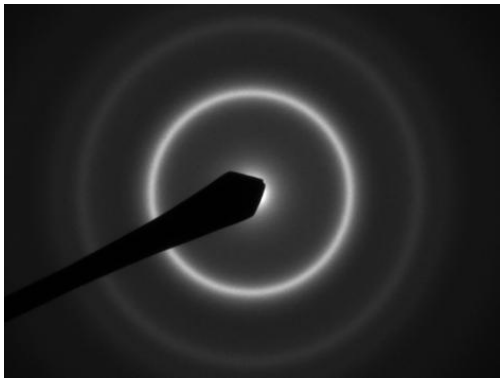


Рис. 3. Дифракционная картина исходной пленки $Co_{50}Pd_{50}$, полученной при $T_П$ = 150 °C

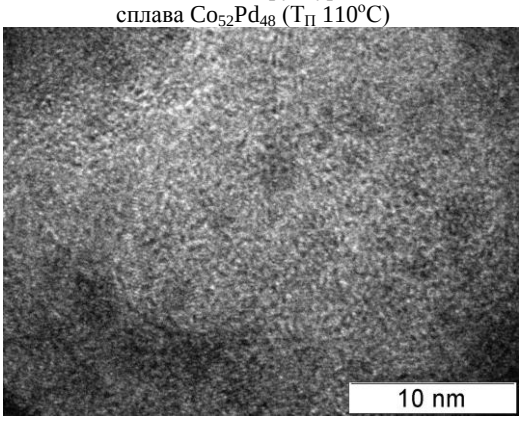


Рис. 4. Структура пленки $Co_{50}Pd_{50}$, полученной при $T_П$ = 150 °C

Исследования индуцированных зондом МСМ процессов перемагничивания в ферромагнитных наночастицах крестообразной формы

Б.А. Грибков, М.С. Доронин, О.Л. Ермолаева, В.Л. Миронов

Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, ГСП-105.
e-mail: bg@ipm.sci-nnov.ru

В данной работе приведены результаты по исследованию процессов индуцированного зондом МСМ (магнитно-силовая микроскопия) перемагничивания симметричных крестообразных наночастиц, особое внимание уделено изучению возможности создания антивихревых распределений намагниченности при помощи МСМ-зонда. Интерес к таким распределениям намагниченности обусловлен их необычными транспортными свойствами, в частности в таких системах теоретически предсказана возможность наблюдения топологического эффекта Холла [1]. Ранее было показано, что после проведения специальной процедуры намагничивания во внешнем однородном магнитном поле антивихревые состояния намагниченности реализуются в ассиметричных крестообразных частицах субмикронного размера [2]. Реализация антивихревого распределения намагниченности возможна в данном случае из-за различной коэрцитивности сегментов креста вследствие асимметрии их формы. Однако вероятность реализации антивихревого состояния крайне чувствительна к геометрической форме изготавливаемых частиц и ее неоднородностям, которые могут возникать во время процессов электронной литографии и последующего ионного травления.

В данной работе обсуждается возможность формирования антивихревого распределения намагниченности в крестообразных частицах при помощи неоднородного поля зонда магнитно-силового микроскопа. Были проведены эксперименты по перемагничиванию симметричных наночастиц крестообразной формы. Рассматривались процессы, связанные с простой переориентацией квазиоднородного состояния, процессы переходов между квазиоднородными состояниями с различной симметрией, а также процессы формирования антивихревого состояния. Перед началом экспериментов упорядоченные массивы симметричных крестов были однородно намагничены во внешнем магнитном поле ~ 1 кГс. Было показано, что сканирование на небольшой высоте вдоль сегментов креста приводит к контролируемой переориентации квазиоднородного состояния намагниченности.

Также были исследованы одностадийный и двухстадийный процессы перемагничивания крестообразной частицы из квазиоднородного состояния в антивихревое. Первый процесс представляет собой индуцированный МСМ-зондом переход из однородно намагниченного в антивихревое состояние. При этом зонд проходит вблизи центра частицы под углом 45 градусов к одному из сегментов креста.

Во втором случае на первой стадии происходит изменение симметрии квазиоднородного состояния намагниченности, а на второй перемагничивание в антивихревое распределение намагниченности. На обеих стадиях перемагничивание крестообразной частицы из одного состояния в другое является результатом возмущающего воздействия поля зонда МСМ во время его сканирования над частицей.

Таким образом, экспериментально показана возможность реализации антивихревого распределения намагниченности в крестообразных ферромагнитных наночастицах при помощи зонда МСМ.

1. http://arxiv.org/abs/0907.1808.

2. *V.L. Mironov, O.L. Ermolaeva, S.A. Gusev et al.* // Physical Review B. 2010. V. 81. P. 094436.

Формирование магнитных наноструктур с применением фокусированных ионных пучков

С.А. Гусев, Б.А. Грибков, А.Ю. Климов, Е.В. Скороходов

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105.
e-mail: gusev@ipm.sci-nnov.ru

Развитие современных технологий все сильнее стимулирует в последние годы интерес к прикладным и фундаментальным исследованиям в области наномагнетизма. Одним из основных объектов таких исследований являются ферромагнитные (ФМ) частицы различных форм и состава, размеры которых сопоставимы с характерными магнитными масштабами – толщиной доменной стенки, обменной магнитной длиной. Структуры, содержащие такие частицы, могут использоваться в качестве основного элемента таких приборов, как магниторезистивная память или магниторезистивные сенсоры [1, 2]. Двумерные периодические системы ФМ-наночастиц являются перспективной системой в исследованиях по созданию среды для сверхплотной магнитной записи [3]. До недавнего времени только технологии с применением электронно-лучевой литографии (ЭЛЛ) позволяли с приемлемой степенью точности формировать структуры разной конфигурации с линейными размерами элементов до ~ 10 нм. С распространением в последние годы техники остро фокусированных ионных пучков с диаметрами до нескольких нанометров [4] появились новые возможности по формированию наноструктур, которые позволяют избежать некоторых ограничений ЭЛЛ, упростить технологию изготовления структур на отдельных этапах, формировать элементы с лучшим пространственным разрешением. В данном докладе приводятся экспериментальные результаты исследований, направленных на оптимизацию технологических процессов с использованием остро фокусированных ионных пучков Ga^+ (FIB, FIB-CVD), которые применяются в ИФМ РАН для формирования наноструктур, интересных с точки зрения создания и исследования металлических спинтронных систем.

Наиболее простым способом применения FIB является локальное травление материалов (гравировка, direct writing) с высоким пространственным разрешением. Безусловно, электронно-лучевая литография является мощным и гибким инструментом изготовления наноструктур. Но, главная её особенность и один из недостатков – это многостадийность технологического процесса. Процесс ЭЛЛ изготовления структуры состоит из нескольких этапов, разнесенных по времени и месту проведения: напыление металлических пленок, нанесение электронного резиста, проявление, формирование промежуточных масок, совмещение различных слоев, ионное и плазмохимическое травление материалов и т.д. Каждый этап накладывает свои ограничения, влияющие на размер и свойства отдельных элементов, дизайн структуры, сочетаемость используемых материалов. При этом практически все процедуры проводятся «вслепую» и результат виден только после прохождения всей цепочки технологического процесса. Главное преимущество в использовании остро фокусированных ионных пучков в том, что можно избежать такой многостадийности и в то же время очень точно локализовать место и визуально наблюдать формирование элемента структуры. С другой стороны, есть вероятность, что пучок ионов, обладающий энергией в десятки кэВ, способен изменить свойства обрабатываемого материала. Так, мы в своих экспериментах используем сканирующий электронный микроскоп NEON 40 (Carl Zeiss) с Ga^+-ионной пушкой при максимальной энергии ионов 30 кэВ (диапазон токов от 1 пА до 50 нА, с минимальным диаметром ионного зонда на поверхности ~ 7 нм). Толщина металлических пленок (одиночных или многослойных), из которых формируются магнитные наноструктуры, обычно варьируется от 5 до 100 нм. Это соизмеримо с длиной пробега ионов Ga^+. После обработки ионным пучком даже с небольшой дозой наличие галлия в металлических слоях легко обнаруживается с помощью энергодисперсионного рентгеновского микроанализа, и его усредненное по объему пленки содержание может достигать нескольких процентов. В принципе, это может изменить как магнитные, так и электрические свойства материалов, из которых формируются структуры. Поэтому при оптимизации FIB и FIB-CVD-процедур особое внимание было уделено выбору режимов, когда имплантация ионов Ga^+ минимальна.

На рис. 1, *a* представлена периодическая решетка круглых магнитных дисков толщиной ~10 нм

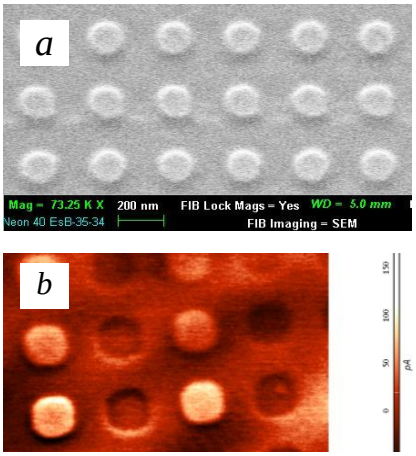


Рис. 1. Решетка Co-Pt магнитных дисков, изготовленная с помощью FIB: *a* – СЭМ-микрофотография во вторичных электронах; *b* – МСМ-изображение

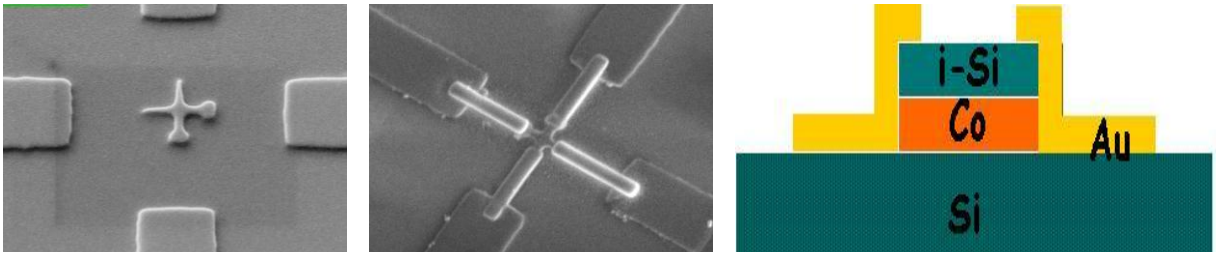


Рис. 2. Микрофотографии магнитного креста до (слева) и после (в центре) формирования электрических наноконтактов из Au. Справа – схема электрического подсоединения к магнитной частице. Сечение по линии, проходящей через наноконтакты и центр частицы из Co. Размах плеч креста 1 мкм

и диаметром 150 нм, сформированная локальным ионным травлением из многослойной пленки Co-Pt, обладающей перпендикулярной магнитной анизотропией. Аналогичные системы из тех же пленок ранее уже формировались нами для магнитно-силовых экспериментов с помощью электронно-лучевой литографии. Изготовленные с помощью FIB частицы имеют те же магнитные характеристики, что и сформированные по ЭЛЛ-методике: на рис. 1, *b* показаны магнитно-силовые изображения дисков, часть которых была перемагничена с помощью зонда МСМ. Черно-белый контраст изображений соответствует разным направлениям намагниченности перпендикулярной плоскости дисков.

При формировании структур из магнитных материалов с планарными размерами элементов в диапазоне ~100 нм существенное влияние на распределение намагниченности в частице оказывает качество границ такого магнитного элемента. При оптимально подобранных режимах локального травления (размер ионного пучка, шаг сканирования, количество проходов и т.п.) удается получать достаточно гладкие и резкие границы формируемых элементов (рис. 1, *a*). При помощи ЭЛЛ границы элементов аналогичного качества удается получать лишь с применением дополнительных маскирующих металлических слоев в сочетании с различными видами сухого травления. Такие технологические приемы не всегда допустимы. В частности, при формировании гибридной структуры «магнитная частица на джозефсоновском контакте» неопределенности скоростей плазмохимического и ионного травления в аргоновой плазме магнитных материалов могли привести к повреждению или изменению электрофизических параметров контакта. Сформированные с помощью электронно-лучевой литографии с применением lift-off-методики магнитные частицы имели сильно изрезанные края с неровными бортиками, которые искажали заданную форму частицы и давали трудно интерпретируемую картину распределения намагниченности частиц. С помощью локального FIB-травления удалось скорректировать форму магнитных частиц для получения нужной намагниченности и при этом не нарушить транспортные характеристики джозефсоновского контакта.

Одним из направлений наших исследований является изучение магнитно-электрических характеристик наноструктур с неоднородными распределениями намагниченности: многослойных дисков из магнитных пленок, разделенных немагнитными прослойками, магнитных частиц сложной формы (рис. 2, *a*). Одной из сложных технологических проблем при этом является подводка электрических наноконтактов к измеряемому элементу структуры, электрическая изоляция отдельных зон структуры. Применение методов локального осаждения материалов из газовой фазы, стимулированного электронным или ионным пучком (FIB-CVD и EB-CVD), является наиболее прямым способом, позволяющим выполнить эти процедуры. В частности, например, для пропускания тока перпендикулярно плоскости частиц, подобных тем, что приведены на рис. 1, *a*, внешние области вокруг частицы мы изолировали локальным осаждением изолирующих слоев (SiO_2) с применением тех же виртуальных графических «масок», что были использованы и для формирования магнитных дисков. Это позволило избежать этапа совмещения при формировании отдельных элементов структуры из разнородных материалов.

Усложненная технологическая схема была применена для подключения частицы из Co сложной (крестообразной) формы (рис. 2), где локальное, стимулированное ионами осаждение было использовано для формирования проводящих нанодорожек и пропускания тока вдоль плоскости магнитной частицы. Предварительные измерения показали, что удельная проводимость металлосодержащих слоев (Pt и W), получаемых локальным ионно-стимулированным осаждением из металлоорганических паров, недостаточна для проведения электрических измерений при необходимых размерах наноконтактов. Поэтому в данных экспериментах проводящие контакты изготавливались из Au-пленки травлением в аргоновой плазме с использованием масок нанометровых размеров, сформированных методом FIB-CVD. В настоящее время планируется проведение электрических измерений для изучения транспортных характеристик подобных наноструктур.

Работа выполнялась при поддержке грантами РФФИ, фирмы Carl Zeiss и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы.

1. *S.S. Parkin et al.*, J. Appl. Phys. **85**, 5828 (1999).

2. *Jian-Gang Zhu*, Proceedings of IEEE, V. 96, № 11, p. 1786, 2008.

3. *N. Weiss, et al.* Phys. Rev. Lett. **95,** 157204 (2005).

4. *L.A. Giannuzzi and F.A. Stevens* (2004). Introduction to Focused Ion Beams: Instrumentation, Theory, Techniques and Practice. Springer Press.

Магнитные свойства массивов эпитаксиальных нанодисков Co, упакованных на атомарно-гладких и вицинальных подложках Si

К.С. Ермаков[1], А.В. Огнев[1,2], Ю.П. Иванов[1,2], Е.В. Пустовалов[1], Л.А. Чеботкевич[1,2]

[1]Дальневосточный федеральный университет, ул. Суханова, 8, Владивосток.
[2]Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток.
e-mail:Ermak_ph@mail.ru

Наиболее быстро развивающейся областью физики конденсированного состояния являются системы, в которых все три измерения имеют наноразмерный масштаб. Переход от объемных материалов к низкоразмерным сопровождается появлением новых видов доменной структуры, таких как вихри, структуры C- и S-типа [1, 2]. Это делает наноразмерные структуры интересным и перспективным направлением фундаментальных исследований.

В настоящей работе исследовали магнитные свойства массивов эпитаксиальных нанодисков Co, упакованных на атомарно-гладких и вицинальных подложках Si(111).

Пленки Co толщиной 10 нм осаждали на атомарно гладкие и вицинальные монокристаллические подложки Si(111) в вакууме (P = 10^{-10} Торр) из эффузионных ячеек при комнатной температуре. Перед осаждением пленок Co на поверхности Si(111) формировали буферный слой Cu толщиной 2,4 нм для предотвращения образования силицида Co. Для предотвращения окисления пленки Co были покрыты слоем Cu толщиной 3,7 нм.

Картины дифракции высокоэнергетических электронов (ДБЭ) показали, что при осаждении Cu на подложки Si(111) формировались эпитаксиальные пленки Cu(111)-R30° с поверхностной реконструкцией (1×1). Осцилляции интенсивности зеркально отраженного пучка электронов ДБЭ свидетельствуют о послойном росте Cu. Картины ДБЭ пленок Co показали, что решетка ГЦК Co имеет такую же ориентацию, как и буферный слой Cu: Co(111)/Cu(111)-R30°/Si(111) и $<110>^{Co}\|<112>^{Si}$.

Затем из пленок Co, осажденных на атомарно-гладкие и на вицинальные подложки Si сфокусированным пучком ионов Ga^+, формировали массивы круглых нанодисков Co диаметром d = 500 нм и периодом $l = 3d$.

Массивы вырезали так, чтобы одна грань была параллельна кристаллографическому направлению $[0\bar{1}1]$, а другая параллельна направлению $[\bar{2}11]$ пленки Co.

Для массива наноточек была оценена энергия диполь-дипольного взаимодействия между нанодисками

$$E_{d-d} = \sum_{i<j} \frac{M_S^2 V^2}{r_{i,j}^3} (\cos\alpha_{i,j} - 3\cos\alpha_{i,j}\cos\alpha_{j,i})$$

и энергия анизотропии $E_a = K_{[110]}V$, где V – объем нанодиска, r_{ij} – радиус-вектор, α_{ij} – угол между радиус-вектором и направлением намагниченности в точке. Для массива из наноточек E_{d-d} = ~10^{-11} эрг, а $E_a <110> \approx 6\cdot10^{-10}$ эрг. Энергия $E_a <110>$ больше энергии E_{d-d} более чем на порядок. Поэтому энергию E_{d-d} можно не учитывать.

При уменьшении величины внешнего магнитного поля от H=300 Э до H=0, к $H = -H_C$ и к H = –300 Э магнитная структура нанодиска изменяется от однодоменного состояния к состоянию C-типа, к состоянию вихря, к C-типа и к однодоменному состоянию, рис. 1.

На этом же рисунке приведены результаты микромагнитного моделирования нанодиска, взятого из массива. В микромагнитном моделировании использовали следующие параметры: M_S = = 1400 Гс, константа обменного взаимодействия A = $2\cdot10^{-6}$ эрг/см, размер элементарной ячейки 6 нм.

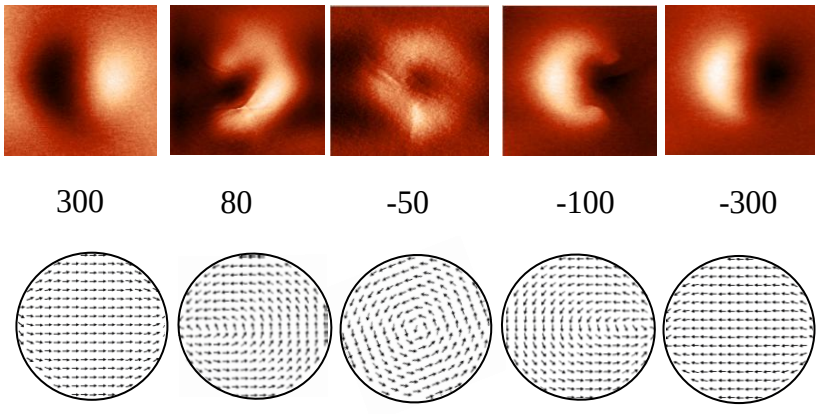


Рис. 1. Верхний ряд МСМ-изображения магнитной микроструктуры нанодиска в разных полях, нижний ряд – соответствующий результат микромагнитного моделирования.

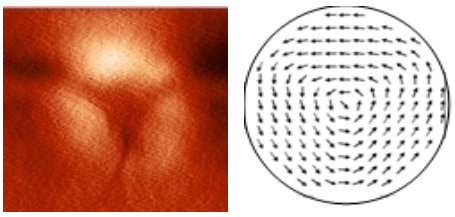


Рис. 2. МСМ-изображения магнитной структуры нанодиска в различном состоянии и результат микромагнитного моделирования

Подтверждением того, что при формировании магнитной структуры не только магнитостатическая энергия нанодиска, но и кристаллографическая анизотропия 6-го порядка играет роль, является изображение магнитной силовой микроскопии МСМ, рис. 2. В размагниченном состоянии хорошо видны 3 области с намагниченностью вдоль кристаллографических направлений <110> в Co(111) нанодиске.

Петли магнитного гистерезиса всех массивов нанодисков Co существенно отличаются от петель гистерезиса эпитаксиальных пленок Co, рис. 3, *а*, *б* и *в*, *г*.

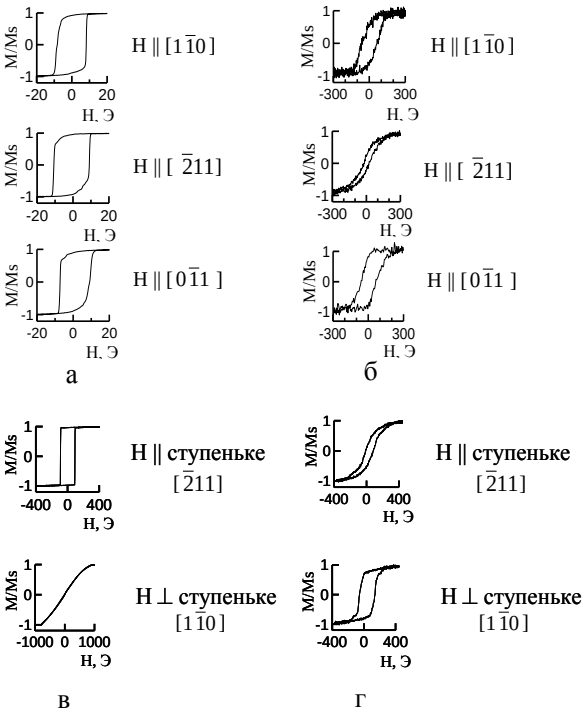


Рис. 3. *а* и *б* – петли магнитного гистерезиса пленки и массива нанодисков Co на атомарно-гладком Si(111); *в* и *г* – на вицинальном Si(111)

Коэрцитивная сила массива эпитаксиальных нанодисков Co, упакованных на атомарно-гладких подложках Si(111), возросла в ~6 раз. Коэрцитивная сила массива нанодисков, измеренная в направлении **H** ∥ [$\bar{2}$11], равна 23 Э, M_r/M_s = 0,23, а в направлении **H** ∥ [0$\bar{1}$1] и **H** ∥ [1$\bar{1}$0], H_C ~ 60 Э, M_r/M_s ≈0,7. То есть наблюдается явно выраженная анизотропия магнитных свойств. Возрастание H_C в массивах нанодисков Co, упакованных на атомарно-гладких подложках, обусловлено магнитостатикой нанодиска и шероховатостью нанодисков.

В массивах эпитаксиальных нанодисков Co на вицинальной подложке Si коэрцитивная сила стала меньше, чем в пленке. Возможно, это связанно с тем, что в пленке, когда H ∥ кристаллографическим осям легкого намагничивания или H ∥ ступени, процесс перемагничивания осуществляется одним скачком вектора намагничивания из состояния с $+M_S$ в состояние $-M_S$. В то время как в нанодисках процесс перемагничивания осуществляется постепенным изменением ориентации магнитных моментов: однодоменное → С-типа → вихрь → С-типа → однодоменное. Постепенное изменение ориентации вектора намагниченности сопровождается изменением формы петли гистерезиса и уменьшением величины коэрцитивной силы.

Таким образом, исследование процессов намагничивания массивов эпитаксиальных нанодисков Co показало: 1) форма петель гистерезиса зависит от ориентации внешнего магнитного поля относительно кристаллографических осей; 2) величина коэрцитивной силы массивов нанодисков Co(111), осажденных на атомарно гладкие и вицинальные подложки Si(111), соизмерима.

Работа поддержана программой АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы», № 2.1.1/3005; ФЦП госконтрактом № 02.740.11.0549; ФЦП госконтрактом № 02.740.11.0549.

1. *L.J. Heyderman, H.H. Solak, C. David, D. Atkinson, R.P. Cowburn, F. Nolting.* Arrays of nanoscale magnetic dots: Fabrication by x-ray interference lithography and characterization// Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. P. 498–4991.

2. *K.Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi.* Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays // Phys. Rev. B. 2001. V. 65. P. 024414–024414-10.

Управление спиновой релаксацией электронов в широкой GaAs-квантовой яме с помощью внешнего латерально локализующего электрического поля

А.В. Ларионов[1], А.В. Секретенко[1], А.И. Ильин [2]

[1] Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка.
[2] Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, ул. Институтская, 6, Черноголовка.
e-mail: larionov@issp.ac.ru

Управление спиновыми степенями свободы электронов и дырок в полупроводниковых наноструктурах является одним из приоритетных направлений спинтроники. Настоящая работа продолжает исследования, начатые в работе [1] и направленные на изучение спиновой динамики электронов, помещенных в массив специфических потенциальных ям, регулярно расположенных в плоскости GaAs-квантовой ямы (КЯ). Создание ансамбля таких точечных потенциалов, в пределе квантоворазмерных, может явиться новым классом индуцированных квантовых точек (ИКТ). Вместе с использованием высококачественных GaAs КЯ это представляет хорошую перспективу для практического использования ИКТ как базового элемента для создания ячеек спиновой памяти.

Эксперименты проводились на GaAs/AlGaAs-гетероструктуре с одиночной широкой 25 нм GaAs-квантовой ямой. Структура представляла собой шоттки-фотодиод, в котором роль внутреннего электрода выполняла легированная кремнием 30 нм GaAs КЯ, а внешним шоттки-затвором служил специальный электрод с регулярным ансамблем микронных отверстий (мозаичный электрод). Электрическое смещение прикладывалось между внутренним электродом и внешним шоттки-затвором. Мозаичный электрод размером 100×100 мкм с рамкой шириной 100 мкм были сделаны из золотой пленки толщиной 900 нм. Изготовление структуры осуществлялось методами электронной литографии с использованием технологии "lift of" и электронного микроскопа (SEM EVO-50), оборудованного программно-аппаратным комплексом Nanomaker. Размер отверстий мозаичного электрода составлял примерно 1.7 мкм, а расстояние между центрами отверстий и границами отверстий – 2.1–2.2 мкм и 0.35–0.45 мкм соответственно (рис. 1). Для проведения сравнительных измерений к общей структуре также был присоединен полупрозрачный электрод из золота толщиной примерно 20 нм.

Исследуемый образец помещался в магнитный оптический криостат с соленоидом до 6 Тл, в поперечной геометрии магнитного поля (геометрия Фойгта) при 2 К. Конструкция держателя образца позволяла менять направление между напряженностью магнитного поля и кристаллографическими осями кристалла с точностью 2 градуса. Изучение спиновой динамики электронов в гетероструктуре с мозаичным электродом на поверхности проводилось с помощью метода времяразрешенного магнитооптического эффекта вращения Керра в геометрии эксперимента накачки-зондирования. Для фотовозбуждения использовался импульсный 80 МГц титан-сапфировый лазер с длительностью импульсов 10 пс и спектральной шириной импульса на половине высоты 0.1 нм. Циркулярно поляризованный импульс накачки создавал в образце спиновую ориентацию, регистрировавшуюся по углу поворота плоскости поляризации отраженного от образца линейно поляризованного пробного пучка. Измерения проводились в спектрально вырожденном режиме, при котором длина волны накачивающего и пробного лазерных пучков совпадала. При регистрации сигнала использовалось двойное синхронное детектирование, позволявшее эффективно подавлять паразитный сигнал, создаваемый рассеянным от мозаичного электрода светом накачки. Механическая линия задержки позволяла производить измерения в интервале времени между накачивающим и зондирующим пучками до 6 нс, с шагом 10 пс.

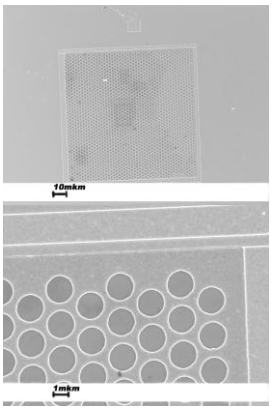


Рис. 1. Снимки мозаичного электрода, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа при разном увеличении (1 и 10 мкм)

На рис. 2 продемонстрирована динамика спиновой поляризации электронов при различных напряжениях смещения, прикладываемых к мозаичному (рис. 2, *a*) и полупрозрачному (рис. 2, *b*) электродам, полученная в магнитном поле 0.75 Тл и 1 Тл. Измерения на мозаичном электроде производились при фиксированной энергии лазерного возбуждения, спектрально совпадающей с поло-

жением 1sHH экситона (E ~ 1520 мэВ). Керровский сигнал с полупрозрачного электрода был получен при энергии лазерного возбуждения, соответствующей высокоэнергетическому краю линии ФЛ непрямого экситона. Измерялась зависимость амплитуды сигнала керровского вращения от временной задержки между пробным импульсом и импульсом накачки.

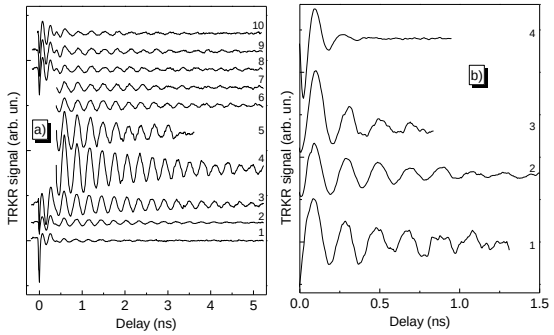


Рис. 2. Керровский сигнал от мозаичного (*a*) и полупрозрачного (*b*) электродов, записанный при B=0.75 и 1 Тл соответственно как функция приложенного смещения. Цифры на рис. (*a*) соответствуют приложенным смещениям в интервале от –1.5 до –2.4 В с шагом 0.1 В и на рис. (*b*) смещениям 0.77, 0.36, 0.27 и 0.14 В

Эксперименты показали, что керровский сигнал с полупрозрачного электрода существует лишь в небольшой области приложенного смещения положительной полярности, в которой максимальное время жизни электронного спина составляет около 0.5 нс. В то же время керровский сигнал с мозаичного электрода возникает при больших (>–1.5 В) отрицательных смещениях, существует в более широкой области приложенных смещений и сответствует времени жизни спина электрона большему на порядок величины (около 4 нс).

Наблюдаемые в керровском сигнале периодические осцилляции возникают благодаря прецессии когерентно выстроенных электронных спинов относительно внешнего магнитного поля. Частота прецессии определяется как $\Omega_L = \Delta E = \mu_B g_e^{xy} B$. Здесь ΔE – электронное спиновое расщепление в зоне проводимости, g_e^{xy} – g-фактор электрона в плоскости квантовой ямы. По литературным данным хорошо известно, что g_e^{xy} в данных структурах почти на порядок величины превосходит g_h^{xy} и время спиновой релаксации дырок существенно короче, чем для электронов. Поэтому мы полагаем, что наблюдаемые в эксперименте квантовые биения происходят между спиновыми состояниями электронов.

Свидетельством возникновения сильного трехмерного конфайнмента для электронов в отверстии мозаичного электрода является магнитополевая зависимость времени жизни электронного спина (рис. 3). На рис. 3, *a* приведены керровские кривые для фиксированного приложенного смещения к мозаичному электроду как функция внешнего магнитного поля (показано цифрами). Экспериментальные результаты хорошо ложатся на прямую, которая аппроксимирует значение обратного времени жизни электронного спина как функцию магнитного поля и определяется выражением: $T^{-1}_S = T^{-1}_0 + 80\Delta g B$, здесь $T^{-1}_0 = 0.33$ нс$^{-1}$ – обратное время жизни электронного спина, не зависящее от магнитного поля и определяемое временем электронной спиновой релаксации и временем ухода электронов; Δg ~ 1.5×10^{-3} – разброс g-фактора электрона; 80 – константа с размерностью Тл/нс. Такая зависимость для обратного времени жизни электронного спина является довольно характерной для самоорганизующихся квантовых точек [2] и для квантовых ям с большой амплитудой случайного потенциала, локализующего электроны [3]. В нашем случае изменение (уменьшение) времени жизни электронного спина составляет около двух раз, что вполне может определяться небольшим (порядка 5%) разбросом отверстий мозаичного электрода.

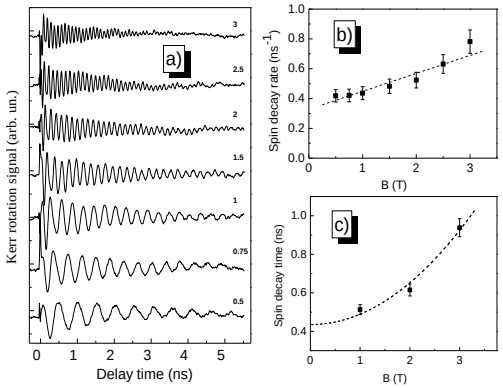


Рис. 3. (*a*) Керровский сигнал от мозаичного электрода, записанный при фиксированном приложенном смещении U = –1.7 В как функция внешнего магнитного поля (цифры рядом с кривыми). (*b*) Магнитополевая зависимость обратного времени жизни электронного спина. Пунктирная прямая – результат линейной аппроксимации. (*c*) Магнитополевая зависимость времени жизни электронного спина для полупрозрачного электрода. Пунктирная кривая приведена для удобства

Таким образом, в данной работе была исследована спиновая динамика электронов в широкой GaAs/AlGaAs-квантовой яме со специально приготовленным на поверхности мозаичным электродом. Найдено, что время жизни электронного спина возрастает на порядок величины в структуре с мозаичным электродом. Полученные значения g-фактора электрона в плоскости квантовой ямы и магнитополевая зависимость времени жизни электронного спина свидетельствуют о возникновении сильного трехмерного конфайнмента в центре отверстия мозаичного электрода. Была также обнаружена большая анизотропия g-фактора электрона g_e^{xy} и времени жизни электронного спина.

1. *Р.В. Чербунин и др.* //ФТТ. 2009. Т. 51. С.791–794.

2. *A. Greilich and anoth.,* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 227401.

3. *A.V. Larionov, L.E. Golub, A.V. Sekretenko, M.M. Glazov* // Proceedings of 16th International Symposium “Nanostructures: Physics and Technology". 2010.

Магнитные логические ячейки на основе ферромагнитных наночастиц и нанопроволок

О.Л. Ермолаева, В.Л. Миронов

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н.Новгород, ГСП-105.
e-mail: mironov@ipm.sci-nnov.ru

В последние десять лет наблюдается возросший интерес к магнитоэлектронным устройствам в связи с открывающимися новыми возможностями по хранению и обработке информации [1, 2]. В частности, появилось несколько публикаций, касающихся реализации различных логических устройств на основе магнитных наноструктур. К преимуществам такого рода устройств относятся, прежде всего, их низкое энергопотребление и высокая радиационная стойкость. В работах [3–5] были предложены логические ячейки на основе ферромагнитных эллиптических наночастиц. В частности, авторами [5] была показана принципиальная возможность реализации магнитных логических переключателей, состоящих из пяти эллиптических частиц и осуществляющих простейшие логические операции ″И″ и ″ИЛИ″.

Альтернативный подход к проблеме создания чисто магнитных логических элементов был реализован в работах [6, 7]. Авторами рассмотрен ряд устройств, в которых два булевых состояния ″0″ и ″1″ реализуются в ферромагнитных нанопроволоках и отвечают магнитным доменам с противоположной намагниченностью. Принцип действия таких устройств основан на явлении прохождения и разворота доменной стенки в нанопроволоках со сложной топологической структурой под действием вращающегося магнитного поля.

Настоящая работа посвящена исследованию магнитных логических элементов на основе взаимодействующих ферромагнитной нанопроволоки и ферромагнитных наночастиц. Принцип действия таких элементов основан на управлении распространением волны перемагничивания в ферромагнитных нанопроволоках во внешнем магнитном поле.

Схема логической ячейки представлена на рис. 1. Распространение доменов в ячейке происходит под действием внешнего магнитного поля. Домены с ориентацией, соответствующей направлению внешнего поля, зарождаются в нижней расширенной части нанопроволоки, которая обладает более низкой коэрцитивностью. Выходной информацией с ячейки является ориентация намагниченности в верхней части нанопроволоки.

Процесс прохождения волны перемагничивания управляется с помощью магнитного поля ферромагнитных однородно намагниченных управляющих частиц *1* и *2*. В зависимости от направления намагниченности частиц (которое является входной информацией ячейки) в нанопроволоке создается дополнительное магнитное поле. В случае, когда намагниченность частиц сонаправлена, магнитное поле приводит к пинингу доменной стенки. В противном случае, когда намагниченность частиц противонаправлена, магнитное поле, создаваемое ими в нанопроволоке, мало и не препятствует движению доменной стенки.

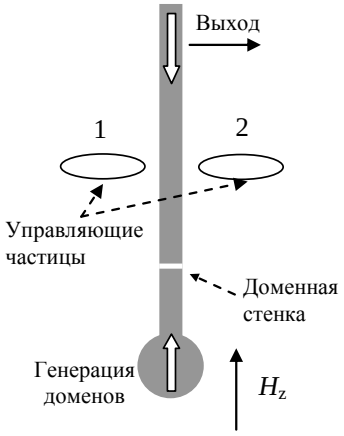


Рис. 1. Логическая ячейка на основе управления волной перемагничивания в нанопроволоке с помощью ферромагнитных наночастиц

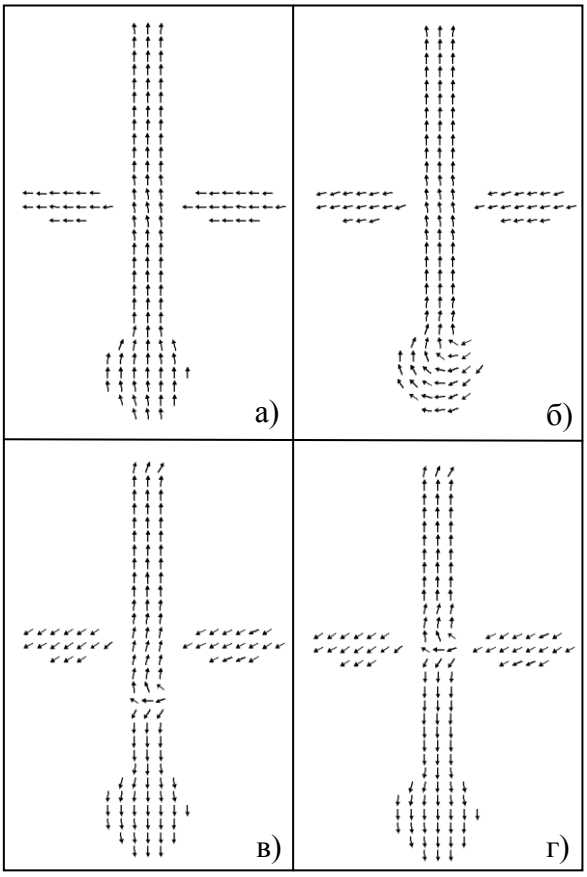


Рис. 2. Результаты микромагнитного моделирования процесса перемагничивания логической ячейки во внешнем магнитном поле

Было проведено компьютерное микромагнитное моделирование процессов функционирования предложенных устройств на основе решения уравнений Ландау – Лифщица, описывающих динамику намагниченности элементов в логических ячейках. Микромагнитное моделирование распределений намагниченности в системе проводилось с помощью стандартного пакета ″OOMMF″ [8]. На рис. 2 показаны результаты моделирования логической ячейки во внешнем магнитном поле, демонстрирующей явление остановки доменной стенки полем управляющих частиц.

Моделирование проводилось для следующих параметров ячейки: толщина частиц и проволоки 10 нм, латеральные размеры управляющих частиц 100×300 нм, ширина нанопроволоки 100 нм, длина 1 мкм, диаметр затравочной части 300 нм.

Для функционирования такой ячейки необходимо, чтобы поле частиц могло останавливать распространение доменной стенки. Нами была изучена зависимость критической величины внешнего магнитного поля депиннинга от размеров и расположения частиц относительно нанопроволоки.

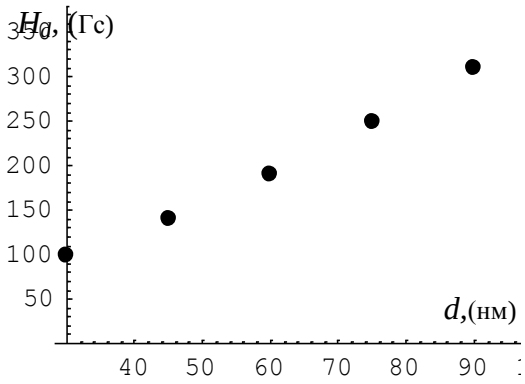


Рис. 3. График зависимости критического магнитного поля депиннинга от размера управляющих частиц

На рис. 3 приведен график зависимости критического магнитного поля депиннинга H_d от размера управляющих частиц. По оси абсцисс отложено значение большой полуоси частицы d. Аспектное соотношение управляющих частиц составляло 1:3. Расстояние от края частицы до центра нанопроволоки равно r = 50 нм.

На рис. 4 приведен график зависимости критического магнитного поля депиннинга H_d от расстояния r между центром нанопроволоки и краями управляющих частиц. Размер частиц 120 × 40 нм.

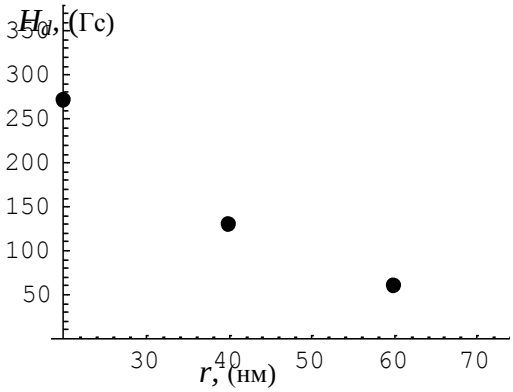


Рис. 4. График зависимости критического магнитного поля депиннинга от расстояния между нанопроволокой и управляющими частицами.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 11-02-00434-а).

1. *G.A. Prinz* // Science, **282**, 1660 (1998).
2. *S.A. Wolf, et al.* // Science, **294**, 1488 (2001).
3. *R.P. Cowburn et al.* // Science, **287**, 1466 (2000).
4. *M.C.B. Parish et al.* // Appl. Phys. Lett., **83**, 2046 (2003).
5. *A. Imre, et al.* // Science, **311**, 205 (2006).
6. *D.A. Allwood, et al.* // Science, **296**, 2003 (2002).
7. *D.A. Allwood, et al.* // Science, **309**, 1688 (2005).
8. OOMMF http://math.nist.gov/oommf/

Исследование фрустрированной решетки магнитных вихрей в наногофрированной пленке Co

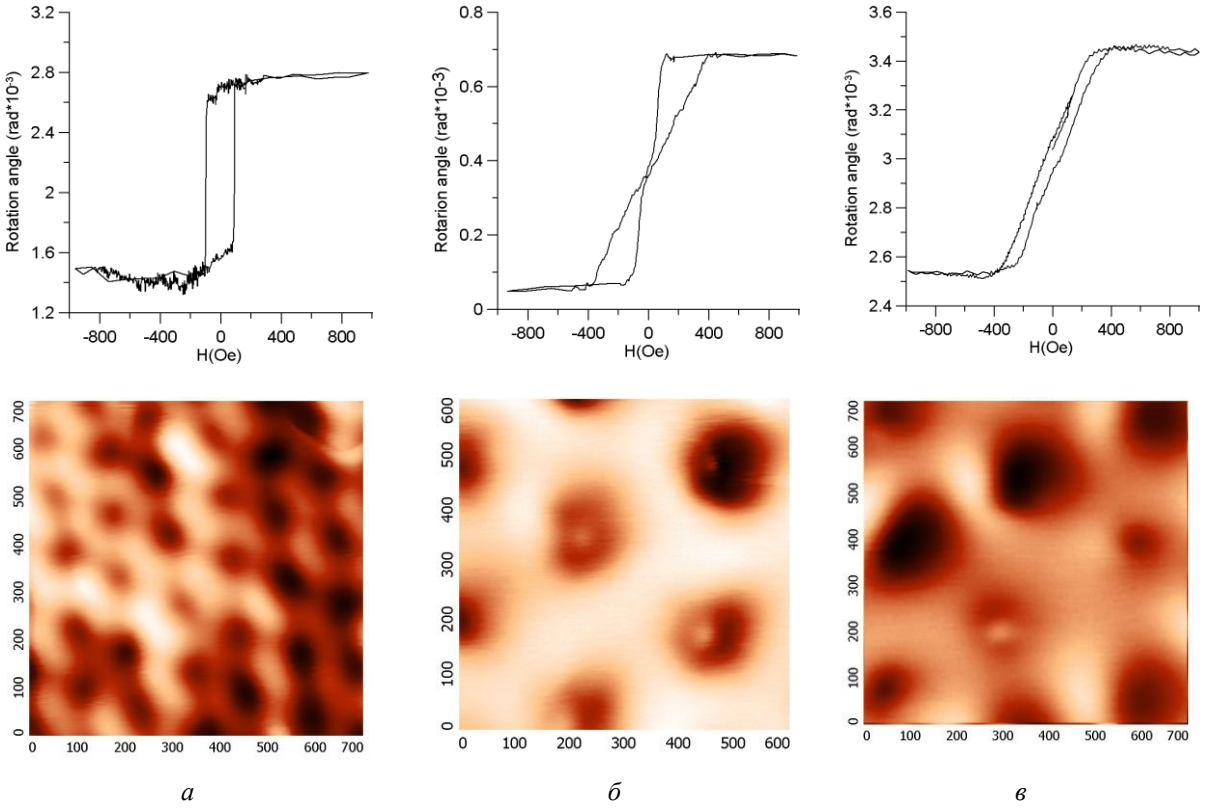
О.Л. Ермолаева[1], М.В. Сапожников[1], С.А. Гусев[1], В.В. Рогов[1], И.Р. Каретникова[1], И.М. Нефедов[1], Б.Б. Троицкий[2], Л.В. Хохлова[2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.
[2] Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, Нижний Новгород, 603950.
e-mail: msap@ipm.sci-nnov.ru

Фрустрация, определяемая как конкуренция взаимодействий между элементами системы, которые не могут быть одновременно минимизированы, проявляется в огромном наборе физических систем. Особый интерес в последнее время привлекают искусственные наноструктуры, в которых фрустрированность наблюдается в условиях геометрической упорядоченности [1, 2]. Одной из таких систем является гексагональная решетка магнитных вихрей.

В нашей работе исследуются магнитные свойства 2D-гексагональной решетки магнитных нанополусфер, полученных путем магнетронного напыления кобальта на поверхность коллоидного кристалла ПММА. В такой решетке была обнаружена зависимость магнитного состояния системы и формы кривых намагничивания от периода структуры и толщины нанесенной пленки кобальта. Кривые намагничивания исследовались при помощи измерения магнитооптического эффекта Керра на фиксированной длине волны $\lambda = 632$ нм, микромагнитные состояния были исследованы методами магнитно-силовой микроскопии с помощью вакуумного микроскопа Solver-HV с разрешающей способностью порядка 10 нм.

Исходные образцы коллоидного кристалла были получены методом безэмульгаторной эмульсионной полимеризации с персульфатом калия в качестве инициатора с последующим осаждением частиц ПММА на горизонтальную стеклянную поверхность при постепенном испарении растворителя. Морфология полученных коллоидных кристаллов исследовалась методами электронной и атомно-силовой микроскопии.



а *б* *в*

Рис. 1. Изображение петель намагничивания и микромагнитных состояний системы в нулевом магнитном поле. *а* – размер частиц образца 125 нм, эффективная толщина 30 нм. Магнитные полусферы находятся в квазиоднодоменном состоянии. *б* – размер частиц образца 300 нм, эффективная толщина 30нм. Магнитные полусферы находятся в вихревом состоянии. *в* – то же для эффективной толщины 60 нм. Наблюдаемое распределение намагниченности – смесь вихревых и квазиоднодоменных состояний

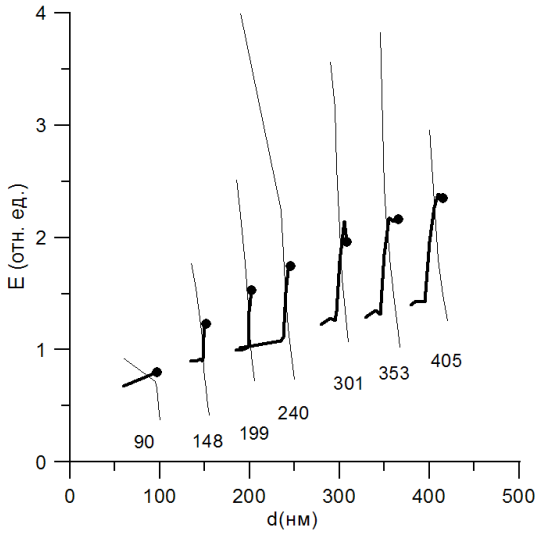


Рис. 2. Энергия гексагональной решетки магнитных дисков в зависимости от диаметра диска (численный расчет). Толстые линии – вихревое распределение намагниченности в дисках, тонкие линии – квазиоднодоменное распределения намагниченности. Графики приведены для решеток с периодами 100, 150, 200, 240, 300, 350, 400 нм. Жирный кружок означает границу устойчивости вихревого распределения намагниченности, цифры под графиками обозначают точку пересечения графиков (нм)

Эффективная толщина пленки кобальта (измеренная по толщине плоской пленки, полученной в том же процессе), напыленной на поверхность коллоидного кристалла, составляет 30 и 60 нм, что значительно меньше диаметра частиц, поэтому с магнитной точки зрения система представляет собой 2D-гексагональную решетку магнитных полусфер. Период структуры, так же как и радиус полусфер, определяется размером частиц ПММА и лежит в пределах 100–450 нм.

Было обнаружено, что форма петель гистерезиса для структур с периодом 250–400 нм при толщине 30 нм соответствует микровихревому распределению намагниченности [3] в магнитных полусферах, что было подтверждено непосредственными магнитно-силовыми измерениями. При уменьшении размера полусфер основным состоянием системы становится состояние с квазиоднодоменным распределением намагниченности в полусферах, а петля намагничивания приобретает прямоугольную форму. Очевидно, система магнитных вихрей на гексагональной решетке является фрустрированной [2]. При увеличении толщины слоя напыленного кобальта (до 60 нм) площадь геометрического контакта между магнитными полусферами возрастает, обменное взаимодействие между вихрями увеличивается и фрустрированная вихревая решетка становится неустойчивой. В нулевом внешнем поле наблюдается распределение намагниченности в виде смеси однодоменных и вихревых состояний. Форма петли при этом также изменяется.

Сходные результаты были получены при численном моделировании магнитных свойств гексагональной решетки магнитных дисков на основе решения системы уравнений Ландау – Лифшица. Исследование показало, что при увеличении диаметра диска (при фиксированном периоде решетки) энергия системы в состоянии с фрустрированной вихревой решеткой медленно возрастает до момента перекрытия дисков. Как только диски начинают перекрываться, энергия системы начинает резко возрастать и при дальнейшем увеличении радиуса дисков, вихревая решетка становится неустойчивой (рис. 2). Энергия системы, намагниченной квазиоднородно, наоборот, уменьшается с увеличением диаметров дисков, и квазиоднородное состояние становится основным. У систем с периодом меньше 240 нм изменение основного состояния с вихревого на квазиоднородное происходит еще до перекрытия дисков. В системах с большим периодом вихревая решетка остается основным состоянием даже в случае небольшого перекрытия дисков.

Работа поддержана РФФИ и Федеральной целевой программой "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009–2013 годы.

1. *R. F. Wang, C. Nisoli, R. S. Freitas, J. Li, W. McConville, B. J. Cooley, M. S. Lund, N. Samarth, C. Leighton, V. H. Crespi and P. Schiffer,* Nature, **439**, 300 (2006).

2. *V. Rose, K. Buchanan, S.-H. Chung, M. Grimsditch, V. Metlushko, A. Hoffmann, V. Novosad, S. D. Bader, and H. Ibach,* Phys. Rev. B., **73**, 094442 (2006).

3. *Cowburn R.P., Koltsov D.K., Adeyeye A.O., Welland M.E., Tricker D.M.*, Phys. Rev. Lett., **83**, 1042 (1999).

Ферромагнетизм тонкого слоя Mn в структурах InGaAs/GaAs/δ-<Mn>. Магнитные и оптические исследования

С.В. Зайцев [1], А.И. Дмитриев [2], Р.Б. Моргунов [2], М.В. Дорохин [3], Ю.А. Данилов [3], Б.Н. Звонков [3]

[1] Институт физики твёрдого тела РАН, 142432, Институтская ул., 2, Черноголовка.
[2] Институт проблем химической физики, 142432, г. Черноголовка.
[3] НИФТИ ННГУ, 603950, просп. Гагарина, 23-3, Нижний Новгород.
e-mail: szaitsev@ issp.ac.ru

Гетероструктуры на основе ферромагнитного (ФМ) полупроводника $Ga_{1-x}Mn_xAs$ интересны для применений, в частности перспективны для инжекции спин-поляризованных дырок в светоизлучающих диодных структурах [1]. δ-Легирование гетероперехода атомами Mn позволяет повысить температуру Кюри T_C до 250 K за счет перекрытия волновых функций 2D-дырок с δ-слоем Mn. Однако попадание Mn непосредственно в 2D-канал ведет к низким значениям подвижности носителей, а также к подавлению излучательной рекомбинации. Пространственное разделение дырок и дельта-слоя магнитной примеси позволяет преодолеть данную проблему и создавать структуры, сочетающие высокие значения эффективности фотолюминесценции (ФЛ) и подвижности дырок [1].

В работе исследованы статические и высокочастотные динамические магнитные свойства, а также ФЛ гетероструктур с квантовой ямой (КЯ) InGaAs/GaAs и туннельно-близким δ-слоем Mn толщиной ~0.3 монослоя, представляющим собой ультратонкий (~2–3 нм) слой твердого раствора $Ga_{1-x}Mn_xAs$. Для разделения вкладов различных магнитных подсистем гетероструктуры в магнитную восприимчивость был использован метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Цель работы заключалась в выделении вклада ФМ δ-<Mn>-слоя в магнитный момент образца, получении основных параметров ферромагнитного резонанса этого слоя, а также в поиске других подсистем, чувствительных к наличию ферромагнитного упорядочения в δ-<Mn>-слое. Ферромагнетизм в таких структурах исследовался независимо-оптическим методом [2].

Структуры выращены комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и лазерного распыления. Буферный слой GaAs, δ-<C>-слой, квантовая яма (КЯ) $In_xGa_{1-x}As$ (10 нм, x=0.1–0.25) и спейсерный слой GaAs толщиной 3 нм растились эпитаксиально при температуре 600 ºС на подложках *i*-GaAs, с углом 0º от оси роста (001) (сингулярные образцы) и 3º (вициальные образцы). Затем в том же реакторе при температуре 400–450 ºС наносились δ-слой Mn и покровный слой GaAs (~40 нм) путем лазерного распыления металлического Mn и нелегированного GaAs. Контрольная структура 4847 содержала δ-<C>-слой углерода вместо δ-Mn.

Ранее мы сообщали, что изучение ФЛ из КЯ обнаружило чувствительность циркулярной поляризации света P_C и зеемановского расщепления ΔE циркулярно-поляризованных компонент к ФМ-упорядочению в δ-<Mn>-слое [2].

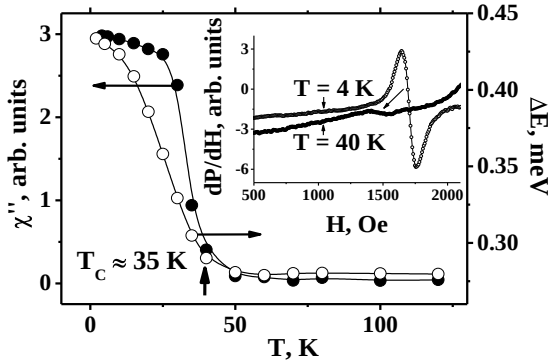


Рис. 1. Температурные зависимости мнимой части магнитной восприимчивости (темные символы) и зеемановского расщепления в магнитном поле 3 Тл, определенной по данным циркулярной поляризации фотолюминисценции [2] (светлые символы) в образце с δ-<Mn>-слоем в GaAs-барьере. На врезке показаны фрагменты спектров электронного спинового резонанса при T = 4 K и 40 K

В спектрах ЭПР доминирует линия с g-фактором g = 3.68 (вставка на рис. 1). Подсчет количества спинов для этой линии путем двукратного интегрирования и сравнения с этим же параметром для калибровочного образца медного купороса показал, что число спинов, отвечающих этой линии при T = 4 K, в ~100 раз превышает таковое для независимых невзаимодействующих ионов Mn. Следовательно, при низких температурах наблюдаются ФМ-корреляции спинов δ-<Mn>-слоя. Кроме того, температурная зависимость мнимой части магнитной восприимчивости χ" (рис. 1), а также анизотропия спектров ЭПР указывают на ФМ-упорядочение в δ-<Mn>-слое с температурной Кюри $T_C \approx 35$ K. Из угловой зависимости следует аксиальная анизотропия с полем магнитной анизотропии $H_a \approx 600$ Э и осью легкого намагничивания, лежащей в плоскости δ-<Mn>-слоя. Температурное поведение ЭПР согласуется с данными для P_C и ΔE (рис. 1). В дополнение к данным по ФЛ сравнение спектров ЭПР магнитных и немагнитных структур позволяет разделить вклады в магнитную восприимчивость от δ-<Mn>-слоя и других магнитных подсистем (углеродный слой, дефекты в спейсерном слое GaAs, подложка и т.д). Так, в спектре ЭПР магнитных структур обнаружена линия в слабых полях (<100 Э), наблюдаемая

в том же температурном интервале T < 40 K, в котором происходит ФМ-упорядочение δ-<Mn>-слоя. Данная линия, по-видимому, обусловлена нерезонансным вкладом спин-зависимого рассеяния носителей в отрицательное магнетосопротивление.

Исследование температурных зависимостей намагниченности *M(T)* и ФЛ показали, что могут существовать два типа ферромагнитного упорядочения δ-<Mn>-слоя в зависимости от геометрии образцов: в сингулярных образцах, в которых δ-<Mn>-слой параллелен плоскости (001) GaAs, наблюдается блоховская температурная зависимость намагниченности $M(T)=M_O(1-B\cdot T^{3/2})$, в вицинальных образцах с отклонением δ-<Mn>-слоя от плоскости (001) GaAs наблюдается перколяционный ферромагнитный переход (рис. 2). Температурные зависимости поляризации ФЛ также указывают на различия в строении δ-<Mn>-слоя и типа магнитного упорядочения в нем (рис. 3).

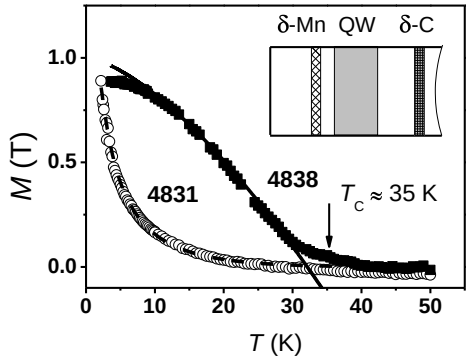


Рис. 2. Зависимости нормированной намагниченности $M(T)$ сингулярного и вицинального образцов в магнитном поле 1 кЭ, параллельном плоскости δ-слоя. Сплошными линиями показаны аппроксимации формулой Блоха «3/2» и перколяционной формулами

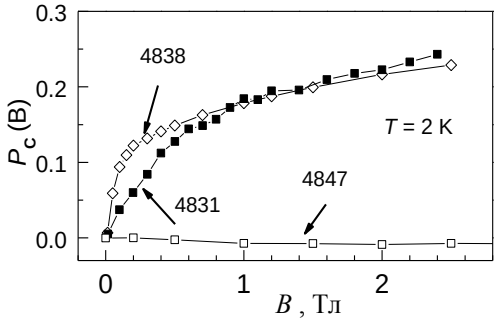


Рис. 3. $P_C(B)$ для разных структур при T = 2 K в геометрии Фарадея

В сингулярных образцах, как и в обычных объемных ферромагнетиках, $M(T)$ хорошо описывается формулой Блоха в широком диапазоне температур ниже температуры Кюри T_C=(35±5) K. Отметим, что формула Блоха справедлива и для тонких пленок $Ga_{1-x}Mn_xAs$. В теории спиновых волн параметр B связан с интегралом обменного взаимодействия J между ближайшими магнитными атомами Mn, что позволяет оценить J =(0.18±0.04) мэВ и температуру Кюри в приближении молекулярного поля Вейсса: $T_C= S(S+1)J/k_B$ = (15±3) K для сингулярного образца (S = 5/2 – спин ионов марганца Mn^{2+}).

В вицинальных структурах зависимость *M(T)* имеет вид, существенно отличный от блоховского и характерный для перколяционного типа упорядочения в разбавленных ферромагнетиках (рис. 2) [3]. Возникновение ферромагнетизма в разбавленном магнитном полупроводнике $Ga_{1-x}Mn_xAs$ связано с косвенным обменным взаимодействием ионов Mn посредством дырок, хотя микроскопические механизмы до сих пор дискутируются. Согласно поляронной модели, вблизи локализованной дырки образуется облако спин-поляризованных атомов Mn – магнитный полярон [4]. При высокой температуре ориентации спинов примесных ионов, принадлежащих разным поляронам, произвольны. С понижением температуры радиус магнитных поляронов растет, соседние поляроны перекрываться в кластеры, упорядочиваются и выстраиваются коллинеарно. При достижении порога протекания, когда размер кластера поляронов достигает размеров образца, происходит ФМ-упорядочение образца как целого. Выражение для $M(T)$ в рамках перколяционной теории протекания [3] позволяет описать $M(T)$ для образца 4831 при температурах ниже T_C (рис. 2) и оценить J =(0.72±0.04) мэВ.

В магнитных структурах $P_C(B)$ демонстрирует сложное, двух-стадийное поведение (рис. 3) со слабым линейным ростом при B > 1 Тл. При $T \geq 30$ K, что отвечает T_C, быстрый начальный рост исчезает. Такое поведение обусловлено туннельной связью дырок в КЯ с δ-слоем Mn. Направленные по нормали сильные внутренние магнитные поля в ФМ-слое, приводящие к спиновой поляризации дырок в геометрии Фарадея, возникают вследствие выхода магнитного момента из плоскости с последующим насыщением его проекции на нормаль в поле B_O ~0.2–0.5 Тл, определяемом коэффициентом размагничивания δ-слоя. Наблюдаемую в магнитооптике разницу сингулярных и вицинальных структур связывается с существенной разницей в однородности δ-<Mn>-слоя. На вицинальных гранях кристалла, которые имеют систему ступеней, формируется сильно неоднородный неупорядоченный δ-слой, в котором торцы ступеней преимущественно декорированы атомами примеси. Следовательно, в вицинальных структурах будут образовываться анизотропные, вытянутые в направлении ступенек роста квазиодномерные ФМ-кластеры $Ga_{1-x}Mn_xAs$.

Работа поддержана РФФИ, проект № 09-02-00770.

1. *M.V. Dorokhin, Yu.A. Danilov, P.B. Demina et al.*, J. Phys.D.: Appl. Phys. 41, 245110 (2008).

2. *С.В. Зайцев, М.В. Дорохин, А.С. Бричкин и др.*, Письма в ЖЭТФ 90, 730 (2009).

3. *И.Я. Коренблит, Е.Ф. Шендер,* УФН 126, 233 (1978).

4. *A. Kaminski and S. Das Sarma,* Phys. Rev. Lett. 88, 247202 (2002).

Особенности высокочастотной проводимости в ГМС-структурах

Е.А. Караштин, О.Г. Удалов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.
e-mail: eugenk@ipm.sci-nnov.ru

Известно, что в средах с коллинеарным распределением намагниченности координатные и спиновые переменные в уравнении Шредингера для электронов проводимости разделяются и их волновая функция может быть представлена в виде произведения координатной и спиновой частей. Электродипольные переходы делокализованных электронов с изменением спинового состояния при распространении высокочастотного излучения в таких средах запрещены.

В случае же, когда среда обладает неколлинеарной магнитной структурой, разделить спиновые и координатные степени свободы в уравнении Шредингера для электронов проводимости не удается, поэтому электродипольные переходы между спиновыми подзонами не запрещены. Эта особенность сред с неколлинеарным распределением намагниченности приводит к появлению дополнительного вклада в поглощение в них высокочастотного излучения.

Ранее экспериментально наблюдалось увеличение высокочастотного поглощения в гольмии [1]. Аномальное поглощение возникает при переходе гольмия из парамагнитного состояния в состояние с магнитной спиралью (T=133 К), а при помещении гольмия в сильное однородное магнитное поле эффект исчезает. В [1] наблюдались резонансный характер эффекта в зависимости от частоты и анизотропии по отношению к поляризации электрического поля электромагнитной волны. Дополнительный вклад в поглощение максимален, когда электрическое поле поляризовано вдоль оси магнитной спирали, и значителен лишь вблизи частоты, соответствующей обменному расщеплению в гольмии. Экспериментальные результаты работы [1] были качественно объяснены в рамках простой теории, изложенной в работе [2].

В данной работе рассмотрен аналогичный эффект в многослойных магнитных структурах, намагниченности слоёв в которых неколлинеарны. Рассмотрена система, состоящая из двух ферромагнетиков, разделенных проводящей или диэлектрической немагнитной прослойкой. Кроме того, рассмотрена многослойная периодическая структура, в которой слои с двумя различными направлениями намагниченности чередуются. В таких структурах наблюдаются эффект гигантского магнитосопротивления (ГМС) [3] и магниторефрактивный эффект [4]. Их преимуществом перед двухслойными системами является наличие в них запрета на переходы с изменением квазиимпульса, что позволяет надеяться на резонансный характер дополнительного вклада в поглощение.

Рассмотрим вначале структуру, состоящую из двух магнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой. Будем считать прослойку тонкой по сравнению с длиной волны делокализованных электронов и описывать ее потенциалом $V = \lambda\,\delta(x)$, где x – пространственная координата, перпендикулярная слоям структуры. Предполагая при этом, что толщина магнитных слоев велика по сравнению с длиной волны электронов, нетрудно найти их волновые функции. Далее, пользуясь формулой Кубо [5], можно вычислить высокочастотную проводимость среды. При этом необходимо суммировать по всем возможным переходам, как с сохранением спинового состояния, так и без.

Значительный вклад в высокочастотную проводимость вблизи частоты, соответствующей обменному расщеплению, дают электроны, движущиеся почти параллельно слоям. В силу этого простые приближенные методы, такие как разложение в ряд по отношению константы обменного взаимодействия J к энергии Ферми, оказываются неприменимы для описания особенностей проводимости в этом частотном диапазоне. Поэтому проводимость была рассчитана численно.

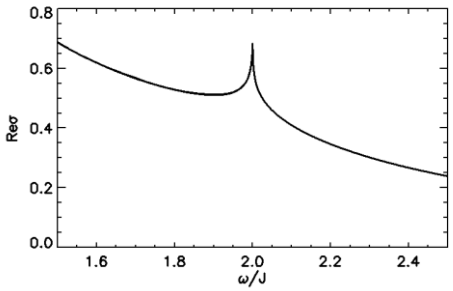


Рис. 1. Зависимость проводимости от частоты для двухслойной магнитной структуры с проводящей прослойкой. Угол между намагниченностями составляет $\pi/10$. Проводимость указана в относительных единицах

Как показали расчеты, в случае диэлектрической прослойки поправки к проводимости не имеют особенностей в зависимости от частоты и пропорциональны косинусу угла между намагниченностями слоев, т.е. ведут себя как ГМС-эффект.

Типичная зависимость проводимости неколлинеарной двухслойной системы от частоты в случае проводящего барьера представлена на рис. 1. Видно, что пик проводимости на частоте, соответствующей обменному расщеплению, мал по сравнению с ее характерным значением в этой области частот, т.е. ярко выраженный резонанс отсутствует. Это обусловлено переходами с изменением импульса в рассматриваемой системе. Характерной особенностью в зависимости проводимости от угла между намагниченностями слоев является наличие, в дополнение к обычному ГМС,

слагаемого, пропорционального косинусу удвоенного угла между намагниченностями. Стоит отметить, что, как и в случае магнитной спирали [2], дополнительный вклад в проводимость анизотропен по отношению к поляризации волны: он обусловлен лишь компонентой электрического поля, перпендикулярной плоскости слоев.

Рассмотрим теперь многослойную структуру, в которой слои с двумя направлениями намагниченности чередуются. Волновые функции в такой структуре могут быть найдены так же, как в задаче о двухслойной магнитной системе, с тем лишь отличием, что необходимо учесть конечность толщины магнитных слоев и, соответственно, волновые функции должны удовлетворять периодическим граничным условиям. Это приводит к появлению запрета на переходы с изменением квазиимпульса в таких структурах.

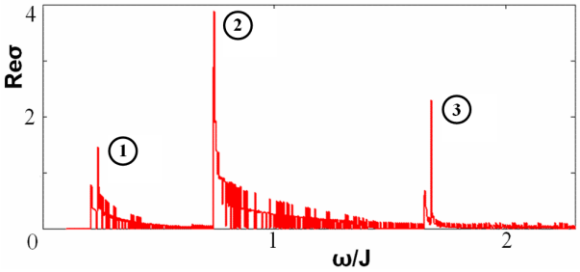


Рис. 2. Зависимость проводимости от частоты для периодической многослойной магнитной. Угол между намагниченностями составляет $\pi/2$. Проводимость указана в относительных единицах

Результаты численного расчета зависимости проводимости от частоты в случае, когда период структуры мал (около 1 нм), приведены на рис. 2 (толщины слоев разной намагниченности различны). Видно, что появляется несколько резонансных пиков, связанных с энергией обменного расщепления. В случае, когда толщины магнитных слоев одинаковы, наблюдается только пик *2* на рис. 2; пики *1* и *3* отсутствуют.

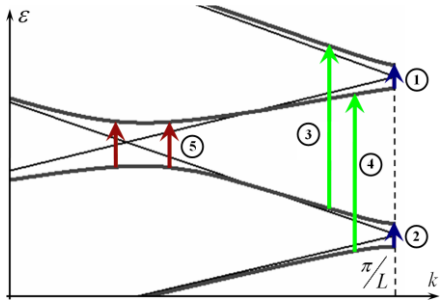


Рис. 3. Спектр электронов в периодической многослойной структуре. Тонкой линией показан невозмущенный спектр. L – период структуры

Качественно появление нескольких пиков может быть объяснено в рамках простого приближения, в котором волновые функции электронов, соответствующие средней по периоду структуры намагниченности, находятся точно, а отклонения намагниченности от средней рассматриваются по теории возмущений. Оказывается, что в первом порядке теории возмущений разрешены переходы в другую зону Бриллюэна (связанную с магнитной структурой) (*1*, *2*, *5* на рис. 3), а во втором порядке – переходы в ту же зону Бриллюэна с изменением спинового состояния (*3*, *4* на рис. 3). Переходами *1*, *2* объясняется пара близких по частоте пиков *1* на рис. 2, переходами *5* – пик *2*, а переходами *3*, *4* – пара пиков 3, сдвинутых на ту же частоту, что и пики *1*. Резонанс возникает за счет наличия локальных минимумов и максимумов энергии в точках расщепления вблизи границы зоны Бриллюэна (см. рис. 3). Отметим, что в этих областях теория возмущений не работает, однако она дает хорошее качественное объяснение особенностей проводимости.

Таким образом, развитая в данной работе теория показывает наличие дополнительного вклада в поглощение электромагнитных волн многослойными структурами с неколлинеарным распределением намагниченности, обусловленного переходом между спиновыми подзонами в электродипольном приближении. Этот вклад анизотропен по отношению к поляризации волны. В случае двухслойной магнитной системы резонансной зависимости проводимости от частоты не наблюдается из-за переходов с изменением импульса электронов. В случае многослойной периодической магнитной структуры в частотной зависимости наблюдается несколько резонансных пиков, положение которых может быть объяснено в рамках простой теории возмущений. Стоит отметить, что в реальных многослойных структурах, таких как структуры Fe/Co с периодом порядка 10 нм [4], появляется большое количество пиков в зависимости проводимости от частоты, что осложняет интерпретацию экспериментальных результатов при возможном проведении эксперимента.

Отметим также, что в данной работе рассмотрен лишь механизм перехода электронов между спиновыми подзонами, связанный с обменным взаимодействием локализованных и делокализованных электронов. Наличие в структурах шероховатостей границ и примесей, с одной стороны ослабляющее данный механизм, в то же время приводит к дополнительному вкладу в рассматриваемые эффекты, что позволяет надеяться на их обнаружение в эксперименте.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг. (ГК № П2618).

1. *P. Weber, M. Dressel,* J. Magn. Magn. Mater. **272–276**, E1109 (2004).

2. *Е.А. Караштин, О.Г. Удалов, А.А. Фраерман,* XIV международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника» (Н. Новгород, 15–19 марта 2010 г.) **2**, 388 (2010).

3. *M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, et al.* Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).

4. *I.D. Lobov, M.M. Kirillova, A.A. Makhnev et al.* Phys. Rev. B 81, 134436 (2010).

Синхронизация автоколебаний спинов, индуцированных током, в наноконтактах на общей платформе

Н.С. Мазуркин, А.Ф. Попков, В.И. Корнеев

[1] Московский институт электронной техники, 124489 Москва, Зеленоград.
e-mail: afpopkov@inbox.ru

Одним из перспективных направлений спинтроники является задача создания наноразмерного микроволнового генератора на основе спиновых автоколебаний, индуцированных токовым переносом спина в мезоскопических магнитных структурах [1]. Основными проблемами здесь являются необходимость повышения мощности генератора, снижения пороговых токов, увеличения добротности и перестраиваемого диапазона частот. Для решения указанных проблем изучается возможность перехода от металлических к туннельным структурам, возбуждение микроволновых колебаний движением спиновых вихрей [2] и доменных границ [3], использование явлений внешней и взаимной синхронизации автоколебаний в наноконтактах [4, 5, 6, 7].

Применение туннельной прослойки MgO почти на порядок увеличивает мощность микроволнового сигнала, но сильно снижает добротность. Когерентная мода колебаний вихря, возбуждаемая в структуре с синтетическим антиферромагнетиком, характеризуется узкой спектральной линией и может использоваться для увеличения добротности автоколебаний туннельных наногенераторов. Однако, как и когерентная мода колебаний спинов доменной границы, она характеризуется малой частотой, и для ее увеличения требуются большие токи генерации, что нежелательно, особенно в туннельных генераторах.

Перспективным методом увеличения мощности и повышения добротности спинового автогенератора представляется синхронизация наногенераторов на общей магнитной платформе, что может применяться для разных типов генерации. Это явление было экспериментально продемонстрировано на примере двух наногенераторов спинвентильного типа в вертикальной и наклонной геометрии намагничивания. В литературе достаточно подробно обсуждались механизмы вынужденной и взаимной синхронизации спиновых автогенераторов, в частности на общей магнитной платформе, благодаря магнитостатическому и обменному взаимодействию через излучаемые спиновые волны в малоамплитудном приближении [6]. Представляет интерес провести сравнительный анализ явлений генерации спиновых волн и взаимной синхронизации наногенераторов для различающихся геометрий намагничивания при варьировании параметров генераторов в общем случае произвольной амплитуды их колебаний. Подобный анализ явлений вынужденной синхронизации с произвольной амплитудой автоколебаний проводился для случая аксиальной симметрии вертикального намагничивания в макроспиновом приближении [4]. Ранее нами проводился бифуркационный анализ динамической системы, описывающей магнитодинамику спинового вентиля в макроспиновом приближении, как для плоскостной, так и для вертикальной геометрии намагничивания. В настоящей работе на основе численного моделирования и решения редуцированных уравнений магнитодинамики нами проведен анализ структуры локализованных колебаний изолированного генератора и распределенных автоколебаний системы точечных генераторов на общей магнитной платформе в условиях сильно амплитудной прецессии. Детально рассмотрена геометрия вертикального намагничивания спин-вентильной структуры аксиальной симметрии (рис. 1).

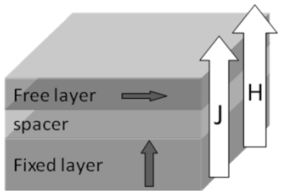


Рис. 1. Геометрия рассматриваемого контакта

Исходные уравнения магнитодинамики ЛЛГ-СБ [8] имеют вид

$$\dot{\mathbf{m}} = -\mathbf{m}\times\mathbf{h}_{eff} + \alpha\mathbf{m}\times\dot{\mathbf{m}} + \beta(x)\mathbf{m}\times\mathbf{e}_p\times\mathbf{m}, \qquad (1)$$

где $\mathbf{m} = (\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta)$ – нормированная намагниченность, $\mathbf{h}_{eff} = -\delta F / \delta\mathbf{m}$ – эффективное поле, которое включает обменное, внешнее постоянное поле, поле размагничивания и переменное поле синхронизации, α – параметр затухания, $\beta(x)$ – неоднородное распределение спин-поляризованного тока. В аксиально-симметричном случае $\mathbf{e}_p \parallel \mathbf{z}$ эту систему уравнений удается свести к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, сделав предположения, что угловая переменная спинового вектора линейно меняется со временем и содержит фазовый сдвиг, который, как и амплитуда автоколебаний, зависит только от пространственной переменной. Интегрирование автомодельной системы с нулевыми граничными условиями на периферии $(\theta, \theta' \to 0)$ позволяет найти частоту и структуру автоколебаний при заданном токе и параметре магнитной релаксации (см. пример структуры найденного решения на рис. 2).

В отличие от макроспиновой модели в распределенной системе для автоколебаний требуются значительно большие токи накачки в силу дополнительной диссипации из-за генерации разбе-

гающихся спиновых волн, что видно из интегрального соотношения для системы (1):

$$\omega = -\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \beta(x)\sin^2\theta\ \ x,\omega\ dx}{\alpha\int_{-\infty}^{+\infty}\sin^2\theta\ \ x,\omega\ \ dx}. \qquad (2)$$

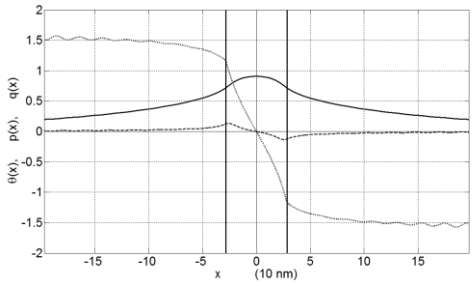


Рис. 2. Пример решения системы (1) без учета внешней накачки

Развитый подход позволяет найти зависимость частоты локализованных автоколебаний от параметров задачи и сравнить со случаем макроспинового приближения. Кроме того, он позволяет получать структуру синхронизованных автоколебаний для двух и более точечных автогенераторов и частоту синхронных колебаний в зависимости от параметров распределенной системы.

Вынужденная синхронизация локализованных автоколебаний в рассматриваемой распределенной спиновой системе может быть качественно проанализирована на основе сокращенного описания спиновой динамики в предположении жесткой пространственной структуры локализованного автоколебания и медленной эволюции фазы, подстраиваемой под частоту вращающегося магнитного поля. Методом исключения сингулярных возмущений в нелинейной системе (1) для эволюции фазы колебаний $\Delta\varphi(t) = \Delta\varphi_0(t) + \ \omega - \omega_{rf}\ \ t$, можно получить известное уравнение Адлера

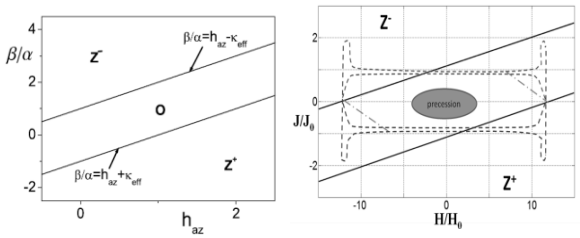
$$\Delta\dot{\varphi} = \omega - \omega_{rf} - \Omega\sin\Delta\varphi, \qquad (3)$$

в котором ω_{rf} – частота внешнего поля, ω – частота невозмущенных автоколебаний,

$$\Omega = h_\perp \frac{\int_{-\infty}^{+\infty}\sin 2\theta(x)dx}{2\int_{-\infty}^{+\infty}\sin^2\theta(x)dx}. \qquad (4)$$

Частотный интервал синхронизации $\left|\omega - \omega_{rf}\right| = \Omega(h_\perp, \beta, \alpha, \omega)$ зависит от амплитуды, частоты и структуры невозмущенного решения. Аналогичный подход позволяет провести анализ взаимной синхронизации двух автогенераторов на общей платформе.

Нами были проведены также численные эксперименты по моделированию вынужденной синхронизации микроволновой автогенерации в рамках макроспиновой модели. На рис. 3 приведена бифуркационная диаграмма синхронизации автоколебаний, рассчитанная в тех же параметрах, как в работе [9]. В отличие от интегрируемой модели, рассмотренной в [9], в модель была введена плоскостная анизотропия, которая изменяет вид бифуркационной диаграммы автоколебаний в области малых токов, когда автоколебания носят пороговый характер. В случае аксиальной симметрии пороговые токи отсутствуют. Вдали от порогов генерации малая плоскостная анизотропия слабо влияет на область вынужденной синхронизации. Сравнение бифуркационных диаграмм представлено на рис. 3.



а *б*

Рис. 3. Бифуркационные диаграммы: *а* – представленная в статье [9]; *б* – диаграмма, полученная с учетом поля анизотропии

Для получения наилучших условий синхронизации точечных автогенераторов на общей волноведущей магнитной платформе необходимо согласование спектра магнитостатических волн в волноводной структуре с областью частот автогенерации.

1. *Houssmeddine D.* Spin-torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer / D. Houssmeddine, U. Ebels, B. Delaet et al. // Nature materials. doi:10.1038/nmat1905 (2007).

2. *Yamada K.* Electrical switching of vortex core in a magnetic disk / Keisuke Yamada, Shinya Kasai et al. // Nature Materials, 6, 270–273 (2007).

3. *Bisig* A. Tunable steady-state domain wall oscillator with perpendicular magnetic Anisotropy / A. Bisig, L. Heyne, O. Boulle, and M. Klaui // Applied Physics Letters, 16, 162504 (2009).

4. *Bonin B.* Analytical treatment of synchronization of spin-torque oscillators by microwave magnetic fields / B. Bonin, G. Bertotti, C. Serpico et al. // Eur. Phys. J. B, 68, 221–2331 (2009).

5. *Мишагин К.Г.* Синхронизация спинового наногенератора с использованием цепи фазовой автоподстройки / К.Г. Мишагин, В.Д. Шалфеев // Письма ЖЭТФ, 36, 51–57 (2010).

6. *Slavin A.N.* Theory of mutual phase locking of spin-torque nanosized oscillators / A.N. Slavin, V.S. Tiberkevich // Phys. Rev. B, 74, 104401 (2006).

7. *Mancoff F.B.* Phase-locking in double-point-contact spin-transfer Devices / F.B. Mancoff, N.D. Rizzo, B.N. Engel et al. // Nature (London), 437, 393–398 (2005).

8. *Slonczewski J.C.* Current-driven excitation of magnetic multilayers // J. Magn. Magn. Mater. 159, L1 (1996)

9. *Bonin R.* Analytical treatment of synchronization of spin-torque oscillators by microwave magnetic fields / R. Bonin, G. Bertotti, C. Serpico, I.D. Mayergoyz, and M. d'Aquino // Eur. Phys. J. B, 68, 221–231 (2009).

Компьютерное моделирование фрустрированных состояний в массивах анизотропных ферромагнитных наночастиц на двумерной треугольной решетке

В.Л. Миронов, О.Л. Ермолаева, Е.В. Скороходов, И.М. Нефедов, И.Р. Каретникова

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н.Новгород, ГСП-105.
e-mail: mironov@ipm.sci-nnov.ru

Настоящая работа посвящена исследованиям закономерностей магнитостатического взаимодействия в системе анизотропных однодоменных ферромагнитных наночастиц, упорядоченных в двумерную решетку. В научной литературе такие системы получили название искусственного спинового льда (″artificial spin ice″) [1-6].

В нашей работе исследовалась система сильно вытянутых (аспектное соотношение 1:2) эллиптических нанодисков, упорядоченных в плотноупакованную треугольную решетку (рис. 1). Микромагнитное моделирование распределений намагниченности в системе проводилось с помощью стандартного пакета ″OOMMF″, а также с помощью разработанного в ИФМ РАН пакета ″SIMMAG″. Анализировались пространственные конфигурации магнитных моментов частиц, и на их основе исследовались гистограммы распределения различных состояний в узлах решетки в зависимости от степени магнитостатического взаимодействия частиц в массиве. Кроме того, поведение данной системы моделировалось методом Монте-Карло (алгоритм Метрополиса). Определялись энергетический спектр системы частиц, частота реализации состояний с различной энергией и распределение намагниченности в системе при различных температурах и величине взаимодействия между частицами.

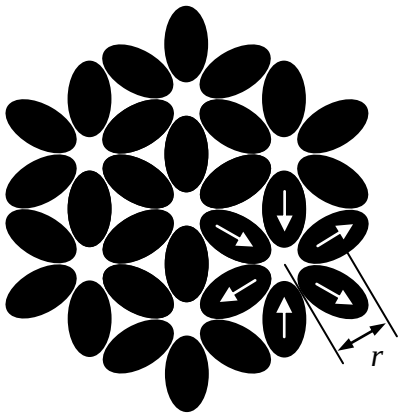


Рис. 1. Схематическое изображение участка массива эллиптических наночастиц, упорядоченных в плотноупакованную треугольную решетку

В узлах треугольной решетки могут наблюдаться 8 пространственных конфигураций магнитных моментов (см. рис. 2), различающихся эффективным магнитным зарядом на узле ***q***, эффективным магнитным моментом на узле ***m***, плотностью магнитостатической энергии ***w*** и геометрической вероятностью их реализации при случайных начальных условиях (число способов реализации ***v*** каждого из состояний приведено на рис. 2).

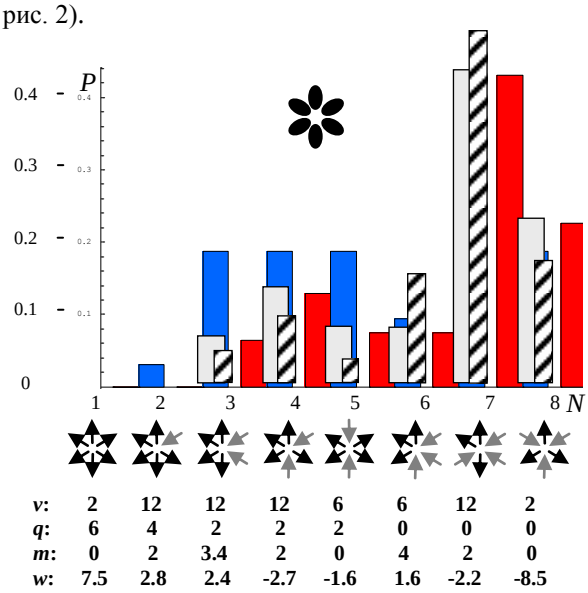


Рис. 2. Гистограммы распределения вероятности реализации различных состояний на уединенном узле решетки. Черным цветом показана геометрическая вероятность реализации состояний. Серым цветом – распределение, полученное микромагнитным моделированием массива из шести взаимодействующих частиц. Штриховкой выделено распределение по состояниям, рассчитанное методом Монте-Карло

Средняя магнитостатическая энергия на узле решетки W оценивалась в приближении точечных диполей:

$$W = \sum_{i \neq j} \left\{ \frac{\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3\ \vec{m}_i \cdot \vec{r}_{ij}\quad \vec{m}_j \cdot \vec{r}_{ij}}{r_{ij}^5} \right\},$$

где $\vec{m}_i$ – средний магнитный момент i-й частицы. Значения средней нормированной энергии на узле

$$\boldsymbol{w} = W / W_0,$$

(где $W_0 = m^2 / r^3$) для различных состояний приведены на рис. 2.

Проведенные исследования показали, что с увеличением магнитостатического взаимодействия (при уменьшении расстояний между частицами) в системе начинают преобладать состояния, характеризующиеся отрицательной энергией магнитостатического взаимодействия (см. рис. 2).

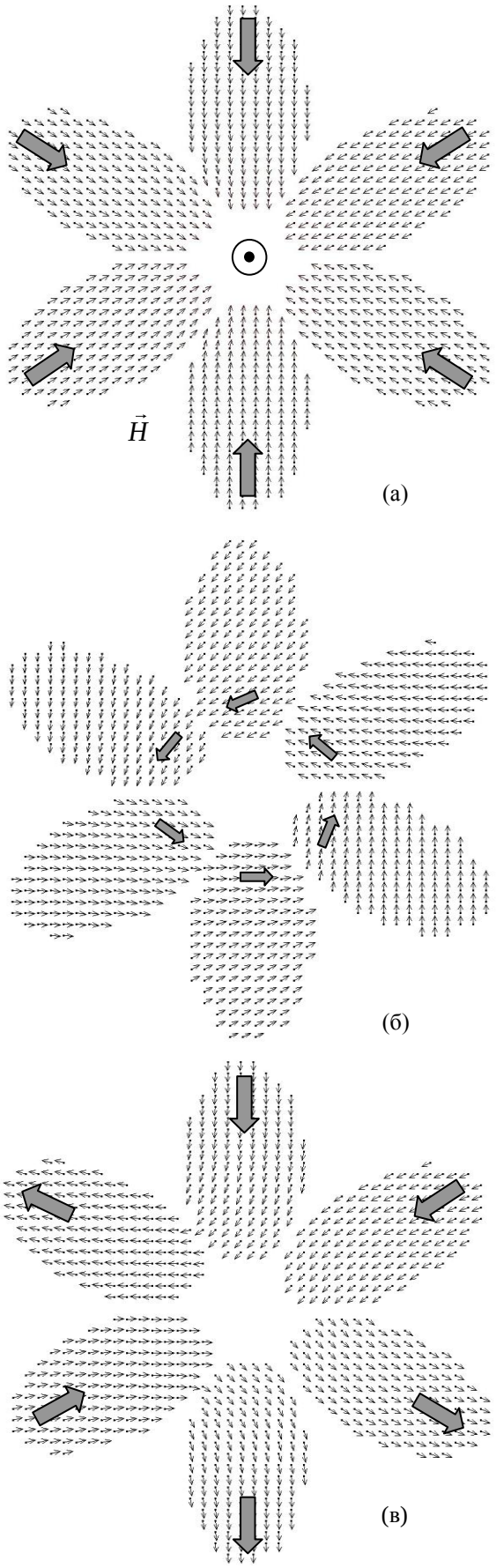


Рис. 3. Последовательные стадии перехода системы из высокоэнергетического состояния (6-in) в состояние (3-in-3-out) с низкой энергией. Положение диполя показано на рис. 3, *а* кружком с точкой

С помощью модифицированного пакета ″SIMMAG″ нами были изучены особенности процессов релаксации высокоэнергетичных конфигураций намагниченности в низкоэнергетичные состояния. С этой целью, в частности, было проведено микромагнитное моделирование процесса перестройки состояния № 1 (6-in), создаваемого локальным возмущением массива частиц внешним полем точечного магнитного диполя. Начальное распределение намагниченности в системе шести частиц в поле диполя приведено на рис. 3, *а*. После выключения внешнего поля система сначала переходит в квазивихревое состояние (рис. 3, *б*). При этом максимальное магнитостатическое взаимодействие наблюдается между концами частиц, расположенными вблизи узла решетки. Затем некоторые из частиц изменяют направление своего среднего момента, и система переходит в более энергетически выгодное состояние. В частности, на рис. 3, *в* приведено конечное релаксированное состояние № 7 (3-in-3-out).

Вероятность формирования того или иного состояния в конкретном узле массива взаимодействующих частиц определяется кинетикой процесса релаксации и существенно зависит от конфигурации магнитных моментов частиц на окружающих узлах. Соответствующие гистограммы распределения вероятности реализации состояний приведены на рис. 4.

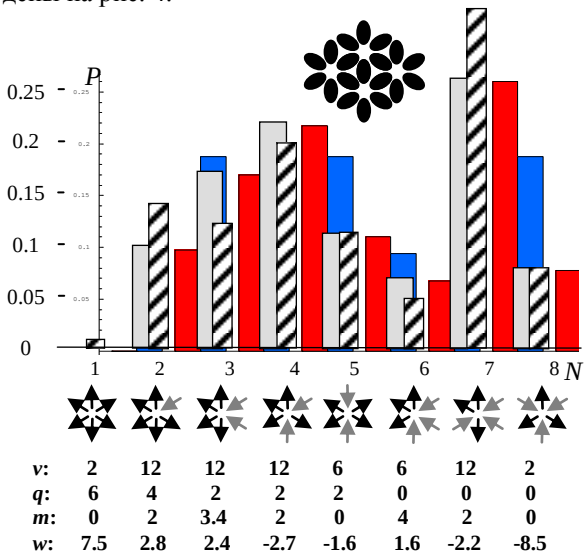


Рис. 4. Гистограммы распределения вероятности реализации различных состояний в массиве взаимодействующих частиц

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 11-02-00434-а).

1. *R.F.Wan, et al.* // Nature, **439**, 303 (2006).
2. *C.Nisoli et al.* // Phys. Rev. Lett., **98**, 217203 (2007).
3. *A.Westphalen et al.* // Phys. Rev. B, **77**, 174407 (2008).
4. *E. Mengotti et al.* // Phys. Rev. B, **78**, 144402 (2008).
5. *A. Schumann et al.* // Appl. Phys. Lett., **97**, 022509 (2010).
6. *E. Mengotti et al.* // J. Appl. Phys., **105**, 113113 (2009).

Генерация электрического тока спиновой волной в объёмном ферромагнетике

К.Р. Мухаматчин[1], И.Д. Токман[2], А.А. Фраерман[2]

[1] Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород.
[2] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

Проводящие магнетики, в которых реализуется достаточно сильное *s-d* обменное взаимодействие, – это объекты, где взаимовлияние их электронных и магнитных свойств проявляется в виде весьма «ярких» эффектов. Так, эффекты, мы обозначим их как прямые эффекты (DE), позволяющие с помощью тока манипулировать намагниченностью проводящего магнетика, привлекают пристальное внимание с середины девяностых годов по настоящее время [1–7]. Не менее интересны и «привлекательны» и обратные эффекты (IE), состоящие в том, что в проводящих магнетиках генерируется ток (напряжение) в результате изменения во времени неоднородной намагниченности магнетика [8–15]. На возможность таких обратных эффектов впервые обратил внимание Berger [16]. Как широко известно, в основе трактовки обоих эффектов лежит концепция "spin-transfer torque" (STT), предложенная независимо Slonszewski [1] и Berger [3].

Теоретические модели, описывающие эксперименты (как DE, так и IE) и использующие концепцию STT, содержат различные приближения и ограничения, обусловленные конкретными "схемами" соответствующих экспериментов. Одной из причин этого (в частности, при описании IE, даже при упрощающих допущениях о пренебрежении диссипативными процессами) является невозможность получения точного решения временного уравнения Шрёдингера, описывающего поведение электрона в *s-d* обменном поле.

Однако в ряде частных случаев точное решение соответствующего уравнения Шрёдингера можно получить и тем самым, в меру этого обстоятельства, учесть STT исходя из первых принципов. Так, легко находится решение временного уравнения Шрёдингера, описывающего электрон в обменном *s-d*-поле когерентной спиновой волны (CSW), распространяющейся в "объёмном" магнетике. Настоящая работа, существенным образом использующая возможность нахождения такого точного решения уравнения Шрёдингера, посвящена рассмотрению одного из вариантов IE, соответствующего, этому случаю – эффекта генерации электрического тока в объёмном ферромагнетике с помощью CSW, введённой в магнетик извне.

Одноэлектронный гамильтониан для электронов проводимости, с учётом их *s-d* обменного взаимодействия с CSW, имеет вид

$$\hat{H}(t) = -\frac{\hbar^2}{2m_e}\Delta + \frac{S_\perp A}{2}\{(\hat{\sigma}_x - i\hat{\sigma}_y)\exp[-i(qz-\omega t)] + (\hat{\sigma}_x + i\hat{\sigma}_y)\exp[i(qz-\omega t)]\} + S_\parallel A\hat{\sigma}_z. \quad (1)$$

Здесь $2A$ – величина обменного *s-d*-расщепления зоны проводимости, для определённости положим $A>0$, $S_\perp^2 + S_\parallel^2 = 1$, $\hat{\sigma}_{x,y,z}$ – матрицы Паули, m_e – эффективная масса электрона проводимости, $\omega>0$ – частота CSW, $\vec{q}$ – волновой вектор CSW.

Легко видеть, что

$$[(\hat{p}_z - \frac{1}{2}q\hbar\hat{\sigma}_z), \hat{H}(t)] = 0, \quad (2)$$

где $\hat{p}_z$ – оператор проекции импульса на ось *oz*, квадратные скобки здесь и ниже обозначают коммутатор. Тем самым оператору $\hat{\mathbf{P}} \equiv \hat{p}_z - \frac{1}{2}q\hbar\hat{\sigma}_z$ соответствует сохраняющаяся величина; заметим, что впервые (в случае не зависящего от времени гамильтониана, но с симметрией, подобной симметрии гамильтониана (1)) на это обстоятельство обратил внимание Calvo [20]. Очевидно, что существование сохраняющейся величины, соответствующей оператору $\hat{\mathbf{P}}$, означает наличие некоего эффективного взаимодействия между поступательными и спиновыми степенями свободы.

В качестве базисных функций выберем волновые функции в отсутствие спиновой волны, т. е. когда $S_\perp = 0$, $S_\parallel = 1$:

$$\psi_{\vec{k}\downarrow} = V^{-1/2}\begin{bmatrix}0\\-1\end{bmatrix}\exp(i\vec{k}\vec{r});$$

$$\psi_{\vec{k}\uparrow} = V^{-1/2}\begin{bmatrix}1\\0\end{bmatrix}\exp(i\vec{k}\vec{r}). \quad (3)$$

Стрелки $\uparrow$, $\downarrow$ соответствуют положительной и отрицательной проекции спина электрона на направление спонтанной намагниченности FMS, V – нормировочный объём.

Имея в виду решение многоэлектронной задачи, введём стандартным образом операторы рождения и уничтожения (в гайзенберговском представлении), соответствующие состояниям (3): $\hat{a}^+_{\vec{k}\uparrow,\downarrow}(t)$ и $\hat{a}_{\vec{k}\uparrow,\downarrow}(t)$. Тогда гамильтониан многоэлектронной системы будет иметь вид

$$\hat{\mathcal{H}}(t) = \sum_{\vec{k}_1,\vec{k}_2}[\varepsilon_{\vec{k}_1} + (S_\parallel A)]\hat{n}_{\vec{k}_1\uparrow}(t) + [\varepsilon_{\vec{k}_1} - (S_\parallel A)]\hat{n}_{k_1\downarrow}(t) - (S_\perp A)e^{-iwt}\hat{S}^+_{\vec{k}_1\uparrow,\vec{k}_2\downarrow}(t) - (S_\perp A)e^{iwt}\hat{S}_{\vec{k}_2\downarrow,\vec{k}_1\uparrow}(t). \quad (4)$$

Уравнения движения для статистических средних от операторов

$$\hat{n}_{k\uparrow,\downarrow}(t) \equiv \hat{a}^+_{k\uparrow,\downarrow}(t)\hat{a}_{k\uparrow,\downarrow}(t),$$

$$\hat{S}_{\vec{k}_2\downarrow;\vec{k}_1\uparrow}(t) \equiv \hat{a}^+_{\vec{k}_2\downarrow}(t)\hat{a}_{\vec{k}_1\uparrow}(t)\delta_{\vec{k}_1-\vec{q};\vec{k}_2},$$

$$\hat{S}^+_{\vec{k}_1\uparrow;\vec{k}_2\downarrow}(t) \equiv \hat{a}^+_{\vec{k}_1\uparrow}(t)\hat{a}_{\vec{k}_2\downarrow}(t)\delta_{\vec{k}_1-\vec{q};\vec{k}_2}$$

с учётом релаксационных процессов записываются как:

$$\frac{\partial < \hat{n}_{\vec{k}\uparrow,\downarrow}(t) >}{\partial t} = i\hbar^{-1} < [\hat{\mathcal{H}}(t), \hat{n}_{\vec{k}\uparrow,\downarrow}(t)\,] > +$$
$$+ I^{rel} \left\{ \hat{n}_{\vec{k}\uparrow,\downarrow}(t) \right\} >$$
$$\frac{\partial < \hat{S}_{\vec{k}_2\downarrow;\vec{k}_1\uparrow}(t) >}{\partial t} = i\hbar^{-1} < [\hat{\mathcal{H}}(t), \hat{S}_{\vec{k}_2\downarrow;\vec{k}_1\uparrow}(t)\,] > +$$
$$+ I^{rel} \left\{ \hat{S}_{\vec{k}_2\downarrow;\vec{k}_1\uparrow}(t) \right\} >$$
$$\frac{\partial < \hat{S}^{+}_{\vec{k}_1\uparrow;\vec{k}_2\downarrow}(t) >}{\partial t} = i\hbar^{-1} < [\hat{\mathcal{H}}(t), \hat{S}^{+}_{\vec{k}_1\uparrow;\vec{k}_2\downarrow}(t)\,] > + \qquad (5)$$
$$+ I^{rel} \left\{ \hat{S}^{+}_{\vec{k}_1\uparrow;\vec{k}_2\downarrow}(t) \right\} > \ .$$

Квадратные скобки в (5) обозначают коммутаторы, а последние члены в (5) обозначают релаксационные члены. Описывая релаксационные процессы, будем полагать, что в каждый момент времени t система электронов стремится релаксировать к термодинамически равновесному состоянию. Причём это состояние соответствует мгновенному распределению намагниченности в CSW. Здесь заметим, что аналогичный подход, описывающий релаксационные процессы (когда система стремится релаксировать к равновесному состоянию, соответствующему мгновенной конфигурации внешних полей), используется (см., например, [20, 21]) при рассмотрении ряда задач магнитного резонанса.

Все релаксационные процессы будем характеризовать единым временем τ. Нас интересует решение системы (5) на масштабах времени $t>>\tau$, когда все переходные процессы успеют затухнуть. Кроме того, будем считать, что в начальный момент времени спины всех электронов были поляризованы по намагниченности.

Если принять упрощающие предположения:

$\tau>>\hbar/(2A)$,

$$\hbar\omega\,,\ \frac{\hbar^2 k_z q}{m_e} << 2A,$$

то формула для тока примет простой вид:

$$j_z \gg -\frac{|e|q\omega\hbar^2}{4m_e}\frac{S_\perp^2 n}{A}. \qquad (6)$$

Здесь n – концентрация электронов.

Выражение (6) имеет смысл переписать, используя выражение для плотности потока энергии CSW:

$$P_z \rhd \left(\frac{2\mu_B k_B^2 T_c^2 S_\perp^2}{a^2 M_0 \hbar} \right) q^3. \qquad (7)$$

Тогда формула для плотности тока принимает компактный вид:

$$j_z \rhd -\left(\frac{|e|\hbar^2 na}{4m_e k_B T_c A} \right) P_z.$$

1. *L. Berger*, Phys. Rev. B. **54**, 9353 (1996).

2. *J. Xiao, A. Zangwill, and M. D. Stiles*, Phys. Rev. B **73**, 054428 (2006).

3. *J. C. Slonczewski*, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).

4. *G. Tatara, H. Kohno, J. Shibata*, Phys. Rep. **468**, 213 (2008).

5. *Y. Tserkovnyak et al.*, Rev. Mod. Phys., **77**, 1375 (2005).

6. *O. Wassely, Björn Skubic, and Laps Nordström*, Phys. Rev. Lett, **96**, 256601 (2006).

7. *C. T. Boone and I. N. Krivorotov*, Phys. Rev. Lett, **104**, 167205 (2010).

8. *S. E. Barnes, S. Maekawa*, Phys. Rev. Lett. **98**, 246601 (2007).

9. *R. A. Duine*, Phys. Rev. B **77**, 014409 (2008).

10. *R. A. Duine*, Phys. Rev. B **79**, 014407 (2009).

11. *W. M. Saslow*, Phys. Rev. B **76**, 184434 (2007).

12. *Y. Tserkovnyak and M. Mecklenburg*, Phys. Rev. B **77**, 134407 (2008).

13. *S. K. Kudtarkar, R. Dhadwal*, J. Magn. Magn. Mater. 322, 2287 (2010).

14. *S. A. Yang, D. Xiao, Q. Niu*, arXiv/cond-mat/0709.1117v2.

15. *S. A. Yang, G. S. D. Beach, C. Knutson, D. Xiao, M. Tsoi, and J. L. Erskine*, Phys. Rev. Lett. **102**, 067201 (2009).

16. *L. Berger*, Phys. Rev. B. **33**, 1572 (1986).

17. *С. В. Вонсовский* Магнетизм. М. : Наука, 1971.

18. *Э. Л. Нагаев* Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979.

19. *Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский* Статистическая физика. Часть 2. М. : Наука,1978.

20. *A. Abragam*, The Principles of Nuclear Magnetism (Oxford, ClarendonPress) 1961.

21. *L. D. Landau, E. M. Lifshitz*, Phys. Zs. Sow **8**, 153, 1935.

Магнитооптические эффекты в наноструктурированных ферромагнетиках

В.В. Курин, И.В. Пименов

Институт микрофизики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: kurin@ipm.sci-nnov.ru

В работе с помощью теории многократного рассеяния аналитически исследованы магнитооптические эффекты в периодической решетке ферромагнитных цилиндров. Показано, что резонансное возбуждение квазисобственных волн решетки приводит к значительному усилению магнитооптических эффектов в наноструктурированных ферромагнетиках по сравнению со случаем гладких пленок.

Магнитооптические эффекты (МО), заключающиеся во вращении плоскости поляризации света при взаимодействии с магнитным материалом, представляют большой интерес для приложений оптоэлектроники [1], диагностики состояния магнитных материалов и практически используются для записи информации.

Актуальное направление в исследовании и практическом применении МО-эффектов – создание магнитных наноструктур, оптические свойства которых определяются электродинамическими резонансами. Ярким примером влияния наноструктурирования на оптические свойства материала является эффект экстраординарного прохождения света (ЭПС) через периодическую решетку субволновых отверстий в пленке [2]. Одним из возможных объяснений эффекта ЭПС является резонансное возбуждение квазисобственных мод периодической структуры. Резонансы такого типа известны как аномалии Вуда [3].

Недавние эксперименты по наблюдению эффекта Керра в перфорированных пленках кобальта продемонстрировали резонансное поведение угла вращения плоскости поляризации [4]. Большая величина эффекта, до 1 градуса, не может быть описана в рамках простой теории [5], учитывающей резонансное возбуждение плазменных волн на отдельных неоднородностях. Численные расчеты для периодических наноструктур ферромагнетик – диэлектрик, с учетом эффектов многократного рассеяния, показывают резонансное усиление МО-эффектов в окрестностях частот, соответствующих аномалиям Вуда [6], но не описывают форму резонанса и не дают зависимости от параметров решетки, и поэтому возникает необходимость в аналитической модели.

В данной работе мы исследуем простую модель, допускающую аналитическое решение, усиления МО-эффектов в наноструктурированных материалах за счет эффектов многократного рассеяния.

Рассмотрим задачу о взаимодействии плоской электромагнитной волны

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_i \exp\ i\mathbf{k}_i\mathbf{r} - i\omega t\ ,\ \left|\mathbf{k}_i\right| = k_0 = \frac{\omega}{c}$$

с решеткой параллельных ферромагнитных цилиндров радиуса a, расположенных на расстоянии L друга от друга вдоль оси y, и с образующими, направленными вдоль оси z (рис. 1).

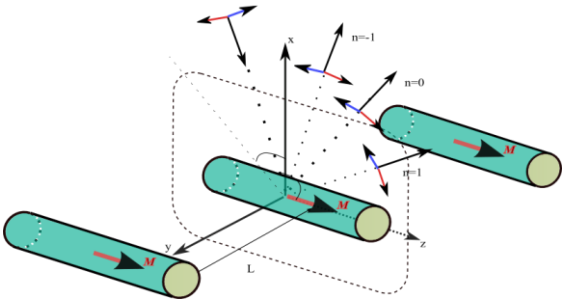


Рис. 1. Геометрия задачи

В силу периодичности системы электромагнитное поле рассеянной волны в дальней зоне состоит из конечного числа распространяющихся плоских волн

$$\mathbf{E}_{sc} = \sum_n \mathbf{E}_n \mathrm{e}^{i\left(\sqrt{k_\perp^2 - k_{y,n}^2}x + k_{y,n}y + k_z z\right)},\ x > 0$$

с волновыми векторами $\mathbf{k}_n = \sqrt{k_\perp^2 - k_{y,n}^2}, k_{y,n}, k_{z,i}$,

где $k_{y,n} = k_{y,i} - 2\pi n L^{-1}$ и $k_\perp = \sqrt{k^2 - k_z^2} > k_{y,n}$.

Для волны, рассеянной в n-й дифракционный канал, угол ориентации эллипса поляризации

$$\theta = \frac{1}{2}\arctan\frac{2\,\mathrm{Re}\ \xi}{1 - \left|\xi\right|^2}$$

и эллиптичности

$$\eta = \frac{1}{2}\arcsin\frac{2\,\mathrm{Im}\ \xi}{1 - \left|\xi\right|^2}$$

выражаются через отношение $\xi = E_{n,p}/E_{n,s}$, где $E_{n,s}, E_{n,p}$ – проекции $\mathbf{E}_n$ на базисные вектора $\mathbf{s}_n = \mathbf{k}_n \times \mathbf{x}_0 \,/\left|\, \mathbf{k}_n \times \mathbf{x}_0 \,\right|, \mathbf{p}_n = \mathbf{s}_n \times \mathbf{k}_n \,/\left|\, \mathbf{s}_n \times \mathbf{k}_n \,\right|$.

Далее кратко опишем процедуру нахождения амплитуд пространственных гармоник $\mathbf{E}_n$.

Рассмотрим некоторый j-й цилиндр, для которого введем систему координат ρ_j, φ_j, z . Угол между проекцией волнового вектора падающей волны на плоскость xy и осью x обозначим χ. В качестве независимых компонент уравнений Максвелла выберем E_z- и H_z-компоненты. Внутри ферромагнитных цилиндров полное поле есть суперпозиция обыкновенной и необыкновенных волн.

$$\begin{pmatrix} H_z \\ E_z \end{pmatrix} = e^{ik_z z} \sum_{\mathrm{m}} i^m e^{im\varphi_j} \left\{ F^1_{j,m} \begin{pmatrix} 1 \\ E_1 \end{pmatrix} J_m \ \ k_0 q_1 \rho_{\mathrm{j}} \ + \right.$$

$$\left. + F^2_{j,m} \begin{pmatrix} 1 \\ E_2 \end{pmatrix} J_m \ \ k_0 q_2 \rho_j \right\},$$

где $J_m(z)$ – функции Бесселя, $q_{1,2}$ – безразмерные поперечные компоненты волновых векторов, обыкновенной и необыкновенной волн в ферромагнетике, $(1 E_{1,2})$ – соответствующие собственные вектора. Вне цилиндров полное поле есть сумма падающей плоской волны и поля рассеянного всеми цилиндрами:

$$\begin{pmatrix} H_z \\ E_z \end{pmatrix} = e^{ik_z z} \sum_{m,j} i^m e^{im\phi_j} \left\{ \begin{pmatrix} H_0 \\ E_0 \end{pmatrix} J_m \ \ k_0 q \rho_j \ \ e^{-im\chi} + \right.$$

$$\left. + \begin{pmatrix} D^{j,H}_m \\ D^{j,E}_m \end{pmatrix} H^1_m \ \ k_0 q \rho_j \right\},$$

$D^{j,\ E,H}_m$ – мультипольные коэффициенты, характеризующие рассеянные поля снаружи, $H^1_m \ z$ – функция Ханкеля первого рода, описывающая расходящуюся волну. Постоянные E_0, H_0 определяют z-компоненты электрического и магнитного поля в падающей волне.

Процедура нахождения коэффициентов $D^{E,H}_{j,m}$ приведена в [7] и сводится к решению бесконечной системы линейных уравнений для фурье-компонент мультипольных коэффициентов $D^{E,H}_m = \sum_j D^{E,H}_{j,m} e^{-iqLj}$. Система для $\vec{D} = D^E_m; D^H_m$ имеет вид

$$\hat{S}_0^{-1} - \hat{\Gamma} \ \vec{D} = \vec{R},$$

где $\vec{R} = E_0 e^{im\chi}; H_0 e^{im\chi}$, $m = 0, \pm 1, \pm 2 \ldots$ Матрица $\hat{S}_0^{-1}$ описывает рассеяние на одном ферромагнитном цилиндре. Матрица $\hat{\Gamma}$ описывает перенормировку падающей волны из-за переотражений в решетке. Элементы матрицы $\hat{\Gamma}$ – фурье-преобразования от факторов перенормировки

$$G_m \ k_0 q, \sin\chi \ = \sum_{j>0} H^1_m \ k_0 q L j \ \times$$

$$\times \ \exp \ -ik_0 q L j \sin\chi \ + \ -1 \ ^m \exp \ ik_0 q L j \sin\chi$$

Подобные суммы хорошо известны в теории дифракции. В соответствии с формулами из [8] величины $G_m \ k_0 q, \sin\chi$ имеют корневые особенности как функции частоты вблизи углов и частот, соответствующих открытию дифракционных каналов.

Для анализа поляризационных характеристик рассеянного поля перейдем от разложения по цилиндрическим функциям к представлению в виде суммы плоских волн. Вычисляя фурье-преобразование от рассеянного поля, получим выражение для амплитуд пространственных гармоник, отраженных ($x > 0$) в n-й дифракционный канал через мультипольные коэффициенты:

$$E_{z,n}, H_{z,n} \ = \frac{2}{L\gamma_n} \sum_m i^m \ \ D^E_m, D^H_m \ \left[\frac{k_{y,n} + i\gamma_n}{k_0 q} \right]^m .$$

В случае если радиус цилиндров мал по сравнению с длиной волны, основной вклад в амплитуды будет связан с монопольными и дипольными коэффициентами, которые могут быть аналитически найдены, если в системе для мультипольных коэффициентов пренебречь коэффициентами с $|m| > 1$.

Зная $E_{z,n}$ и $H_{z,n}$, с помощью уравнений Максвелла легко получить $E_{n,s}, E_{n,p}$ и вычислить величину керровского вращения и эллиптичности. На рис. 2 приведена зависимость величин θ и η в зависимости от частоты для зеркально отраженной волны в геометрии меридионального эффекта Керра $\chi = 0$. Электрическое поле в падающей волне лежит в плоскости падения xz .

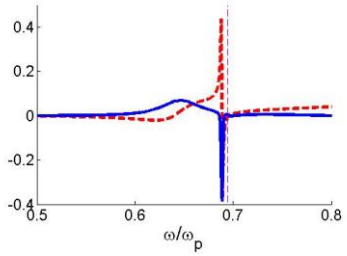


Рис. 2. Угол керровского вращения (сплошная линия) и эллиптичности (пунктирная) в зависимости от частоты падающего излучения для цилиндров радиуса $a = 25$ нм, период решетки $L = 500$ нм

На графике видно резонансное усиление керровского вращения и эллиптичности в окрестности частот соответствующих открытию –1 дифракционного канала (вертикальная линия). Причиной усиления является резонансное возбуждение квазисобственных (вытекающих) волн решетки. Резонансы такого типа известны как аномалии Вуда.

Таким образом, в докладе предложена простая модель и проведено аналитическое описание усиления магнитооптических (МО) эффектов в наноструктурированных ферромагнитных материалах за счет эффектов многократного рассеяния.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 09-02-01358-а, 09-02-00863-а.

1. *Horst Dötsch, Norbert Bahlmann, Oleksandr Zhuromskyy, Manfred Hammer, Ludger Wilkens, Reinald Gerhardt, Peter Hertel, and Anatoly F. Popkov* // JOSA B, Vol. 22, Issue 1, pp. 240-253 (2005).

2. *T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F . Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff*, Nature (London) 391, 667 (1998).

3 *R. W. Wood*, Philos. Mag. 4, 396 (1902) ; Phys. Rev. 48, 928–936 (1935)

4. *G. Gittis, E. Papaioannou, P. Patoka, J. Gutek, P. Fumagalli, M. Giersig*, Nano Letters, 9, 1 (2009).

5. *A. Zharov, V. Kurin*, J. Appl. Phys. 102, 123514 (2007).

6. *V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, and A.K. Zvezdin*, Phys. Rev. Lett. 98, 077401 (2007).

7. *V. Twersky*, J. Appl. Phys., 23, 10 (1952).

8. *N. A. Nicorovici, R. C. McPhedran*, Phys. Rev. E 50, 3143 (1999).

Магнитные фазовые переходы в $LaCoO_3$

В.В. Платонов[1,2], Ю.Б. Кудасов[1,2], В.Д. Селемир[1,2], О.М. Таценко[2]

[1] Саровский физико-технический институт – НИЯУ-МИФИ, ул. Духова, 6, Саров, Нижегородская обл.
[2] Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская обл.
e-mail: platonovv@yahoo.com

В докладе представлены результаты исследования магнитных фазовых переходов в соединении $LaCoO_3$ в сверхсильном магнитном поле. Это соединение является базовым представителем кобальтитов редкоземельных металлов, в котором еще в 60-х годах было обнаружено необычное поведение магнитной подсистемы [1]. На температурной кривой намагниченности наблюдалось два широких максимума в области 100 и 500 К, причем второй переход сопровождался переходом образца в проводящее состояние, а при понижении температуры происходили структурные изменения кристаллической решетки (см. обзор [2]).

Природа этих переходов до сих пор неясна. Надежно можно утверждать, что при низкой температуре $LaCoO_3$ является немагнитным диэлектриком, в котором ионы кобальта Co^{3+} находятся в низкоспиновом состоянии (LS) ($S = 0$), а при температуре выше 500 ÷ 800 К Co^{3+} переходит в проводящее высокоспиновое состояние (HS) ($S = 2$). В диапазоне температур от 100 до 500 К состояние магнитной подсистемы не определено. Первоначально предполагалось, что ионы Co^{3+} непосредственно переходят из LS в HS [1]. В дальнейшем Коротин с соавторами [3] показал, что энергетически более выгодным может быть промежуточное состояние (IS), в котором Co^{3+} имеет спин $S = 1$, а магнитный переход проходит в три стадии LS $\rightarrow$ IS $\rightarrow$ HS. Существуют модели, в которых наблюдаемые особенности объясняются расслоением фаз, флуктуациями зарядовой плотности, орбитальным упорядочением и т.д. Многочисленные экспериментальные исследования, не могут однозначно подтвердить или опровергнуть существования промежуточного состояния или прямого перехода из LS в HS-состояние.

В данной работе представлены результаты измерения намагниченности $LaCoO_3$ в сверхсильных магнитных полях, достигающих 500 Тл. Однородность фазового состояния контролировалась методом рентгеновского анализа. Для уменьшения нагрева в импульсном магнитном поле образцы размером 1 × 1 × 4 мм собирались из небольших монокристаллов с ориентацией оси *c* вдоль поля. Сверхсильные магнитные поля создавались в магнитокумулятивном генераторе МК-1 [4] взрывным сжатием магнитного потока. Измерения магнитной восприимчивости проводились индукционным методом. Хорошо скомпенсированные катушки, в одной из которых находился образец, помещались в гелиевый проточный криостат и находились непосредственно в жидком гелии.

Данная методика успешно применялась для измерения скачков магнитного момента или магнитных переходов, происходящих в узком диапазоне магнитных полей [5]. В этом случае можно не только определять поля перехода, но и с хорошей точностью величину магнитного момента.

Основной проблемой при использовании компенсационных катушек в МК-генераторе является точность их компенсации. Регистрируемый сигнал с компенсационной катушки пропорционален производной магнитного момента по времени $V(H) \propto dM/dt+KdH/dt$, где H – напряженность магнитного поля, M – магнитный момент, K – коэффициент раскомпенсации. Производная магнитного поля в МК-генераторе на конечной стадии сжатия достигает 10^9 Тл/с, поэтому K не должен превышать 0,1%. Достичь данной точности при изготовлении компенсационных катушек не всегда удается, а от электронной компенсации мы сознательно отказались, так как электронные схемы в одноразовых экспериментах могут вносить непредсказуемые ошибки.

На рис.1 и 2 представлены сигналы с осциллографов и вычисленная зависимость намагниченности от магнитного поля. Коэффициент раскомпенсации определялся из равенства сигналов в области малых магнитных полей, когда образец находится в немагнитном состоянии. Магнитный момент заметно начинает нарастать в поле, превышающем 50 Тл. В точке *B* он достигает величины ≈ 0,4 μ_B ион Co, после чего скорость существенно увеличивается. В поле ≈ 140 Тл намагниченность выходит на локальное плато, где величина $M \approx 1{,}3 \div 1{,}5\ \mu_B$. Рост магнитного момента возобновляется в поле > 200 Тл, в точке *E* наблюдается перегиб, а в поле ≈ 500 Тл намагниченность достигает насыщения, при котором величина магнитного момента составляет ≈ 3,5 μ_B.

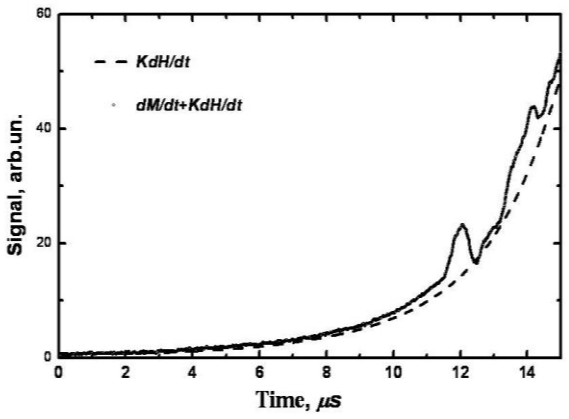


Рис. 1. Сигнал с индукционной катушки измерения производной магнитного поля и компенсационных катушек измерения производной магнитного момента с учетом коэффициента раскомпенсации

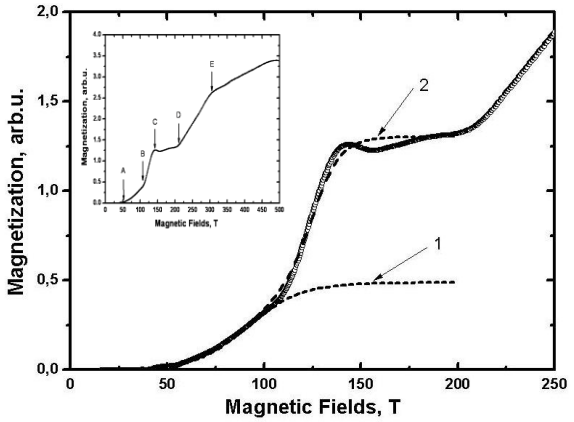


Рис. 2. Зависимость намагниченности $LaCoO_3$ от величины магнитного поля: *1* – зависимость *M(H)*, полученная в модели кроссовера верхнего триплетного и нижнего синглетного состояний ($\Delta \approx 140$ К, $l = 1$, $g = 3{,}35$, $T = 25$ К), *2* – рост концентрации ионов Co^{4+}

Сложный характер экспериментальной кривой *M(H)* дает основание предположить, что существует несколько вкладов в индуцированную намагниченность $LaCoO_3$, включающих локализованные и делокализованные состояния, изменение кристаллической структуры, зарядовой плотности и орбитального упорядочения. Одна из первоначальных гипотез возникновения магнитного момента в $LaCoO_3$ – термическое заселение высокоспинового состояния, отделенного величиной спиновой щели $\Delta_s = E(HS) - E(LS) \approx 100$ К. В магнитном поле это должно приводить к кроссоверу электронных состояний и индуцированию перехода из LS в HS-состояние в магнитном поле ~ 100 Тл. Эта модель удовлетворительно описывает экспериментальную зависимость магнитной восприимчивости в полях до 100 Тл с учетом того, что в данной работе рост *M(H)* происходит более плавно, чем в [6]. Это может быть связано с разностью в скорости нарастания магнитного поля, которое в МК-генераторе на три порядка короче.

Величина магнитного момента $\approx 0{,}4\ \mu_B$ (точка *B*), так же оказалась значительно меньше ожидаемой ($\approx 4\ \mu_B$), если считать, что ионы Co^{3+} переходят в HS-состояние. Следовательно, можно предположить, что только небольшая часть ионов Co^{3+} на границе новой фазы переходит в магнитное состояние. В этом случае ограничение скорости движения границ объясняет зависимость *M(H)* от скорости нарастания внешнего магнитного поля и наличие гистерезиса в парамагнитной фазе, наблюдаемого в работе [6].

В точке *B* наблюдается перегиб, при котором рост магнитного момента ускоряется. Это может быть связано с активацией нового механизма – флуктуационного переноса заряда между ионами $Co^{2+} – Co^{4+}$ и лиганда, что приводит к увеличению концентрации магнитных ионов кобальта Co^{4+}, вносящих существенный вклад в намагниченность. На рис. 2 (кривая *2*) представлена расчетная зависимость *M(H)*, полученная со следующими параметрами: энергия активации $E_a = 300$ К, $g = 2$, и $T = 4{,}2$ К.

При достижении поля 140 Тл кривая намагниченности выходит на плато с магнитным моментом $\approx 1{,}3 \div 1{,}5\ \mu_B$. Причиной такого поведения может быть появление антиферромагнитного упорядочения или возникновение вихревых индукционных токов в образце, которые экранируют внешнее магнитное поле. Второе объяснение маловероятно, поскольку для достижения наблюдаемого эффекта необходима проводимость значительно свыше 10^5 Ом$^{-1}$м$^{-1}$, тогда как при переходе $LaCoO_3$ в проводящее состояние при температурах более 800 К проводимость составляет всего 10^5 Ом$^{-1}$м$^{-1}$. Поэтому причиной отсутствия роста магнитного момента при увеличении приложенного поля может быть формирование антиферромагнитного порядка. На это указывает и характерное кюри-вейссовское поведение магнитной восприимчивости при $T > 100$ К [7]. Однако не исключено и ферромагнитное упорядочение, если магнитные моменты ионов кобальта будут лежать в плоскости *ab*. Причиной этого может быть спин-орбитальное упорядочение.

Если предположить, что плато связано с антиферромагнитным упорядочением, то его переориентация происходит в поле ≈ 220 Тл. Максимальный магнитный момент $\approx 3{,}5\ \mu_B$ достигается в полях более 500 Тл. Следует отметить, что в данных полях возможен переход $LaCoO_3$ в проводящее состояние, что должно приводит к диамагнитной экранировке образца вихревыми токами.

Работа выполнена при поддержке Агентства по атомной энергии РФ, РФФИ и ведомственной аналитической программы АВЦП-2009-2010.

1. *Raccah P.M., Goodeneough J.B.* First-order localized-electron collective-electron transition in $LaCoO_3$// Phys. Rev. 1967. V. 155. P. 932–943.

2. *Иванов Н.Б., Овчинников С.Г., Коршунов М.М., Еремин И.М., Казак Н.В.* Особенности спинового, зарядового и орбитального упорядочения в кобальтитах // УФН. 2009. Т. 179, вып. 8. С. 837–859.

3. *Korotin M.A., Ezhov S.Yu., Solovyev I.V., Anisimov V.I., Khomskii D.I. and Sawatzky G.A.* Intermediate-spin state and properties of $LaCoO_3$// Phys. Rev. 1996. V. B54, № 8. P. 5309–5316.

4. *Павловский А.И., Колокольчиков Н.П., Долотенко М.И., Быков А.И.* Соленоид начального магнитного поля взрывомагнитного генератора МК-1 // ПТЭ. 1979. Т. 5. С.195–197.

5. *Звездин А.К., Лубашевский И.А., Левитин Р.З., Платонов В.В., Таценко О.М.* Фазовые переходы в мегагауссных магнитных полях // УФН. 1998. Т. 168. вып. 10. С. 1143–1145.

6. *Sato K., Matsuo A., Kindo K., Kobayashi Y., Asai K.* Field ibduced spin-state transition in $LaCoO_3$// J. Phys Soc. Jap. 2009. V. 78, № 9. P. 093702–4.

7. *Овчинников С.Г., Орлов Ю.С., Некрасов И.А., Пчелкина З.В.* Электронная структура, магнитные свойства и механизм перехода диэлектрик – металл в $LaCoO_3$ с учетом сильных электронных корреляций // ЖЭТФ. 2011. Т. 139, вып. 1. С.162–174.

Транспортные свойства магнитных наногетероструктур на основе Fe/Si

М.С. Платунов[1,3], С.Н. Варнаков[1,3], С.Г. Овчинников[1,2,3], Н.В. Казак[1]

[1] Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск.
[2] Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск.
[3] Сибирский государственный аэрокосмический университет им. ак. М.Ф. Решетнева, пр. им. Газеты «Красноярский рабочий», 31, Красноярск.
e-mail: platunov@iph.krasn.ru

Разнообразие явлений, связанных со спин-поляризованным электронным транспортом в магнитных наногетероструктурах ферромагнитных металлов и немагнитных полупроводников, до сегодняшнего дня привлекает внимание учёных и инженеров, занимающихся поиском применений таких структур в современной электронике [1].

Эти наногетероструктуры обладают большим потенциалом, являясь перспективными материалами спинтроники, управление намагниченностью которых позволяет манипулировать направлением спина электрона. Мы исследовали транспортные и магнитотранспортные свойства наногетероструктуры типа p-Si/^{1}(SiO_2)/^{1}Fe/Si/^{2}(SiO_2)/^{2}Fe/Cu. Структура была сформирована с помощью установки МЛЭ в сверхвысоком вакууме путем последовательного осаждения тонких слоёв ^{1}Fe(146 Å), Si(100 Å), ^{2}Fe(81 Å), Cu(115 Å) на подложку Si *p*-типа с формированием природного слоя ^{1}(SiO_2)(13,4 Å) и ^{2}(SiO_2)(~20 Å). Предполагается, что оксид кремния играет роль потенциального барьера между слоями ^{1}Fe, Si и ^{2}Fe, что может ограничивать транспорт в слоях ^{1}Fe и Si и обеспечить низкорезистивное прохождение носителей вдоль ферромагнитного слоя ^{2}Fe. В любом случае, так как природный оксид Si чувствителен к внешним факторам (температура, намагниченность и т.д.), возможно, что интерфейсный слой и определяет особенности транспорта и магнитотранспорта в данной наногетероструктуре.

Транспортные свойства наногетероструктуры в продольной геометрии (CIP-геометрия) показывают выраженные особенности вблизи 270 и 220 К. При понижении температуры в окрестности точки 270 К сопротивление структуры испытывает быстрое изменение от низкого до высокого значения (изменение ~30%), а при 220 К – наоборот. Это возможно объяснить переключением канала проводимости между слоями ^{2}Fe и ^{1}Fe/Si. Влияние магнитного поля в 10 кЭ, направленного поперек пленки, на сопротивление наблюдается на протяжении всего температурного интервала от 77 до 300 К. В интервале от 77 до 220 К магнитосопротивление (~0,18%) носит отрицательный характер, от 220 до 300 К – положительный (~0,18%). Ранее был обнаружен интересный факт, что процесс переключения каналов проводимости может контролироваться с помощью изменения тока смещения через структуру [2]. Увеличение тока приводит к увеличению температуры, при которой происходит переключение между низким и высоким сопротивлением. Накопление заряда на интерфейсе между слоями ^{1}Fe/Si/SiO_2/^{2}Fe, по-видимому, увеличивается с током. Следовательно, растет потенциальный барьер, что препятствует дальнейшему потоку электронов через слой интерфейса между ^{1}Fe/Si и ^{2}Fe.

Новый обнаруженный эффект заключается в зависимости магнитосопротивления от ориентации наногетероструктуры относительно магнитного поля (рис. 1). Магнитосопротивление резко насыщается при повороте пленки на 90° вдоль плоскости уже при 260 Э. Данный эффект обусловлен зависимостью намагниченности от ориентации структуры в магнитном поле. Мы считаем, что результат работы будет полезным для различных применений наногетероструктур, в частности, в качестве сенсоров магнитного поля, а также приборов и устройствах на их основе.

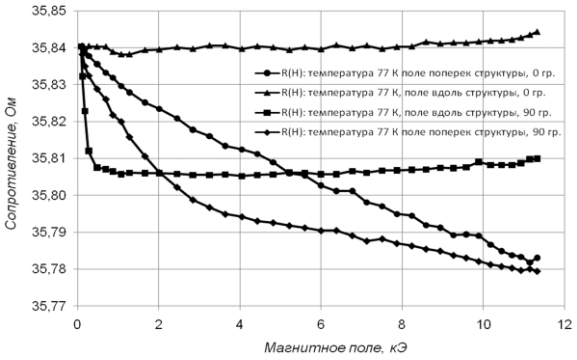


Рис. 1. Зависимость магнитосопротивления от ориентации пленки.

Авторы выражают благодарность Г.В. Бондаренко, Д.А. Великанову и Н.В. Волкову за помощь в проведении экспериментов и консультирование.

Настоящие исследования ведутся при поддержке интеграционного проекта 22 СО РАН, программы 4.1. "Спинтроника" ОФН РАН, федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы" (код проекта: НК-179П/ГК П1464).

1. *Fert, A.*, Rev. Mod. Phys., 2008, Vol. 80, No. 4, October-December.

2. *Volkov, N.V. et al.* Controlled channel switching in hybrid tunnel structures // EASTMAG-2010, p. 200.

Формирование спиновых светоизлучающих диодов на основе гетероструктур InGaAs/GaAs, содержащих ферромагнитные включения

М.М. Прокофьева, М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов, Е.И. Малышева

НИФТИ ННГУ, 603950, просп. Гагарина, 23-3, Нижний Новгород.
e-mail: marinaprkfeva@rambler.ru

Спиновые светодиоды, испускающие циркулярно-поляризованное излучение, знак и степень которого могут управляться внешним магнитным полем, являются перспективными для изготовления элементов спинтроники [1]. В настоящей работе были исследованы структуры спинового светоизлучающего диода, в которых активным (излучающим) слоем является квантовая яма (КЯ) InGaAs, а в качестве инжектора используется комбинация барьера Шоттки Au/GaAs и δ-<Mn>-легированного слоя. Ранее [2] нами было показано, что обменное взаимодействие ионов Mn в дельта-слое и дырок в КЯ приводит к поляризации последних по спину. В режиме электролюминесценции рекомбинация спин-поляризованных дырок с неполяризованными электронами позволяет получить циркулярно-поляризованное излучение. Целью настоящего исследования являлось определение параметров структур, оказывающих влияние на циркулярную поляризацию люминесценции КЯ. Одним из наиболее существенных факторов, влияющих на эффективность обменного взаимодействия и степень циркулярной поляризации, является перекрытие волновых функций ионов Mn и дырок в КЯ, которая, в свою очередь, определяется расстоянием между ними и разницей в энергетическом положении уровней. В данной работе исследована циркулярная поляризация электролюминесценции в зависимости от содержания In (x) в InGaAs квантовой яме. Изменение x позволяет варьировать энергию тяжёлых дырок КЯ и таким образом изменяет перекрытие волновых функций ионов Mn и дырок.

Структуры выращивались на подложках n^+-GaAs комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) при атмосферном давлении с помощью лазерного распыления. Буферный n-GaAs-слой и $In_xGa_{1-x}As$ квантовая яма (x = 0,12–0,22, толщина 10 нм) выращивались из металлорганических соединений при температуре 600 ºС. На следующей стадии дельта-<Mn>-легированный слой и покровный слой GaAs были выращены в том же реакторе при температуре 400 ºС посредством лазерного распыления Mn и GaAs-мишеней соответственно. Снижение температуры выращивания до 400 ºС позволило уменьшить диффузию Mn во время выращивания образцов [1]. Базовый омический контакт был изготовлен искровым вжиганием Sn-фольги.

В работе проведены исследования электролюминесценции и циркулярной поляризации ЭЛ изготовленных диодов в диапазоне температур 10–300 К и в магнитных полях величиной до 0,37 Тл. При исследованиях ЭЛ на образцы подавалось прямое смещение (положительный по отношению к базе потенциал). Излучение регистрировалось со стороны подложки. Было установлено, что при введении диодов в магнитное поле пик электролюминесценции, связанный с излучательными переходами в квантовой яме, становится частично циркулярно-поляризованным, т.е. интенсивность компоненты с левой поляризацией превышает интенсивность компоненты с правой поляризацией. Степень циркулярной поляризации зависит от температуры измерений, как показано на рис.1. Значение степени циркулярной поляризации ЭЛ оценивалось из соотношения

$$P_{ЭЛ} = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-) \quad (1)$$

где $I^+(I^-)$ – интенсивности компонент с правой (левой) поляризацией, полученные путём интегрирования полосы соответствующей части спектра излучения. Наибольшее значение $P_{ЭЛ}$ было зарегистрировано для минимальной температуры измерений – 10 К. При температурах 10–30 К степень циркулярной поляризации сохраняет высокое значение, медленно спадая с ростом температуры. При температурах 30–40 К происходит быстрый спад $P_{ЭЛ}$, при дальнейшем повышении температуры начинается участок медленного изменения $P_{ЭЛ}$. Температура, при которой заканчивается быстрый спад $P_{ЭЛ}$, зависит от параметров структур. Для структур с содержанием In в квантовой яме x=0,12 эта температура равна 30 К, для структур с x=0,16–0,18 она составляет 50 К, для x=0,22–35 К. На втором участке степень поляризации не превышает значения 0,01 и медленно уменьшается с ростом температуры измерений.

Наличие циркулярной поляризации при температуре ниже 40 К хорошо согласуется с данными транспортных измерений, приведенных в работе [2]. Степень циркулярной поляризации сильно уменьшается при температурах выше температуры Кюри магнитного дельта-слоя (критической температуры).

Полученные результаты можно объяснить следующим образом. Известно, что обменное взаимодействие вызывает расщепление уровней с разным спином. Разница в заполнении уровней приводит к тому, что интенсивность одной из поляризованных компонент становится выше интенсивности другой. Это различие в заполнении и соответственно степень циркулярной поляризации электролюминесценции зависит не только от эффективности обменного взаимодействия ионов Mn и дырок в квантовой яме, но и от уширения уровней в квантовой яме.

Уширение линий может быть вызвано неоднородным распределением атомов примеси вдоль квантовой ямы [3]. Поэтому только по измерениям степени циркулярной поляризации нельзя однозначно судить об эффективности обменного взаимодействия. В то же время взаимодействие ионов Mn и дырок в квантовой яме является, по-видимому, основным фактором, влияющим на температурную зависимость степени циркулярной поляризации. Мы предполагаем, что при x=0,16–0,18 уровень энергии тяжёлых дырок в КЯ совпадает с энергией в примесной зоне Mn в дельта-слое (вставка к рис. 1, *б*, *в*). Это усиливает обменное взаимодействие и повышает температуру Кюри. При увеличении содержания In уровень тяжёлых дырок в яме смещается выше по энергии, чем примесная зона, что приводит к снижению T_C. То же самое происходит при уменьшении x, в этом случае уровень смещается ниже по энергии (вставка к рис. 1, *г*).

Таким образом, в ходе проведенных исследований было показано, что диоды на основе GaAs, содержащие InGaAs квантовую яму и акцепторный дельта-<Mn>-легированный слой, излучают циркулярно-поляризованный свет, степень поляризации которого зависит от приложенного магнитного поля. Циркулярная поляризация рекомбинационного излучения обусловлена обменным взаимодействием ионов Mn и дырок в квантовой яме. Было обнаружено, что содержание In в квантовой яме оказывает влияние на температурные зависимости циркулярной поляризации. Предположительно, это обусловлено изменением взаимного расположения энергетических уровней ионов Mn в дельта-слое и уровней дырок в квантовой яме.

Практический интерес представляет повышение T_C данных структур. Возможным способом решения этой проблемы является низкотемпературный отжиг образцов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (10-02-00739, 11-02-00645), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы, АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» (№ 2.2.2.2/4297).

1. *Звонков Б.Н., Вихрова О.В., Данилов Ю.А. и др.* // Опт. журнал. 2008. Т. 75, вып.6. – С. 56-61.

2. *Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Дорохин М.В. и др.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35, вып. 8.

3. *Zaitsev S.V., Dorokhin M.V., Kulakovskii V.D., et.al.* // Physica E. 2009. V. 41. P.652–654.

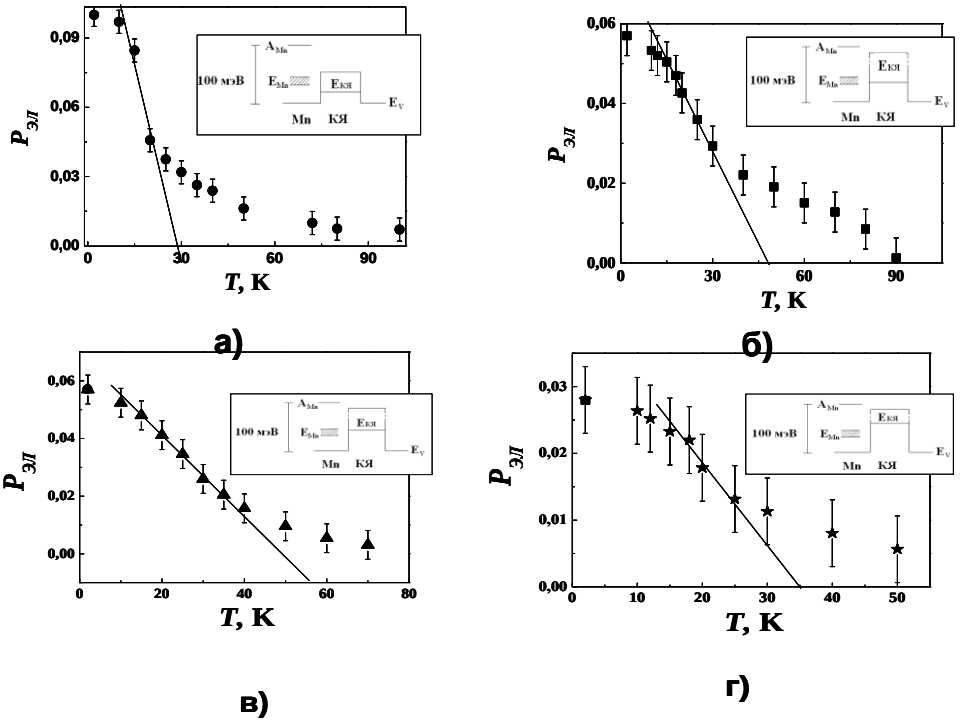


Рис. 1. Зависимость степени циркулярной поляризации от температуры измерения для диодов Шоттки с $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ квантовой ямой и дельта-слоем Mn с различным содержанием In: *а*) x = 0,12; *б*) x = 0,16; *в*) x = 0,18; *г*) x = 0,22. На вставках изображены предполагаемые зонные диаграммы для структуры КЯ и δ-<Mn> с соответствующим содержанием In. A_{Mn} – уровень энергии одиночного Mn в GaAs, E_{Mn} – предполагаемое энергетическое положение примесной зоны, образованной дельта-слоем Mn, $E_{КЯ}$ – энергетический уровень тяжёлых дырок в квантовой яме, E_V – энергия потолка валентной зоны GaAs

Исследование железокислородных наноструктур на кремнии

В.Г. Семенов, Е.Г. Земцова, П.Е. Морозов, В.В. Панчук, В.М. Смирнов

Санкт-Петербургский государственный университет, Университетский пр., 26, Санкт-Петербург.
e-mail: val_sem@mail.ru

В настоящее время активно проводятся исследования химических и физических свойств наноструктур, направленные на развитие наших представлений о низкоразмерном состоянии вещества [1]. При синтезе методом ML-ALD высокоорганизованных наноструктур [2], находящихся в магнитно-упорядоченном состоянии, например типа сверхрешеток, содержащих в качестве основного компонента железокислородные монослои или отдельные железокислородные группы, важно с помощью метода мессбауэровской спектроскопии (МС) описать строение получаемых железокислородных структур, изучить процессы фазообразования (α-Fe_2O_3). Необходимо отметить, что протекание процессов фазообразования затрудняет возможности направленно регулировать состав, строение и свойства синтезируемых оксидных наноструктур. Таким образом, при осуществлении синтеза низкоразмерных структур необходимо определить условия получения монослоя (одного или нескольких) железосодержащих групп, при которых не протекает процесс фазообразования. Дополнительные трудности вызывает отсутствие до настоящего времени надежных данных о параметрах ЯГР-спектров для железокислородных наноструктур (наночастиц и нанослоев) на кремнеземной и кремниевой подложке.

В данном сообщении приводятся данные по синтезу железокислородных наноструктур (0,5–20 нм) на кремнии и их восстановление водородом и исследованию их методом мессбауэровской спектроскопии в скользящей геометрии. Синтез железокислородных групп на поверхности кремния осуществляли методом молекулярного наслаивания (ML-ALD), разработанным С.-Петербургской (Ленинградской) научной школой [3]. Метод молекулярного наслаивания (ML) основан на использовании необратимых в условиях синтеза реакций функциональных групп поверхности твердого тела с молекулами низкомолекулярных веществ. Химическая сборка твердого вещества осуществляется путем многократного чередования двух или нескольких реакций, которые в определенной заданной последовательности проводятся на поверхности твердого тела таким образом, что в результате каждой из них к поверхности присоединяется лишь один монослой новых функциональных групп. Химический состав и строение определяются природой молекул используемого в реакции низкомолекулярного вещества. Последние, реагируя с функциональными группами твердого вещества, образуют с нижележащим слоем химические связи и тем самым входят в состав твердого тела в виде одного монослоя новых структурных единиц. В качестве примера можно привести реакции для синтеза оксидных слоев на кремнии, учитывая присутствие на поверхности кремния реального диоксида кремния (~ 2 нм):

$$m(\equiv Si{-}OH)+ЭCl_n \rightarrow (\equiv Si{-}O{-})_mЭCl_{n-m}+mHCl \quad (1)$$

$$(\equiv Si{-}O{-})_mЭCl_{n-m}+(n-m)H_2O \rightarrow$$
$$\rightarrow (\equiv Si{-}O{-})_mЭ(OH)_{n-m} + (n-m)\ HCl. \quad (2)$$

Дальнейшее чередование реакций (1) и (2) с промежуточным удалением избытка реагентов и продуктов реакции приводит к росту элементоксидного нанослоя. В работе использовали монокристаллические пластины кремния марки КД-10 с ориентацией (100), предварительно отполированные механически до 14 класса чистоты. Размер образца 1,5×1,5 см. Газофазный синтез осуществляли при температуре 200 °С в токе аргона, очищенного от остатков O_2 на Ni–Cr-катализаторе и H_2O на сорбенте P_2O_5/SiO_2 так, что точка росы составляла –80 °С. Измерения мессбауэровских спектров проводилось при 293 К в режиме скользящей геометрии с использованием в качестве источника γ-квантов изотопа ^{57}Co в родии. Величины химического сдвига (δ) определялись относительно δ для α-Fe. Синтез образцов для мессбауэровского исследования проводился с использованием низкомолекулярного вещества $FeCl_3$, содержащего природный (т.е. необогащенный) изотоп ^{57}Fe. Это было необходимо, поскольку в реальных условиях синтеза магнитных низкоразмерных материалов применяется этот изотоп Fe.

Характер изменения толщины нанослоев в процессе их роста определяется с помощью эллипсометра, конструкция которого приведена в работе [4]. Источником света служит He–Ne-лазер с длиной волны λ = 0,63 мкм, угол падения луча составляет 45°, точность отсчета углов 0,5′.

Синтез железокислородных монослоев (1–80) на поверхности кремния осуществляли по двум методикам:

а) синтез через поверхностные ОН-группы кремния;

б) синтез через поверхностные OCH_3-группы кремния.

После синтеза образец вынимали из реактора и переносили для измерения его толщины на эллипсометре. Для определения неизвестных параметров пленки (показатели преломления, поглощения) использовалась стандартная программа на ЭВМ.

Были синтезированы две серии образцов, содержащих различное количество нанесенных монослоев (n) (см. таблицу).

Синтезированные железокислородные нанослои;
$T_{синтеза}$ = 250 °C

№	Серия	Число Fe–O-монослоев, n					
1	через OH-группы	1	5	10	20	40	60
2	через OCH_3-группы	1	5	10	20	40	60

На рис. 1 представлены зависимости толщины сверхтонких слоев (*d*) от числа циклов (*n*) для случая синтеза через OH-группы и через OCH_3-группы.

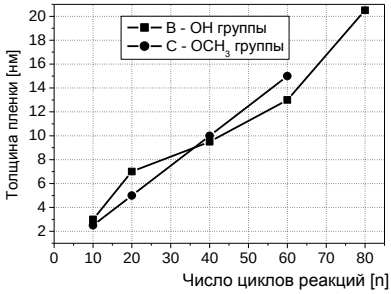


Рис. 1. Зависимость толщины железо(III) кислородных монослоев *d* от числа циклов (*n*) реакций и типа синтеза

Как видно из рис. 1, для синтеза через OCH_3-группы у зависимости *d* от *n* характерен значительный разброс точек. Это мы связываем с неравномерным (островковым) распределением железокислородного вещества по поверхности. Для синтеза железокислородных групп через OCH_3-группы зависимость *d* от *n* имеет линейный характер. Тангенс угла наклона прямой соответствует величине прироста толщины слоя за один цикл. Прирост в нашем случае составляет в среднем 2,5 Å. Средняя квадратичная погрешность $9 \cdot 10^{-3}$ нм. Толщина слоев синтезированных соединений, образующихся за один цикл реакций молекулярного наслаивания, имеет меньшее значение, чем толщина монослоя, рассчитанная исходя из величин ковалентных радиусов (по Полингу) составляющих их элементов: $d = 2ra + 2rb$. Если r_{Fe3+}=0,73 Å и r_O=0,61 Å, то *d*=2,68 Å.

Хорошее соответствие рассчитанных величин и экспериментальных данных подтверждает выполнение одного из основных положений метода химической сборки – в результате проведения каждого цикла чередующихся химических реакций на поверхности подложки образуется монослой синтезируемого вещества. Данный метод предоставляет возможность для осуществления прецизионного синтеза тонких пленок различных соединений заданной с точностью до монослоя толщины. Первоначально были изучены образцы, содержащие на поверхности кремния 10, 20, 30, 40 и 60 монослоев железокислородных групп, полученные с использованием паров воды. Мессбауэровские исследования показали, что для образцов с 40 и 60 монослоями железокислородных групп характерен секстет с параметрами, которые указывают на присутствие фазы кристаллического оксида железа. В то же время для мессбауэровских спектров образцов с 10, 20, 30 и 40 монослоями железокислородных групп, синтезированных с использованием метанола, характерно наличие синглета, что указывает на отсутствие магнитной фазы, это позволяет считать, что, меняя реагент в реакции (2) (метанол или вода), мы можем создавать железокислородные наноструктуры, различные по своему строению.

Следующей системой, которую планировалось получить, была система $Si/Fe_2O_3/Fe_3O_4$. Первоначально был синтезирован образец в следующей последовательности:

1. Синтез 60 монослоев Fe–O групп;
2. Синтез 2 монослоев Ti^{+4}–O групп;
3. Синтез 60 монослоев Fe^{+3}–O групп.

Таким образом, исходный образец Si/60Fe–O/2Ti–O/60Fe–O содержал 122 монослоя. Затем с целью получения Fe_3O_4 было запланировано восстановление водородом. Причем условия восстановления Fe_2O_3 до Fe_3O_4 подбирались на основе данных, приведенных для объемных оксидов. Согласно этим данным оптимальными условиями получения Fe_3O_4 из Fe_2O_3 являются следующие: 500 °C и соотношение концентраций паров H_2O и водорода должно быть не меньше 0,6–0,7. Время восстановления 60 минут.

Мессбауэровский спектр полученного по такой методике образца показал, что атомы железа находятся в трех состояниях, причем 65,5% – металлическое железо, 34,5% – Fe_3O_4.

Таким образом, в выбранных нами условиях, хотя в реакционной зоне присутствуют пары воды, происходит восстановление нанослоев не только до Fe_3O_4, но и в большей степени до Fe^0.

Эти данные, по нашему мнению, показывают, что железокислородные нанослои более легко восстанавливаются до металлического железа. Фактически эти данные позволяют говорить о влиянии низкомолекулярного состояния вещества на химические превращения железокислородных групп.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 10-02-00588-а) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг., госконтракт № П1431.

1. *Смирнов В.М.* Химия наноструктур. Синтез, строение, свойства. СПб., 1996.

2. *Смирнов В.М.* Структурирование на наноуровне — путь к конструированию новых твердых веществ и материалов // Журнал общей химии. 2002. Т. 72, вып. 4. С. 633–650.

3. *Алесковский В.Б.* Химия твердых веществ. М., 1978.

4. *Концевой Ю.А., Резвый Р.Р., Гололобов В.М.* Применение лазерного эллипсометрического микроскопа для контроля полупроводниковых структур // Заводская лаборатория. 1971. № 2. С.184–186.

Диагностика магнитных наноструктур

С.А. Гусев[1], В.Н. Петров[2], Е.В. Скороходов[1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
[2] С.-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург.
e-mail: evgeny@ipm.sci-nnov.ru

Анализ распределения намагниченности в магнитных наноструктурах является одной из важнейших задач физики магнетизма. Сканирующая электронная микроскопия с анализом спиновой поляризации (SEMPA) является одним из самых высокоразрешающих методов диагностики магнитных состояний (~ 5 нанометров) [1]. Однако данный метод диктует особые условия к чистоте поверхности исследуемых образцов [2]. Наличие органических загрязнений, окисленных слоев на поверхности магнитных наноструктур ведет к сильному подавлению полезного сигнала. Это связано с тем, что информацию о намагниченности несут вторичные электроны, обладающие спиновой поляризацией. Прохождение вторичных электронов через полимерные пленки и окислы ведет к их спиновой деполяризации.

Магнитные структуры из Co изготавливались методом электронно-лучевой литографии. Электронно-лучевая литография является одним из самых мощных способов создания планарно-упорядоченных ферромагнитных структур при линейных размерах элементов до 10 нм. Метод схож с фотолитографией, но использует электроны вместо фотонов. Поскольку длина волны электрона гораздо меньше, чем у фотона, дифракция не ограничивает разрешение. Электронный пучок сканирует поверхность электронного резиста, повторяя шаблон, заложенный в управляющий компьютер, и позволяя достигать высокого разрешения благодаря более короткой длине волны электронов по сравнению со светом. Получение массивов кобальтовых ФМ-структур проводилось по следующей технологии. На кремниевую подложку наносился позитивный резист толщиной 200 нм (PMMA 495). После экспонирования электронным пучком резиста и проявления на полученную маску наносилась пленка Co ~ 30 нм. Затем проводилась процедура обработки структуры в ацетоне с помощью ультразвука. В результате были получены Co-структуры различных форм и размеров на кремниевой подложке.

Для удаления углеводородной пленки проводилась процедура очистки поверхности образца и рабочей камеры образца с помощью генератора кислородной плазмы Evactron 25 [3]. Для очистки поверхности образцов от окисленных слоев микроскоп был оснащен дополнительно источником ионов аргона. Низкоэнергетичная (200–1000 эВ) аргоновая пушка обладает следующими параметрами: плотность тока ионного пучка: j_{ion} = = 0,05–0,2 мА/см^2; диаметр ионного пучка: d=20 мм; рабочее давление в камере образца составляет ~$7\cdot10^{-5}$ мбар. При данных параметрах источник обеспечивает прецизионное удаление поверхностных слоев материала (например, Co, что измерялось заранее с применением атомно-силовой микроскопии) со скоростью примерно 0,15 нм/мин. Толщина окисла на поверхности Co, измеренная с помощью вторичной ионной масс-спектрометрии, не превышает 3 нанометров. Таким образом, обработка поверхности образцов ионами аргона в течение 30–60 минут гарантированно обеспечивает нам необходимую чистоту поверхности перед измерениями.

Величина сигнала, несущего информацию о магнитной структуре объекта, на фоне общего числа регистрируемых вторичных электронов очень мала, что диктует необходимость применения специальных методов программной обработки данных SEMPA-исследований. При регистрации изображения с помощью специально разработанной программы задается размер матрицы сбора сигнала, т.е. количество точек на исследуемом образце, с которых снимается изображение, а также время сбора в каждой из точек. Данные записываются в виде четырех матриц (с четырех детекторов), после чего происходит их обработка, в которую входит сглаживание шумов медианным фильтром, выравнивание интенсивности сигналов в разных каналах и непосредственное вычисление магнитного контраста. Наличие четырех детекторов позволяет изучать трехмерную картину намагниченности. В докладе представлены результаты численной обработки SEMPA-данных, на которых наблюдается магнитная структура исследуемых образцов из Co.

1. *R. Allenspach* // J. Magn. Magn. Mater. 129, 160–185 (1994).

2. *С.А. Гусев, В.Н. Петров, Е.В. Скороходов* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2010, № 7, с.1–7.

3. *С.А. Гусев, Б.А. Грибков, М.Н. Дроздов, В.Н. Петров, Е.В. Скороходов.* О подготовке поверхности при диагностике магнитных наноструктур // Известия РАН. Серия физическая. 2011. № 1. С. 34–38.

Синтез и исследование нанокомпозитных мультиферроиков на основе титаната бария, имплантированного ионами кобальта и железа

Н.И. Халитов[1], В.Ф. Валеев[2], Ю.И. Гатиятова[2], Е.Н. Дулов[1], Ю.Н. Осин[2], Л.Р. Тагиров[1], Р.И. Хайбуллин[1,2], S. Kazan[3], A.G. Şale[3], F. Mikailzade[3]

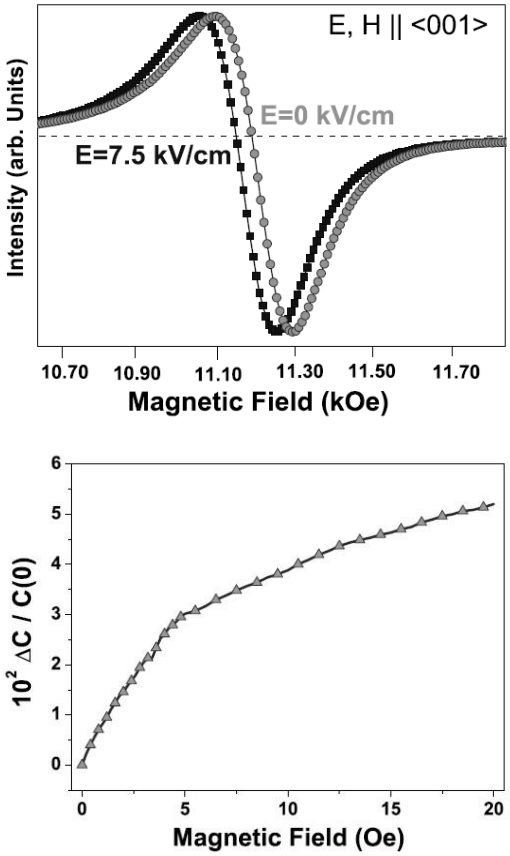
[1] Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008 Казань.
[2] Казанский физико-технический институт КНЦ РАН, 420029 Казань.
[3] Gebze Institute of Technology, 41400 Gebze-Kocaeli, Turkey.
e-mail: ltagirov@mail.ru

В настоящее время имеется значительный научный интерес к синтезу мультиферроиков – материалов, обладающих одновременно пьезоэлектрическими и магнитострикционными свойствами и проявляющих значительный магнитоэлектрический эффект (МЭЭ). Согласно [1], наибольшие значения МЭЭ наблюдаются в нанокомпозитах на основе сегнетоэлектрической матрицы с диспергированными в ней магнитными наночастицами.

В работе исследуется процесс ионного синтеза наночастиц кобальта или железа в монодоменизированных образцах (пластинках) сегнетоэлектрика – титаната бария ($BaTiO_3$) путем имплантации ионов Co^+ или Fe^+ (энергия 40 кэВ) с высокими дозами ~$(0.5–1.5)\cdot10^{17}$ ион/см^2. Структурные и физические свойства как имплантированных, так и подвергнутых последующему термическому отжигу пластинок $BaTiO_3$ исследовались методами сканирующей электронной микроскопии, оптической спектроскопии, мессбауэровской спектроскопии и индукционной магнитометрии. Магнитоэлектрический эффект регистрировался по сдвигу линии ферромагнитного резонанса (ФМР) при приложении к образцу электрического поля и по изменению диэлектрической проницаемости во внешнем магнитном поле.

Результаты исследования элементного состава показали, что с ростом дозы имплантации формируются наночастицы кобальта или железа. Изначально прозрачные пластины титаната бария после имплантации приобретают сероватый оттенок. В магнитных свойствах наблюдается переход от суперпарамагнитного к ферромагнитному состоянию образцов с ростом дозы. Имплантированные образцы проявляют магнитную анизотропию, характерную для тонких гранулярных пленок магнитных материалов. Моделирование кривых намагничивания и мессбауэровская спектроскопия на конверсионных электронах позволяют оценить средние размеры (от 5 до 10 нм) наночастиц Co или Fe, а также их концентрацию в имплантированной области $BaTiO_3$.

Для наблюдения МЭЭ спектры ФМР регистрировались в магнитном поле, приложенном перпендикулярно плоскости образца. В однородном электрическом поле ~7.5 кВ/см линия ФМР сдвигалась в сторону меньших полей (см. верхний рисунок из ссылки [2]), что означает уменьшение намагниченности образца. Измерения магнитоемкостного эффекта показали рост электрической емкости на ~5% в магнитном поле ~20 кЭ (нижний рисунок) [2].



Работа была поддержана Министерством образования и науки РФ (госконтракт № 02.740.11.0797) и РФФИ (грант № 10-02-91225_СТ).

1. Nan Ce-Wen. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions / *Ce-Wen Nan, M.I. Bichurin, Shuxiang Dong, et al.* // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 031101(35).

2. *Kazan, S.* Magnetic properties of Co-implanted $BaTiO_3$ perovskite crystal / *S. Kazan, F.A. Mikailzade, A.G. Sale et al.* // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. P. 054402(10).

Оптическая регистрация спина электрона в структурах Pd/Fe/GaAs/InGaAs

О.Е. Терещенко[1,2], А.Г. Паулиш[1], Т.С. Шамирзаев[1,2], М.Н. Неклюдова[1,2]
А.М. Гилинский[1], Д.В. Дмитриев[1], А.И. Торопов[1], X. Li[3], G. Lampel[3], Y. Lassailly[3], D. Paget[3], J. Peretti[3]

[1]Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13.
[2]Новосибирский государственный университет,630090,Новосибирск, ул. Пирогова, 2.
[3]Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France.
e-mail: teresh@thermo.isp.nsc.ru

В работах [1, 2] была продемонстрирована возможность создания спин-детектора на основе гетероструктуры Pd/Fe/GaAs(001) с магнитным барьером Шоттки, который позволяет измерять средний спин пучка свободных электронов в вакууме, а также может быть использован как спин-инжектор в твердотельной спинтронике [3]. Магнитный барьер Шоттки в структуре ферромагнетик – полупроводник играет роль спин-фильтра, пропуская в основном электроны с направлением спина, коллинеарным вектору намагниченности слоя ферромагнетика. Качественное объяснение эффекта «фильтрации» электронов по спину заключается в следующем. Известно, что длина свободного пробега электронов в намагниченном твердом теле при малых кинетических энергиях (E<50 эВ) зависит от взаимной ориентации спина ("спин вверх" и "спин вниз") и магнитного момента слоя. Если направление спина электрона (спин вниз), движущегося в пленке, и вектора намагниченности слоя противоположны, то рассеяние электронов (на электронах) сильнее, чем при совпадении направления вектора намагниченности и спина электрона (спин вверх), что и определяет разность в длинах свободного пробега электронов с противоположным спином. Различие в рассеянии электронов со спинами вверх и вниз обусловлено строением зонной структуры намагниченного ферромагнетика вблизи уровня Ферми. Сильное рассеяние приводит к большей потере энергии. Следовательно, при фиксированной толщине ферромагнитного слоя средняя энергия электронов со спином вверх оказывается выше, чем у электронов со спином вниз. В результате, через барьер на границе ферромагнетик – полупроводник проходят преимущественно электроны со спином вверх. Изменение намагниченности пленки или направления спина инжектируемых электронов приводит к изменению тока через барьер. Измеряемая разница в токе электронов со спином вверх и вниз пропорциональна поляризации пучка электронов. Таким образом, измеряя разницу в токе инжектируемых электронов при противоположных направлениях намагниченности пленки (или спина), можно измерить спиновую поляризацию электронного пучка. Основную сложность при изготовлении структуры ферромагнетик – полупроводник представляет создание границы раздела ферромагнетик – GaAs(001) с низкой плотностью дефектов и поверхностных состояний, поскольку для детектора необходим магнитный барьер Шоттки сравнительно большой площади (0,5 см^2) с малыми токами утечки (10^{-7} А/см^2). Альтернативным методом измерения спиновой поляризации электронного пучка является оптический метод, который позволяет детектировать катодолюминесценцию (КЛ) в режиме регистрации одиночных фотонов и измерять степень поляризации рекомбинационного излучения. Возможны две схемы оптической регистрации КЛ.

1. Измерение разности интенсивностей циркулярно $\sigma+$ и σ^--поляризованного излучения при изменении направления намагничивания пленки и/или поляризации электронного пучка. В этом случае фильтрация электронов по спину осуществляется для электронов с направлением спина, перпендикулярным границе раздела. В результате прошедшие границу спин-поляризованные электроны, попадая в полупроводник, рекомбинируют с дырками с испусканием циркулярно-поляризованного излучения перпендикулярно поверхности. В такой схеме измерения намагниченность металлической пленки должна быть направлена перпендикулярно границе раздела. Изготовление тонких (несколько нм) ферромагнитных плёнок с легкой осью намагничивания, перпендикулярной поверхности, представляет определенные сложности. Другая возможность заключается в использовании эффекта прецессии спина, при этом легкая ось намагничивания может быть ориентирована в плоскости поверхности.

2. Другой способ заключается в простом измерении разности интенсивностей катодолюминесценции электронов со спином вверх и спином вниз (либо изменением направления намагниченности металла). В этом случае легкая ось намагничивания металла и ориентация спина лежат в плоскости поверхности и фильтрация электронов по спину происходит на интерфейсном барьере. При такой геометрии эксперимента люминесцентное излучение может детектироваться со стороны подложки. Для этого энергия фотона должна быть меньше ширины запрещенной зоны полупроводниковой подложки. Это возможно, если рекомбинация электронов происходит в полупроводнике с меньшей шириной запрещенной зоны с последующим прохождением света через подложку. Такую структуру можно реализовать на основе гетероструктуры Fe/GaAs с квантовыми ямами (КЯ) InGaAs вблизи границы раздела ферромагне-

тик – полупроводник. На рис.1 приведена конструкция гетероструктуры Pd/Fe/GaAs с двумя квантовыми ямами $In_{0.18}Ga_{0.82}As$, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии, а также схематично показана геометрия измерения фото- (ФЛ), катодо- (КЛ) и электролюминесценции (ЭЛ).

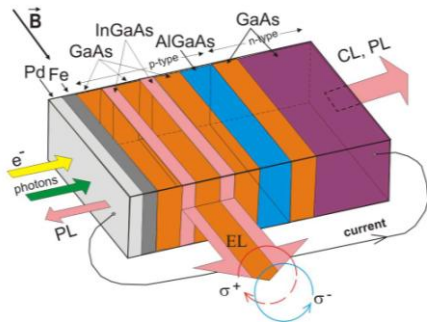


Рис. 1. Гетероструктура Pd/Fe/GaAs с двумя квантовыми ямами $In_{0.18}Ga_{0.82}As$. Показана геометрия измерения катодо-, фото- и электролюминесценции

Для изготовления гетероструктур на основе Fe/GaAs нами была реализована граница раздела между металлом и чистой поверхностью GaAs(001) с реконструкцией (4×2), которая приготавливалась обработкой в HCl-ИПС и последующим прогревом в вакууме при T= 550 °C. Для напыления металлов (Pd, Fe) использовались ячейки Кнудсена. После напыления железа (0,5–5 нм) на поверхность наносился палладий для защиты железа от окисления на воздухе. Методами просвечивающей электронной микроскопии и атомно-силовой микроскопии показано, что рост Fe на реконструированной поверхности GaAs(001) идет эпитаксиально с наименьшей величиной шероховатости поверхности (rms=0,3 нм).

Поскольку в эксперименте по измерению спин-зависимой КЛ предполагается регистрация КЛ со стороны подложки, то важно знать люминесцентные свойства гетероструктуры Pd/Fe/GaAs/InGaAs. На рис. 2, *a* приведен спектр ФЛ при освещении структуры со стороны металлизации УФ-лазером с λ=375 нм и регистрации со стороны подложки. В спектре ФЛ наблюдался один пик с максимумом интенсивности при λ=980 нм, соответствующий оптическим переходам в КЯ InGaAs. При освещении светом с λ=532 нм в спектре ФЛ (рис.2, *b*) появлялась широкая полоса в области 1050–1200 нм. Происхождение этой полосы связано с рекомбинацией через уровни примесно-дефектных комплексов (ПК) в подложке *n*-GaAs. В отличие от поглощаемого вблизи поверхности УФ, излучение с λ=532 нм проникает в подложку, создавая в ней электрон-дырочные пары, которые рекомбинируют через уровни ПК. При измерении ФЛ со стороны металлизации (рис. 2, *c*) в спектре появлялся еще один пик (λ=870 нм), связанный с краевой люминесценцией GaAs. Этот пик отсутствует в спектре на рис. 2, *b* из-за сильного поглощения краевой ФЛ подложкой. Как видно из рис. 2, *d*, в спектре ЭЛ также присутствуют краевая люминесценция GaAs и КЯ InGaAs, которые, как и в спектре рис. 2, *c*, объясняются геометрией детектирования ЭЛ и ФЛ (рис.1). В спектре КЛ (рис. 2, *e*), детектируемой со стороны подложки, присутствует только один пик, связанный с рекомбинацией в КЯ.

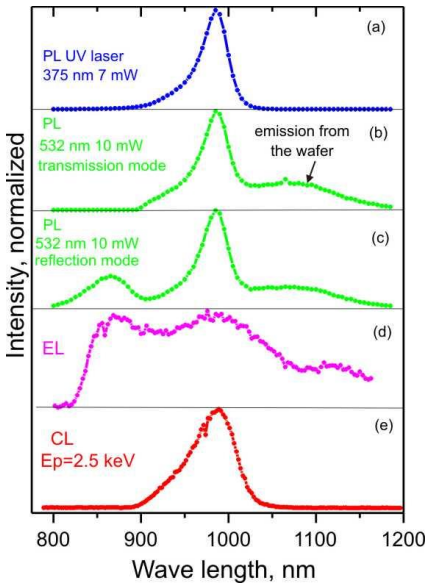


Рис. 2. Спектры ФЛ (*a*–*c*) при освещении структуры со стороны металлизации лазерами с λ=375 нм (*a*), λ=532 нм (*b*, *c*) и регистрацией ФЛ со стороны подложки (*a*, *b*) и со стороны металлизации (*c*); спектры ЭЛ (*d*) и КЛ (*e*), измеренные в геометрии, показанной на рис.1. Все измерения проводились при T=300 К

Из сравнения спектров рис. 2, *a* и *e* видно, что спектр КЛ аналогичен спектру ФЛ при УФ-возбуждении. Отсутствие пика, связанного с рекомбинацией на ПК в спектре КЛ означает, что инжектируемые электроны не доходят до подложки и компенсирующий ток дырок осуществляется со стороны металлизации. Измерение степени циркулярно-поляризованной ФЛ, ЭЛ и КЛ при комнатной температуре продемонстрировало эффективность преобразования 5–10%. Таким образом, структура Pd/Fe/GaAs/InGaAs перспективна для использования в твердотельных спин-детекторах. В работе обсуждаются способы повышения эффективности регистрации спина инжектируемых электронов.

Работа поддержана грантом РФФИ (10-02-91067-НЦНИ) и междисциплинарным интеграционным проектом СО РАН (№ 22).

1. *Rougemaille, N.* Injection energy dependence of spin-polarized hot-electron transport through a ferromagnetic metal/oxide/semiconductor junction / *Rougemaille, N. Lamine, D., Lampel, G. Lassailly, Y. and Peretti, J.* // Phys. Rev. B 77 (2008) 094409.

2. *Tereshchenko, O. E.* Magnetic and transport properties of Fe/GaAs Schottky junctions for spin polarimetry applications / *Tereshchenko, O. E., Lamine, D., Lampel, G., Lassailly, Y., Li, X., Paget, D., Peretti, J.* // Appl. Phys. (2011) submitted.

3. *Tereshchenko, O.E.* Pd/Fe/GaAs/InGaAs quantum structure for electron spin detection / *Tereshchenko, O.E., Shamirzaev, T.S., Gilinsky, A.M., Toropov, A.I., Dmitriev, D.V. Lamine, D., Paget, D., Lassailly, Y., Peretti, J.* // Proceedings of the 17 Int. Symp. “Nanostructures: Physics and technology”, Minsk, Belarus, June 22-26, 2009, p. 332.

Фотоэлектронные характеристики диодов на основе гетеронаноструктур с квантовой ямой InGaAs/GaAs и дельта-слоем Mn

С.В. Тихов, И.А. Карпович, В.Г. Тестов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород.
e-mail: Tikhov@ phys.unn.ru

Исследование фотоэлектронных характеристик диодов на основе гетеронаноструктур (ГНС) GaAs с квантовой ямой (КЯ) InGaAs и дельта-слоями Mn представляет интерес в связи с возможностью их применения в спинтронике [1]. В недавно опубликованных работах сообщалось о ферромагнитных свойствах таких структур [2, 3] и о явлении циркулярной поляризации фотолюминесценции [4]. В данной работе представлены результаты исследования вольт-амперных (ВАХ), вольт-фарадных (ВФХ), люкс-вольтовых (ЛВХ), люкс-амперных (ЛАХ) характеристик и спектральных зависимостей фоточувствительности S_{ph}.

Исследовались характеристики диодных КРС с КЯ и дельта-слоем Mn с барьером Шоттки КРС/ Au. Толщина покровного слоя GaAs d_c = 40 нм, номинальная толщина слоя Mn d_{Mn} = 0,15 ÷ 1,5 монослоя (МС), КЯ $In_xGa_{1-x}As$ с x = 0,25 имела ширину 10 нм. Буферный эпитаксиальный слой GaAs толщиной 0,5 мкм выращивался на подложке n^+-GaAs и легировался в процессе роста Si до концентрации электронов $n_0 \sim 6 \div 12 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$. Покровный слой и слои Mn получались методом лазерного осаждения (ЛО) при температурах 400 и 450 °С. Для сравнения исследовались также диодные структуры с КЯ без дельта-слоя Mn, структуры только с покровным слоем. Изготавливались два типа диодов: мезадиоды (МД) и планарные диоды (ПД).

Установлено, что ВАХ структур на КРС без Mn удовлетворительно описываются классической диодной теорией термоэлектронной эмиссии, учитывающей снижение барьера под действием сил изображения. Типичная ВАХ для таких структур показана на рис. 1 (кривые *4*, *8*).

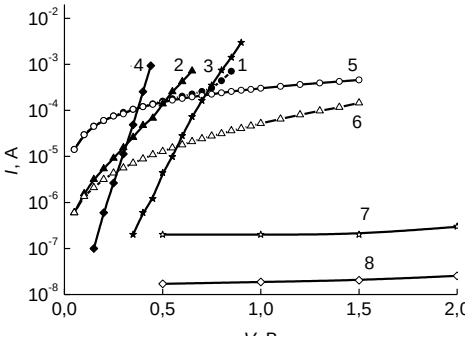


Рис. 1. ВАХ диодных структур: *1–4* – при прямом смещении на барьере, *5–8* – при обратном смещении; *1*, *5* – планарный диод с Mn (6195); *2*, *6* – планарный диод с Mn после обкалывания граней (6195); *3*, *7* – мезадиод с Mn (6195); *4*, *8* – планарный диод без Mn

Встраивание в ПД дельта-слоя Mn независимо от его толщины d_{Mn}, наличия или отсутствия квантовой ямы приводило к возникновению шунтирующего диод омического сопротивления $\sim 10^3 \div 10^4$ Ом, которое увеличивало прямой и обратный ток при малых напряжениях смещения (рис. 1, кривые *1*, *5*).

После устранения этого шунта обкалыванием пластины сохранялось существенное шунтирование (кривые *2*, *6*), связанное с влиянием на ВАХ периферийной области диода со свободной поверхностью. На это указывает тот факт, что только создание мезадиода или выкалывание диода по площади золотого электрода полностью устраняло эффект шунтирования, что проявлялось в уменьшении еще на 3–4 порядка обратного тока через диод (кривые *3*, *7*).

Установлено, что причиной появления омического шунта являлось запыление Mn боковых граней подложки и даже обратной ее стороны при ЛО.

Эффект шунтирования периферией был обусловлен возникновением *p*-*n*-перехода под электродом Шоттки из-за дельта-легирования и существенно разными состояниями поверхности полупроводника с дельта-слоем Mn под электродом и за его пределами.

В этом случае эквивалентную схему ПД с Mn при наличии свободной поверхности можно представить в виде параллельного соединения двух диодов: диода под золотым контактом и периферийного диода со свободной поверхностью. При малых напряжениях периферийный диод оказывает шунтирующее действие по отношению к диоду под контактом Шоттки ввиду большей площади и меньшей высоты барьера.

Эта модель ПД с Mn подтверждена измерениями ЛВХ при высоких уровнях фотовозбуждения N_{ph} (рис. 2) и ЛАХ. Для планарных диодов без Mn наблюдалась стандартная логарифмическая зависимость (кривая 1) в соответствии с теорией барьерной фотоЭДС ΔV. В меза- и планарных диодах с дельта-слоем Mn (кривые *2*, *3*) фотоЭДС почти достигала насыщения, причем в планарном диоде проявлялись два участка насыщения (кривая *3*). Высота барьера, равная фотоЭДС насыщения, в периферийном диоде со свободной поверхностью оказывалась ≈ 0,8 В, а под золотым электродом ≈ 1,05 В. Такие большие высоты барьеров, превышающие половину ширины запрещенной зоны GaAs, явно указывают на образование слоя *p*-типа в покровном слое в результате дельта-легирования Mn.

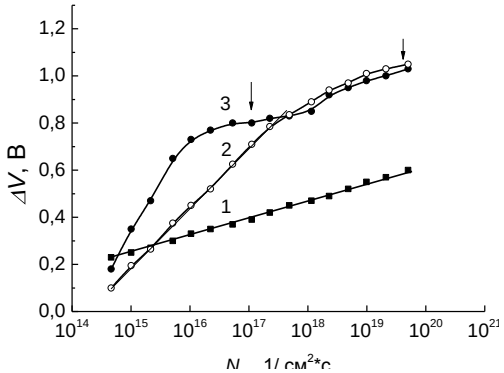


Рис. 2. Зависимость фотоЭДС от интенсивности освещения: *1* – для ПД с покровным слоем, полученным ЛО (6194); *2* – для МД с Mn (0,3 МС) (5971); *3* – для ПД с Mn (0,3 МС) (6195)

При измерении ЛАХ выяснилось, что токи короткого замыкания в ПД значительно превышали значения, соответствующие площади электрода из Au, что также свидетельствует об образовании *p*-области.

Показано, что вольт-амперные характеристики мезадиодов с Mn имеют коэффициент идеальности 2 ÷ 3. Протекание тока в них происходит с участием механизмов термополевой и полевой эмиссии.

На рис. 3 приведены результаты определения профиля легирования *n* (разности концентрации доноров и акцепторов) для исследованных структур. Видно, что во всех структурах с ЛО покровным слоем при 400 °С по большей части буферный слой сохранял однородное распределение примеси. Однако в приповер-хностной области при d < 120 нм (кривые *1*, *3*, *4*) для структур без КЯ наблюдалось уменьшение величины *n*, вероятно связанное с частичной компенсацией доноров акцепторными дефектами, возникающими при лазерном осаждении. Дельта-слой Mn номинальной толщиной 0,3 МС практически не влиял на распределение легирующей примеси в буферном слое (ср. кривые *1*, *3* и *4*). В структурах с КЯ протяженность области компенсации увеличивалась на толщину спейсерного слоя между КЯ и дельта-слоем (30 нм) (кривая *2*). При повышении температуры осаждения до 450 °С происходило значительное расширение области компенсации (кривая *5*) вглубь буферного слоя почти на две трети его толщины.

Лазерное осаждение покровного слоя также приводило к появлению отклика фоточувствительности в широкой примесной области спектра (0,9 ÷ 1,35 эВ), связанной, по-видимому, с дефектообразованием (рис. 4, кривая 2) после лазерного осаждения ПС. Напротив, дельта-легирование Mn в структурах без КЯ приводило к появлению ступеньки фоточувствительности в спектральной зависимости S_{ph} (отмечено стрелкой на кривой 3 на рис. 4), которая соответствовала фотоотклику от акцепторных уровней Mn, расположенных на 0,1 эВ от потолка валентной зоны. Определена степень ионизации атомов Mn (~ 1% для номинальной толщины дельта-слоя в 0,3 МС).

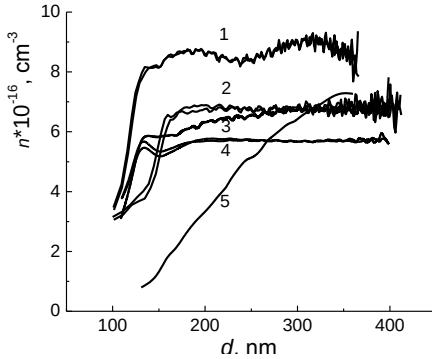


Рис. 3. Зависимости *n* от *d* для диодных структур Au/n-GaAs/n$^+$-GaAs. Кривые *1*, *2*, *4*, *5* для МД, кривая *3* для ПД. Температура осаждения покровного слоя и дельта-слоя Mn, *T*, К: *1–4* – 400, *5* – 450; *1* – с Mn (6163), *2* – с Mn и КЯ (6162); *3* – ПД без Mn (6194); *4* – с Mn (6195); *5* – с Mn в 0,3 МС (5299)

В структурах с ГКЯ отклик от Mn не выявлялся на фоне отклика от КЯ (кривая *1*).

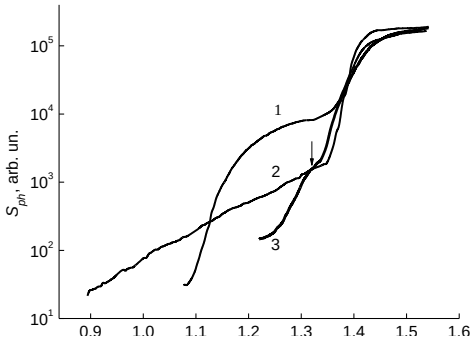


Рис. 4. Зависимость S_{ph} от $h\nu$ в структуре Au/n-GaAs/n$^+$-GaAs/Sn: *1* – с Mn (0,3 МС) и КЯ (10 нм, x = 0,25) (5970), *2* – ПД без Mn (6194), *3* – с Mn (0,3 МС) (5971)

Работа выполнена при поддержке CRDF и Минобразования (проект РНП. 2.2.2.2. 4297).

1. *Захарченя Б.П., Корнев В.Л.*// Успехи физических наук. 2005. Т. 175, № 6. С. 628 – 635.

2. *Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Дорохин М.В. //* Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35, вып. 14. С.8–16.

3. *Аронзон Б.А., Грановский А.Б., Давыдов А.Б.* и др. // ФТТ. 2007. Т. 49. вып. 1. С. 165–171.

4. *Zaitsev S.V., Kulakovskii V.D, Dorokhin M.V.* et al. // Physika E 2009. V. 41. P. 652–654.

Спектр ЯМР в неколлинеарном антиферромагнетике $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$

О.Г. Удалов

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: udalov@ipm.sci-nnov.ru

В данной работе теоретически исследован спектр ядерного магнитного резонанса кристалла неколлинеарного антиферромагнетика $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$. Этот антиферромагнетик имеет 12 подрешеток. Отличный от нуля средний магнитный момент ядер возникает в результате сверхтонкого взаимодействия ядер с электронными магнитными моментами и внешним магнитным полем $\mathbf{M}^i_n=\chi_n\mathbf{H}_{eff}$, $\mathbf{H}_{eff}=A\mathbf{M}^i+\mathbf{H}$ (χ_n – ядерная восприимчивость, A – константа сверхтонкого взаимодействия, $\mathbf{H}$ – внешнее поле, $\mathbf{M}^i$ – магнитный момент электронов на i-м узле). Взаимодействие ядерных магнитных моментов с полем и электронами определяет и спектр их возбуждений. В соответствии с уравнением Ландау – Лифшица частота колебаний ядерных спинов определяется величиной эффективного поля $\mathbf{H}_{eff}$. В действительности магнитные моменты электронной системы также совершают колебания, поэтому необходимо исследовать совместную динамику этих двух систем.

Спектр колебаний магнитных моментов электронной подсистемы в $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$ был исследован теоретически и экспериментально в работе [1]. Теоретический подход, использованный в работе [1], опирается на теорию обменной симметрии [2], которая существенно упрощает описание системы, в которой обменное взаимодействие доминирует (в частности, для описания $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$ вместо 12 векторов подрешеток нужно всего 2 вектора). В рамках обменного приближения все вектора $\mathbf{M}^i$ имеют одинаковую величину. В этом случае величина эффективного поля определяется только ориентацией $\mathbf{M}^i$ относительно внешнего магнитного поля. При учете релятивистских поправок к обменной структуре величина и направление векторов $\mathbf{M}^i$ изменяются. Это приводит к незначительным количественным поправкам в спектре колебаний магнитных моментов электронной системы. Спектр ядерных спинов при этом может измениться качественным образом (снятие вырождения) (см., например, [3]).

Существенный вклад в формирование спектра также должно давать то обстоятельство, что электронные магнитные моменты на различных узлах обменно взаимодействуют друг с другом, тем самым обеспечивая косвенное взаимодействие ядерных спинов.

Исследование влияния указанных механизмов на формирование спектра колебаний ядерных спинов в $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$ составляет цель данной работы.

Группа симметрии $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$ – O_{10}^h [1]. Пространственное распределение магнитного момента электронной подсистемы в рамках обменного приближения описывается двумерным представлением E_u. Учет релятивистских поправок и внешнего поля приводит к тому, что становятся отличными от нуля также вектора одномерных представлений A_u и A_g. Магнитные моменты ядер не взаимодействуют друг с другом напрямую и поэтому могут быть описаны как 12 независимых подрешеток. Их величина и равновесное положение определяются взаимодействием с электронными магнитными моментами и внешним магнитным полем.

Динамика электронной подсистемы определяется уравнением Лагранжа:

$$\frac{\delta L}{\delta \boldsymbol{\theta}}-\frac{d}{dt}\frac{\delta L}{\delta \dot{\boldsymbol{\theta}}}=0,$$

$$L=E_{kin}-U_B^{an}-U_{B-A}^{an}-U_A^{ex}-U_B^{ex}-W_{el-nuc}, \quad (1)$$

$$E_{kin}=\frac{\chi_\perp}{\gamma^2}(\boldsymbol{\Omega}+\gamma\mathbf{H})^2+\frac{\chi_{||}}{\gamma^2}((\boldsymbol{\Omega}+\gamma\mathbf{H})\cdot\mathbf{n})^2.$$

$\boldsymbol{\Omega}$ – угловая скорость спиновых вращений, $\chi_{||}$ и $\chi_\perp$ – восприимчивости, перпендикулярная и параллельная спиновой плоскости, γ – гиромагнитное отношение, $\mathbf{n}$ – нормаль к спиновой плоскости, $U^{ex}_{A,B}$ – обменная энергия, соответствующая представлениям A_g и E_u, $U^{ex}_{A\text{-}B}$ – энергия, соответствующая взаимодействию представлений A_g и E_u, U^{an}_B – энергия анизотропии. Энергия взаимодействия ядерной и электронной подсистем описывается выражением

$$W_{el-nuc}=-\sum_{i=1}^{12}A(\mathbf{M}^i_n\mathbf{M}_i). \quad (2)$$

Динамика ядерной подсистемы описывается 12 уравнениями Ландау – Лифшица для каждой из подрешеток:

$$\frac{\partial\mathbf{M}^i_n}{\partial t}=\gamma_n\left[\mathbf{M}^i_n\times(\mathbf{H}+A\mathbf{M}_i)\right], \quad i\in[1,12]. \quad (3)$$

Здесь γ_n – ядерное гиромагнитное отношение.

При направлении внешнего магнитного поля вдоль оси третьего порядка основное состояние электронной системы является высокосимметричным. Нет искажений обменной структуры и слабого антиферромагнетизма. Расщепление спектра возникает только из-за взаимодействия различных подрешеток ядерных магнитных моментов друг с другом через электронную подсистему. Резонансные линии электронной подсистемы в этом случае лежат в высокочастотной области спектра [1]. Поэтому при расчете резонансных линий ядерной подсистемы динамика электронной нами не была учтена (“быстрая” электронная подсистема всегда успевает подстроится под “медленную” ядерную), т.е. из уравнения Лагранжа (1) были исключены все производные по времени. В этом случае резо-

нансные частоты ядерной подсистемы могут быть представлены в виде простых выражений:

$$\omega_1^{nuc} = \gamma_n A m_e \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{1 + A\chi_{\|} / \sqrt{2}}{A m_e / \sqrt{2}} \right)^2 H^2 \right),$$

$$\omega_2^{nuc} = \gamma_n A m_e \left(1 - \frac{9}{16} \frac{A^2 m_e^2 \chi_n}{\lambda_{an}} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2} \left(\frac{1 + A\chi_{\|} / \sqrt{2}}{A m_e / \sqrt{2}} \right)^2 H^2 \right), \qquad (4)$$

$$\omega_3^{nuc} = \gamma_n A m_e \left(1 + \frac{9}{16} \frac{A^2 m_e^2 \chi_n}{\lambda_{an}} + \frac{1}{2} \left(\frac{1 + A\chi_{\|} / \sqrt{2}}{A m_e / \sqrt{2}} \right)^2 H^2 \right).$$

Здесь m_e – величина магнитного момента электронов на узле, H – величина внешнего магнитного поля, λ_{an} – константа анизотропии. Величина расщепления определяется отношением энергии взаимодействия электронной и ядерной подсистем и характерной энергии электронной подсистемы

$$\beta = \frac{A^2 m_e^2 \chi_n}{\lambda_{an}}. \qquad (5)$$

В случае, когда поле направлено вдоль оси 4-го порядка кристалла, одна из ветвей зависимости резонансных частот от величины внешнего поля “спускается” в область низких частот [1]. Тогда пренебречь динамикой электронной подсистемы уже нельзя и необходимо совместно решать динамическое уравнение (1) и систему уравнений (3). Для упрощения системы уравнений при решении мы пренебрегли влиянием ядерной подсистемы на основное состояние электронной, так как эти поправки дадут вклад в спектр ядерных магнитных моментов порядка β^2. Зависимость резонансных частот совместных колебаний ядерной и электронной подсистемы при данном направлении поля определялась численно. В области высоких частот зависимость резонансных частот от внешнего поля совпадает с результатами работы [1]. Низкочастотные резонансы представлены на рисунке 1. В качестве значения параметров из работы [1] взяты следующие величины: $(\gamma/2\pi)*(2\lambda_{an}/((3)^{(1/2)}\chi_{\perp}))^{(1/2)}=31$ ГГц, отношение энергии взаимодействия электронной и ядерной подсистем и характерной энергии электронной подсистемы $\beta=0.036$. Параметры A, m_e и γ_n выбраны таким образом, чтобы частоты ядерных резонансов лежали вблизи величины 100 МГц.

Как видно из рисунка, в поле, равном нулю, имеем три резонансных частоты, соответствующие частотам, полученным при рассмотрении поля вдоль оси третьего порядка. Наличие трех частот обусловлено связью различных подрешеток ядерных магнитных моментов через электронную подсистему. При включении магнитного поля количество резонансных частот увеличивается до 9. Один из механизмов расщепления – это переориентация спиновой плоскости при изменении величины внешнего поля, которая приводит к изменению эффективного магнитного поля, действующего на ядерные спины. Данный механизм был “выключен” при ориентации поля вдоль оси третьего порядка в силу симметричности положения магнитных моментов электронов относительно поля. Когда поле направлено вдоль оси четвертого порядка, электронные магнитные моменты ориентированы относительно него по-разному и соответствующие эффективные поля $|A\mathbf{M}^i+\mathbf{H}|$ различны. Отношение $|\mathbf{H}|/A|\mathbf{M}^i| \approx 10^{-2}$. В полях выше критического, когда поворот спиновой плоскости закончен, влияние магнитного поля аналогично случаю поля, направленного вдоль третьего порядка. Искажение обменной структуры (изменение длины и взаимной ориентации векторов двумерного представления E_u) также влияет на резонансные частоты ядерной подсистемы. При расчетах константы анизотропии и обменного взаимодействия были выбраны таким образом, что искажение обменной структуры, так же как и магнитное поле, дает поправки к частоте порядка 10^{-2}. Поправки, связанные с существованием слабого антиферромагнетизма (отличный от нуля вектор представления A_g), также порядка 10^{-2}. Наличие нескольких механизмов, дающих одинаковые по величине поправки к частоте, приводит к достаточно сложной зависимости резонансных частот от поля.

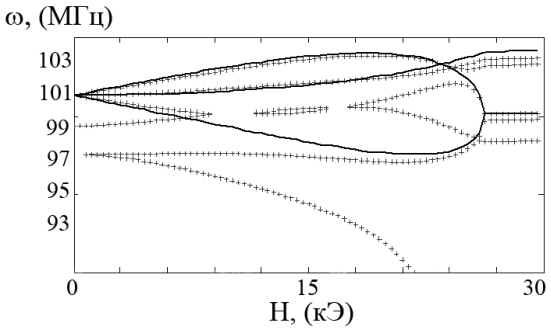


Рис. 1. Зависимость резонансных частот от внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси четвертого порядка. Сплошные и разрывные лини относятся к различным типам колебаний магнитных моментов ядер

Автор выражает искреннюю благодарность В.И. Марченко за огромное количество обсуждений и всестороннюю поддержку при выполнении данной работы.

Работа проведена при поддержке РФФИ (грант 10-02-90702-моб_ст).

1. *Прозорова, Л.А.* Магнитный резонанс в неколлинеарном антиферромагнетике $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$ / Л.А. Прозорова, В.И. Марченко, Ю.В. Красняк // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41, вып. 12. С. 522.

2. *Андреев, А.Ф.* Симметрия и макроскопическая динамика магнетиков / А.Ф. Андреев, В.И. Марченко // Успехи физических наук. 1980. Т. 130, вып. 1. С. 39.

3. *Марченко, В.И.* О спектре ЯМР в антиферромагнитном $CsMnI_3$ / В.И. Марченко, А.М. Тихонов // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 69, вып. 1. С. 41–45.

Влияние магнитной анизотропии и аспектного отношения на микромагнитные состояния в прямоугольных микроструктурах Fe(001)

Л.А. Фомин, В.Ю. Винниченко, И.В. Маликов, Г.М. Михайлов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов,
Черноголовка, Институтская ул., д. 6.
e-mail: fomin@iptm.ru

Размерные эффекты в эпитаксиальных микро- и наноструктурах из железа наблюдались ранее экспериментально [1]. Были замечены две особенности. Так, при увеличении размеров структур переход от однодоменного к многодоменному состоянию мог быть затянут по размерам. Кроме этого, этот переход сопровождается сначала образованием вихревых структур, которые затем трансформируются к многодоменным состояниям при дальнейшем увеличении размеров.

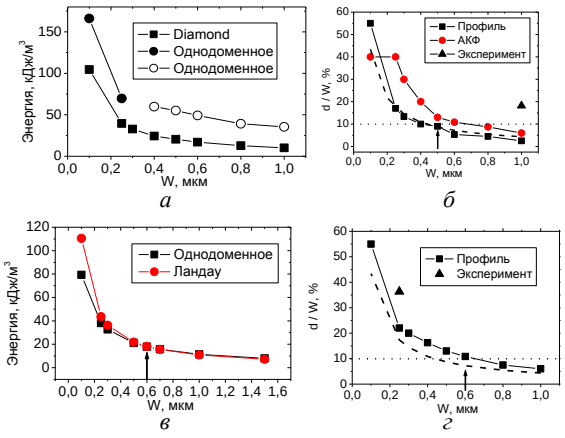


Рис. 1. Зависимость энергии от ширины структуры (*а*, *в*) и зависимость размера доменной стенки по отношению к размеру домена от ширины структуры (*б*, *г*) для структур, ориентированных вдоль ОЛН: пунктирная линия – зависимость δ/W

Эпитаксиальные пленки Fe(001) были выращены в сверхвысоком вакууме методом импульсного лазерного осаждения на монокристаллических подложках сапфира (Al_2O_3 *R*-плоскость) с подслоем молибдена толщиной 10 нм. Толщина пленок составляла 100 нм. На основе полученных пленок методом субтрактивной электронной литографии были изготовлены эпитаксиальные микроструктуры, которые могли быть ориентированы определенным образом относительно кристаллографических осей. Технология изготовления аналогична применяемой при изготовлении баллистических наноструктур Ni(111), описанной в работе [2]. Изготавливаемые микроструктуры имели форму прямоугольников с длинами 1,0–16,0 мкм и ширинами 0,25–4,0 мкм. Длинные оси прямоугольников были ориентированы параллельно оси легкого намагничивания [100] (ОЛН) либо параллельно оси трудного намагничивания [110] (ОТН), соответственно короткие оси были параллельны оси легкого намагничивания [010] и оси трудного намагничивания [1–10]. Аспектное отношение (отношение ширины к длине) для изготовленных прямоугольников составляло 1:4 и 1:8. Магнитное строение изготовленных структур исследовалось методом магнитосиловой микроскопии (МСМ) (прибор P47 Solver NTMDT).

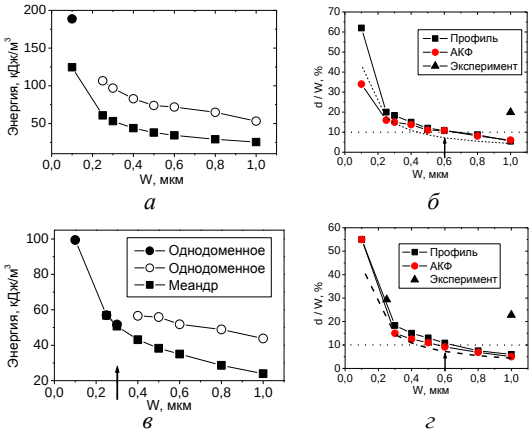


Рис. 2. Зависимость энергии от ширины структуры (*а*, *в*) и зависимость размера доменной стенки по отношению к размеру домена от ширины структуры (*б*, *г*) для структур, ориентированных вдоль ОТН: пунктирная линия – зависимость δ/W

Микромагнитные расчеты проводились с использованием программы OOMMF [3] в двумерном приближении. Распределение намагниченности предполагалось однородным в глубину. Размер расчетной ячейки составлял 5×5 нм. В качестве начальных условий для микромагнитного расчета бралось распределение намагниченности, взятое из экспериментальных данных. Эксперимент показал, что для микроструктур, ориентированных вдоль ОЛН, с аспектным отношением 1:4 имеет место состояние типа diamond, а для таким же образом ориентированных микроструктур с аспектным отношением 1:8 имеет место квазиоднодоменное состояние. Для микроструктур, ориентированных вдоль ОТН, с аспектным отношением 1:4 имеет место состояние типа double cross-tie, а для таким же образом ориентированных микроструктур с аспектным отношением 1:8 имеет место состояние типа concertina. Расчет показал, что при уменьшении размера происходит трансформация многодоменных состояний. Состояние типа diamond переходит в последователь-

ность вихрей, состояние типа double cross-tie переходит в вихри и гиперболические вихри, а состояние типа concertina переходит в меандр. Однако при подстановке начальных условий, взятых из эксперимента, результат расчета не всегда совпадал с экспериментом. Для количественного согласия результатов расчетов с результатами МСМ-измерений потребовалось увеличить константу кубической анизотропии до значения K_1=110 кДж/м^3. Такое сильное увеличение эффективной константы анизотропии, возможно, связано с влиянием упругих напряжений, возникших вследствие эпитаксиального роста. Для симулирования магнитного контраста была создана специальная программа, в которой использовались рассчитанные микромагнитные состояния исследуемых объектов. Для каждой структуры из рассчитанного магнитного контраста определялась толщина доменной стенки. Для этого брались профиль просимулированного магнитного контраста, построенный вдоль прямой на уровне 0,75 от ширины структуры, и производная от этого профиля. Положения доменных стенок соответствуют области перехода от света к тени. На графике производной этим областям соответствуют кривые с максимумами. Полуширины этих пиков принимались за толщины доменных стенок. Толщина доменной стенки определялась также по полуширине основного максимума корреляционной функции.

На рис. 1 и 2 показаны зависимости полной энергии от ширины структуры и зависимости толщины доменной стенки по отношению к ширине структуры (δ/W) от ширины структуры для микроструктур, ориентированных вдоль ОЛН (рис. 1), и вдоль ОТН (рис. 2). Аспектные отношения составляют 1:4 (*а, б*) и 1:8 (*в, г*). Заполненные кружки на графиках энергии означают реализующиеся квазиоднодоменные состояния, незаполненные – не реализующиеся. На графиках зависимостей δ/W от ширины структуры квадраты соответствуют значениям толщины доменной стенки, полученным из производной профиля, кружки – значениям, полученным из корреляционной функции, а треугольники – значениям, взятым из эксперимента (из корреляционной функции). Видно, что при уменьшении ширины прямоугольников толщина доменной стенки слабо меняется и переход от многодоменного состояния к квазивихревому происходит за счет монотонного увеличения доли объема образца с неколлинеарным распределением намагниченности. Переход к квазивихревому состоянию, который можно определить так, что толщина доменной стенки становится больше 10% от ширины структуры (показан стрелкой), происходит при ширине 0,5 мкм и не зависит от АО и ориентации относительно ОЛН. Переход из квазивихревого состояния к квазиоднодоменному зависит от АО и ориентации относительно ОЛН. При АО, равном 1:4, он не имеет место в исследованной области размеров, а при АО, равном 1:8, происходит при ширине 0,5 мкм при ориентации вдоль ОЛН, и при ширине 0,25 мкм при ориентации вдоль ОТН. Для микроструктур с АО 1:8 и параллельных ОЛН во всем диапазоне размеров имеет место квазиоднодоменное состояние, близкое по энергии к многодоменному либо к квазивихревому.

Расчетные данные подтверждают, что трансформация магнитного строения в эпитаксиальных микроструктурах Fe(001) проходит через образование квазивихревых структур, которые при дальнейшем увеличении размеров трансформируются в многодоменную структуру. Показано влияние ориентации микроструктуры относительно осей легкого намагничивания и аспектного отношения размеров микроструктур.

1. *Fomin L.A.* The micromagnetic ground states in epitaxial Fe(001) microstructures / *L.A. Fomin, I.V. Malikov, S.V. Pyatkin, G.M. Mikhailov* // J. Magn. Magn. Mater. 2010. V. 322. P. 851–857.

2. *Mikhailov G.M.* Fabrication of monocrystalline refractory metal nanostructures capable of ballistic electron transport / *G.M. Mikhailov, L.I. Aparshina, S.V. Dubonos, Yu. I. Koval, I.V. Malikov, A.V. Chernykh* // Nantechnology 1998. V. 9. P. 1–5.

3. http://math.nist.gov/oommf.

Неколлинеарные состояния в цепочках классических магнитных диполей

А.А. Фраерман[1], К.Р. Мухаматчин[2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.
[2] Университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород.

Неколлинеарные состояния магнетиков представляют значительный интерес как с прикладной, так и с фундаментальной точки зрения. Хорошо известны такие явления, как слабый ферромагнетизм и образование геликоидальных магнитных структур [1]. Микроскопическим механизмом возникновения неколлинеарных состояний является либо дальнодействующее обменное взаимодействие [2], либо спин-орбитальное взаимодействие. В данной работе рассматривается вопрос о возможности существования основного неколлинеарного состояния в цепочке классических магнитных диполей, взаимодействующих только магнитостатически. Эта ситуация может быть экспериментально реализована в цепочке однодоменных магнитных частиц.

Рассмотрим цепочку магнитных частиц с анизотропией типа лёгкая плоскость, которая перпендикулярна вектору трансляции (рис.1). Нас интересует случай, когда вектор намагниченности не выходит из лёгкой плоскости, тогда в энергии магнитостатического взаимодействия останется только слагаемое “обменного” вида:

$$E = (M^2/2N)\sum D(n,n')\boldsymbol{m}_n\boldsymbol{m}_n,$$

N – число элементарных ячеек, $D(n,n')=\mathrm{d}^{-3}|n-n'|^{-3}$, $\boldsymbol{m}$ – единичный вектор в направлении намагниченности n-й частицы. Статическое распределение намагниченности такой системы определяется стационарным уравнением Ландау – Лифшица

$$[\boldsymbol{m}_n\,\delta E / \delta \boldsymbol{m}_n] = 0. \qquad (1)$$

Будем искать решение (1) в виде геликоидальной волны $\boldsymbol{m}(n)=\{\cos(qn), \sin(qn), 0\}$. Для существования такого решения должно выполняться условие $D(n,n-k)=D(n,n+k)$, где k – любое целое число. Подобное соотношение для $D(n,n')$ может удовлетвориться только в центросимметричных решётках, элементарная ячейка которых содержит одну (ячейка Бравэ) или две различные магнитные частицы. На примере решётки из дискообразных магнитных частиц можно показать, что основное состояние решётки одинаковых частиц является антиферромагнитным. Однако в системе из конечного числа частиц, как показано в работе [3], неколлинеарное состояние может реализоваться. Таким образом, установление антиферромагнитного порядка связано с дальнодействующим характером взаимодействий. Покажем, что изменение характера взаимодействия между дальними соседями в решётке из двух различных подрешёток Бравэ, сдвинутых друг относительно друга на половину вектора трансляции, приведёт к возникновению спирального магнитного состояния. В качестве примера рассмотрим бесконечную одномерную периодическую решётку магнитных диполей с периодом d, модулированную по величине магнитного дипольного момента в каждом узле с периодом модуляции $2d$ (см. рис. 1, на рисунке выделена элементарная ячейка).

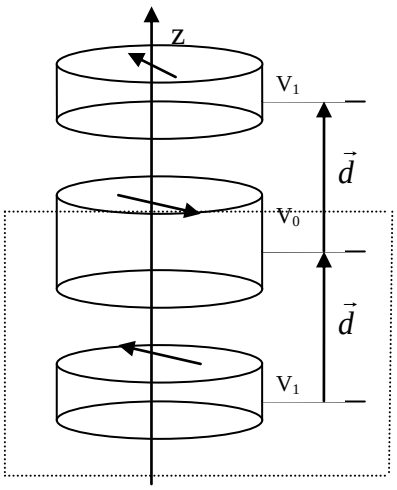


Рис. 1. Магнитная спираль. На рисунке показана элементарная ячейка

Для выяснения возможности состояния с неколлинеарным (спиральным) распределением намагниченности, необходимо исследовать поведение фурье – образа $D(q)$ вблизи края зоны Бриллюэна:

$$D(q)\approx d^{-3}\,(V_0^2+V_1^2)\{(1-7V)\zeta(3)/8+ \\ +[(1-V)/4](q-\pi)^2\ln 2|\,q-\pi\,|+ \\ +(V\ln 2-3(1-V)/4)\,(q-\pi)^2/2\}. \qquad (2)$$

Логарифмическое слагаемое в (2) связано с дальнодействующими взаимодействиями, оно вызывает неустойчивость антиферромагнитной структуры, а последний член описывает “обмен”, связанная с ним энергия минимальна при антиферромагнитном упорядочении. Конкуренция этих взаимодействий приводит к возникновению геликоидальной структуры с волновым вектором, параллельным вектору трансляции решётки и равным по модулю

$$q_{\min}\approx \pi \pm e/2^{(1+V)/(1-V)},$$

где $V=2V_1V_0/(V_0^2+V_1^2)$ – параметр модуляции.

Знаки “+” и “–” соответствуют “левой” и “правой” спирали. Важным обстоятельством является то, что рассмотренное спиральное состояние вырождено относительно направления закрученности спирали. В реальных магнетиках это вырождение снимается при наличии спин-орбитального взаимодействия, вклад которого в энергию ферромагнетика феноменологически описывается слагаемыми типа инвариантов Лифшица. В систе-

мах с магнитостатическими взаимодействиями подобные инварианты могут быть составлены из недиагональных компонент тензора магнитостатического взаимодействия. Очевидно, что в однородном изотропном пространстве тензор магнитостатического взаимодействия является симметричным тензором второго ранга $D_{ik}(n,n')=D_{ki}(n,n')$. Однако при наличии анизотропии например, градиента магнитной проницаемости μ, $D_{ik}(n,n')$ может содержать и антисимметричную часть. Как известно, всякому антисимметричному тензору второго ранга можно сопоставить псевдовектор, тогда в энергии может появиться слагаемое вида ~ $\boldsymbol{\eta}[\boldsymbol{m}_1\boldsymbol{m}_2]$, $\boldsymbol{\eta}$ – псевдовектор, возможный вид которого $\boldsymbol{\eta}=[\mathrm{grad}(\mu)\boldsymbol{d}]$, $\boldsymbol{d}$ – истинный вектор, направленный от частицы 1 к частице 2.

Пусть неоднородная магнитная проницаемость создаётся идеальным сверхпроводником с $\mu = -\infty$, занимающим полупространство, ограниченное плоскостью $y=0$. Можно показать, что основное состояние двух магнитных диполей, помещённых над поверхностью такого экрана, будет неколлинеарным, причём взаимная ориентация магнитных моментов относительно экрана зависит от того, находятся ли диполи "над" средой ($y<0$) или "под" ней ($y>0$).

Нас будет интересовать распределение намагниченности периодической цепочки магнитных диполей с двумя одинаковыми магнитными моментами в элементарной ячейке, расположенной над диамагнитной средой, с осью, параллельной плоскости экрана и находящейся на расстоянии $l/2$ от его поверхности (см. рис. 2). Такую решётку можно представить как две одинаковые решетки, сдвинутые друг относительно друга в направлении вектора трансляции $\boldsymbol{d}$ на некоторый вектор $\boldsymbol{a} \le \boldsymbol{d}/2$ (см. рис. 2).

Пусть магнитные моменты, принадлежащие одной и той же подрешётке, параллельны друг другу и сонаправлены с изображениями моментов частиц другой подрешётки. Тогда гамильтониан системы примет вид:

$$\hat{H}=J\boldsymbol{m}_1\boldsymbol{m}_2+\alpha[\boldsymbol{n}\boldsymbol{z}_0][\boldsymbol{m}_1\boldsymbol{m}_2], \qquad (3)$$

$\boldsymbol{n}$ – вектор нормали к границе диамагнетика, $\boldsymbol{z}_0$ – единичный вектор, направленный от частицы первой подрешётки к частице второй. Константы $J<0$ и α определяются геометрией задачи:

$$\alpha = \frac{8}{d^3}\sum_{j=1}^{\infty}(j2\pi)^2 \sin\left(\frac{2\pi\, a}{d}j\right)K_1\left(\frac{2\pi\, l}{d}j\right), \qquad (4)$$

$$Jd^3 = -3\zeta(3) - 4\frac{d}{l}\sum_{j=1}^{\infty}(j2\pi)K_1\left(\frac{2\pi\, l}{d}j\right) -$$

$$-\frac{1}{2}\sum_{k}\frac{1}{|k+a/d|^3} -$$

$$-12\frac{d}{l}\sum_{j=1}^{\infty}(j2\pi)\cos\left(\frac{2\pi\, a}{d}j\right)K_1\left(\frac{2\pi\, l}{d}j\right) +$$

$$+8\sum_{j=1}^{\infty}(j2\pi)^2\cos\left(\frac{2\pi\, a}{d}j\right)K_2\left(\frac{2\pi\, l}{d}j\right),$$

где $K_{1,2}$ – функции Макдональда.

Распределение намагниченности, отвечающее гамильтониану (3), представляет собой две скошенные подрешётки с углом между ними $\mathrm{tg}\,\beta = \alpha/J$.

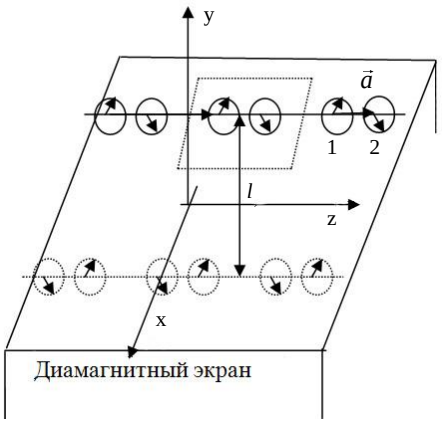


Рис. 2. Решётка диполей над диамагнитным экраном. На рисунке выделена элементарная ячейка, пунктирными линиями обозначены изображения частиц

Добавим, что для одномерной цепочки с тремя диполями в ячейке, находящейся внутри двугранного угла, образованного диамагнитной средой, основное состояние будет некомпланарным.

1. *Ландау, Л.Д.* Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. М. : Наука, 1982. 620 с.

2. *W. C. Koehler et al.* Phys. Rev. 151, 414-424 (1966).

3. *A. A. Fraerman et al.* Journal of Applied Physics **103**, 073916 (2008).

Резонансное приближение для матрицы рассеяния периодической структуры вблизи порога открытия дифракционного канала

А.Б. Акимов[1], Н.А. Гиппиус[1,2], С.Г. Тиходеев[1]

[1]Институт общей физики РАН, Москва.
[2]LASMEA, Universitè Blaise Pascal, Aubierè, France.
e-mail: tosha_akimov@mail.ru

В последние годы интенсивно совершенствовались численные методы расчета оптических свойств наноструктур, в том числе фотонно-кристаллических слоев. Вместе с тем остается актуальным вопрос о возможности применения приближенных методов, позволяющих сэкономить время счета и объяснить сложное поведение спектров этих структур.

Одним из наиболее общих способов описания взаимодействия света с периодической структурой является аппарат матрицы рассеяния [1]. Этот метод особенно хорошо подходит для исследования структур с резонансным откликом, например, модулированных волноводных слоев. Квазиволноводные моды, возбуждаемые в таких системах, можно интерпретировать в терминах полюсов аналитического продолжения матрицы рассеяния как функции энергии фотона E. При этом вдали от энергий открытия новых дифракционных порядков (пороговых энергий E_t) хорошо применимо резонансное приближение: матрица рассеяния S допускает представление в виде суммы медленно меняющейся части S_b и быстро меняющейся (резонансной) части S_r [2].

Для вычисления резонансной части следует найти полюса матрицы рассеяния структуры E_i, решив уравнение

$$S^{-1}(E_i)\left|O_i\right\rangle = 0, \qquad (1)$$

и найти соответствующие входящие и исходящие резонансные векторы $|I_i\rangle$ и $|O_i\rangle$. Быстро меняющаяся часть матрицы рассеяния при учете n ближайших к интересующей нас энергии мод имеет вид

$$S_r = \sum_{i=1}^{n} \left|O_i\right\rangle \frac{1}{E - E_i} \left\langle I_i\right|. \qquad (2)$$

Резонансное приближение позволяет обойтись без подгоночных параметров и очень хорошо описать поведение матрицы рассеяния вблизи резонансов. Однако в области энергий, близких к E_t, существенным обстоятельством становится то, что аналитическое продолжение матрицы рассеяния в комплексную плоскость E зависит от того, из какого отрезка вещественной оси энергии фотона, $E < E_t$ или $E > E_t$, оно осуществляется. При этом положение полюсов и значения резонансных векторов, вычисленные для этих аналитических продолжений, также не совпадают, в связи с чем резонансное приближение нуждается в переработке.

Как известно, в спектрах пропускания и отражения при $E = E_t$ появляется характерная корневая особенность (аномалия Рэлея – Вуда), а матрица рассеяния хорошо описывается приближением [3, 4]

$$S = S_t + A\kappa, \qquad (3)$$

где S_t – значение матрицы рассеяния в пороговой точке $E = E_t$, A – некоторая медленно меняющаяся матрица. Формула (3) применима в случае, когда вблизи порога открытия канала отклик структуры носит нерезонансный характер.

Оказывается, что возможно построить приближение, учитывающее как пороговые особенности, так и резонансы. Для этого следует рассматривать матрицу рассеяния не как функцию энергии фотона E, а как функцию перпендикулярной слоям компоненты волнового вектора открывающегося канала κ:

$$\kappa = \frac{1}{\hbar c}\sqrt{\varepsilon(E^2 - E_t^2)}, \qquad (4)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость среды, в которую открывается канал. Следует вычислить в этом представлении параметры резонансов: полюса матрицы рассеяния κ_i и соответствующие резонансные векторы $|O_i\rangle$ и записать S_r в виде

$$S_r = \sum \left|O_i\right\rangle \frac{1}{\kappa - \kappa_i} \left\langle I_i\right|. \qquad (5)$$

Численные расчеты на примере периодических диэлектрических слоистых структур волноводного типа показывают, что модифицированное резонансное приближение (5) позволяет описать все типы спектров отражения, возникающих при соседстве порога открытия дифракционных каналов и резонансных мод, в частности, наблюдаемый в некоторых ситуациях резкий острый пик при $E = E_t$ (резонансно усиленную аномалию Вуда – Рэлея.)

1. *S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, N.A. Gippius, and T. Ishihara* // Phys. Rev. B 66, 045102 (2002).

2. *N.A. Gippius, T. Weiss, S.G. Tikhodeev, H. Giessen* // Opt. Exp. 18, 7569 (2010).

3. *Б.М. Болотовский, А.Н. Лебедев* // Письма в ЖЭТФ, **53**, 1349 (1967).

4. *Б.М. Болотовский*, *К.И. Кугель* // Письма в ЖЭТФ, **57**, 165 (1969).

Использование короткопериодной сверхрешетки GaAs–AlGaAs для улучшения эффективности пространственного переноса электронов при латеральном сильнополевом транспорте

Н.В. Байдусь[1], А.А. Бирюков[1], П.А. Белевский[4], В.В. Вайнберг[4], А.В. Здоровейщев[1], А.В. Иконников[3], А. Кудрин[1], А. Ластовкин[3], Д.С. Смотрин[2], В.Н. Порошин[4]

[1]Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород.
[2]Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, 603950, Н. Новгород.
[3]Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород.
[4]Институт физики НАНУ, Киев, Украина.
e-mail: bnv@nifti.unn.ru

Явление пространственного переноса электронов при латеральном сильнополевом транспорте в гетероструктурах с туннельно-связанными квантовыми ямами (ТСКЯ) широко исследуется в последнее время [1]. Одной из основных целей этих исследований является получение дальнего ИК-излучения [2, 3]. Необходимым условием наблюдения пространственного переноса электронов является наличие областей с сильно различающейся подвижностью носителей заряда, для чего было предложено несколько подходов: а) использование междолинного переноса в случае, когда носители в разных долинах обладают разной эффективной массой, и соответственно подвижностью [4]; б) увеличение шероховатости гетерограниц и усиление рассеяния в одной из ям в ТСКЯ [3]; в) размещение примесного дельта-слоя в одной из ям в ТСКЯ и усиление за счет этого рассеяния на заряженной примеси в большей степени в этой яме [2]. Однако в каждом из этих подходов есть факторы, которые затрудняют их успешное использование. Так, междолинный перенос обычно требует сильных латеральных полей, приводящих к электрическому пробою. Шероховатостью границ трудно управлять технологически. Рассеяние на ионизированной примеси в связи с его дальнодействующим характером уменьшает подвижность в определенной мере во всех ямах в ТСКЯ.

В данной работе в качестве сильно рассеивающей области предлагается использовать короткопериодную сверхрешетку (СР) GaAs/AlGaAs, в которой за счет большого количества близко расположенных гетерограниц, увеличивается рассеяние носителей заряда, что приводит к значительному понижению подвижности в этой области. Исследуемая гетероструктура (ГС) состоит из 20 периодов, каждый из которой содержит широкую КЯ (w~130 А), туннельно связанную с короткопериодной СР 15/15 А (10 повторений), которая отделена от широкой ямы узким туннелльно прозрачным барьером толщиной 4 нм. Легирующая область толщиной 30 нм располагается в широком барьере AlGaAs на расстоянии 10 нм. Расстояние между периодами структуры составляет 60 нм, поверхностная концентрация электронов на один период $N_s = 2\cdot10^{11}$ см$^{-2}$. Энергетическая зонная диаграмма ГС, рассчитанная самосогласованным решением уравнений Шредингера и Пуассона программой Poisson 1D, представлена на рис. 1. Там же показаны квадраты волновых функций первых пяти электронных уровней. Для независимого сравнения подвижностей в КЯ и СР были выращены ГС в которых проводимость осуществляется только по СР. HS-2 представляет собой аналог HS-1, но без КЯ. HS-3 состоит из 200 периодов короткопериодной СР 15/6А.

Исследование электрического транспорта и дальнего ИК-излучения (ДИК) электронов проводилось в импульсных электрических полях. Длительность импульса прикладываемого к образцу напряжения до 1 кВ составляла τ = 400 нс. ДИК-излучение регистрировалось в спектральной области от 9 до 25 мэВ приемником Ge:Ga при температуре T = 4.2 К.

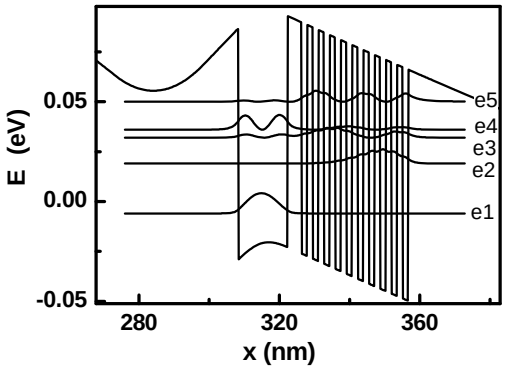


Рис. 1. Энергетическая зонная диаграмма одного периода гетероструктуры и квадраты волновых функций первых пяти электронных подуровней размерного квантования в HS-1

Для экспериментального определения электронной структуры измерены спектральные зависимости межзонной фотопроводимости (ФП) при 77 К (рис. 2). Энергии оптических переходов определялись из зависимостей полученных дифференцированием спектров (величины указаны на рисунке).

Измерения температурных зависимостей эффекта Холла свидетельствуют о том, что подвижности в широкой КЯ и СР различаются в 5–40 раз при низких температурах для разных ГС (рис. 3). В HS-1 температурная зависимость подвижности соответствует обычному двумерному электронному газу в КЯ. Подвижность электронов в СР (кривые *2* и *3*) слабо зависит от температуры, что свидетельствует о преобладании рассеяния на шероховато-

стях границ раздела. Различие состоит в том, что в HS-2 возможно образование двумерного электронного газа, а HS-3 больше соответствует объемному случаю проводимости.

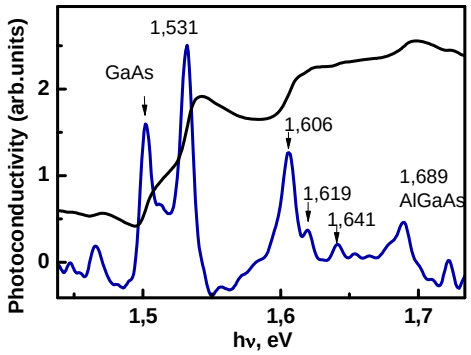


Рис. 2. Спектральная зависимость межзонной фотопроводимости HS-1 (77 K) и ее первая производная

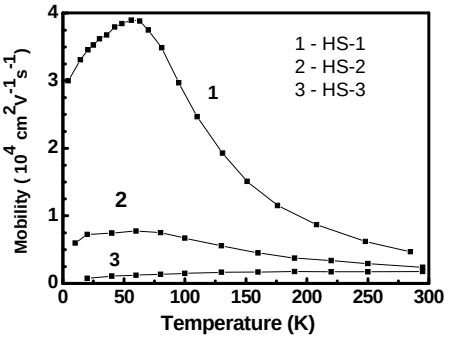


Рис. 3. Температурные зависимости слабополевой холловской подвижности электронов исследованных ГС

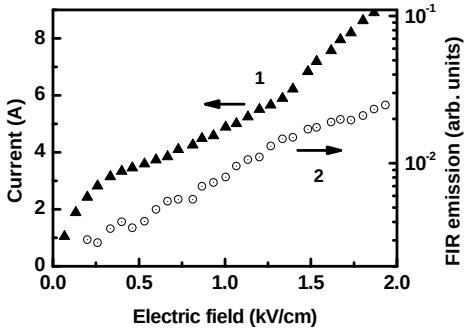


Рис. 4. ВАХ гетероструктуры HS-1 (*1*) и зависимости интенсивности ДИК-излучения от напряженности латерального электрического поля (*2*) (4.2 K)

Были измерены ВАХ при приложении импульсного напряжения (рис. 4). Импульсы тока имеют осциллирующий характер вследствие возникновения акустоэлектрических доменов, аналогично тому, как это наблюдалось ранее в системе с туннельно-связанными КЯ InGaAs/GaAs [5]. В данном случае их влияние исключено выбором малой длительности импульсов тока, меньше времени инкубации доменов сильного электрического поля. При напряженностях электрического поля в интервале 0.25–1.25 кВ/см наблюдается уменьшение наклона ВАХ, что свидетельствует о наличии эффективного пространственного переноса электронов из КЯ в область с низкой подвижностью электронов (СР). На этом же участке наблюдается экспоненциальный рост интегральной интенсивности ДИК-излучения. Расчет дипольных моментов межподзонных оптических переходов свидетельствует о том, что наиболее вероятным является переход *e*3–*e*2 с энергией 12–14 мэВ. При больших напряженностях электрического поля наклон ВАХ опять возрастает. Такое поведение ВАХ можно понять из сравнения с энергетической зонной диаграммой. Степень локализации волновых функций электронов разных подзон размерного квантования в КЯ или СР определяет подвижность электронов в этих подзонах. При увеличении латерального электрического поля увеличивается заселенность верхних подзон. В нашей системе подзоны *e*2 и *e*3 являются подзонами с низкой подвижностью электронов, а подзона 4, волновая функция которой расположена преимущественно в КЯ, с высокой подвижностью, что и обусловливает увеличение наклона ВАХ в полях выше 1.5 кВ. Уменьшение наклона зависимости интенсивности интегрального ИК-излучения от величины электрического поля связано как с уменьшением дипольного момента соответствующих оптических переходов, так и с тем фактом, что энергия переходов выходит за границы чувствительности фотодетектора.

Таким образом, получены и исследованы ГС, в которых наблюдается эффективный пространственный перенос электронов при латеральном сильнополевом транспорте и ДИК-излучение. Дальнейшие исследования направлены на расчет параметров и реализацию гетероструктур, эффективных с точки зрения получения эффективного межподзонного излучения в необходимом диапазоне длин волн.

Работа поддержана РФФИ (гранты 10-02-00501-а и 11-02-90454-Укр_ф_а).

1. *Gribnikov, Z.S.* Nonlocal and nonlinear transport in semiconductors: Real-space transfer effects / Z.S. Gribnikov, K. Hess, G.A. Kozinovsky // J. Appl. Phys. 1995. V. 77, № 4. P. 1337–1373.

2. *Байдусь Н.В.* Латеральный транспорт и дальнее инфракрасное излучение электронов в гетероструктурах InGaAs/GaAs с двойными туннельно-связанными квантовыми ямами в сильном электрическом поле / П.А. Белевский, А.А. Бирюков, В.В. Вайнберг, М.Н. Винославский, А.В. Иконников, Б.Н. Звонков, А.С. Пилипчук, В.Н. Порошин // ФТП. 2010. Т. 44, вып. 11. С. 1543–1546.

3. *Алешкин, В.Я.* Инверсия электронной населенности подзон размерного квантования при продольном транспорте в туннельно-связанных квантовых ямах / В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // ФТП. 2002. Т. 36, вып. 6. С. 724–727.

4. *Алешкин, В.Я.* Инверсия заселенности Г-подзон в квантовых ямах в условиях междолинного Г-*L*-переноса / В.Я. Алешкин, А.А. Андронов, А.А. Дубинов // ФТП. 2003. Т. 37, вып. 2. С. 224–228.

5. *Антонов А.В.* Осцилляции тока при латеральном транспорте в гетероструктурах GaAs/InGaAs с квантовыми ямами / В.И. Гавриленко, Е.В. Демидов, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова // ФТП. 2005. Т. 39, вып. 1. С. 53–58.

Спиновое расщепление в гетероструктурах InGaAs/InP (001) с квантовыми ямами

Н.В. Байдусь[1], С.С. Криштопенко[2], К.Е. Спирин[2], А.В. Иконников[2], А.А. Ластовкин[2], А.А. Бирюков[1], Б.Н. Звонков[1], А.А. Перов[3], В.И. Гавриленко[2], В.Я. Демиховский[2], В.Т. Долгополов[4]

[1]Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород.
[2]Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н. Новгород.
[3]Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород.
[4]Институт физики твердого тела РАН, Московская область, Черноголовка.
e-mail: bnv@nifti.unn.ru

В последние десятилетия во всём мире наблюдается значительный интерес к полупроводниковым структурам, характеризуемым не только высокой подвижностью носителей заряда, но и большим спиновым расщеплением в энергетическом спектре. Основное внимание исследователей привлекает спиновое расщепление в двумерных (2D) полупроводниковых системах в отсутствие магнитного поля, связанное со структурной асимметрией в системе (расщепление Рашбы) [1]. Данное расщепление электронных состояний вблизи дна зоны проводимости в 2D полупроводниковых структурах либо линейно, либо кубично по квазиимпульсу (в зависимости от совместного вклада $|S\rangle$- и $|P\rangle$-состояний объёмных материалов в формирование нижней подзоны размерного квантования гетероструктуры). Прикладывая электрическое поле и изменяя структурную асимметрию в системе, можно управлять величиной спинового расщепления в энергетическом спектре, что является привлекательным для применения в приборах спинтроники, таких как спиновый полевой транзистор [2].

Гетероструктуры *n*-InGaAs/InP с квантовыми ямами (КЯ) характеризуются малой эффективной массой ($0.045m_0$–$0.055m_0$) и высокой подвижностью 2D электронов, достигающей $2\cdot10^5$ см^2/(В·с) при $T = 0.6$ К [3], что делает их перспективными не только для создания традиционных быстродействующих электронных приборов, но и различных приборов спинтроники. В данных структурах при $T < 1.3$ К экспериментально наблюдаются эффекты, связанные со спин-орбитальным расщеплением Рашбы, такие как слабая антилокализация и биения осцилляций Шубникова – де Гааза (ШдГ) [3–6]. Настоящая работа посвящена исследованию магнитотранспорта в модуляционно-легированных структурах InGaAs/InP с 2D электронным газом. Целью данной работы было экспериментальное обнаружение эффектов, связанных со спин-орбитальным взаимодействием, в магнетотранспортных измерениях при $T = 4.2$ К.

Гетероструктуры с КЯ InGaAs/InP были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии на полуизолирующих подложках InP (001). Буферный и покровный слои этих структур намеренно не легировались. Для создания 2D электронного газа на расстоянии 10 нм от КЯ создавался сильно легированный кремнием (до $(1–2)\cdot10^{18}$ см$^{-3}$) слой толщиной 10 нм. Мольная доля In в КЯ толщиной 10 нм для различных структур варьировалось от $x = 0.49$ до $x = 0.73$. Концентрация 2D-электронов n_S в различных образцах составляла $(0.8–2)\cdot10^{12}$ см$^{-2}$. Наши образцы характеризовались сравнительно высокой подвижностью электронов $\mu_n \approx 5500–9360$ см^2/(В·с) при 300 К и 4359–99900 см^2/(В·с) при 77 К. Структурная асимметрия в образцах была обусловлена “встроенным” электрическим полем области пространственного заряда (ОПЗ) поверхностного потенциального барьера и легирующего слоя в барьере InP, ближайшем к поверхности. Осцилляции ШдГ исследовались при $T = 4.2$ К на образцах прямоугольной формы в геометрии Ван-дер-Пау. Для изменения n_S за счёт эффекта остаточной фотопроводимости использовалось излучение синего светодиода.

В гетероструктуре $In_xGa_{1-x}As/InP$ с максимальным содержанием In в КЯ ($x = 0.7$) при подсветке синим светодиодом наблюдались биения осцилляций ШдГ (рис. 1). Концентрация 2D-электронов n_S, полученная из измерений эффекта Холла, составила $1.6\cdot10^{12}$ см$^{-2}$.

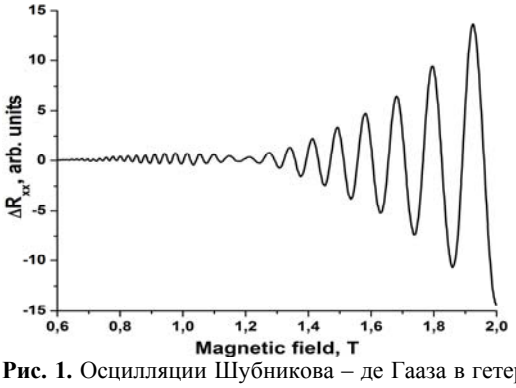


Рис. 1. Осцилляции Шубникова – де Гааза в гетероструктуре $In_{0.7}Ga_{0.3}As/InP$ при $T = 4.2$ К

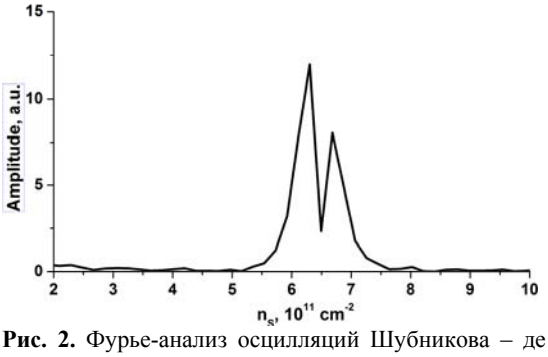


Рис. 2. Фурье-анализ осцилляций Шубникова – де Гааза в гетероструктуре $In_{0.7}Ga_{0.3}As/InP$

На рис. 2 представлены значения концентраций 2D-электронов с противоположными спинами

($n_\uparrow$ и $n_\downarrow$), полученные из фурье-анализа осцилляций ШдГ в обратном магнитном поле. Зная $n_\uparrow$ и $n_\downarrow$, можно определить спиновое расщепление Рашбы Δ_R при фермиевском волновом векторе $k_F = \sqrt{2\pi n_S}$:

$$\Delta_R(k_F) = \frac{\hbar^2}{m^*} 2\pi n_S \sqrt{2 - 2\sqrt{1 - \left(\frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{n_S}\right)^2}}\,.$$

Для расчёта Δ_R в качестве m^* использовалась циклотронная масса на уровне Ферми равная $0.052m_0$, полученная из измерений циклотронного резонанса при постоянной энергии излучения ЛОВ (рис. 3).

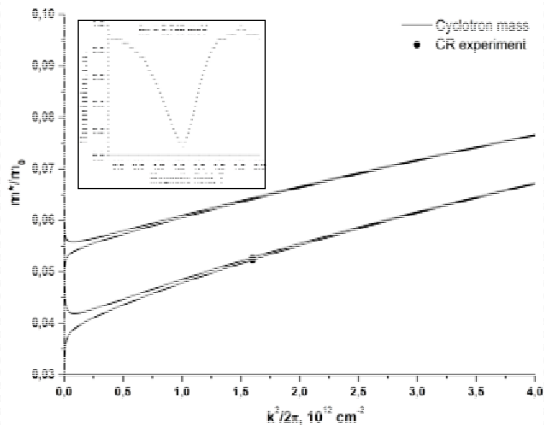


Рис. 3. Циклотронная масса в двух подзонах размерного квантования в гетероструктуре $In_{0.7}Ga_{0.3}As/InP$. На вставке – спектр циклотронного резонанса при $T = 4.2$ K

Как видно из рис. 3, теоретическое значение циклотронной массы на уровне Ферми в гетероструктуре $In_{0.7}Ga_{0.3}As/InP$ находится в прекрасном согласии с экспериментом. Таким образом, расщепление Рашбы при фермиевском волновом векторе, определённое из анализа биений осцилляций ШдГ с использованием экспериментального значения циклотронной массы, составляет 2.95 мэВ и находится в удовлетворительном согласии с теоретическим значением 2.60 мэВ.

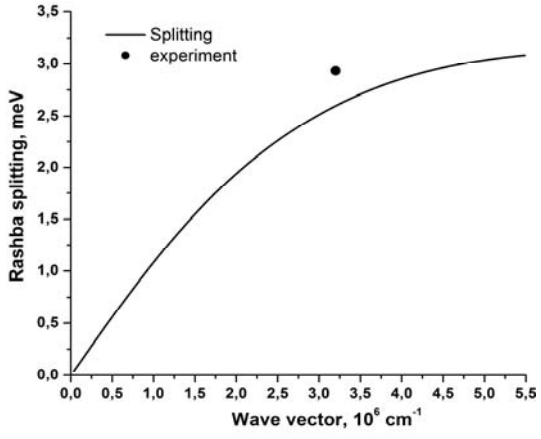


Рис. 4. Спиновое расщепление Рашбы в первой подзоне размерного квантования в гетероструктуре $In_{0.7}Ga_{0.3}As/InP$. Чёрная точка соответствует экспериментальному значению при фермиевском волновом векторе

Отметим, что непараболичность закона дисперсии в зоне проводимости (см. рис. 3) приводит к тому, что расщепление спектра при фиксированной концентрации электронов (рис. 4) линейно по волновому вектору только вблизи дна подзоны размерного квантования.

Для характеристики величины расщепления в подзоне размерного квантования с непараболическим законом дисперсии по аналогии с [7] можно ввести "константу" спинового расщепления Рашбы

$$\alpha(k) = \frac{\Delta_R(k)}{2k}\,.$$

Экспериментальное значение константы расщепления Рашбы составляет $\alpha(k_F)$=4.58·10^{-10} эВ·см и находится в удовлетворительном согласии с теоретическим значением при фермиевском волновом векторе $\alpha(k_F)$ = 4.08·10^{-10} эВ·см (рис. 5).

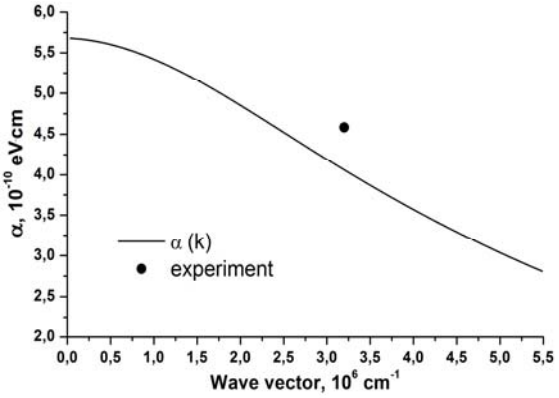


Рис. 5. Константа расщепления Рашбы в приближении Хартри в первой подзоне размерного квантования в гетероструктуре $In_{0.7}Ga_{0.3}As/InP$

Все расчёты, представленные в настоящей работе, были выполнены в самосогласованном приближении Хартри. В качестве одноэлектронного гамильтониана использовался 8-зонный **k·p**-гамильтониан с учётом эффектов деформации. Подробное описание расчётов представлено в [7].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 11-02-00960, 11-02-97039-р_поволжье_а, 10-02-00501а, 11-02-90454-Укр_ф_а, 09-02-00752), Минобрнауки РФ (РНП 2.1.1/2686), фонда некоммерческих программ «Династия», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт №П805) и РАН.

1. *Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба* // Письма ЖЭТФ, **39**, 66 (1984).

2. *S. Datta and B. Das* // Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).

3. *Th. Schäpers et al.* // Semicond. Sci. Technol. **24**, 064001 (2009).

4. *Y.M. Zhou et al.* // J. Appl. Phys. **107**, 053708 (2010).

5. *S.A. Studenikin et al.* // Phys. Rev. B **68**, 035317 (2003).

6. *G. Engels et al.* // Phys. Rev. B **55**, R1958 (1997).

7. *В.И. Гавриленко и др.* // ФТП **45**, 111 (2011).

Динамика перезарядки Al-нанокластеров в матрице GaAs

Н.В. Востоков, В.М. Данильцев, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.
e-mail: vostokov@ipm.sci-nnov.ru

Полупроводниковые материалы с металлическими наноразмерными включениями вызывают интерес исследователей в качестве искусственной нелинейной среды, перспективной для различных приложений. Одной из особенностей такого материала является существование в полупроводнике обедненных областей вокруг металла, приводящих к возникновению нелинейных емкости и проводимости. Возможность формирования гетероструктур, представляющих собой матрицу монокристаллического GaAs с внедренными слоями нанокластеров Al, методом металлоорганической газофазной эпитаксии, была продемонстрирована в более ранних работах авторов [1, 2]. Настоящая работа посвящена изучению процессов перезарядки Al-нанокластеров в таких гетероструктурах, происходящих в результате приложения к структурам напряжения.

Исследуемая структура была выращена на сильно легированной n^+-подложке. Структура представляла собой слой GaAs n-типа с уровнем легирования $5\cdot10^{16}$ см$^{-3}$, толщиной 1 мкм, в середине которого был выращен слой Al-нанокластеров. Над слоем n-типа выращивался n^+-слой GaAs толщиной 0.5 мкм. Для проведения транспортных измерений в поперечной геометрии на поверхности структуры были сформированы мезы и изготовлены омические контакты. Омические контакты были также изготовлены со стороны подложки.

Типичные вольт-амперная (светлые маркеры) и вольтфарадная (темные маркеры) характеристики структуры представлены на рис. 1. Обедненные области полупроводника вокруг Al-нанокластеров перекрываются между собой и образуют барьер для протекания тока поперек нанокластерного слоя. При приложении к структуре напряжения нанокластеры перезаряжаются за счет того, что электроны переходят из полупроводника в металл либо в поверхностные состояния на границе металла и полупроводника. Это приводит к увеличению размеров обедненной области полупроводника вокруг нанокластерного слоя и уменьшению емкости структуры. Более подробно поведение емкости нанокластерных структур описано в работе [3] в рамках простейшей модели плоского металлического слоя, окруженного с обеих сторон полупроводником. Отсутствие полной симметрии вольт-амперной и вольт-фарадной характеристик относительно нулевого значения напряжения связано с асимметрией формы нанокластеров и с разными условиями роста полупроводника до и после их формирования [2]. Это приводит к отличию свойств барьерных контактов на границе металл – полупроводник по разные стороны нанокластерного слоя.

Для определения времен перезарядки нанокластеров были проведены исследования динамики изменения емкости структуры при приложении импульсов напряжения. На рис. 2 показана зависимость емкости от времени (маркеры), полученная в результате приложения к структуре зависящего от времени напряжения (сплошная линия). После переключения напряжения от 0 до –4 В происходит зарядка нанокластерного слоя отрицательным зарядом, емкость уменьшается, пока система не придет к своему новому стационарному состоянию. После обратного переключения напряжения нанокластерный слой разряжается и емкость возвращается к своему первоначальному значению. Небольшое уменьшение емкости, возникающее сразу после отключения напряжения, связано, по-видимому, с зарядкой глубоких уровней в запрещенной зоне полупроводника. Поскольку зарядка нанокластеров происходит через прямо смещенный контакт Шоттки, а разрядка через обратно смещенный контакт, время переходного процесса после подачи на структуру

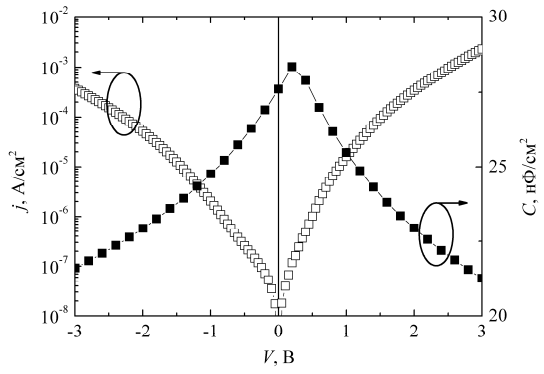


Рис. 1. Вольт-амперная (светлые маркеры) и вольтфарадная (темные маркеры) характеристики структуры, нормированные на единицу площади

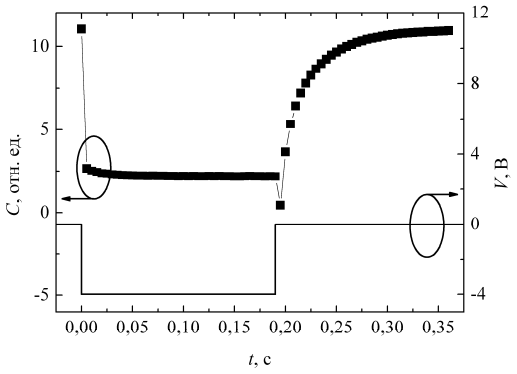


Рис. 2. Зависимость емкости от времени (маркеры), полученная в результате приложения к структуре импульса напряжения (сплошная линия)

напряжения должно быть много меньше времени переходного процесса после отключения напряжения (более подробно это обсуждается в [3]). Этот эффект и демонстрирует рис. 2. Как видно из рисунка, характерное время разрядки нанокластеров при комнатной температуре ~ 0.1 с. Характерное время зарядки было меньше шага измерений по времени (0.005 с), на рисунке видна лишь конечная стадия процесса, когда емкость близка к стационарному значению. Измерения, проведенные при низких температурах, показали, что начальная стадия зарядки нанокластерного слоя происходит за время < 0.005 с вплоть до температур меньше 200 К. На рис. 3 показаны переходные процессы релаксации емкости к стационарному состоянию после отключения напряжения смещения, полученные при различных температурах.

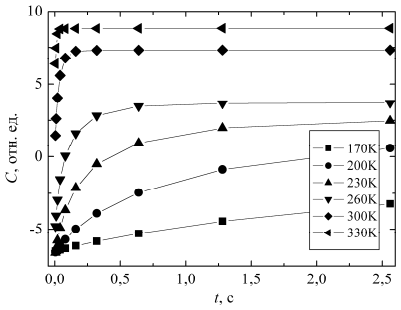


Рис. 3. Релаксация емкости к равновесию после отключения напряжения смещения при различных температурах

Рассмотрим конечную стадию процесса разрядки нанокластерного слоя, когда величина емкости близка к своему стационарному значению, а разность потенциалов между нанокластерами и окружающим полупроводником близка к нулю. В этом случае можно считать, что процесс переноса заряда из нанокластерного слоя в полупроводник описывается линейной вольт-амперной зависимостью с сопротивлением R в расчете на единицу площади структуры. Тогда зависимость емкости от времени будет иметь вид $C = C_0 - \text{const} \times \exp(-t/\tau)$, где $\tau = 2RC_0$, C_0 – стационарная емкость на единицу площади структуры. Используя эту зависимость для аппроксимации экспериментальных кривых, можно определить τ и рассчитать R для каждой температуры. На рис. 4 показана полученная таким образом величина R как функция от $1/kT$ (маркеры). В простейшей термоэмиссионной модели контакта Шоттки с эффективной высотой барьера Δ: $R \sim (1/kT)\cdot\exp(\Delta/kT)$. Аппроксимируя экспериментальную зависимость $R(1/kT)$ гладкой функцией (сплошная линия на рис. 4), можно найти зависимость эффективной высоты барьера от температуры по формуле $\Delta = \dfrac{\mathrm{d}[\ln(kTR)]}{\mathrm{d}[1/kT]}$. Полученная кривая показана на рис. 5. Как видно из рисунка, Δ быстро уменьшается с уменьшением температуры, а при $T = 300$ К составляет величину 0.36 эВ. Это означает, что даже при комнатной температуре и не слишком высоком уровне легирования полупроводника ($5\cdot10^{16}$ см$^{-3}$) существенную роль в переносе заряда из нанокластеров в полупроводник играет туннелирование. Такое поведение качественно согласуется с теоретическими представлениями о свойствах наноконтактов металл – полупроводник [4].

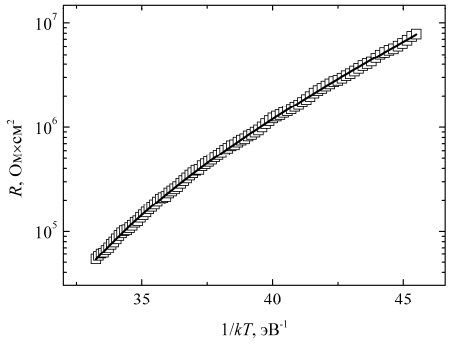


Рис. 4. Зависимость R от $1/kT$ (маркеры) и ее аппроксимация гладкой функцией (сплошная линия)

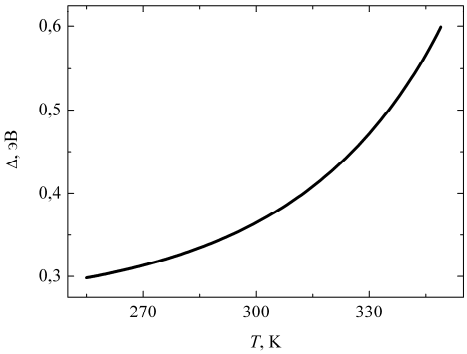


Рис. 5. Зависимость эффективной высоты барьера Δ от температуры

В работе проведены исследования процессов перезарядки Al-нанокластерного слоя, внедренного в матрицу GaAs, происходящих в результате переключения приложенного к структуре напряжения. Показано, что время разрядки нанокластеров превышает время их зарядки на несколько порядков величины. Перенос заряда между нанокластерами и полупроводником происходит по термополевому механизму вплоть до температур порядка комнатной. Полученные результаты могут представлять интерес для создания устройств памяти, нелинейных линий передач и защиты входных цепей.

Авторы выражают благодарность А.В. Мурелю за помощь в проведении измерений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-00948) и программами президиума РАН.

1. *Н.В. Востоков, В.М. Данильцев, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, А.В. Мурель, В.И. Шашкин*, Известия академии наук. Серия физическая **68**, 55 (2004).

2. *Н.В. Востоков, В.М. Данильцев, Ю.Н. Дроздов, Д.А. Пряхин, В.И. Шашкин, И.Ю. Шулешова*, Письма в ЖТФ **33**, 83 (2007).

3. *Н.В. Востоков, В.И. Шашкин*, ФТП **42**, 799 (2008).

4. *Н.В. Востоков, В.И. Шашкин*, ЖЭТФ **126**, № 1, 239 (2004).

Квантовые поправки к проводимости полупроводниковых структур с двойными квантовыми ямами

А.В. Германенко[1], Г.М. Миньков[1,2], О.Э. Рут[1], И.В. Солдатов[1], А.А.Шерстобитов[1,2]

[1] Уральский государственный университет им. А.М. Горького, пр. Ленина, 51, Екатеринбург.
[2] Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург.
e-mail: 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 (*e-e*) взаимодействие в мультиплетном канале могло бы привести к смене знака температурной зависимости проводимости, как это, вероятно, случается в кремниевых МОП-структурах.

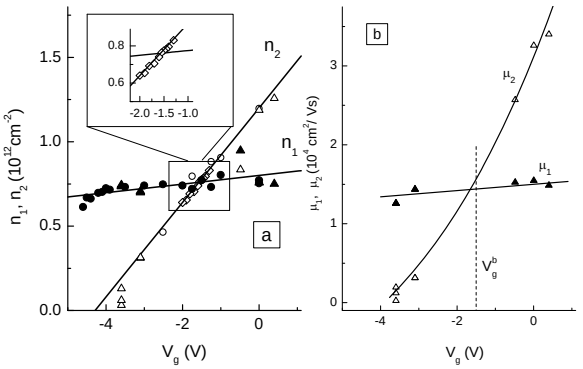


Рис. 1. Зависимость концентрации электронов (*a*) и подвижности (*b*) в нижней (n_1, μ_1) и верхней (n_2, μ_2) квантовых ямах от напряжения на полевом электроде

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования интерференционной квантовой поправки в гейтовых структурах с двойной квантовой ямой. Двойная квантовая яма формировалась двумя слоями арсенида галлия толщиной 8 нм каждый в матрице $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Ямы разделены барьером, представляющим собой слой $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ толщиной 10 нм. Основной легирующий дельта-слой кремния расположен в центре разделяющего барьера. Поскольку использование полевого электрода позволяет лишь уменьшать концентрацию электронов, в барьере над верхней квантовой ямой был размещен дополнительный легирующий слой. Благодаря этому концентрация электронов в верхней квантовой яме при нулевом напряжении оказывается выше концентрации в нижней, что позволяет пройти резонанс при увеличении отрицательного напряжения на полевом электроде. Такой дизайн структуры является принципиально важным, поскольку подвижности электронов в ямах вблизи резонанса оказываются близкими (рис. 1). Это позволяет надежно найти время неупругой релаксации фазы и скорость переходов между квантовыми ямами в условиях близости к балансу структуры.

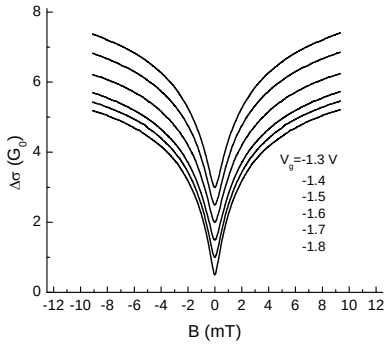


Рис. 2. Проводимость, вызванная подавлением интерференционной квантовой поправки, как функция поперечного магнитного поля при различных напряжениях на полевом электроде вблизи баланса

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости магнитопроводимости $\Delta\sigma(B)=1/\rho_{xx}(B) - 1/\rho_{xx}(0)$, измеренной в области магнитных полей, соответствующих подавлению интерференционной квантовой поправки, при напряжениях, близких к балансу структуры. На первый взгляд, все кривые похожи друг на друга и никаких особенностей, связанных с прохождением резонанса не наблюдается. В действительности в резонансе так и должно происходить, если скорость переходов между ямами $1/\tau_{12}$ меньше скорости неупругой релаксации фазы $1/\tau_\varphi$ (в пределе сильного неравенства проводимость структуры с двойной квантовой ямой есть просто сумма проводимостей каждой ямы).

Наличие резонанса отчетливо проявляется при обработке кривых магнитопроводимости. Как показано в [1], в условиях, когда параметры носителей в квантовых ямах отличаются не сильно, кривые магнитопроводимости хорошо описываются обычной формулой для одиночной квантовой ямы [2] с параметром $\tau_\varphi^* = (1/\tau_{12} + 1/\tau_\varphi)^{-1}$ вместо τ_φ и префактором, равным двум. На рис. 3, *a* показаны результаты такой обработки для двух исследованных структур (сплошные символы). Для одной из исследованных структур отчетливо виден резонансный характер зависимости τ_φ^*. Экспериментальные зависимости скорости переходов между ямами $1/\tau_{12}$ от V_g показаны на рис. 3, *b*. Линия на том же рисунке – теоретическая зависимость,

рассчитанная согласно [3] с параметрами исследованной структуры.

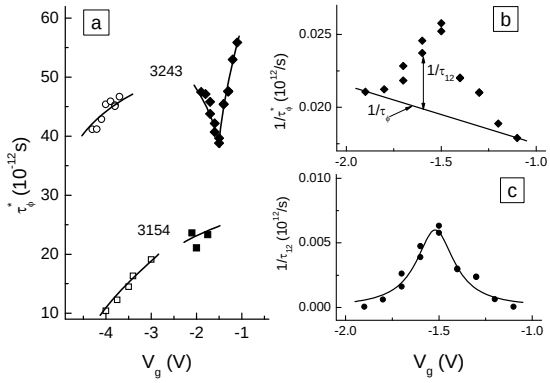


Рис. 3. Зависимость τ_φ^* от V_g. Сплошные и пустые символы соответствуют режимам, когда в проводимости участвуют обе и только нижняя квантовая яма соответственно (*a*). Иллюстрация нахождения скорости переходов между квантовыми ямами и скорости релаксации фазы вблизи баланса (*b*). Скорость переходов в зависимости от напряжения на полевом электроде (*c*). Символы – эксперимент, линия – результат теоретического расчета с параметрами исследованной структуры

Экспериментальные зависимости времени релаксации от проводимости системы, пересчитанной на одну квантовую яму, для двух исследованных структур показаны на рис. 4. На рис. 4, *a* показаны зависимости, полученные в режиме, когда проводит только одна нижняя квантовая яма. Хорошо видно, что все точки ложатся на одну плавную кривую и неплохо согласуются с теоретической зависимостью [4].

Неожиданный результат получается при сравнении экспериментальных значений времени релаксации фазы, полученных в двух режимах – в режиме, когда заселена только нижняя квантовая яма, и в режиме, близком к балансу квантовых ям. Как видно из рис. 4, *b* и рис. 4, *c*, время релаксации фазы практически не зависит от того, одна или две квантовые ямы участвуют в проводимости. Это означает, что неупругое взаимодействие электронов в одной квантовой яме с электронами в другой не дает заметного вклада в скорость релаксации фазы. Это кажется неожиданным для исследованных структур, поскольку длина экранирования в нашем случае не сильно меньше расстояния между квантовыми ямами. С другой стороны, наличие второй квантовой ямы экранирует взаимодействие между электронами внутри одной квантовой ямы, что в принципе может частично или полностью компенсировать первый эффект. Насколько нам известно, количественной теории дефазинга для структур с двойными квантовыми ямами не существует.

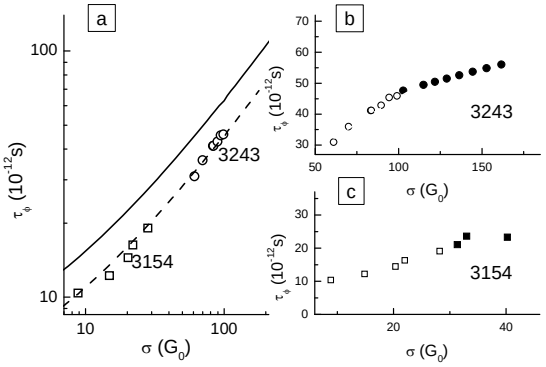


Рис. 4. Зависимость времени сбоя фазы от проводимости на одну квантовую яму в случае, когда заселена только нижняя квантовая яма (*a*). Символы – экспериментальный результат, сплошная линия – расчет [4]. Время релаксации фазы как функция проводимости для двух исследованных структур (*b*) и (*c*). Пустые символы – заселена только нижняя квантовая, сплошные – заселенности квантовых ям близки

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

1. *G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, A.K. Bakarov, and D.V. Dmitriev*, Phys. Rev. B **82**, 165325 (2010).

2. *S. Hikami, A. I. Larkin, and Y. Nagaoka*, Prog. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).

3. *O. E. Raichev and P. Vasilopoulos*, J. Phys.: Condens. Matter **12**, 589 (2000).

4. *B. N. Narozhny, G. Zala, and I. L. Aleiner*, Phys. Rev. B **65**, 180202 (2002).

Распад многоэлектронных квазистационарных состояний в квантовых точках

С.М. Кашин[1,2], А.М. Сатанин[1,2]

[1] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород.
[2] Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23/3.
e-mail: smkashin@gmail.com

Теория распада возбужденных квантовых состояний имеет давнюю историю (см. обзор [1]). Данная проблема с точки зрения нестационарного уравнения Шредингера впервые рассмотрена в работе Друкарева [2], где было исследовано временное поведение одноэлектронной волновой функции, первоначально локализованной в сферически-симметричной потенциальной яме. Согласно сценарию Друкарева, существует два характерных времени, определяющих поведение волновой функции: на первом временном интервале частица быстро выходит из ямы, а далее возникает суперпозиция долгоживущего состояния в яме и уходящего волнового пакета.

В последнее время стало возможным исследовать квантовые эффекты на индивидуальных объектах, таких как квантовые ямы, квантовые точки, микрорезонаторы, сверхпроводящие джозефсонофские контуры и т.д. Например, в работах [3–5] продемонстрировано, что с помощью сканирующей микроскопии можно наблюдать распределение электронной плотности и управлять волновой функцией, локализованной на квантовой точке (КТ). Это означает возможность экспериментального манипулирования квантовыми состояниями и наблюдения распада квантовых состояний индивидуальных объектов, а также возможность наблюдения динамики распадающегося состояния. Поскольку на КТ могут существовать многоэлектронные состояния, то возникает новая проблема распада состояний взаимодействующих электронов.

В данной работе впервые изучен распад многоэлектронных состояний на КТ в условиях кулоновской блокады. Начальное состояние локализовано на КТ и может покидать ее по многим каналам, которые можно реализовать, если соединить КТ с резервуаром омическим проводником. В работе аналитически и численно изучена временная динамика квантового состояния в проводнике и в КТ. Предложена методика наблюдения динамики распадающихся состояний методами сканирующей микроскопии, что позволит извлечь дополнительную информацию о структуре спектра элементарных возбуждений на КТ и времени жизни этих состояний.

В качестве физической реализации будем иметь в виду КТ («квантовый остров»), которая реализуется в 2DEG с планарными управляющими электродами. Пусть КТ соединена с омическим проводником, как это изображено на рис. 1.

Предполагается, что на КТ имеется конечное число уровней (N) с энергиями ε_i (i – номер уровня), а в равновесии с проводником M из них заняты электронами. При этом положение уровней на КТ зависит от приложенного напряжения U, а ее соединение с проводником определяется матричными элементами V_i [6]. Распространение электронов в проводнике описывается в рамках приближения сильной связи и характеризуется вероятностью перескока между узлами V_0.

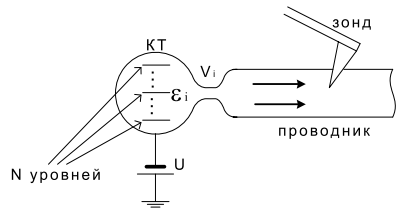


Рис. 1. Схема КТ с управляющими электродами и омическим проводником (контактом), в котором с помощью зонда осуществляется диагностика квантового состояния

Гамильтониан системы имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{QD} + \hat{H}_t , \qquad (1)$$

где $\hat{H}_0$ и $\hat{H}_{QD}$ – гамильтонианы контакта и квантовой точки,

$$\hat{H}_0 = -V_0 \sum_m \left(\hat{a}^+_{m+1} \hat{a}_m + \hat{a}^+_m \hat{a}_{m+1} \right), \qquad (2)$$

$$\hat{H}_{QD} = \frac{e^2}{2C} \left(\sum_{i=1}^{N} \hat{d}^+_i \hat{d}_i \right)^2 + \sum_{i=1}^{N} \left(eU + \varepsilon_i \right) \hat{d}^+_i \hat{d}_i \ , \qquad (3)$$

а $\hat{H}_t$ описывает туннельную связь квантовой точки с контактом:

$$\hat{H}_t = \sum_{i=1}^{N} \left(V_i \ \hat{a}^+_1 \hat{d}_i + V_i^* \hat{a}_1 \hat{d}^+_i \right). \qquad (4)$$

Здесь $\hat{a}^+_j$ и $\hat{a}_j$, $\hat{d}^+_i$ и $\hat{d}_i$ – операторы рождения и уничтожения электрона в j-м узле контакта и в i-м состоянии на квантовой точке, e – элементарный заряд, C – эффективная емкость квантовой точки, t_0 и t_i – матричные элементы, описывающие переходы между узлами контакта и квантовой точкой, U – дополнительный потенциал на квантовой точке. Волновую функцию точки, связанной с проводником, будем искать в виде:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{m \neq 0} \sum_{i=1}^{N} A_{m,i}(t) \hat{a}^+_m \hat{d}^+_i |0\rangle + \\ + \sum_{i,j=1}^{N} B_{i,j}(t) \hat{d}^+_i \hat{d}^+_j |0\rangle, \qquad (5)$$

где $A_{m,i}$ – амплитуда вероятности нахождения электрона на m-м узле проводника при занятом i-м уровне на КТ, а $B_{i,j}$ – амплитуды, определяющие двухэлектронное заполнение КТ (i-й и j-й уровни). Отметим, что амплитуды $A_{m,i}$ и B_{ij} антисимметричны относительно перемены индексов.

Будем полагать, что в начальный момент времени путем изменения приложенного потенциала U на КТ сформировано определенное число электронов, то есть создано состояние $|\Psi^{(M)}(0)\rangle$, которое затем будет эволюционировать согласно уравнению Шредингера.

Из уравнения Шредингера можно получить систему уравнений для амплитуд $A_{m,i}$ и $B_{i,j}$:

$$\begin{cases} i\dfrac{\partial}{\partial t}A_{m,i} = E_i A_{m,i} - V_0\left(A_{m-1,i} + A_{m+1,i}\right), \ m \neq 0,1, \\ i\dfrac{\partial}{\partial t}A_{1,i} = E_i A_{1,i} - V_0 A_{2,i} - \sqrt{2}\sum\limits_{j=1}^{N} V_j B_{i,j}, \\ \sqrt{2}i\dfrac{\partial}{\partial t}B_{ij} = \sqrt{2}E_{ij}B_{ij} + \left(V_i^* A_{1,j} - V_j^* A_{1,i}\right), \end{cases} \qquad (6)$$

где введено обозначение $E_{ij} = 4e^2/(2C) + 2eU + \varepsilon_i + \varepsilon_j$. Таким же образом можно получить уравнения для любого заполнения КТ.

Уравнения (6) решены численно методом Рунге – Кутты 4-го порядка для следующих параметров системы: $V_i \equiv V = 0.05$, $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i = 0.2$, $e^2/2C = 0.3$, $eU = -1.0$. При расчетах полагалось, что на КТ имеется $N = 3$ уровня. На рис. 2, *а* показана зависимость плотности вероятности $P_m(t) = \sum\limits_{i=1}^{N}\left|A_{m,i}(t)\right|^2$ от номера узла m в проводнике в моменты времени: $t_1 = 350$, $t_2 = 500$ и $t_3 = 650$. В данном случае наблюдаются периодически расположенные минимумы плотности вероятности, которые мы связываем с интерференцией состояний на КТ и в каналах рассеяния. Зависимость профиля плотности вероятности на определенном узле как функция времени изображена на рис. 2, *б*. Как видно, плотность вероятности также осциллирует во времени, что отражает интерференцию пришедших на узел волн.

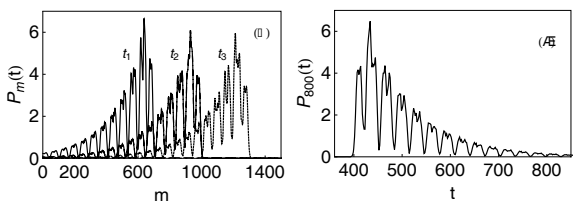


Рис. 2. Зависимость плотности вероятности электронов $P_m(t)$ ($\times 10^{-3}$) от номера узла контакта m в моменты времени $t_1 = 350$, $t_2 = 500$ и $t_3 = 650$ (*а*) и от времени t на узле $m = 800$ (*б*)

Отметим, что такая картина должна наблюдаться при экспериментальном сканировании волновой функции электрона в проводнике.

При трех ($N = 3$) уровнях на КТ электрон может туннелировать в один из трех энергетических каналов. На рис. 3 представлены парциальные волновые пакеты в каждом канале: на рис. 3, *а* – первом, рис. 3, *б* – втором, и в третьем канале – на рис. 3, *в*. Зависимость суммарной плотности вероятности на узле $m = 800$ от времени представлена на рис. 3, *г*. Параметры системы выбраны такими же, как и в предыдущем случае, за исключением расстояния между уровнями, которое взято равным $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i = 0.1$. В этом случае интервал по времени между минимумами плотности вероятности увеличился вдвое. Поскольку выполнено соотношение $\Delta\varepsilon \cdot \Delta T = \text{const}$, то это указывает на то, что положение нулей волнового пакета в проводнике связано с интерференцией состояний на КТ.

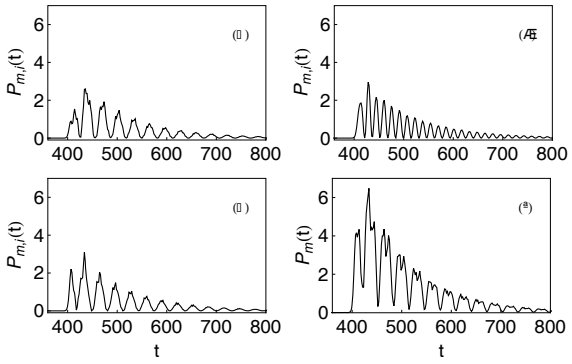


Рис. 3. Представлены парциальные зависимости плотности вероятности электронов $P_{m,i}(t)$ ($\times 10^{-3}$) от времени на одном из узлов проводника ($m = 800$) в 1-м (*а*), во 2-м (*б*), в 3-м каналах (*в*) и суммарная плотность вероятности $P_m(t)$ (*г*)

Таким образом, из проведенного исследования вытекает, что в случае, когда на точке имеются близкие уровни, волновой фронт распадающихся состояний имеет более сложную структуру, обусловленную интерференцией волн на КТ. В случае распада многоэлектронных состояний структура волнового фронта зависит как от взаимодействия электронов на КТ, так и от интерференции волн в различных каналах. Поскольку волновой фронт несет информацию о состояниях на КТ, то мониторинг волн в проводнике методами сканирующей микроскопии позволит извлечь дополнительную информацию о состояниях на КТ.

1. *L. Fondu, G. C. Glairardi and A. Rimini*, Rep. Prog. Phys. **41**, 587 (1978).

2. *Г.Ф. Друкарев*, ЖЭТФ, **21**, 59 (1951).

3. *A. C. Bleszynski-Jayich et al.*, Phys. Rev. B **77**, 245327 (2008).

4. *J. Qian, B. I. Halperin, E. J. Heller*, Phys. Rev. B **81**, 125323 (2010).

5. *M. T. Woodside, P. L. McEuen*, Science, **296**, 1098 (2002).

6. *Shi-Jie Xiong, Ye Xiong*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1407 (1999).

Неоднородность туннельного тока в тонких обратносмещенных p^+–n^+-переходах, обусловленная дискретностью распределения легирующих примесей

В.А. Козлов, С.В. Оболенский, В.Б. Шмагин, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: kozlov@ipm.sci-nnov.ru

Интерес к исследованиям в области квантово-механического туннелирования через пространственно неоднородные потенциальные барьеры с размером неоднородности порядка длины волны де Бройля вызван общей тенденцией к миниатюризации полупроводниковых приборов и увеличению степени интеграции. При этом уменьшение толщин потенциальных барьеров в современных полупроводниковых устройствах приводит, с одной стороны, к возрастанию роли туннельных явлений в работе приборов, а с другой – к тому, что барьеры становятся пространственно неоднородными.

Цель данной работы – выяснение того, как естественные флуктуации потенциала, обусловленные дискретностью легирующих примесей, формирующих потенциальные барьеры в обратносмещенных сильнолегированных p^+–n^+-переходах, приводят к неоднородному по площади протеканию туннельного тока через барьеры, что существенным образом сказывается на работе приборов с такими барьерами и на туннельном пробое переходов. В настоящей работе методом Монте-Карло рассчитаны распределения электрического поля, потенциала и вероятности межзонного туннелирования по площади обратносмещенного кремниевого p^+–n^+-перехода с учетом дискретности распределения заряда ионизованных доноров и акцепторов. Расчеты выполнены в трехмерной модели на основе принципа суперпозиции полей, формируемых парами ионов «ионизованный донор – ионизованный акцептор», что всегда можно сделать в силу электронейтральности p^+–n^+-перехода.

В одномерной теории туннельного пробоя полупроводниковых барьеров предполагается, что напряженность электрического поля в барьере равномерна по его площади. При этом поле, вызывающее пробой кремниевых p–n-переходов, имеет величину ≥ 1 МВ/см. Для толстых барьеров со сравнительно редким распределением примесей такое предположение хорошо оправдано, поскольку кулоновский потенциал ионизованных примесей медленно спадает, а следовательно, флуктуации поля и толщины барьера, вызванные дискретностью ионов примеси, плавные и слабые [1]. Иная ситуация имеет место для тонких барьеров при обратном смещении, в которых туннельная толщина барьера D (рис. 1) может определяться локализацией ионизованных примесей вблизи металлургической границы раздела, что связано со статистическим разбросом положения примесей. В этом случае внешнее по отношению к такой локализации поле, которое создается всей областью пространственного заряда (ОПЗ), и поле локализованных примесей могут обеспечить разность электрического потенциала, равную Wg/e, на длине, которая меньше характерного расстояния между примесями (рис. 2).

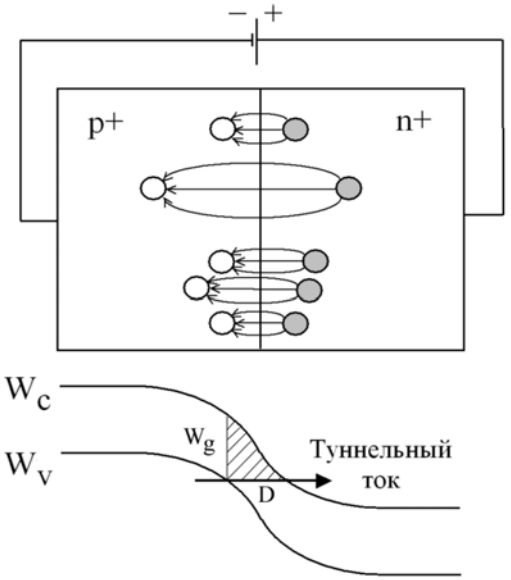


Рис. 1. Зонная диаграмма (внизу) и схема включения p^+–n^+-перехода при обратном смещении (вверху). Серыми кружками схематично показаны ионы доноров, а светлыми – акцепторов. Густота силовых линий пропорциональна напряженности электрического поля. Туннельные переходы показаны на зонной диаграмме стрелкой. Штриховкой показана форма барьера, через который туннелируют электроны. Wg – ширина запрещенной зоны, D – характерная туннельная толщина барьера, Wc – дно зоны проводимости, Wv – потолок валентной зоны

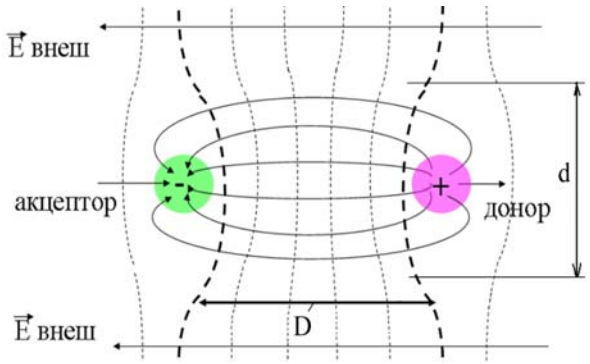


Рис. 2. Неоднородность электрического поля вблизи пары донор – акцептор, которые расположены напротив друг друга. Разность потенциалов между пунктирными линиями больше Wg/e

Это означает, что в рассматриваемой локальной области сильного поля может происходить туннелирование электронов в зону проводимости. Такие электроны будут двигаться в поле ОПЗ и являться источниками возникновения неоднородного пробоя. Однако для осуществления такого туннелирования требуется выполнение дополнительного условия, состоящего в том, чтобы латеральный размер d сильного поля в плоскости перехода (рис. 3) был достаточно велик для прохождения волнового пакета, локализованного в поперечном направлении. Это легко понять, если обратиться к аналогии с прохождением электромагнитной волны через отверстие, которое можно рассматривать как короткий отрезок закритического волновода. Справедливость этой аналогии объясняется тем, что процессы рассеяния волновой функции и электромагнитного излучения описываются, по существу, схожими уравнениями (см., например, [2]). Рассматриваемое дополнительное условие состоит в том, что поперечный диаметр d должен быть больше половины латеральной длины волны де Бройля λ_p , которая для основной массы туннелирующих электронов примерно равна 15 нм.

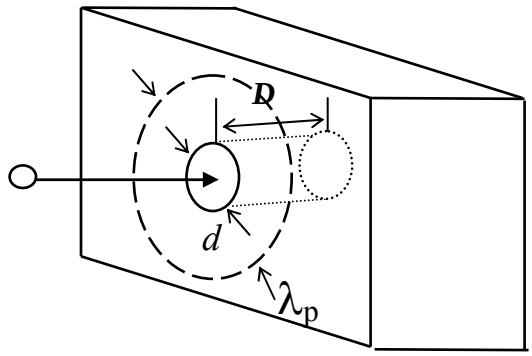


Рис. 3. Электродинамический аналог неоднородного по площади туннельного полупроводникового барьера. Здесь λ_p – поперечная длина волны де Бройля налетающего на барьер пакета, составленного из волновых функций валентной зоны, d – диаметр области с уменьшенной туннельной толщиной барьера D из-за действия электрического поля, создаваемого близлежащими парами ионов

Результаты проделанных расчетов показали, что одна пара ионов примесей не создает достаточно большого латерального диаметра отверстия d с малой толщиной D туннельного барьера, следовательно, для локального увеличения туннельного тока требуется скопление трех или более пар ионизованных примесей. Для вычисления вероятности туннелирования были рассчитаны карты распределения электрического поля в плоскости металлургической границы раздела p–n-перехода, что позволило рассчитать зависимость вероятности туннелирования T от поперечных координат в соответствии с представлениями о межзонном туннелировании через треугольный барьер, описанными в [3].

На рис. 4 приведено распределение плотности туннельного тока в плоскости металлургической границы раздела p–n-перехода. Этот рисунок демонстрирует, что туннельный ток в таком переходе сильно неоднороден по площади перехода. Такая неоднородность обусловлена тем обстоятельством, что неоднородность в распределении электрического поля в переходе входит в выражение для туннельного тока экспоненциально.

Таким образом, проведенные расчеты показали, что случайный характер распределения заряда ионизованных примесей в ОПЗ создает естественные неоднородности в распределении потенциала и плотности туннельного тока по площади обратносмещенного p^+–n^+-перехода за счет скопления трех и более пар ионов вблизи металлургической границы раздела. Такие неоднородности в сильнолегированных переходах приведут к возникновению неоднородного туннельного пробоя при приложении большого обратного смещения к переходу.

Отметим, что неоднородное распределение туннельного тока по плоскости p–n-перехода можно наблюдать экспериментально, если использовать методы ближнепольной оптической микроскопии для изучения тонкой пространственной структуры распределения интенсивности горячей электролюминесценции эрбия в режиме туннельного пробоя p–n-перехода.

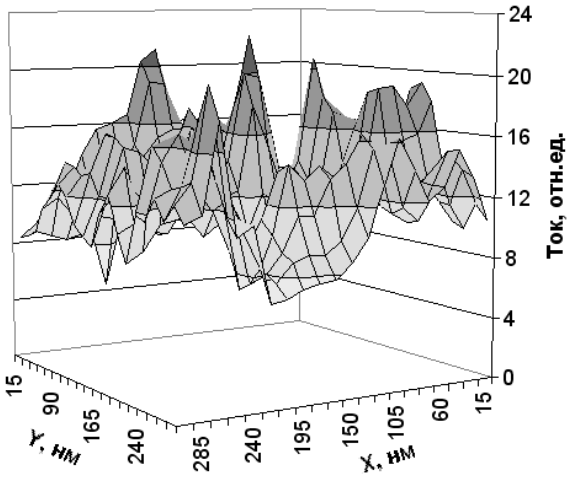


Рис. 4. Распределение плотности туннельного тока по поверхности кремниевого p–n-перехода для концентрации доноров $1.4 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 09-02-00898), программ РАН и ФЦП (ГК № 02.740.11.0117).

1. *Arnold D., Kim K., Hess K.* // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. P. 1456.

2. *Ньютон, Р.* Теория рассеяния волн и частиц. М. : Мир, 1962.

3. *Зи, С.* Физика полупроводниковых приборов. М. : Мир, 1982.

Структура спектра и стабильность многочастичных состояний в SiGe/Si квантовых ямах

В.С. Багаев[1], В.С. Кривобок[1], Д.Н. Лобанов[2], С.Н. Николаев[1,3], А.В. Новиков[2], Е.Е. Онищенко[1]

[1] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва.
[2] Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород.
[3] Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный.
e-mail: krivobok@sci.lebedev.ru

Предсказанное Келдышем явление конденсации экситонов в металлическую электронно-дырочную жидкость стимулировало новое направление исследований, которое продолжает интенсивно развиваться и в настоящее время. В частности, для трехмерных (3D) объектов ЭДЖ послужила основой для проверки теорий, описывающих систему фермионов с кулоновским взаимодействием. С появлением двумерных (2D) электронных систем стал актуальным вопрос о возможности конденсации экситонов, свойствах конденсированной фазы, а также характере фазового перехода «газ – жидкость» в 2D-случае. С точки зрения экспериментального исследования конденсации экситонов в 2D-системах удобным типом полупроводниковых структур являются квантовые ямы (КЯ) на основе напряженных слоев $Si_{1-x}Ge_x$, выращенные на кремниевой подложке. С одной стороны, подобные структуры характеризуются сравнительно большими временами жизни неравновесных носителей, с другой стороны, ряд особенностей зонной диаграммы напряженных $Si_{1-x}Ge_x/Si$ слоев с $x<0.1$ существенно облегчают экспериментальное наблюдение конденсации [1, 2].

Основная цель данной работы заключалась в исследовании стабильности и основных термодинамических характеристик 2D электронно-дырочной жидкости, возникающей в тонких КЯ $Si_{1-x}Ge_x/Si$ с различным содержанием германия. Для этого методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках Si (001) была выращена серия КЯ толщиной (5.0±0.1) нм с содержанием германия $0.025\leq x\leq 0.14$. Параметры КЯ дополнительно контролировались с помощью высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии. При указанных выше параметрах КЯ в слое SiGe реализуется потенциальная яма для дырок глубиной ~20–80 мэВ, основное состояние в которой вследствие двуосного сжатия формирует подзона тяжелых дырок, а электрон локализуется в основном за счет кулоновского взаимодействия. Основным методом исследования динамики фазовых переходов и электронного спектра коллективных фаз была стационарная и разрешенная по времени люминесценция.

При анализе спектров ИК-люминесценции было обнаружено, что с уменьшением концентрации Ge возрастает равновесная плотность ЭДЖ и работа выхода на пару частиц. Это связано как с уменьшением потенциального барьера для электронов в слое SiGe, так и с увеличением плотности состояний в валентной зоне. В структуре с наименьшим содержанием Ge (x~0.025) была обнаружена особенность на коротковолновом крыле линии излучения ЭДЖ, которая связана, предположительно, с вкладом подзоны легких дырок. Анализ полученных данных показал, что в КЯ с низким содержанием германия (x=0.035) энергия связи на пару частиц в конденсированной фазе составляет 6 мэВ, что приблизительно на 40% выше, нежели в объемном кремнии при аналогичной одноосной деформации (см. рис. 1, *а*). В квантовых ямах с содержанием германия $x>0.08$ образования конденсированной фазы не наблюдалось.

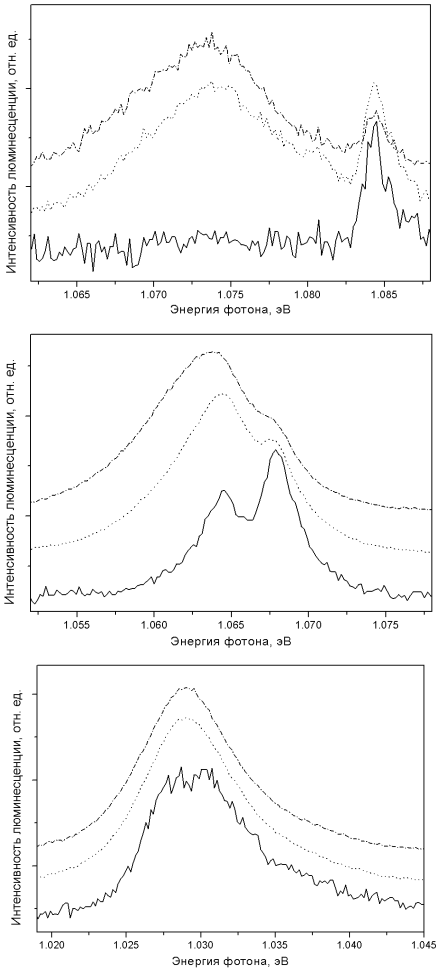


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции КЯ с содержанием Ge x=0,035 (*а*), 0,05 (*б*) и 0,096 (*в*) в области ТО-фононного повторения излучения КЯ при температуре 10 К и плотностях возбуждения 2 Вт/см^2 (штрих-пунктир), 200 мВт/см^2 (пунктир) и 25 мВт/см^2 (сплошная линия)

Анализ спектров люминесценции исследуемых структур в видимой области (так называемая $2E_G$-люминесценция [3]) позволил заключить, что в КЯ с x<0.06 отчетливо регистрируется два типа многочастичных состояний. При низких плотностях (W~0.08 Вт/см^2) возбуждения в спектре $2E_G$-люминесценции доминировала линия, связанная, предположительно, с многоэкситонными комплексами. Увеличение накачки до W~0.3 Вт/см^2 приводило к появлению в спектрах линии излучения ЭДЖ, максимум которой отстоит от дна экситонной зоны на 4–11 мэВ (в зависимости от содержания германия в слое SiGe). Характерной особенностью этой линии является сохранение ее формы при увеличении плотности мощности возбуждения и наличие значительного (до ~50 мэВ) длинноволнового размытия. Появление подобной линии излучения наблюдалось и для квантовых ям с содержание германия x>0.08, но в этом случае форма линии не сохранялась при увеличении уровня возбуждения.

Парадоксальной особенностью структур с концентрацией Ge ~5–7% является сравнительно высокая критическая температура ЭДЖ (~25 K) при крайне низкой энергии связи конденсированной фазы по отношению ко дну экситонной зоны. По оценкам, сделанным на основе ИК- и $2E_G$-спектров, при x~5% энергия связи ЭДЖ не превышает 0.5 мэВ (рис. 1, *б*). Таким образом, 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. В этом случае стабильность конденсированной фазы увеличивается по мере возрастания концентрации экситонов. По-видимому, в отличие от структур с x>0.09 для КЯ с x~0.05–0.07 из-за низкой величины разрыва зоны проводимости реализуется промежуточная ситуация: взаимодействие экситонов носит отталкивающий характер, но конденсированная фаза оказывается стабильной из-за перенормировки локализующего потенциала в КЯ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (09-02-01233-а) и гранта Президента РФ для молодых ученых кандидатов наук РФ МК-64564.2010.2.

1. *V.S. Bagaev, V.S. Krivobok, S.N. Nikolaev et al.* Observation of the electron-hole liquid in $Si_{1-x}Ge_x$/Si quantum wells by steady-state and time-resolved photoluminescence measurements // Phys. Rev. B. 2010. V. 82, P. 1153131–1153135.

2. *Т.М. Бурбаев, М.Н. Гордеев, Д.Н. Лобанов и др.* Электронно-дырочная жидкость и экситонные молекулы в квазидвумерных SiGe-слоях гетероструктур Si/SiGe/Si // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 92, вып. 5. С. 341–345.

3. *T. Steiner, L. Lenchyshyn, M. Thewalt et al.* Visible photoluminescence from biexcitons in $Si_{1-x}Ge_x$ quantum wells // Solid State Commun. 1994. V. 89, № 5. P. 429–432.

Адмитансные исследования светодиодных гетероструктур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN

О.В. Кучерова, В.И. Зубков

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург.
e-mail: koucherova@mail.ru

Активная область полупроводниковых гетероструктур, использующихся в современных мощных белых и синих светодиодах, представляет собой сложную структуру из тонких квантовых ям InGaN/GaN. Диагностика таких структур требует использования современных адекватных методов их исследования. Для характеризации таких гетероструктур нами предложено использовать набор методов спектроскопии адмитанса, позволяющих проводить измерения в диапазоне температур 10…450 К, частот 10 кГц…2 МГц, с уровнем тестового сигнала 10 мВ с приложением внешнего постоянного смещения в пределах +2.5…–15 В [1].

В качестве объектов исследования были выбраны промышленно изготовленные светодиодные гетероструктуры, выращенные по технологии MOCVD. Активная область *p*-*n*-структуры расположена в *n*-GaN-области в непосредственной близости к металлургической границе и содержит систему множественных квантовых ям InGaN/GaN. По спектрам электролюминесценции максимальная доминирующая длина волны образцов составляет 470 нм.

На вольт-фарадных характеристиках $1/C^2$-V наблюдается система трех плато (рис. 1), которые указывают на наличие трех КЯ, пройденных границей области объемного заряда (ООЗ) при расширении из-за увеличения приложенного к структуре обратного смещения. При комнатной температуре реализуется квазистатический режим [2] и C-V-характеристики, измеренные на различных частотах, совпадают. Однако при понижении температуры стационарность процессов нарушается.

После дифференцирования C-V-зависимостей на концентрационном профиле основных носителей заряда наблюдается три пика (рис. 2). Характерное расстояние между пиками составляет 15 нм, таким образом, если учесть, что толщина КЯ равна 3 нм, то толщина барьеров между ними равна 12 нм. Понижение температуры влечет за собой обострение распределения Ферми – Дирака, ширина пиков уменьшается, и увеличивается их интенсивность.

В отличие от емкостной составляющей, которая характеризует токи смещения на границе ООЗ и модификацию барьерной емкости, проводимость характеризует активные токи через структуру на данной частоте. Системе плато на C-V-зависимости соответствует набор ступеней, заканчивающихся всплесками на зависимости G/ω-V. При прохождении границей ООЗ очередной квантовой ямы за счет изгиба энергетических зон, вызванного приложенным полем, возникает условие полного термического опустошения КЯ. Опустошенная КЯ далее не участвует в процессе токопереноса, что и проявляется в виде ступенчатых участков на зависимости G/ω-V-обостряющихся при низких температурах. Характерные всплески после ступени, явно проявляющиеся на низких температурах, связаны с последовательной эмиссией носителей заряда из отдельных КЯ. Кроме того, при очень низких температурах становится возможным различить постепенное ступенчатое уменьшение проводимости структуры как раз из-за последовательного “выключения” (т.е. полного обеднения вследствие нахождения глубоко в ООЗ) отдельных КЯ.

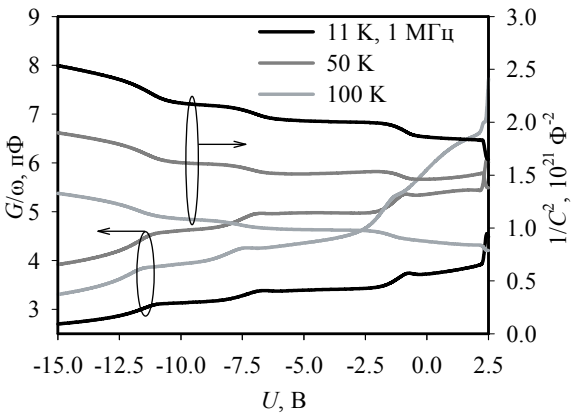


Рис. 1. Вольт-фарадная зависимость и зависимость проводимости от приложенного смещения образца w3 при различных температурах

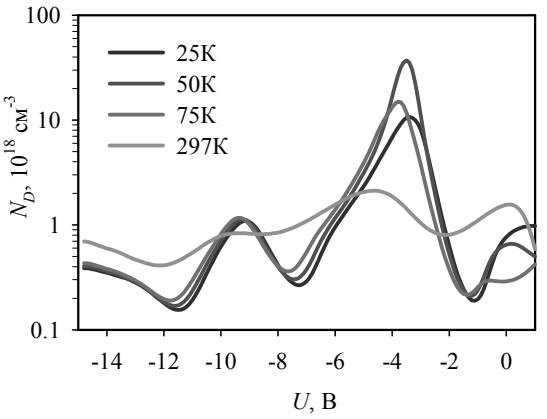


Рис. 2. Зависимость концентрации основных носителей заряда образца w3 при различных температурах

Исследование G/ω-T-зависимостей позволяет получить информацию о динамике процессов электронного захвата и эмиссии носителей заряда МКЯ [2]. При подаче на структуру с КЯ переменного напряжения возникает сигнал проводимости,

обусловленный термической эмиссией электронов с уровней квантования через барьер. Полная проводимость образца достигает максимума при условии резонанса e_n=ω, где e_n – скорость эмиссии носителей, ω – частота. На температурных спектрах проводимости в диапазоне +1...–10 В наблюдается три пика, тесно прилегающие друг к другу. Амплитуда пиков при уменьшении ООЗ увеличивается более чем в 2 раза. При увеличении частоты сигнала максимумы сдвигаются в сторону больших температур. Также можно заметить, что на малых частотах неразличим высокотемпературный максимум спектра проводимости, а на высоких частотах – низкотемпературный максимум от мелкого эмиссионного уровня.

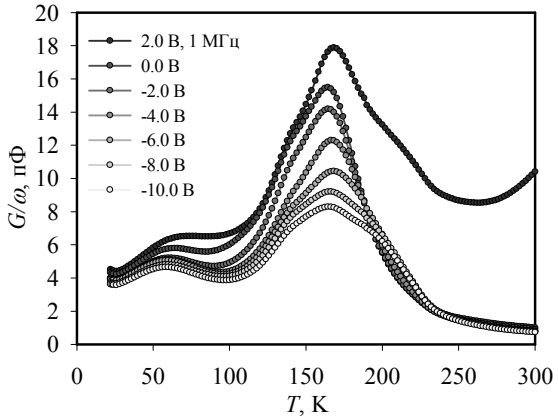


Рис. 3. Температурный спектр проводимости образца w3 при различных приложенных смещениях, измеренный при сигнале с частотой 1 МГц

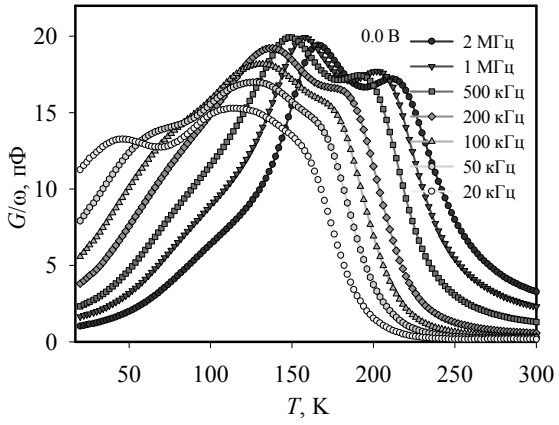


Рис. 4. Температурный спектр проводимости образца b1 при различных частотах тестового сигнала, измеренный при 0 В

При приложении большого прямого смещения (более +1.5 В) в структуре протекают инжекционные токи и наблюдается появление дополнительного отклика от глубоколежащего пика, энергия активации которого сильно зависит от приложенного смещения. При изменении напряжения с +1.9 до +2.2 В энергия активации четвертого пика падает с 380 до 310 мэВ.

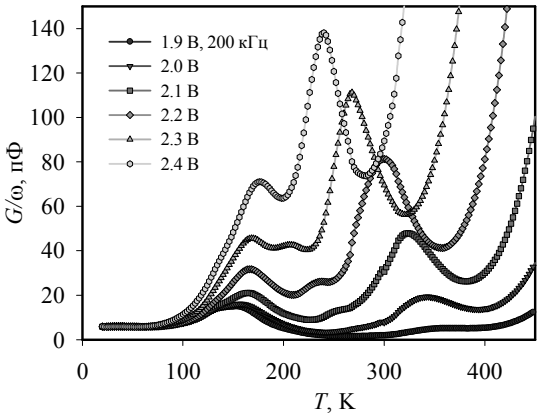


Рис. 5. Температурный спектр проводимости в условиях начала инжекции образца w3, измеренный на частоте 200 кГц

Графики Аррениуса, построенные по температурным максимумам спектров адмитанса на различных частотах, укладываются на прямые зависимости, что говорит об отсутствии туннельной составляющей эмиссии носителей заряда.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ, гос. контракты № 02.740.11.0213 от 07.07.2009, № П890 от 18.08.2009 и договор № 13.G25.31.0040 от 07.09.2010.

1. *Кучерова, О.В.* Неразрушающая диагностика наногетероструктур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN методом температурной спектроскопии адмитанса / О.В. Кучерова, В.И. Зубков, Е.О. Цвелев, И.Н. Яковлев, А.В. Соломонов // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2010. Т. 76, № 3. С. 24–28.

2. *Зубков В.И.* Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмитанса. СПб. : Элмор, 2007. 220 с.

Разработка аналитического метода импульсной фликкер-шумовой спектроскопии с целью идентификации атомных кластеров в низкоразмерных системах

М.И. Маковийчук

Физико-технологический институт РАН (Ярославский филиал), ул. Университетская, 21, Ярославль.
e-mail: makoviychuk@rambler.ru

Генерируемые при неэквивалентном обмене флуктуации динамических переменных твердофазной системы даже в условиях внешнего «термодинамического равновесия» (система в «термостате», электрический ток отсутствует) обусловливают разнообразные активационные процессы. Для их анализа разработан метод импульсной фликкер-шумовой спектроскопии (ИФШС).

Метод ИФШС основан на возможности активации приповерхностных слоев полупроводниковых кристаллов:

- изменением давления P в вакуумной камере, где находится исследуемый кристалл (хронометрированный ввод газовой пробы);
- освещением (белым светом или монохроматическим с длиной волны λ) в течение времени t;
- воздействием слабых импульсных магнитных полей (ИМП), приводящих к долговременному немонотонному изменению его структуры и структурнозависимых свойств.

Для анализа процессов адсорбции-десорбции на поверхности газочувствительного слоя (ГЧС) полупроводника предложен метод адсорбционно-десорбционной импульсной фликкер-шумовой спектроскопии (АД ИФШС) [1, 2].

Для анализа процессов дефектно-примесного взаимодействия в приповерхностных слоях полупроводниковых кристаллов разработан метод дефектно-примесной импульсной фликкер-шумовой спектроскопии (ДП ИФШС) [3].

В результате исследования поведения фликкер-шума на кремниевых структурах, размеры которых уменьшали вдоль одной координаты (от 5 мкм до 100 нм) установлено, что в этом случае спектр низкочастотных шумов не имеет вида типа $1/f$, а представляет собой линию (или сумму нескольких линий) лоренцевской формы. Увеличение температуры или геометрических размеров приводит к усложнению спектра и переходу его к фликкерному типу [4].

Уменьшение размеров исследуемых структур увеличивает информативность метода фликкер-шумовой спектроскопии за счет возможности исследования параметров локальных центров в кремнии на основании анализа поведения отдельных лоренцианов при изменении температуры [4]. Этот принцип лежит в основе методов дефектно-примесной и адсорбционно-десорбционной фликкер-шумовой спектроскопии.

В процессе выращивания и последующих технологических обработок, связанных с формированием приборных структур, в кристаллах Si возникают разнообразные кристаллографические дефекты и появляются нежелательные примеси, наличие которых может оказывать отрицательное воздействие на характеристики и выход годных приборов. Поэтому изучение различных аспектов состояния и поведения структурных дефектов и примесей является чрезвычайно актуальной научной и технической проблемой.

Особая роль дефектно-примесной фликкер-шумовой спектроскопии – в ее применении для информационного экспресс-анализа дефектно-примесного взаимодействия при реализации методов дефектно-примесной инженерии, а именно методов подавления образования остаточных нарушений, снижения коэффициентов диффузии примесей в имплантированном кремнии и геттерирования металлических примесей.

Применение ДПФШС кремниевых структур в качестве диагностического инструмента микротехнологии продемонстрировано при разработке технологии фликкер-шумовых газовых сенсоров нового поколения, предлагаемые в качестве составной части микроаналитических систем [5].

Особенностью ранних (1960–1980 гг.) исследований явления долговременной релаксации (ДР) в полупроводниках и полупроводниковых структурах является то, что ДР вызвана освещением или электрическим полем.

В работе [6] приводится детальная информация об изменении свойств широкого класса полупроводников, вызванном слабым магнитным полем. Полученные экспериментальные данные однозначно свидетельствуют о том, что воздействие на полупроводник магнитного поля приводит к долговременным изменениям структурного совершенства решетки, ее температуры, постоянной и, как следствие, к изменениям электрофизических характеристик изготовленных полупроводниковых структур, что обусловлено созданием в полупроводнике под действием магнитного поля кластеров френкелевских дефектов с аномально низкой энергией образования.

В результате исследований воздействия ИМП на Si кристаллы методом ИФШС обнаружен эффект долговременного изменения физико-химических свойств их поверхности, включающий повышение адсорбционной способности поверхности.

При этом наблюдается низкотемпературное геттерирование, в основе которого лежит ИМП-индуцированный распад примесно-дефектных комплексов в объеме кристалла, диффузия к поверхности кристалла образующихся продуктов распада и образование новых дефектных комплексов в приповерхностном слое. Расчет значений энергии активации и времени релаксации дефектных комплексов (кластеров) проводится методом ИФШС.

С точки зрения временных характеристик обнаруженные магнитопластические эффекты (МПЭ) можно разбить на три группы: проявляющиеся только во время действия МП и эффекты длительного последействия, которые в свою очередь могут быть полностью необратимыми или медленно релаксировать со временем.

Термодинамические и кинетические особенности наблюдавшихся МПЭ дали основание считать, что неравновесность, существующая в кристалле исходно или непрерывно подпитываемая извне тем или иным способом (нагружением, освещением, облучением и др.), является необходимым и важнейшим фактором, обеспечивающим высокую чувствительность дефектной структуры к внешним или внутренним магнитным полям [7].

В результате исследований воздействия ИМП на кремниевые кристаллы методами ИФШС обнаружен эффект немонотонного долговременного изменения физико-химических свойств их поверхности, включающий повышение адсорбционной способности и ее последующее снижение до уровня ниже исходного значения. Полученные результаты подтверждаются исследованиями, проведенными методами СТМ и микроволновой спектроскопии [8].

Обнаруженные магнитопластические эффекты открывают возможность проведения системных исследований воздействия ИМП на дефектную подсистему полупроводниковых кристаллов разработанными методами ИФШС.

В прикладном аспекте метод ИФШС предлагается для оценки совершенства формируемых наноструктур и анализа долговременной стабильности их электрофизических характеристик.

1. *Маковийчук М.И.* Фликкер-шумовой газовый сенсор / М.И. Маковийчук, А.Л. Чапкевич, А.А. Чапкевич, В.А. Винокуров // Медицинская техника. 2009. Т. 43, № 3. С. 5–10.

2. *Маковийчук М.И.* Перспективы развития фликкер-шумовой газовой сенсорики / М.И. Маковийчук, А.Л. Чапкевич, А.А. Чапкевич // Русский инженер. 2010. № 3/4(26–27). С. 30–36.

3. *Маковийчук М.И.* Фундаментальные и прикладные аспекты фликкер-шумовой спектроскопии неупорядоченных полупроводников: ионно-имплантированный кремний // Микроэлектроника. 2000. Т. 29, № 4. С. 247–265.

4. *Маковийчук М.И.* Возможности спектроскопии низкочастотных шумов при разработке газовых сенсоров нового поколения // Микроэлектроника. 2008. Т. 37, № 4. С. 258–269.

5. *Маковийчук М.И.* Фликкер-шумовая спектроскопия – диагностический инструмент технологии полупроводниковых наноструктур // Труды XII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Н. Новгород: ИФМ РАН, 2008. Т. 2. С. 329–330.

6. *Давыдов В.Н.* Запаздывающие структурные изменения в полупроводниках, стимулированные магнитным полем / В.Н. Давыдов, Е.А. Лоскутова, Е.П. Найден // ФТП. 1989. Т. 23, № 9. С. 1596–1600.

7. *Головин Ю.И.* Магнитопластичность твердых тел (Обзор) // ФТТ. 2004. Т. 46, вып. 5. С. 769–803.

8. *Левин М.Н.* Активация поверхности полупроводников воздействием импульсного магнитного поля / М.Н. Левин, А.В. Татаринцев, О.А. Косцова, А.М. Косцов // ЖТФ. 2003. Т. 73, вып. 10. С. 85–87.

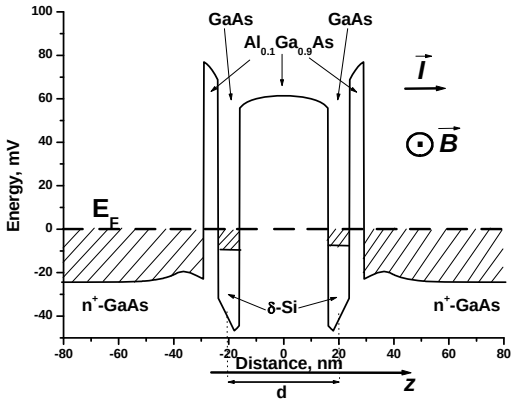
Гигантское магнитосопротивление многослойных туннельных гетероструктур на основе GaAs/AlGaAs

Е.Н. Морозова[1], В.А. Волков[1], J.-C. Portal[2]

[1] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11-7, Москва.
[2] GHMFL, CNRS-LCMI UPR 5021 Laboratoire des Champs Magnetiques Intenses, Grenoble, France.
e-mail: elena.morozova@gmail.com

Свойства двухъямных туннельных гетероструктур исследуются довольно давно. Основное внимание уделяется исследованию взаимодействующих двумерных (2D) систем, разделенных достаточно тонким барьером. В подобной системе было изучено влияние магнитного поля $B_{//}$, приложенного вдоль границ раздела, на туннельное сопротивление [1–3]. Поле такой ориентации несколько поворачивает импульс туннелирующего электрона [2] и, как правило, слабо изменяет сопротивление при малых напряжениях смещения [1].

В настоящей работе исследовано влияние магнитного поля $B_{//}$ на сопротивление трехбарьерной туннельной структуры с широким барьером, разделяющим две узкие квантовые ямы, при нулевом напряжении смещения (см. рисунок). Показано, что именно большая ширина центрального барьера, являющаяся особенностью исследованной системы, приводит к появлению гигантского магнитосопротивления в омическом режиме.



Туннелирующий электрон в магнитном поле $B_{//} = (0, By, 0)$ испытывает действие силы Лоренца. Это приводит к изменению 2D-импульса туннелирующего электрона, которое пропорционально магнитному полю и длине туннелирования: $\Delta p_x = eB_{//}d$. При увеличении ширины барьера это влияние будет усиливаться. Однако включение $B_{//}$ приводит к увеличению эффективной высоты барьера и сильному подавлению туннельного тока. Поэтому в работе исследованы структуры с широким, но низким барьером $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$. Сравнительно малое значение высоты барьеров (порядка 100 мэВ) обеспечивалось низким содержанием алюминия в них (около 10%). В квантовых ямах с помощью дельта-легирования кремнием формировались двумерные электронные слои с концентрацией примесей в каждой яме $2{,}8\cdot10^{11}$ см$^{-2}$. Снаружи от внешних барьеров располагались нелегированные слои GaAs толщиной 10,8 нм, отделяющие их от сильнолегированных слоев n^+-GaAs с концентрацией $3\cdot10^{17}$ см$^{-3}$ и толщиной 60 нм. Далее следовал переходный к подложке слой 0,1 мкм n^+-GaAs с концентрацией $3\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, с одной стороны, и контактный слой 0,3 мкм n^+-GaAs с такой же концентрацией с другой.

Измеряемый ток течет поперек слоев от сильнолегированного GaAs-эмиттера в GaAs-коллектор. При этом электроны, быстро протуннелировав через узкий внешний барьер, накапливаются в яме, и все напряжение смещения падает на широком барьере. Измерения проводились в перпендикулярном току магнитном поле величиной от 0 до 9 Тл в интервале температур от 3 до 45 К.

В температурной зависимости омической проводимости проявляются два качественно разных температурных режима транспорта: туннельный (при низких T) и надбарьерный (активационный) при высоких T.

В туннельном режиме в интервале 3–25 К в отсутствие магнитного поля проводимость слабо возрастает (на 10%) с увеличением температуры. В активационном режиме в интервале температур 30–45 К омическая проводимость экспоненциально возрастает почти на два порядка с энергией активации 50 мэВ. В обоих режимах обнаружено гигантское магнитосопротивление. В надбарьерном режиме магнитосопротивление $R(B)/R(0)$ не зависит от температуры и в интервале магнитных полей B=(0–5) Тл возрастает в два раза. В низкотемпературном режиме $R(B)/R(0)$ возрастает в 10 раз при B=(0–5) Тл и в 400 раз, когда B меняется от 0 до 9 Тл. Это связывается с подавлением (B=(0–4) Тл) и исчезновением ($B > 4$ Тл) канала резонансного туннелирования между ямами с сохранением двумерного квазиимпульса электронов.

Работа выполнена при поддержке RFBR-CNRS, грант РФФИ 07-02-92171-НЦНИ.

1. *J.P. Eisenstein, T.J. Gramila, L.N. Pfeiffer, and K.W. West.* Probing a two-dimensional Fermi surface by tunneling // Physical Review B. 1991. V. 44. P. 6511.

2. *J. Smoliner, W. Demmerle, G. Berthold, E. Gornik, G. Weimann, and W. Schlapp.* Momentum conservation in tunneling processes between barrier-separated 2D-electron-gas systems // Physical Review Letters. 1989. V. 63. P. 2116.

3. *Y. Berk, A. Kamenev, A. Palevski, L.N. Pfeiffer, and K.W. West.* Resonance magnetoresistance of coupled quantum wells // Physical Review B. 1995. V. 51. P. 2604.

Определение параметров структуры низкобарьерного диода с приповерхностным дельта-легированием из температурных зависимостей ВАХ

А.В. Мурель, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, 603950 ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: murel@ipm.sci-nnov.ru

Ранее [1] была развита теория токопереноса в низкобарьерном диоде (НБД) на основе контакта Мотта с приповерхностным изотипным δ-легированием, в которой при сопоставлении с экспериментом предполагали, что параметры структуры диода известны. Однако из-за существующей в технологии МОС-гидридной эпитаксии неоднородности параметров по площади (без принятия специальных мер) и экспоненциальной зависимости туннельного тока от глубины залегания дельта-слоя наблюдается значительный разброс по характеристикам изготовленных диодов. Расчет показывает, что при изменении глубины залегания дельта-слоя на +/–1-монослой арсенида галлия (~3 Å) эффективная высота барьера меняется на ~ –14/+25 мэВ, что для низкобарьерных диодов составляет ~10%. Такая проблема характерна для многих классов приборов, содержащих туннельные барьеры, и интенсивно обсуждалась для резонансно-туннельных диодов [2].

Диагностика же параметров непосредственно диодной структуры является сложной задачей и до настоящего времени практически не решена. По этой причине представляет интерес решение обратной задачи, когда имеется изготовленный диод и необходимо определить его основные внутренние параметры (глубину залегания d_0 и слоевую концентрацию доноров N^{2D} в δ-слое). Задача осложняется тем, что эффект снижения высоты барьера в первом приближении (при условии доминирующей роли туннелирования) определяется произведением этих параметров. Поэтому для их независимого определения необходима дополнительная информация, в качестве которой мы использовали температуру. Как было показано [3], для расчётов параметров НБД более удобно использовать зависимости дифференциального сопротивления диода от напряжения $R_d(V)$, поскольку в отличие от тока дифференциальное сопротивление имеет при нулевом смещении легко определяемое конечное значение. Поэтому в работе нами анализировался экспериментальный массив данных R_d–V–T.

Согласно теории токопереноса низкобарьерного диода на основе диода Мотта с приповерхностным изотипным δ-легированием [1], ВАХ можно описать следующим уравнением:

$$J(V) = A^* \cdot T^2 \cdot e^{-b(V)} \cdot e^{-\Delta_0/kT} \cdot \left(e^{qV/kT} - 1 \right), \qquad (1)$$

где Δ_0 – величина потенциального барьера в плоскости δ-слоя, определяющего термоэлектронную эмиссию носителей через границу металл – полупроводник; $b(V)$ – фактор, учитывающий конечную вероятность туннелирования носителей через треугольную вершину барьера. Эти величины напрямую зависят от ростовых параметров структуры низкобарьерного диода.

Из (1) можно вычислить дифференциальное сопротивление диода при нулевом смещении $R_d(0)$:

$$R_d(0) = \frac{k}{qA^*T} \cdot e^{b_0} \cdot e^{\Delta_0/kT}. \qquad (2)$$

Отсюда следует, что, построив экспериментально полученные значения $R_d(0) \cdot T$ в координатах Аррениуса, мы можем оценить величины Δ_0 и b_0. Знание этих двух величин позволяет сделать в первом приближении оценку параметров δ-слоя d_0 и N^{2D} по нижеприведённым формулам [1]:

$$d_0 = \frac{b_0}{\frac{4}{3} \cdot \frac{\sqrt{2me}}{\hbar} \cdot \sqrt{q \cdot (\Phi - \Delta_0)}}, \qquad (3)$$

$$N^{2D} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 \cdot (\Phi - \Delta_0)}{q \cdot d_0}. \qquad (4)$$

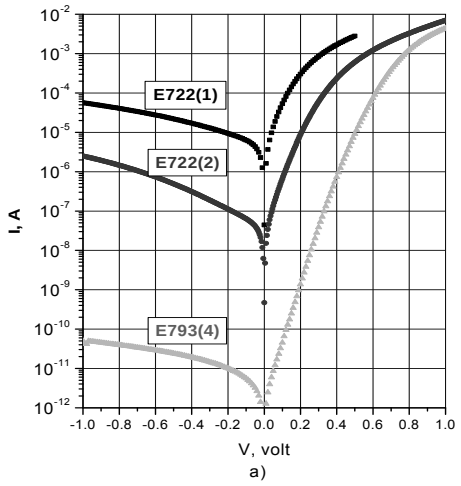
Исследования были проведены для трёх микроволновых детекторных диодов (площадь анода ~10 мкм^2) с параметрами, указанными в табл. 1. Эффективная высота барьера φ^{eff} рассчитывалась из ВАХ при комнатной температуре (рис. 1, *а*) по стандартной методике и составляла 0.28; 0.37 и 0.53 эВ, при этом дифференциальное сопротивление при нулевом смещении изменяется более чем на 4 порядка (рис. 1, *б*).

Таблица 1

Параметры микроволновых низкобарьерных диодов

№	φ^{eff}, эВ	n	R_d (0 В)
E722 (1)	0.28	1.77	10 кОм
E722 (2)	0.37	1.6	1 МОм
E793 (4)	0.53	1.5	500 МОм

На рис. 2 приведены зависимости Аррениуса $\log(R_dT)=f(1/T)$ при нулевом напряжении смещения, вычисленные из температурных зависимостей ВАХ для исследуемых диодов. Были оценены энергии активации, определяемые из угла наклона и равные величине Δ_0, и значения b_0, вычисленные из точки пересечения прямых при значении $1/T$, стремящемся к нулю.



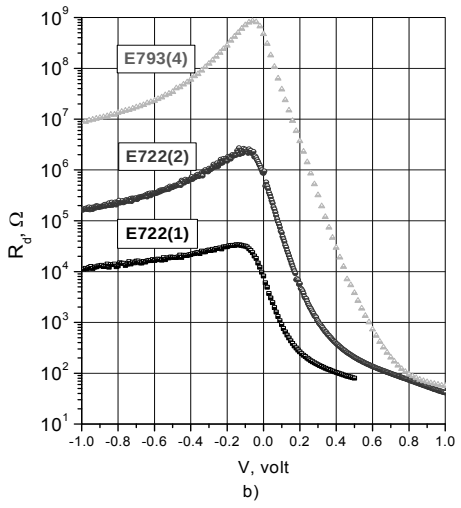


Рис. 1. Зависимости тока (*a*) и дифференциального сопротивления (*b*) исследуемых низкобарьерных диодов от приложенного напряжения смещения

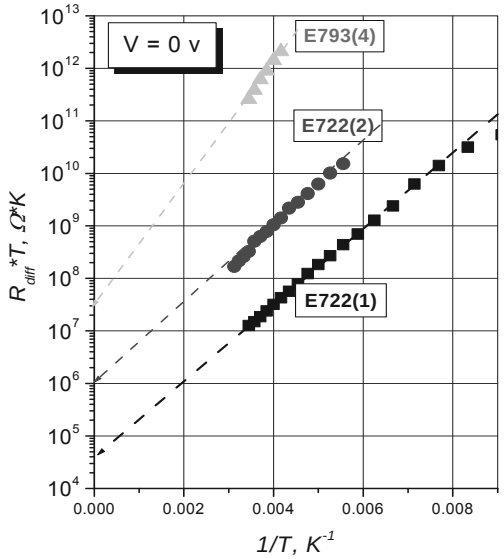


Рис.2. Зависимости R_dT в координатах Аррениуса для исследуемых диодов

Экспериментально определённые из рис. 2 величины, входящие в формулу (1), представлены в табл. 2. Полная эффективная высота барьера, согласно (1), будет состоять из двух слагаемых: $\varphi_b = \Delta_0 + b_0 kT$. Как видно, величины барьеров, определённые двумя методами, достаточно хорошо согласуются, что свидетельствует о достоверности используемой модели [1], предложенной для описания работы низкобарьерного диода такого типа.

Таблица 2

Модельные параметры ВАХ диодов, извлечённые из температурных зависимостей

№	Δ_0, эВ	b_0	b_0kT, эВ	$\varphi_b=\Delta_0+b_0kT$, эВ *(I–V–T)*	φ_b *I–V* (300 К)
E722(1)	0.14	6.01	0.15	0.29	0.28
E722(2)	0.15	8.6	0.23	0.38	0.37
E793(4)	0.25	11.6	0.29	0.54	0.53

Знание двух величин Δ_0 и b_0 позволяет сделать в первом приближении оценку параметров δ-слоя d_0 и N^{2D} по вышеприведённым формулам (3) и (4), значения которых приведены в табл. 3.

Таблица 3

Рассчитанные параметры структуры низкобарьерного диода с приповерхностным дельта-легированием

№	d_0, нм	$N^{2D} x10^{-12}$, см$^{-2}$
E722 (1)	4.7	8.4
E722 (2)	6.4	6.5
E793 (4)	9.5	3.7

Как видим, самый низкобарьерный диод E722(1) имеет наибольшую плотность легирования дельта-слоя, который расположен достаточно близко к границе с металлом. Заглубление δ-слоя должно приводить к уменьшению эффективной высоты барьера, однако начинает сказываться действие второго фактора – уменьшение туннельной компоненты тока из-за роста толщины d_0. Таким образом, подбором этих двух параметров можно в широких пределах прецизионно регулировать эффективную высоту барьера Шоттки для получения оптимальных характеристик низкобарьерных диодов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-00572) и программы ОФН РАН.

Авторы выражают признательность В.М. Данильцеву и О.И. Хрыкину за выращивание структур и Ю.И. Чеченину за изготовление микроволновых диодов.

1. *Шашкин, В.И.* Обобщенная теория токопереноса в низкобарьерных диодах Мотта с приповерхностным дельта-легированием: сопоставление с экспериментом / *В.И. Шашкин, А.В. Мурель* // Микроэлектроника. 2010. Т. 9, № 5. С. 348–355.

2. *Wilkinson, V.A.* Tunnel devices are not yet manufacturable / *V.A. Wilkinson, M.J. Kelly and M. Carr* // Semicond. Sci. Technol. 1997. V. 12, № 1. P. 91–99.

3. *Шашкин, В.И.* Диагностика низкобарьерных диодов Шоттки с приповерхностным δ-легированием / *В.И. Шашкин, А.В. Мурель* // ФТП, 2008. Т. 42, № 4. С. 500–502.

Транспортные свойства дельта-легированных гетероструктур с квантовыми ямами

В.Н. Порошин[1], В.В. Вайнберг[1], Ю.Н. Гуденко[1], А.С. Пилипчук[1], Н.В. Байдусь[2], А.А. Бирюков[2], Б.Н. Звонков[2]

[1] Институт физики НАН Украины, проспект Науки, 46, Киев, Украина.
[2] НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, проспект Гагарина, 23, Нижний Новгород.
email: poroshin@iop.kiev.ua

В настоящей работе измерены температурные зависимости латеральной проводимости и эффекта Холла в дельта-легированных многослойных (от 10 до 20 периодов) гетероструктурах n-$In_xGa_{1-x}As$/GaAs ($0{,}08 < x < 0{,}15$) с одиночными или двойными туннельно-связанными квантовыми ямами (КЯ). Структуры были получены методом МОС-гидридной эпитаксии. Легирующий слой кремния с поверхностной концентрацией $(2\div8)\cdot10^{11}$ см$^{-2}$ располагался в центре одиночных КЯ или в барьере с одной стороны от КЯ на расстоянии 10÷100 Å от ее границы. В случае двойных КЯ примесный слой находился в центре одной, более узкой, КЯ. Концентрация фоновой примеси была равна $\sim5\cdot10^{15}$ см$^{-3}$.

Электрические контакты к образцам получались путем термического нанесения в вакууме слоев Pd/Ge/Au и последующего их вплавления.

Полученные для структур с одиночными КЯ зависимости холловской подвижности носителей от температуры существенно отличаются для двух типов легирования (рис. 1). Для структур, легированных в барьер, подвижность сильно, почти на порядок, возрастает при понижении температуры от комнатной до гелиевых температур, где она изменяется слабо. Максимальное значение подвижности составляет $(2\div3)\cdot10^4$ см^2/(В·с).

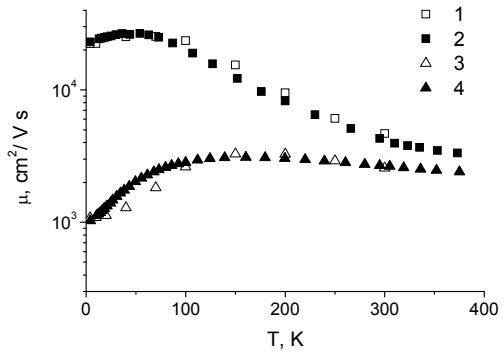


Рис. 1. Температурные зависимости холловской подвижности электронов в структурах с одиночными КЯ при положении примесного дельта-слоя в барьере (кривые *1*, *2*) и в ямах (кривые *3*, *4*): *1* и *3* – расчет, *2* и *4* – эксперимент

Напротив, в структурах с легированными КЯ подвижность очень слабо изменяется при понижении температуры до приблизительно 100 К. Величина подвижности здесь составляет всего несколько тысяч см^2/(В·с) для разных концентраций примесей. При дальнейшем понижении температуры подвижность уменьшается, что является характерным при доминирующем рассеянии носителей на ионизированных примесях. Отметим, что при высоких температурах подвижности электронов в структурах с разным типом легирования близки по величине.

Для объяснения полученных результатов мы прежде всего провели численные расчеты профиля потенциала структур с разным типом легирования, энергетического спектра и волновых функций электронов путем совместного решения одномерных уравнений Шредингера и Пуассона. Было установлено, что профиль потенциала КЯ значительно отличается от прямоугольного профиля, что вызвано внутренним электрическим полем в структуре. Это отличие зависит от температуры. Кроме этого, в случае примесей в барьере существует примесная само-согласованная квантовая яма, туннельно-связанная с основной КЯ (рис. 2).

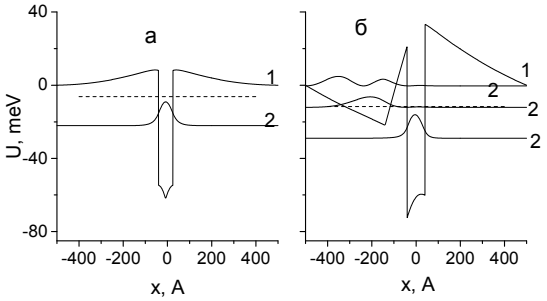


Рис. 2. Профиль потенциала (кривые *1*) для структур с одиночными КЯ при положении примесного дельта-слоя в КЯ (*а*) и в барьере (*б*). *2* – энергетическое положение дна подзон размерного квантования и квадрат огибающей волновой функции носителей в подзонах; штриховая линия – положение уровня Ферми. Ширина КЯ 80 Å, глубина 60 мэВ (*а*) и 100 мэВ (*б*)

Далее мы рассчитали подвижности носителей для фиксированных температур с учетом всех возможных механизмов их рассеяния в квантовых ямах, используя стандартные выражения для вероятностей рассеяния. При этом мы использовали рассчитанные волновые функции носителей в различных подзонах размерного квантования и заполнение подзон, а функция распределения носителей бралась в виде фермиевской функции.

Сравнение экспериментальных и расчетных результатов (см. рис. 1) показывает, что для структур, легированных в барьер, удовлетворительное согласие расчета с экспериментом достигается, если учитывать заполнение свободными носите-

лями при высоких температурах примесной квантовой ямы. При этом профиль потенциала ямы, энергетический спектр и подвижность носителей в ней зависят от степени заполнения ямы.

Отметим, что переход носителей в примесную яму может происходить также в результате их разогрева в КЯ латеральным электрическим полем. При определенных условиях он может приводить к инверсии электронной заселенности подзон размерного квантования, как это имеет место при пространственном переносе горячих носителей в системе связанных квантовых ям (см., например, [1]).

Что же касается структур, легированных в КЯ, то рассчитанные значения подвижности несколько превышают измеренные значения в области низких температур, где доминирующим является рассеяние носителей ионизированными примесями. Это расхождение пропадает, если при расчетах учитывать образование примесной подзоны под нижним уровнем размерного квантования в КЯ, что приводит к уменьшению энергии Ферми для электронов и, следовательно, к увеличению их примесного рассеяния.

На рис. 3 показаны измеренные температурные зависимости холловской подвижности электронов в структурах с двойными КЯ. Видно, что поведение подвижности при низких температурах в таких структурах существенно отличается от наблюдаемого в структурах с дельта-легированными одиночными КЯ. Вместо монотонного уменьшения подвижности с понижением температуры в структурах с одиночными КЯ (что является характерным для примесного рассеяния) наблюдаются особенности: существование второго «низкотемпературного» максимума либо перегиб или изменение наклона в зависимости подвижности от температуры. Их характер, как видно из рис. 3, зависит от концентрации примесей и глубины квантовых ям.

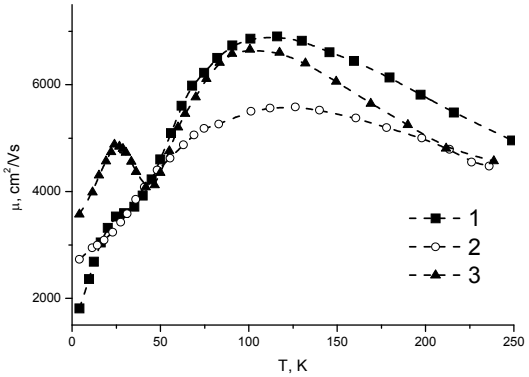


Рис. 3. Температурные зависимости холловской подвижности электронов в структурах с двойными КЯ. Ширина ям: 50 и 150 Å, глубина КЯ, мэВ: *1* и *2* – 50; *3* – 65. Концентрация дельта-примеси, N_S, $см^{-2}$: *1*, *3* – $1 \cdot 10^{11}$, *2* – $8 \cdot 10^{11}$

Обсуждаются возможные причины существования данных особенностей в низкотемпературном поведении подвижности электронов в системе двойных связанных квантовых ям. В частности, обсуждается модель, учитывающая сложную зависимость плотности электронных состояний от энергии и особенности вымораживания носителей на примесные состояния.

Работа поддержана РФФИ (гранты 10-02-00501а и 11-02-90454-Укр_ф_а) и ФФИ Украины (грант Ф28/054).

1. Алешкин В.Я. Инверсия электронной населенности подзон размерного квантования при продольном транспорте в туннельно-связанных квантовых ямах / *В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов* // ФТП. 2002. Т. 36, вып. 6. С. 724–729.

Динамика волновых пакетов в графене, находящемся в магнитном поле

А.В. Тележников, Е.В. Фролова, В.Я. Демиховский

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Н.Новгород.
e-mail: telezhnikov@phys.unn.ru

За последние годы графен стал одним из наиболее активно исследуемых и перспективных материалов в физике конденсированного состояния и ее приложениях. В частности, активно обсуждается возможность использования графена в приборах современной электроники. В связи с этим в ряде работ изучаются электронные свойства, а также динамика когерентных волновых пакетов в графене [1, 2]. Так, в работе [2] рассчитаны средние значения координат волнового пакета в графене, помещённом в магнитное поле. Показано, что с течением времени средний радиус пакета периодически обращается в нуль.

В настоящем сообщении исследуется пространственно-временная эволюция волновых пакетов с различной поляризацией псевдоспина, созданных в начальный момент в графене и движущихся по циклотронным орбитам. Гамильтониан электронов в точке K_1 зоны Бриллюэна записывается в виде $\hat{H} = u\left(\hat{\sigma}_x \pi_x + \hat{\sigma}_y \pi_y\right)$ [3, 4]. Здесь $u \approx 10^8$ см/с – характерная скорость, σ_i – матрицы Паули ($i = 1, 2, 3$), $\vec{\pi} = \vec{p} - \frac{e}{c}\vec{A}$, c – скорость света, $e < 0$ – заряд электрона. В калибровке Ландау соответствующие собственные функции имеют вид $\Psi_{n,k_x,s} = \frac{\exp(ik_x x)}{\sqrt{4\pi}} \begin{pmatrix} -s f_{n-1}(y - y_c) \\ f_n(y - y_c) \end{pmatrix}$, а собственные значения есть $E_{n,s} = s\hbar\Omega\sqrt{n}$ (рис. 1). Здесь $\Omega = u\sqrt{2}/l_B$ – частота перехода с первого уровня на нулевой, $l_B = \sqrt{\hbar c/eB}$ – магнитная длинна, $s = \pm 1$ – индекс зоны проводимости и валентной зоны, $f_n(y - y_c)$ – собственные функции гармонического осциллятора, $y_c = \hbar c k_x / eB$ – координата центра орбиты, B – индукция магнитного поля.

Для исследования динамики волновых пакетов нами была рассчитана матричная электронная функция Грина, компоненты которой есть

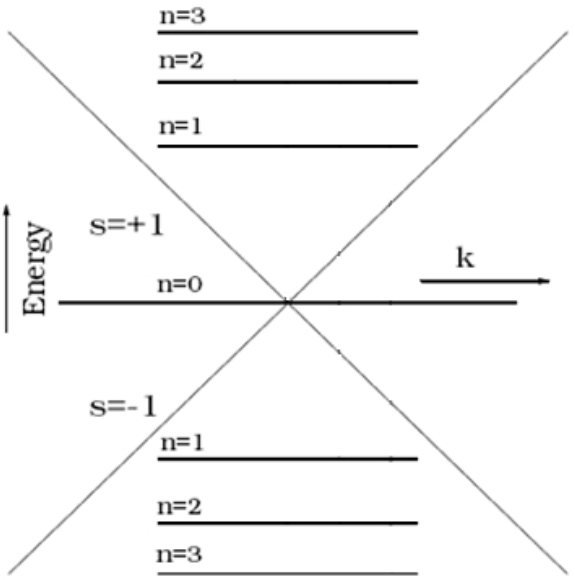


Рис. 1. Уровни Ландау в монослойном графене в перпендикулярном магнитном поле

Далее, с помощью выражений (1) изучалась динамика волновых пакетов в монослойном графене в перпендикулярном магнитном поле. На рис. 2 представлена пространственно-временная эволюция симметричного гауссовского волнового пакета $\Psi(\vec{r}, t=0) = C\exp\left(-\vec{r}^{\,2}/2l_B^2 + ik_{0x}\right)$ в графене в магнитном поле с начальным импульсом, направленным вдоль оси x, и с поляризацией псевдоспина $(0,1)^T$. Нетрудно показать, что такой пакет есть суперпозиция состояний верхней и нижней зон практически с равным весом (см. рис. 1). В процессе эволюции этот пакет расщепляется на две примерно равные части, которые вращаются по траекториям одинакового радиуса, но в разных направлениях. Отметим, что когда эти части находятся в противоположных точках циклотронной орбиты, средний радиус центра волнового пакета равен радиусу центра циклотронной орбиты.

$$G_{11}(x,x',y,y',t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} dk_x \exp\left(ik_x(x-x')\right)\sum_{n=1}^{\infty} f_{n-1}(y-y_c) f_{n-1}(y'-y_c)\cos\left(\Omega\sqrt{n}t\right),$$

$$G_{12}(x,x',y,y',t) = G_{21}(x,x',y',y,t) = \frac{i}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} dk_x \exp\left(ik_x(x-x')\right)\sum_{n=1}^{\infty} f_{n-1}(y-y_c) f_n(y'-y_c)\sin\left(\Omega\sqrt{n}t\right), \quad (1)$$

$$G_{22}(x,x',y,y',t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} dk_x \exp\left(ik_x(x-x')\right)\left(\sum_{n=1}^{\infty}\left(f_n(y-y_c) f_n(y'-y_c)\cos\left(\Omega\sqrt{n}t\right)\right) + 2f_0(y-y_c) f_0(y'-y_c)\right).$$

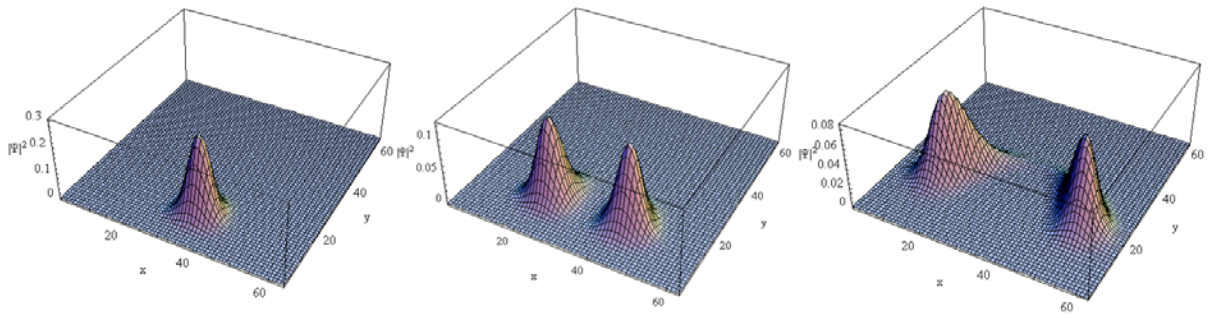


Рис. 2. Эволюция симметричного гауссовского волнового пакета в монослойном графене с начальной ориентацией псевдоспина $(0,1)^T$ в перпендикулярном магнитном поле $B = 10T$, $k_{0x} = 0.06A^{-1}$

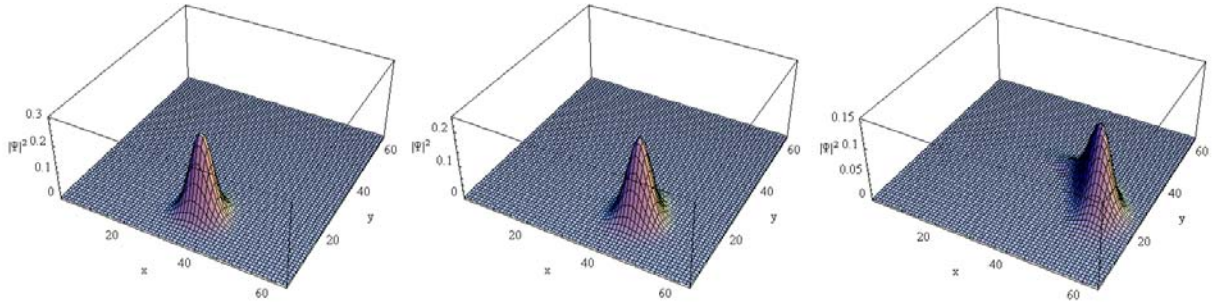


Рис. 3. Эволюция симметричного гауссовского волнового пакета в монослойном графене с начальной ориентацией псевдоспина $(1,1)^T$ в перпендикулярном магнитном поле $B = 10T$, $k_{0x} = 0.06A^{-1}$

Оценить величину циклотронной частоты пакета можно из выражения

$$\omega_c \sim \Omega\left(\sqrt{\bar{n}+1} - \sqrt{\bar{n}}\right) \approx \Omega / 2\sqrt{\bar{n}}\,,\ \bar{n} >> 1\,, \qquad (2)$$

если известна величина $\bar{n} \sim k_0^2$, то есть число квантовых состояний в разложении первоначального пакета.

При другой поляризации псевдоспина $(1,1)^T$ пакет есть суперпозиция состояний преимущественно одной (верхней) зоны. Состояние с такой поляризацией эволюционирует, как показано на рис. 3. При этом первоначальный пакет практически не расщепляется, а направление его движения зависит от знака начального импульса. Это связано с тем, что магнитное поле, в отличие от электрического поля, не смешивает состояния верхней и нижней зон в графене.

С течением времени при любой начальной поляризации волновые пакеты распределяются равномерно по всей циклотронной орбите, и средние радиусы центров пакетов оказываются равными радиусу центра циклотронной орбиты (рис. 4). В докладе также будет обсуждаться осцилляторная динамика центров волновых пакетов и среднего псевдоспина для пакетов, имеющих различную начальную поляризацию и значения параметра $k_{0x} l_B$.

Подобные особенности динамики волновых пакетов, по нашему мнению, должны определять форму линий циклотронного резонанса в графене.

Авторы благодарят Г.М. Максимову за плодотворное обсуждение данной работы.

Настоящая работа поддержана программой Министерства образования и науки «Развитие научного потенциала высшей школы» (пр. 2.1.1.2686).

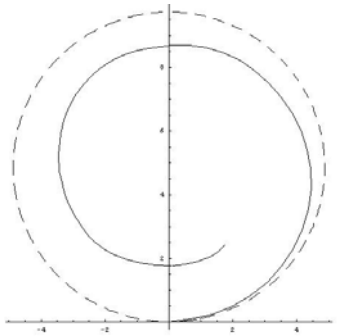


Рис. 4. Среднее значение координаты центра волнового пакета в зависимости от времени. Параметры системы те же, что на рис. 3

1. *Demikhovskii, V.Ya.* Wave packet dynamics in a two dimensional electron gas with spin-orbit coupling: Splitting and *zitterbewegung* / *V.Ya. Demikhovskii, G.M. Maksimova, E.V. Frolova* // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 115401-1–115401-10.

2. *Rusin Tomasz M.* Zitterbewegung of electrons in grapheme in a magnetic field / *Tomasz M. Rusin, Wlodek Zawadzki* // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 125419-1–125419-9.

3. *Wallace P.R.* The Band Theory of Graphite / *P.R. Wallace* // Phys. Rev. 1947. V. 71. P. 622–634.

4. *Slonczewski J.C.* Band Structure of Graphite / *J.C. Slonczewski, P.R. Weiss* // Phys. Rev. 1958. V. 109. P. 272–279.

Эффект поля по проводимости – эффективный метод контроля качества гетеронаноструктур на основе i-InP с двумерным электронным газом

С.В. Тихов[1], Н.В. Байдусь[2], А.А. Бирюков[2], Б.Н. Звонков[2], Ю.А. Дроздов[3], Д.С. Смотрин[1], В.Г. Тестов[1]

[1]Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород.
[2]Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород.
[3]Институт физики микроструктур, РАН, 603950 Нижний Новгород.
e-mail: Tikhov@phys.unn.ru

Гетеронаноструктуры (ГНС) с высокой подвижностью электронов в квантовой яме (КЯ) используются для создания высокочастотных (до 100 ГГц) полевых транзисторов. Также они перспективны для создания терагерцовых полупроводниковых генераторов и детекторов электромагнитного излучения. В этих структурах обычно исследуются транспорт электронов в сильных полях и эффект Холла (см., например, [1]), а закономерности эффекта поля по проводимости (ЭПП) слабо изучены. В настоящей работе представлены результаты исследований ЭПП в ГНС на i-InP в слоях InP и $In_{0,52}Al_{0,48}As$ с КЯ $In_x Ga_{1-x} As$.

Структуры были созданы методом МОС-гидридной эпитаксии с лазерно осажденным дельта-слоем Si, который располагался на расстоянии 10 нм – толщины спейсерного слоя (СС) от КЯ со стороны покровного слоя (ПС) сверху (СВ) или со стороны буфера снизу (СН). Толщина буфера составляла ≈ 0,5 мкм, толщина покровного слоя ≈ 0,2 мкм, толщина КЯ ≈ 10 нм. Состав КЯ x в слоях InP варьировался в пределах от 0,53 до 0,72, в слоях $In_{0,52}Al_{0,48}As$ в КЯ $x \approx 0,53$.

В ГНС исследованы динамический эффект поля (ДЭП) по проводимости на частоте $f = 60$ Гц [2] и слабосигнальный эффект поля (ЭП) методом Монтгомери – Эгрейна [3] в интервале частот $(20 \div 2)\cdot 10^6$ Гц. Измерения проведены в диапазоне температур 77 ÷ 460 К.

Схема измерительной ячейки показана на рис. 1. Со стороны покровного слоя полупроводника ЭПП измерялся в разборной МДП-структуре с прижимным полевым электродом 3, отделенным от поверхности полупроводника прослойкой из слюды. Со стороны подложки i-InP роль диэлектрика для полевого электрода из Au, осажденного на i-InP, играла сама эта подложка только при температуре жидкого азота. В качестве омических токовых контактов использовались вплавленные контакты *1* и *2* из In.

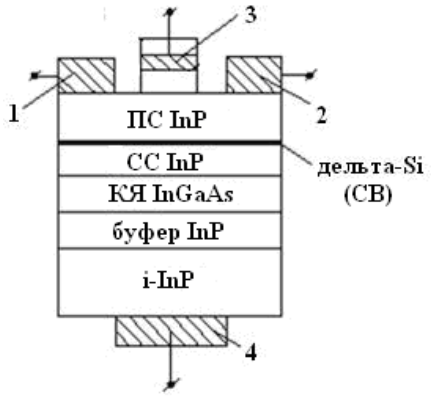


Рис. 1. Схематическое изображение образца: *1*, *2* – токовые контакты из In, *3* – прижимной полевой электрод, *4* – полевой электрод из Au

В таблицах 1 и 2 представлены результаты измерения поверхностной концентрации электронов n_s, подвижности в эффекте Холла μ_n и подвижности в эффекте поля μ_F в исследованных структурах.

Таблица 1

Некоторые параметры ГНС InGaAs/InP на i-InP

Образец	x	$n_s\cdot 10^{-16}$, м$^{-2}$	μ_n, м^2/(В·с)	μ_F, м^2/(В·с)
412, δ-Si СН	0,49	1,4 (0,8)	0,55 (4,35)	0,55 (3,00)
413, δ-Si СН	0,53	1,5 (1,0)	0,61 (4,08)	0,65 (1,80)
414, δ-Si СН	0,63	1,7 (1,1)	0,67 (4,84)	0,63 (1,20)
415, δ-Si СН	0,72	2,2 (1,2)	0,77 (6,18)	0,70 (2,3)
417, δ-Si СВ	0,72	1,6 (1,1)	0,94 (9,99)	$<10^{-4}$ ($<10^{-4}$)

Таблица 2

Некоторые параметры ГНС InGaAs/ InAlAs на i-InP

Образец	$n_s\cdot 10^{-16}$, м$^{-2}$	μ_n, м^2/(В·с)	μ_F, м^2/(В·с)
418, *δ*-Si СН	3,0 (2,1)	1,20 (9,99)	0,15 (0,18)
420, *δ*-Si СВ	3,3 (2,2)	1,12 (3,94)	$<10^{-4}$ ($<10^{-4}$)

В таблицах 1 и 2 приведены значения n_s, μ_n и μ_F при 300 К и при 77 К (в скобках).

Показано (таблица 1), что в ГНС с InP с дельта-слоем под КЯ (снизу) наблюдалась высокая управляемость поверхностной проводимости σ_s в ЭП со стороны ПС при 300 К, соответствующая высоким значениям подвижности в эффекте поля μ_F, близким к значениям μ_n. Значения μ_n возрастали с ростом x, вероятно, из-за увеличения степени локализации электронов в КЯ с увеличением ее глубины. В этих условиях не обнаруживалось выраженного захвата носителей на ловушки в полупроводнике в интервале частот $(20 \div 2)\cdot 10^6$ Гц при температуре до 400 К и управляющих напряжени-

ях до 300 В. Температурные зависимости величины μ_F и σ_s определялись зависимостями дрейфовой подвижности электронов μ_{dn}. В случае монополярного захвата на ловушки $\mu_F = \theta \cdot \mu_{dn}$, где θ – фактор захвата ≤ 1. При отсутствии захвата $\theta = 1$ и $\mu_F = \mu_{dn}$. Для большинства ГНС наблюдался почти синхронный степенной (с показателем степени n близким к единице) рост величин μ_F и σ_s, с понижением температуры, связанный с рассеянием в КЯ (рис. 2, кривые *1* и *2*). При 77 К значения μ_F оказывались значительно меньше значений μ_n (максимально в четыре раза, образец 414), что можно объяснить высокочастотным захватом на ловушки или большей локальностью измерений μ_F по сравнению с измерениями μ_n.

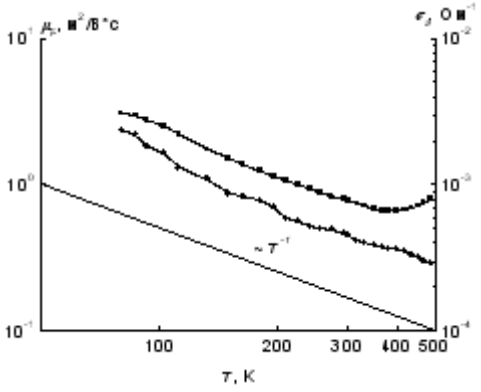


Рис. 2. Зависимости μ_F ($(20\div2)\cdot10^6$ Гц) и поверхностной проводимости σ_s от температуры для ГНС 412. Подвижность в ЭПП измерена методом Эгрейна

По определению $\mu_F = d\sigma_s/dQ$ (dQ – изменение заряда в области изменения проводимости). Измеренная подвижность μ_F, таким образом, является дифференциальной и определяется в узкой наиболее проводящей и несовершенной области слоя в КЯ и вблизи ее.

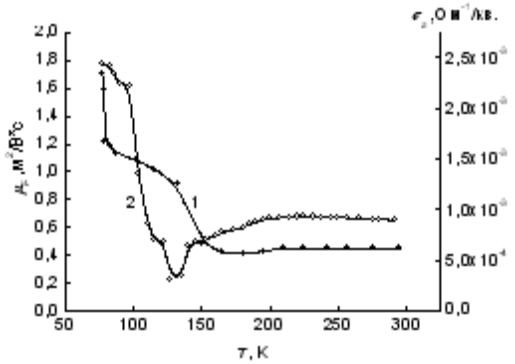


Рис. 3. Зависимости μ_F (60 Гц) и поверхностной проводимости σ_s от температуры для ГНС 413. Подвижность в ЭПП измерена в ДЭП

Холловская подвижность является более интегральной величиной, усредненной по значительно большему объему проводящей области, особенно при низкой температуре, и относится к более структурно совершенным областям с большей подвижностью электронов. На факт такого расширения области холловских измерений с понижением температуры указывает уменьшение эквивалентной поверхностной концентрации n_s при 77 К (таблица 1).

На некоторых образцах (413) наблюдался почти синхронный скачкообразный рост μ_F и σ_s при температурах ниже 130 К (рис. 3), связанный, повидимому, с увеличением степени локализации носителей в КЯ и уменьшением захвата в этом образце при понижении температуры.

При измерениях со стороны i-InP при 77 К захват полностью отсутствовал и подвижность в ЭП достигала значений $5{,}50 \div 6{,}50$ м^2/(В·с). Когда дельта-слой Si располагался над КЯ (сверху), модуляции проводимости в ЭПП практически не наблюдалось ($\mu_F < 10^{-4}$), вероятно, из-за утечки по дельта-легированному слою между токовыми контактами.

Как следует из таблицы 2, в ГНС с InAlAs (дельта-слой снизу) изменения σ_s в ДЭП оказались на порядок меньше, чем это можно было ожидать, исходя из значений μ_n в КЯ. А в ГНС с InAlAs с дельта-слоем сверху не наблюдались вовсе ($\mu_F < 10^{-4}$). Подвижность μ_F со стороны ПС была $\approx 0{,}15$ м^2/(В·с) и практически не зависела от температуры и частоты. А величина σ_s увеличивалась при понижении температуры со 170 К по степенному закону ($\sim T^{-1{,}8}$). Со стороны i-InP при 77 К также подвижность в ЭП оказалась на порядок ниже холловской. Эти результаты связываются с высокочастотным захватом в InAlAs. В слоях InAlAs без КЯ и дельта-легированного слоя наблюдались сильный захват в ЭП и низкие значения подвижности μ_F ($\approx$0,002 м^2/(В·с) со стороны прижимного электрода при 300 К и $\approx$ 0,22 м^2/(В·с) со стороны InP при 77 К).

Таким образом, показано, что высокие значения холловской подвижности носителей в КЯ еще не определяют качества ГНС с точки зрения их применения в полевых нанотранзисторах. Лишь прямое исследование ЭП по проводимости в ГНС с двумерным газом является эффективным способом установления такого качества.

Работа поддержана РФФИ (гранты 10-02-00501-а, 11-02-90454-Укр_ф_а и 11-02-97015-р_поволжье_а).

1. *Васильевский И.С., Галиев Г.Б. и др.* // ФТП. 2010. Т. 44, вып. 7. С. 928–933.

2. *Карпович И.А., Тихов С.В. и др.* // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2008. № 1. С. 25–29.

3. *Пека Г.П.* Физика поверхности полупроводников. Киев, 1967.

Управление спином при возбуждении осцилляций Раби в двойной квантовой яме со спин-орбитальным взаимодействием

Д.В. Хомицкий[1], Л.В. Гуляев[1], Е.Я. Шерман[2]

[1] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, 603950 Нижний Новгород.
[2] Department of Physical Chemistry, Universidad del Pa'is Vasco, Bilbao, Spain, and IKERBASQUE Basque Foundation for Science, Bilbao, Bizkaia, Spain.
e-mail: khomitsky@phys.unn.ru

Одним из наиболее перспективных методов управления спином в наноструктурах с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) является переворот спина с помощью сравнительно слабого периодического внешнего электрического поля на частоте перехода между уровнями с различной проекцией спина, т.е. управление осцилляциями Раби [1, 2]. В последние годы такие осцилляции стали наблюдать в экспериментах с двумерными или даже эффективно одномерными структурами с электронным газом на основе обычных полупроводников вида GaAs [3] и InAs [4], где существенна роль СОВ. Наши недавние теоретические исследования динамики в мезоскопических структурах на основе GaAs с учётом СОВ обнаружили нетривиальную связанную эволюцию заряда и спина в переменном электрическом поле, в том числе в ряде режимов близкую с хаотической как в пространственном, так и в спиновом каналах, как для широких и туннельно непрозрачных двойных ям [5], так и для ям с узким и невысоким барьером, где процессы туннелирования и переворота спина сильно взаимосвязаны [6], что говорит о хороших перспективах получения новых эффектов при исследовании осцилляций Раби в подобных структурах.

В этом докладе мы представим некоторые результаты теоретического исследования осцилляций Раби в двойной квантовой яме с СОВ, в котором присутствуют слагаемые Рашба и Дрессельхауза в структуре на основе GaAs в магнитном поле, где процессы туннелирования и переворота спина одинаково существенны. Периодическое электрическое поле может быть задано в виде простой функции $E(t) = E_0 \sin(\omega t)$, где ω – частота зеемановского резонанса, т.е. в этом случае энергия кванта $\hbar\omega$ равна расстоянию между уровнями зеемановского дублета. В гамильтониане H_0 одномерной системы с двойной квантовой ямой с потенциалом $U(x) = U_0\left(-2\left(\frac{x}{d}\right)^2 + \left(\frac{x}{d}\right)^4\right)$ с высотой барьера между ямами $U_0 = 10$ мэВ и расстоянием между их центрами $2d = 50\sqrt{2}$ нм мы учитываем наличие СОВ Дрессельхауза (всюду $\hbar = 1$) в форме $\beta k_y \sigma_y$ ($\beta = 0.3 \cdot 10^{-9}$ эВ·см) и СОВ Рашба в виде $\alpha k_y \sigma_x$ ($\alpha = 1.0 \cdot 10^{-9}$ эВ·см), а также постоянное магнитное поле B_z. Гамильтониан такой системы имеет вид [6]

$$H_0 = \frac{k_x^2}{2m} + U(x) + \frac{1}{2} g\mu_B \sigma_z B_z + (\alpha\sigma_y + \beta\sigma_x)k_x, \quad (1)$$

а внешнее воздействие определяет возмущающую часть $V = -eE(t)x$ для полного гамильтониана задачи $H = H_0 + V$. Исследуется эволюция системы в базисе 2-компонентных спиноров $\psi_n(x)$ гамильтониана H_0 с уровнями энергии E_n. Рассчитанная эволюция спинорной волновой функции под действием внешнего поля позволяет изучить динамику всех представляющих интерес физических величин, в особенности плотности спиновой проекции $S_i(x,t) = \psi^*(x,t)\,\sigma_i\,\psi(x,t)$, и их средние значения:

$$S_i(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S_i(x,t)\,dx\,. \quad (2)$$

Эксперименты [3, 4] и теория [1, 2] говорят о том, что для слабого периодического возмущения эффективный переворот спина достигается лишь при прохождении значительного числа периодов внешнего поля. Это обстоятельство делает целесообразным применение для расчёта динамики методов теории Флоке, которая успешно применяется к квантовым системам со сложной эволюцией, в том числе и с хаотической динамикой [7]. В этой теории необходим точный расчёт эволюции для дифференциального уравнения Шрёдингера только на одном периоде T внешнего возмущения, а далее в дискретные моменты времени $t = NT$ эволюция системы полностью определяется простыми алгебраическими преобразованиями [7]. Эти обстоятельства позволяют осуществлять точный расчёт эволюции на значительных временах.

Следует отметить, что, выбирая постоянное магнитное поле B_z в гамильтониане (1), можно получать расположение уровней для системы в зеемановском резонансе, существенно отличающееся от двухуровневой модели, которая обычно рассматривается в теории осцилляций Раби [1, 2]. Так, на рис.1 показана система из четырёх нижних уровней в двойной квантовой яме с гамильтонианом (1) для магнитного поля $B_z = 1.73$ Тл, ($g = -0.45$ для GaAs), когда зеемановское расщепление E_Z равно половине туннельного расщепления E_g (*а*); $B_z = 6.92$ Тл, когда зеемановское расщепление вдвое превосходит туннельное (*б*), и $B_z = 3.46$ Тл, когда эти расщепления равны и реализуется интересная ситуация с вырождением (*в*).

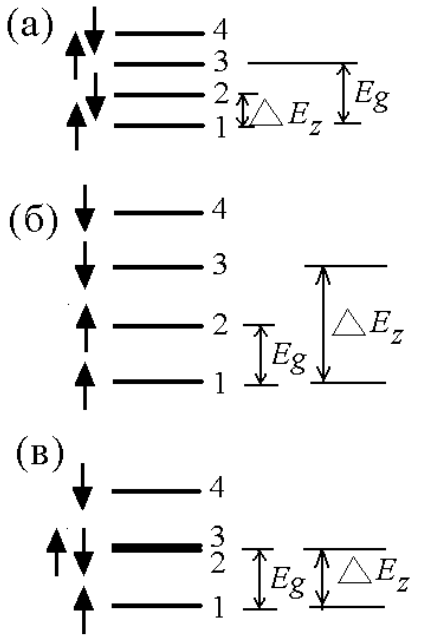


Рис. 1. Система из четырёх нижних уровней в двойной квантовой яме с гамильтонианом (1) для магнитного поля $H_z = 1.73$ Тл, когда зеемановское расщепление E_Z равно половине туннельного расщепления E_g (*а*); $H_z = 6.92$ Тл, когда зеемановское расщепление вдвое превосходит туннельное (*б*), и $H_z = 3.46$ Тл, когда эти расщепления равны и реализуется ситуация с вырождением (*в*). Рядом с уровнями показаны проекции спина. Каждая из систем уровней на рис. (*а–в*) требует описания, выходящего за рамки двухуровневой модели. При воздействии периодическим электрическим полем на частоте зеемановского расщепления в каждом из случаев (*а–в*) могут наблюдаться осцилляции Раби с переворотом спина

Каждая из систем уровней на рис. 1, *а–в* требует описания, выходящего за рамки двухуровневой модели. При воздействии периодическим электрическим полем на частоте зеемановского расщепления в каждом из случаев (*а–в*) могут наблюдаться осцилляции Раби с переворотом спина. Пример такого переворота спина показан на рис. 2 для приложенного слабого электрического поля с амплитудой $E_0 = 71$ В/см на частоте зеемановского резонанса в системе уровней на рис. 1, *а* и начальным состоянием, расположенном на нижнем уровне 1. На рис. 2 проекция (2) спина S_z построена как функция дискретного времени NT в единицах периода внешнего поля. Можно видеть, что переворот спина реализуется на временах порядка 2000 периодов внешнего поля, что хорошо согласуется с экспериментальными данными для двойных квантовых точек, образованных металлическими затворами в структурах на основе GaAs [3] и на основе InAs [4].

Полученные результаты свидетельствуют о возможности реализации управляемого переворота спина при возбуждении осцилляций Раби в типичных наноструктурах, что представляет несомненный интерес для последующей экспериментальной, а возможно, и технологической реализации предсказываемых эффектов, в том числе в принципиально новых схемах обработки информации и квантовых вычислений.

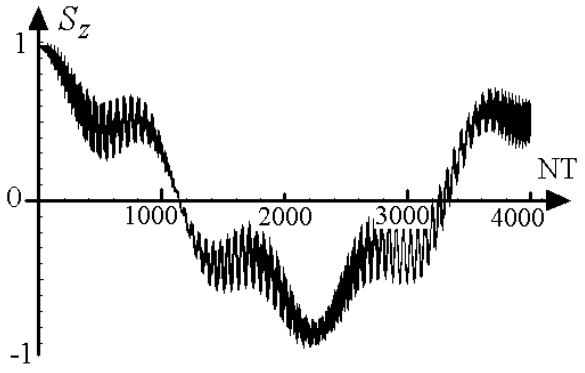


Рис. 2. Управляемый переворот спина в слабом электрическом поле с амплитудой $E_0 = 71 \frac{В}{см}$ для динамики в системе уровней на рис. 1, *а* и начальным состоянием, расположенном на нижнем уровне 1. Проекция (2) спина S_z построена как функция дискретного времени NT в единицах периода внешнего поля. Переворот спина реализуется на временах порядка 2000 периодов внешнего поля, что хорошо согласуется с экспериментальными данными из работ [3, 4]

Работа поддержана (Д.В.Х.) программой РНП Минобрнауки РФ, а также (Е.Я.Ш.) грантом GIU07/40 Университета Страны Басков UPV/EHU.

1. *Rashba, E.I.* Orbital Mechanisms of Electron-Spin Manipulation by an Electric Field / E.I. Rashba and Al.L. Efros // Physical Review Letters. 2003. V. 91, № 12. P. 126405-1–126405-4.

2. *Rashba, E.I.* Theory of electric dipole spin resonance in quantum dots: Mean field theory with Gaussian fluctuations and beyond / E.I. Rashba // Physical Review B. 2008. V. 78, № 19. P. 195302-1–195302-15.

3. *Nowack, K.C.* Coherent Control of a Single Electron Spin with Electric Fields / K.C. Nowack et al. // Science. 2007. V. 318. P. 1430–1433.

4. *Nadj-Perge, S.* Spin-orbit qubit in a semiconductor nanowire / S. Nadj-Perge, S.M. Frolov, E.P.A.M. Bakkers, and L.P. Kouwenhoven. E-print: xxx.lanl.gov/1011.0064 (2010).

5. *Khomitsky, D.V.* Nonlinear spin-charge dynamics in a driven double quantum dot / D.V. Khomitsky and E.Ya. Sherman // Physical Review B. 2009. V. 79, № 24. P. 245321-1–245321-6.

6. *Khomitsky, D.V.* Pulse-pumped double quantum dot with spin-orbit coupling / D.V. Khomitsky and E.Ya. Sherman // Europhysics Letters. 2010. V. 90. P. 27010-1–27010-6.

7. *Demikhovskii, V.Ya.* Quantum Arnol'd diffusion in a simple nonlinear system / V.Ya. Demikhovskii, F.M. Izrailev, and A.I. Malyshev // Physical Review E. 2002. V. 66. P. 036211-1–036211-10.

Структура поля, распределение носителей заряда и особенности протекания фототока в диодных структурах с гетеробазой нанометровой толщины

М.Л. Орлов

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: orlovm@ipm.sci-nnov.ru

В работе [1] на выходных характеристиках короткоканального полевого транзистора $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$ при положительном смещении на затворе был обнаружен участок отрицательного дифференциального сопротивления при аномально низком значении критического напряжения, величина которого зависела от напряжения на затворе транзистора. Детали наблюдаемого эффекта подробно описаны в работе [2]. Для его объяснения была предложена модель, основанная на эффекте межслоевого туннельного переноса горячих носителей с уровней размерного квантования в транспортном канале в верхний легированный барьерный слой, что отличает рассматриваемую систему от традиционной [3] с переносом электронов между слоями структуры за счет более медленного диффузионного процесса. Поэтому было необходимо более детально рассмотреть структуру зон и характер распределения носителей заряда по слоям, а также характеристики формируемых барьеров на гетерограницах.

В настоящей работе соответствующий расчет потенциала, распределения поля в структуре и концентрации равновесных носителей заряда поперек плоскости структуры проведен нами в квазигидродинамическом приближении. Используемая система уравнений включала в себя уравнения непрерывности для электронов и дырок, уравнения для плотностей токов, уравнение Пуассона и соответствующие граничные условия. Система уравнений является стандартной для описания транспортных характеристик в короткобазовых диодных структурах. В нашем случае в качестве базы диода рассматривался двумерный транспортный канал шириной от 20 до 40 нм. Верхний слой легировался до концентрации $N_D = 10^{18}$ см$^{-3}$, нижний барьерный слой имел собственную проводимость. В модели учитывалось также возможное расплывание состава твердого раствора в окрестности гетерограниц. Поперечная (относительно плоскости слоев транзисторной структуры) компонента тока, описывающая межслоевой перенос, может быть легко измерена при выборе соответствующей конфигурации контактов, как это сделано в работе [4].

Точное решение системы исходных дифференциальных уравнений, соответствующей условиям поставленной задачи, находилось методом Линвилла с заменой соответствующих производных разностными формулами. Данный метод с неравномерным пошаговым разбиением структуры диода, в отличие от простого метода конечных разностей, позволяет учесть и возможное неоднородное легирование в окрестности спейсера. Последующая итерационная процедура проводилась методом многократной прогонки по схеме Гумбольда.

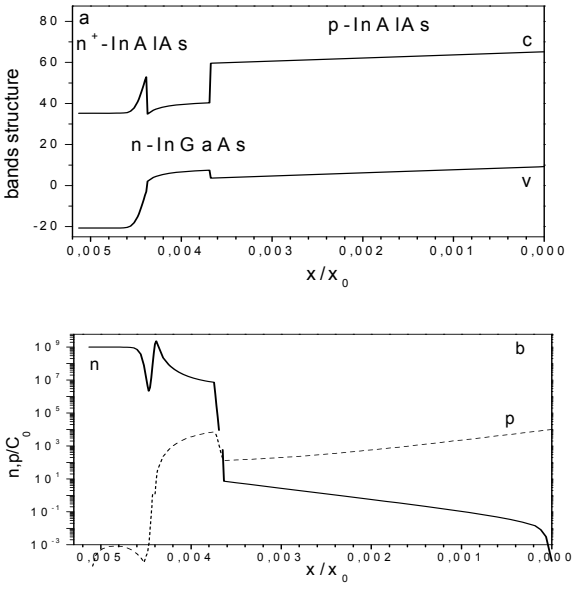


Рис. 1. Структура зон и распределение носителей в n^+-InAlAs/InGaAs/InAlAs-гетеротранзисторе

Используя описанный численный метод, нами были выполнены расчеты, позволяющие анализировать структуру потенциала, поля и распределения носителей заряда поперек транзисторной структуры. Разработанная модель позволяет изучать характеристики (в частности, ширину и форму) потенциальных барьеров, формируемых на гетерограницах, зависимость этих барьеров от уровня легирования системы, ширины транспортного канала, выступающего в качестве базы гетеродиода, степени упругой релаксации слоев, определяющей энергии разрывов зон на гетерограницах. Нестационарный вариант разработанной нами численной модели позволяет анализировать особенности накопления и рассасывания неравновесных носителей заряда в базе диода, например при засветке фотодиодной структуры сверхкороткими лазерными импульсами. Целью настоящей публикации являлся расчет структуры зон в реально изготавливаемых гетеропереходных транзисторах и характер распределения неравновесных носителей в канале транзистора (базе гетеродиода).

Расчеты были выполнены, прежде всего, для наиболее востребованной на практике и достаточно подробно изученной в эксперименте [1, 2]

InGaAs/InAlAs транзисторной структуры. Полученный вид профиля потенциала (структура зон) и характер распределения основных (сплошная линия) и неосновных (штриховая линия) носителей заряда в ней показаны на рис. 1. Расчеты здесь и ниже проведены в приближении потенциала плоских зон. На рис. 1, *а* отчетливо просматривается структура гетеробарьера на границе квантовой ямы с верхним барьерным слоем. Его туннельные характеристики определяют величину протекающего поперек структуры тока, обуславливая появление падающего участка на выходных характеристиках транзистора.

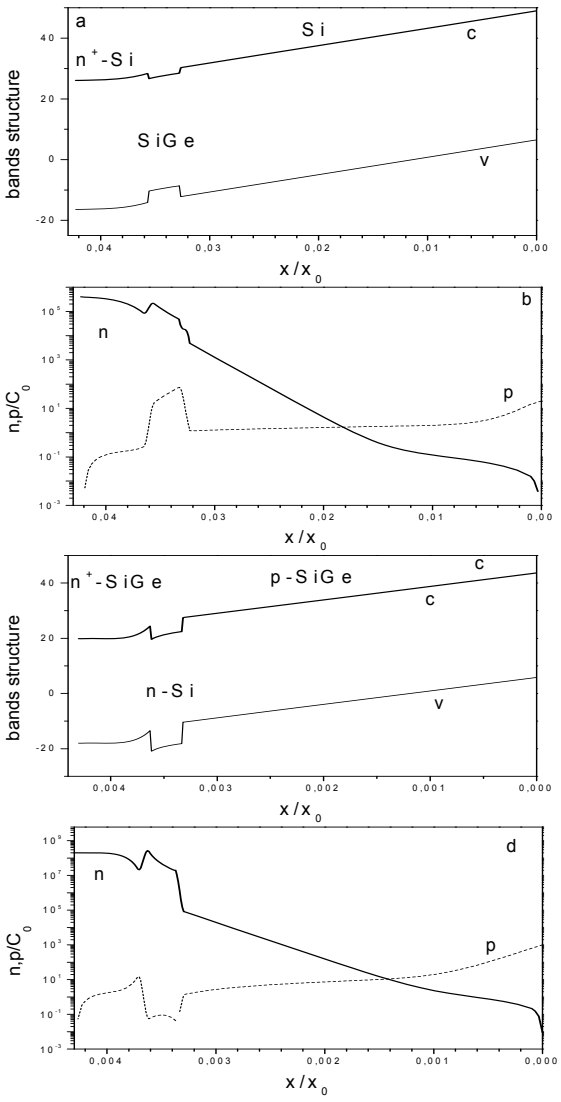


Рис. 2. Структура зон и распределение носителей в n^+-Si/SiGe/Si и n^+-SiGe/Si/SiGe-гетеротранзисторах

Альтернативой данной системе являются напряженные Si/SiGe-гетероструктуры. Наиболее широко используемой является упруго напряженная гетероструктура n^+-Si/SiGe/Si с каналом в слоях твердого раствора (рис. 2, *а*, *в*). В данной системе легко могут быть сформированы каналы как электронного, так и дырочного типа проводимости. Недостатком данной системы, как видно из рис. 2, *а*, является довольно малая (менее 0,1 эВ) глубина формируемой квантовой ямы для электронов. Более перспективной для реализации кремниевого транзистора с двумерным электронным каналом, но труднее реализуемой в связи с необходимостью создания однородных релаксированных буферных слоев [5], является система SiGe/Si/SiGe, показанная на рис. 2, *с*, *d*. Глубина потенциальной ямы (до 0,5 эВ) в такой системе определяется составом SiGe-слоя и степенью релаксации упругой деформации в нем (степенью упругой деформации Si-канала).

Интерес представляет также система, выполненная на широкозонном буферном карбидном подслое рис. 3, *а*, *b*. Достоинством широкозонного SiC-буфера является значительная высота барьера для дырок и, как следствие, низкий уровень токов утечки основных носителей в буферный слой. В рассматриваемом в нашей работе случае электронного транспортного канала данная система не дает существенного выигрыша по сравнению с традиционной Si/GeSi/Si-структурой, показанной на рис. 2.

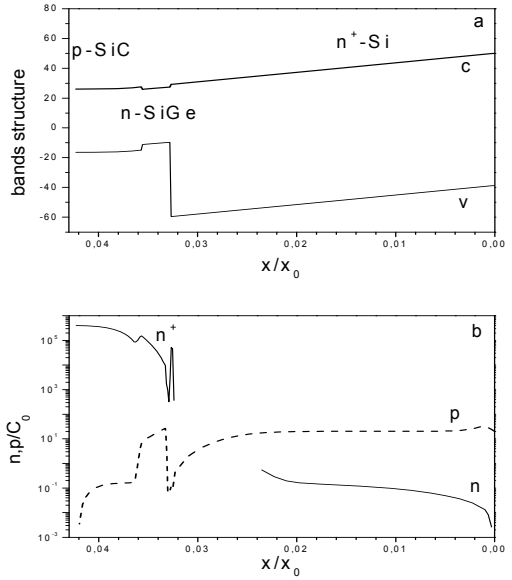


Рис. 3. Структура зон и распределение носителей в n^+-Si/SiGe/3C-SiC-гетеротранзисторе

1. *Орлов, М.Л.* Выходные характеристики короткоканального полевого транзистора InGaAs/InAlAs с двумерным электронным газом и особенности генерации им терагерцового излучения // Изв. РАН. Серия Физическая. 2009. Т. 73, № 1. С. 115–118.

2. *Орлов, М.Л.* Механизмы отрицательного сопротивления и генерации терагерцового излучения короткоканальным транзистором $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$ / М.Л. Орлов, Л.К. Орлов // ФТП. 2009. Т. 43, № 5. С. 679–688.

3. *Gribnikov, Z.S.* Nonlocal and nonlinear transport in semiconductors: Real-space transfer effects / Z.S. Gribnikov, K. Hess, G.A. Kosinovsky // J. Appl. Phys. 1995. V. 77, № 4. P. 1337–1374.

4. *Mensz, P.M.* High transconductance and large peak-to-valley ratio of negative differential conductance in three-terminal InGaAs/InAlAs real-space transfer devices / P.M. Mensz, P.A. Garbinski, A.Y. Cho, D.L. Sivco, S. Lurie // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. P. 2558–2560.

5. *Орлов, Л.К.* Аномалии электрических характеристик $Si/Si_{1-x}Ge_x$-гетероструктур с транспортным электронным каналом в слоях Si / Л.К. Орлов, Z.J. Horwath, М.Л. Орлов, А.Т. Лончаков, Н.Л. Ивина, L. Dobos // ФТТ. 2008. Т. 50, № 2. С. 317–327.

Свойства пористого кремния с примесями редкоземельных элементов на имплантированном ионами фосфора кремнии

Е.С. Демидов, А.Н. Михайлов, А.И. Белов, М.В. Карзанова, В.В. Карзанов, Н.Е. Демидова, И.С. Рассолова, О.Н. Горшков, Д.И. Тетельбаум, Ю.И. Чигиринский, Е.А. Европейцев

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород.
e-mail: demidov@phys.unn.ru

Известна возможность использования нанокристаллов кремния (nc Si) и дополнительной примеси иттербия в оксиде кремния SiO_2 для увеличения эффективности фотолюминесценции (ФЛ) Er^{3+} вблизи длин волн 1530 нм [1]. Такие структуры представляют интерес для оптоэлектроники на основе кремния. Ранее [2] исследовалась возможность сконцентрировать в тонкоплёночной структуре полезные свойства одного из самых эффективных для ФЛ ионов Er^{3+} матричных материалов – теллуридного стекла (ТС) и многоканальную передачу nc Si→ Er^{3+}, nc Si→Yb^{3+} →Er^{3+}. В настоящей работе исследована возможность дальнейшего увеличения квантовой эффективности ФЛ Er^{3+} путём использования ПК на неоднородно легированном ионной имплантацией мелкой донорной примесью фосфора кремнии.

Перед формированием ПК кристаллы кремния КДБ 0.3 облучались ионами P^+. Имплантация фосфора производилась на установке ИЛУ-200 до формирования ПК. Энергия ионов P^+ составляла 100 кэВ, а доза принимала значения $5\cdot10^{13}$ $см^{-2}$, $2\cdot10^{14}$ $см^{-2}$ и 10^{15} $см^{-2}$. Образцы кремния отжигались в течение 30 мин в атмосфере N_2 при 800 ºС для отжига радиационных дефектов, что подтверждается практически полной электрической активацией фосфора и резким снижением интенсивности спектра ЭПР таких дефектов линии с *g*-фактором 2.0055. Применялись варианты введения примесей РЗЭ в ПК как путём трёх способов пропитки пор водными растворами солей, так и вольфрам-теллуритным стеклом (ВТС). В первом варианте (YENKB) предполагалось сформировать известное по высокому квантовому выходу люминесценции Na-K-Ba-силикатное стекло с 3% примеси Yb и 1% – Er. ПК пропитывался водным раствором солей $NaNO_3$, KNO_3, $Ba(NO_3)_2$ и $(Yb:Er=3:1)(NO_3)_3$. Во втором варианте (YEN) образцы с пористым слоем погружались в водный раствор 70% азотной кислоты HNO_3, в которой предварительно были растворены оксиды Yb_2O_3 и Er_2O_3 в количестве 180 г/л и 60 г/л соответственно. В третьем варианте (YEC) образцы с пористым слоем погружались в водный раствор 60% соляной кислоты HCl, в которой предварительно были растворены оксиды Yb_2O_3 и Er_2O_3 в количестве 180 г/л и 60 г/л соответственно. После удаления излишков электролита с поверхности образцы высушивались при температурах 70 ºС и 150 ºС, затем отжигались на воздухе при температурах 500–1050 ºС. Влияние различных термических и химических обработок изучалось по данным ФЛ, ЭПР и поперечного транспорта тока.

Результаты измерений при 77 и 300 К интенсивностей максимумов ФЛ в диапазоне 400–1650 нм образцов ПК на кристаллах до и после имплантации ионов фосфора и с различными вариантами введения ионов РЗМ из водных растворов солей представлены в таблице 1. Они сводятся к следующим выводам.

1. Высокотемпературный отжиг при 1050 ºС стимулирует ФЛ ионов Er^{3+} в ПК. Наличие легированного слоя, полученного имплантацией ионов фосфора с энергией 100 кэВ и дозой $5\cdot10^{13}$ $см^{-2}$, приводит к относительной интенсивности ФЛ 1.34 по сравнению с величиной 1.6 для ПК на не облученном фосфором кремнии. Т.е. при такой дозе имплантации ионов фосфора наличие легированного слоя почти не влияет на ФЛ ионов Er^{3+} в ПК.

2. Na-K-Ba-силикатное стекло не является перспективным для низкотемпературного формирования в ПК активированной РЗЭ среды с высоким квантовым выходом ФЛ ионов Er^{3+}. Этот результат не зависит от того, подвергались ли кристаллы кремния облучению ионами фосфора или нет.

3. Обнаружена широкая сравнительно интенсивная полоса ФЛ в отожжённом при 1050 ºС ПК в актуальном для волоконной оптики диапазоне длин волн 1350–1650 нм, не связанная с присутствием РЗЭ и наблюдавшаяся только в ПК на имплантированном фосфором кремнии.

4. Наиболее важным с точки зрения возможности усиления ФЛ эрбия нанокристаллами Si путем легирования является результат по ФЛ легированных фосфором образцов с дозой имплантации 10^{13} $см^{-3}$. При более высоких дозах происходит подавление ФЛ. Следовательно, существует оптимальный уровень легирования фосфором для улучшения люминесцентных свойств Er в пористом Si.

Слои ВТС на поверхности ПК толщиной 1 мкм получались ВЧ-магнетронным распылением в вакууме прессованной мишени из порошка ТС атомного состава $65.05TeO_2{:}25WO_3{:}3La_2O_3{:}1Yb_2O_3{:}0.25Er_2O_3$ в молекулярных процентах. Для заполнения теллуридным стеклом пор ПК образцы подвергались вакуумному отжигу в течение 30 мин при температуре 500 ºС, при которой стекло размягчается до жидкого состояния. Сравнительно низкая температура вплавления ТС выбрана, чтобы предотвратить исчезновения наночастиц кремния в ПК вследствие окисления этих наночастиц Si переносом кислорода от оксидов ВТС к кремнию. Результаты измерений ФЛ приведены на рис. 2, 3 и в таблице 2. Интенсивность Er ФЛ в образцах

с ВТС на порядки больше, чем в образцах в таблице 1.

Таблица 1. Максимумы интенсивности *I* ФЛ в диапазоне 400–1650 нм образцов ПК на кристаллах с различными дозами Ф имплантации ионов фосфора и с различными вариантами введения ионов РЗМ

Обработка ПК	Ф, $см^{-2}$	Диапазон 650–1000 нм		Диапазон 1000–1650 нм	
		λ_{max}, нм	*I*, отн.ед.	λ_{max}, нм	*I*, отн.ед.
Возбуждение ФЛ аргоновым лазером, λ_{ex}=488 нм					
Температура измерений *T*=300 K					
YEN, 500 ºC	0	710	20	1135	250
YEC, 500 ºC	0	735	11.4	1135	20
YENKB, 500 ºC	0	705	6.4	1135	250
	$5\cdot10^{13}$	760	12	1140	5
	$2\cdot10^{14}$	750	0.14	1140	9
Температура измерений *T*=77 K					
YEN, 500 ºC	0			1130	720
	0			1120	1000
YENKB, 500 ºC	0			1550	~1, шум
	$5\cdot10^{13}$			1550	~1, шум
	$2\cdot10^{14}$			1550	~1, шум
YEN, 700 ºC	0			1125	70
YEC, 700 ºC	0			1125	14
Температура измерений *T*=300 K					
YEN, 1050 ºC	0	740	2350		
	$5\cdot10^{13}$	725	1000		
	$2\cdot10^{14}$	750	1500		
	10^{15}	670	500		
Температура измерений *T*=77 K					
YEN, 1050 ºC	0			1540	1.6
	$5\cdot10^{13}$			1530 1350–1650	1.34 2.14
	$2\cdot10^{14}$			1545	0.32
	10^{15}			1530	0.7
Температура измерений *T*=300 K					
1050 ºC	0	750	1370		
	$5\cdot10^{13}$	750	3000		
	$2\cdot10^{14}$	735	2100		
	10^{15}	735	3120		
Температура измерений *T*=77 K					
1050 ºC	0			шум	~0.1
	$5\cdot10^{13}$			1350–1650	3
	$2\cdot10^{14}$			1350–1650	1.2
	10^{15}			1350–1650	1.4

Согласно рис. 1 сразу после вплавления ВТС рост дозы имплантации фосфора приводит к спаду интенсивности Er^{3+} ФЛ. Дополнительный окислительный отжиг (рис. 2, табл. 2) приводит к увеличению квантового выхода и длительности спада ФЛ и практическому выравниванию амплитуды спектров в образцах с разными дозами имплантированных ионов P^{+}.

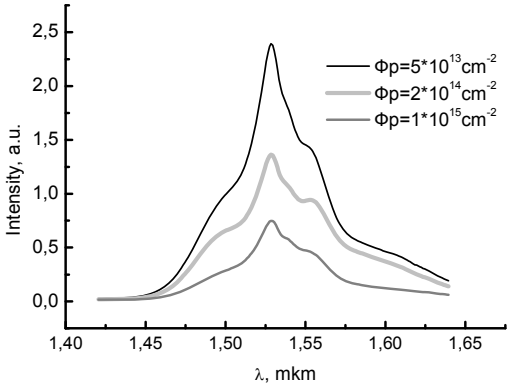


Рис. 1. Возбуждаемые полупроводниковым лазером λ_{exc} = 985 нм спектры ФЛ при 300 К пропитанного ВТС ПК на предварительно имплантированном ионами фосфора кремнии после вплавления ВТС в вакууме при 500 ºС

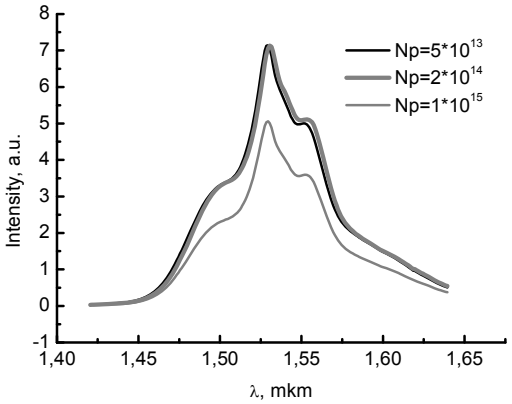


Рис. 2. Возбуждаемые полупроводниковым лазером λ_{exc} = 985 нм спектры ФЛ при 300 К образцов на рис. 1 после окислительного отжига при 500 ºС

Таблица 2. Соотношения интенсивностей и постоянной времени спада пика ФЛ 1.54 мкм ПК на предварительно имплантированном ионами фосфора кремнии после вакуумного отжига (ВО) и вакуумного и окислительного отжига (ВО+ОО) при 500 ºС

Обработка ПК	*I*, a.u.	τ, мс
ВО		
$Np=5\cdot10^{13}$	2,39	0,72
$Np=2\cdot10^{14}$	1,36	1,1
$Np=1\cdot10^{15}$	0,75	0,56
ВО+ОО		
$Np=5\cdot10^{13}$	7,14	1,32
$Np=2\cdot10^{14}$	7,13	1,47
$Np=1\cdot10^{15}$	5,05	1,32

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 08-02-97044р и в рамках АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы.

1. *A. Kozanecki, D.Kuritsyn, W. Jantsch,* Optical Materials, **28**, 850 (2006).

2. *Е. С. Демидов, А. Н. Михайлов, А. Н. Белов и др.* // Материалы XII межд. симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника. Нижний Новгород : ИФМ РАН, 2009. Т. 2. С. 326–327.

Влияние условий получения пленок аморфного кремния на спектры комбинационного рассеяния света нанокристаллических включений, синтезированных методом лазерного отжига

А.Ю. Афанаскин[1], А.В. Ершов[1], А.И. Машин[1], А.В. Нежданов[1]

[1] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород.
e-mail: a.y.afanaskin@gmail.com

Введение. Исследование наноструктур на основе кремния является актуальным направлением современной науки как в прикладном, так и в фундаментальном плане. Поскольку кремний является ближайшим аналогом углерода по физико-химическим свойствам, то разработка эффективных методов синтеза структур с уникальными свойствами, аналогичных углеродным (фуллерены, нанотрубки и т.д.) является одной из важнейших задач. Кроме того, одним из перспективных направлений исследований является разработка и оптимизация методов получения нанокристаллов кремния, что обусловлено широким спектром их применения в электронных и оптоэлектронных приборах. Важно отметить, что зачастую требуется сформировать нанокристаллы кремния на поверхности относительно легкоплавких подложек, например, стекла. Одним из методов осуществления такого процесса является лазерный отжиг пленки аморфного кремния, нанесенной на легкоплавкую подложку [1]. Однако, как известно, способ приготовления аморфного кремния существенно сказывается на его физико-химических свойствах [2] и, следовательно, также оказывает влияние на синтезированные нанокристаллы.

В настоящей работе исследуется влияние условий получения пленок аморфного кремния (температур подложки и отжига в вакууме) на особенности формирования нанокристаллических областей, полученных методом лазерного отжига.

Эксперимент. Исходные образцы представляли собой пленки аморфного кремния, полученные методом электронно-лучевого испарения в вакууме с помощью модернизированной вакуумной установки ВУ-1А с системой фотометрического контроля S150-1024/124 СП «Солар ТИИ». В качестве подложек использовались пластины кристаллического кремния КДБ-12 (100). Температуры подложек в процессе напыления составляли T_s = 200, 250 и 300 ºС, давление остаточных газов в камере $p \sim 10^{-4}$ Па. Толщина пленок составляла $d \sim 500$ нм. Последующий отжиг пленок осуществлялся при давлении $p \sim 10^{-4}$ Па в течение 30 мин при температурах T_a = 350, 400, 500, 600 и 700 ºС.

Лазерный отжиг и спекроскопические исследования были выполнены на воздухе с использованием возможностей СЗМ-комплекса рамановской спектроскопии NTEGRA Spectra (NT-MDT, г. Зеленоград). Был использован полупроводниковый лазер с длиной волны 473 нм и максимальной мощностью 12 мВт. Вариация мощности падающего излучения в диапазоне 0,01–12 мВт достигалась с помощью фильтра переменной оптической плотности. Исследование спектров КРС осуществлялось в диапазоне 150–1000 см$^{-1}$ в режимах скрещенной и параллельной поляризаций. Спектры фотолюминесценции были исследованы в диапазоне 480–800 нм.

Результаты. На рис. 1 представлены сканы поверхности до и после локального лазерного отжига в трех точках, полученные в режиме конфокального микроскопа.

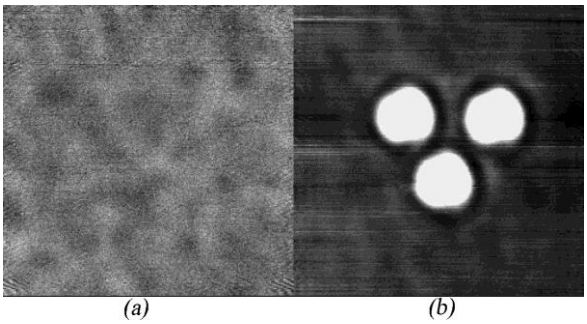


Рис. 1. Сканы поверхности: до (*a*) и после (*b*) лазерного отжига

На скане отчетливо видны области размером ~1 мкм, подвергнутые лазерному отжигу. На рис. 2 показан рамановский спектр одной из отожженных областей, в котором выделены составляющие аморфной и нанокристаллической фаз согласно методикам, описанным в [3].

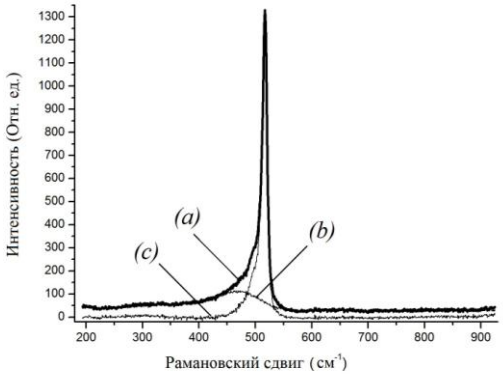


Рис. 2 Рамановский спектр отожженной области: *a* – исходный, *b* – вклада аморфной фазы, *c* – вклада нанокристаллической фазы

Узкий интенсивный пик на линии ~517 см$^{-1}$ соответствует, согласно [3, 4, 5, 6] рассеянию на поперечных оптических (ТО) фононах нанокристаллов кремния, размерами ~4 нм. Ассиметричное уширение пика может быть объяснено разбросом нанокристаллов по размерам.

На рис. 3 изображены зависимости положения пика рамановского спектра, отвечающего *ТО* фононам нанокристаллического кремния, от температуры подложки и температуры отжига в вакууме. Зависимости для всех образцов имеют восходящий характер, что может свидетельствовать об образовании нанокристаллов большего размера с повышением температур подложки и отжига. Исключение составляют образцы, полученные при температуре подложки 250 ºС. Это может быть связано с возможным образованием кремниевых мультисвязей в процессе отжига образцов [2, 7]. Исследование, проведенное в режимах скрещенной и параллельной поляризаций, не выявило существенных различий в спектрах, что исключает возможное образование включений вюрцитной фазы кремния [8].

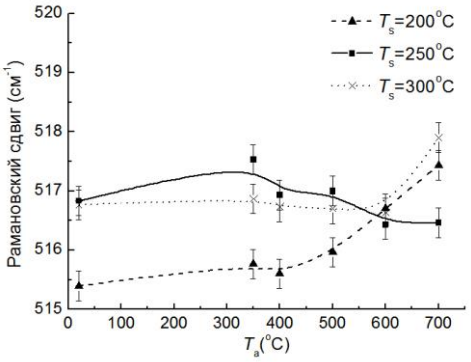


Рис. 3. Зависимость положения пика рамановского спектра, отвечающего ТО-фононам нанокристаллического кремния, синтезированного методом лазерного отжига, от параметров получения пленки аморфного кремния: температуры отжига в вакууме и температуры подложки.

Исследованы спектры фотолюминесценции областей, подвергнутых локальному лазерному отжигу. Фотолюминесценция от областей, отожженных в точке, оказывается довольно слабой. Существенное поглощение излучения предположительно связано с аморфной матрицей, окружающей отожженную область. Увеличение площади отжига приводит к усилению фотолюминесценции (рис. 4), что говорит в пользу вышеуказанного предположения.

Были получены карты распределения интенсивности рамановского пика на линии ~517 см$^{-1}$ (рис. 5, *а*) и отклонения от неё (рис. 5, *б*). Присутствие пика ~517 см$^{-1}$ говорит о том, что нанокристаллы присутствуют на всей отожженной площади. Неоднородное распределение интенсивности может являться свидетельством неравномерного распределения доли нанокристаллической фазы.

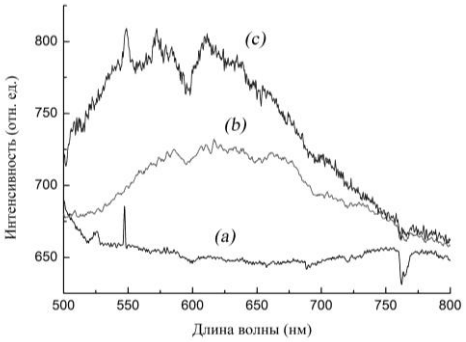


Рис. 4 Сравнение спектров фотолюминесценции: *а* – неотожженная область, *b* – площадь отжига 2×2 мкм, *с* – площадь отжига 5×5 мкм.

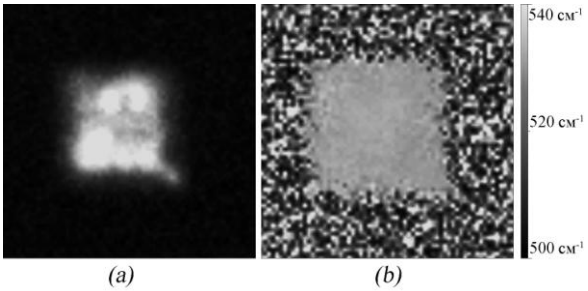


Рис. 5. Распределение: *а* – интенсивности рамановского пика на линии ~517 см$^{-1}$, *b* – отклонений пика от линии ~517 см$^{-1}$.

1. *Ефремов М.Д.* Образование нанокристаллов кремния с выделенной ориентацией (110) в аморфных пленках Si:H на стеклянных подложках при наносекундных воздействиях ультрафиолетового излучения / *М.Д. Ефремов* [и др.] // ФТП. 2002. Т. 36, вып. 1. С. 109-116.

2. *Хохлов А.Ф.* Аллотропия кремния / *А.Ф. Хохлов, А.И. Машин*. Н. Новгород: Изд-во Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 2002. 222 с.

3. *Smit C.* Determining the material structure of microcrystalline silicon from Raman spectra / *C. Smit* [et al.] // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 94, no. 5. P. 3582 – 3588.

4. *Faraci G.* Modified Raman confinement model for Si nanocrystals / *G. Faraci* [et al.] // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73, 033307.

5. *Faraci G.* Si/SiO_2 core shell clusters probed by Raman spectroscopy / *G. Faraci* [et al.] // Eur. Phys. J. B., 2005. Vol. 46. P. 457-461.

6. *Zi J.* Raman shifts in Si nanocrystals / *J. Zi* [et al.] // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 69, no. 2. P. 200-202.

7. *Машин А.И.* Мультисвязи в безводородном аморфном кремнии / А.И. Машин, А.Ф. Хохлов // ФТП. 1999. Т. 33, вып. 8. С. 1001-1004.

8. *Bandet J.* Vibrational and electronic properties of stabilized wurtzite-like silicon / *J. Bandet, B. Despax, M. Caunmont* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. Vol. 35. P. 234-239.

Самоформирование нанопористого полимера в процессе фотоотверждения ФПК, содержащей неполимеризационноспособный компонент

М.А. Батенькин, А.Н. Конев, С.Н. Менсов, С.А. Чесноков

Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, ул. Тропинина, 49, Н. Новгород,
e-mail: mensov@iomc.ras.ru

Высокая технологичность полимерных материалов делает их привлекательными для изготовления оптических элементов видимого и ближнего ИК-диапазонов. Современные процессы фотополимеризации позволяют не только формировать геометрию полимерных оптических элементов, но и структурировать на субмикронных масштабах сам полимерный материал. В докладе представлены результаты исследований возможности получения пористых полимеров в процессе отверждения фотополимеризующейся композиции (ФПК) в присутствии неполимеризационноспособных компонентов (НК) – органических растворителей. Такие НК не участвуют в процессе полимеризации и образуют истинный раствор с мономером, но зачастую несовместимы с конечным полимером. При значительных скоростях полимеризации, которые характерны для фотоинициирования, переход композиции в гетерофазное состояние не сопровождается вытеснением НК на границы полимерного образца. Тогда в объеме ФПК на наномасштабах происходит фазовое разделение, что и приводит к формированию пористой полимерной структуры.

Нанопористые полимерные образцы получали следующим образом. ФПК на основе ОКМ-2 помещали в полость, образованную двумя силикатными стеклами с демпфирующей прокладкой между ними толщиной 2 мм. Инициирование полимеризации осуществляли рассеянным полихроматическим светом. Освещенность композиции – 30 кЛк. Время экспозиции – 60 минут. В качестве НК использовали метиловый спирт и динониловый эфир фталиевой кислоты. После полимеризации НК удаляли из полимерных образцов вымыванием и вакуумированием. Полученные образцы исследовали методом атомно-силовой микроскопии.

Получено, что в ходе фотополимеризации ФПК, содержащей метиловый спирт, при концентрации растворителя менее 15 % образуется монолитное полимерное стекло. При содержании метанола 25 мас% формируется пористая полимерная структура, средний размер пор которой составляет ~200 нм (рис. 1, *а*). Дальнейшее увеличение концентрации НК проводит к укрупнению пор. В случае использования в качестве нейтрального компонента динонилфталата нанопористая структура формируется при его содержании от 10 мас.%. Характерный размер пор при концентрации добавки 10 мас.% составляет ~60 нм (рис. 1, *б*). Также экспериментально было установлено, что все полученные пористые полимерные образцы хорошо сорбируют как полярные (например, вода), так и неполярные органические растворители (например, бензол).

Таким образом, в процессе фотополимеризации ФПК в присутствии НК формируется пористый полимер. При этом в зависимости от природы и концентрации нейтральной добавки размер пор может варьироваться от десятков до нескольких сотен нанометров. У таких полимерных материалов градиент показателя преломления предельный (полимер – воздух), следовательно, они могут применяться как эффективные объемные рассеиватели для видимого оптического диапазона. А поскольку полученные пористые полимеры обладают хорошей сорбцией, то они могут использоваться в качестве матриц, заполняемых различными наполнителями, для изготовления оптических элементов ближнего ИК-диапазона.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №09-03-00668-а) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (ГК П2491).

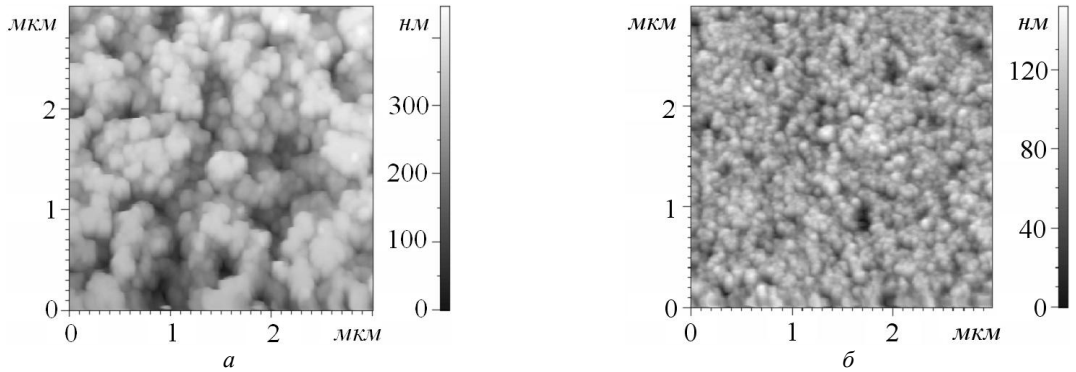


Рис. 1. АСМ-изображение пористой полимерной структуры, формирующейся при полимеризации ФПК, содержащей НК: 25 мас.% метанола (*а*), 10 мас.% динонилфталата (*б*)

Оптический мониторинг многослойных структур в условиях плазмохимического травления

П.В. Волков, А.В. Горюнов, А.Ю. Лукьянов, Д.А. Пряхин,
А.Д. Тертышник, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: volkov@ipm.sci-nnov.ru

Плазмохимическое травление является одним из ключевых этапов при производстве полупроводниковых микро- и наноструктур и приборов на их основе [1]. Непрерывное усложнение структур, а также ужесточение требований на воспроизводимость их параметров требуют развития методов мониторинга.

Основными параметрами, требующими контроля в процессе плазмохимического травления (осаждения), являются температура подложки и скорость травления (осаждения) [2].

В данной работе представлены результаты по развитию предложенного ранее метода тандемной низкокогерентной интерферометрии для мониторинга процессов плазмохимического травления [3, 4]. В данном методе пару оптически связанных интерферометров освещают широкополосным источником. В роли одного из интерферометров выступает сам образец. Второй интерферометр, опорный, имеет возможность контролируемой перестройки разности длин плеч. Интерференционный сигнал на выходе этой пары интерферометров наблюдается, если разность оптических толщин интерферометров меньше длины когерентности источника света.

Для «чистых» подложек максимум огибающей сигнала соответствует совпадению оптических толщин интерферометра и образца. Однако с точки зрения технологии наибольший интерес представляет мониторинг процессов роста и травления многослойных структур. Наличие тонких, по сравнению с длиной когерентности источника, слоев приводит к искажению формы интерференционного сигнала. При этом положение максимума огибающей перестает соответствовать толщине образца. Более того, разница между положением максимума огибающей и реальной толщиной образца изменяется периодически в зависимости от толщины пленки, что существенно усложняет алгоритм определения толщины слоёв и температуры подложки.

Фаза заполнения низкокогерентного сигнала также претерпевает колебания при изменении толщины пленки. Однако амплитуда этих колебаний относительно мала. На рис.1 приведен теоретический график зависимости изменения положения максимума огибающей и фазы заполнения при изменении толщины пленки SiO_2 на подложке Si.

Таким образом, оказалось возможным объединить фазовые измерения в низкокогерентной методике и стандартную рефлектометрию для одновременного мониторинга температуры подложки и толщины слоя.

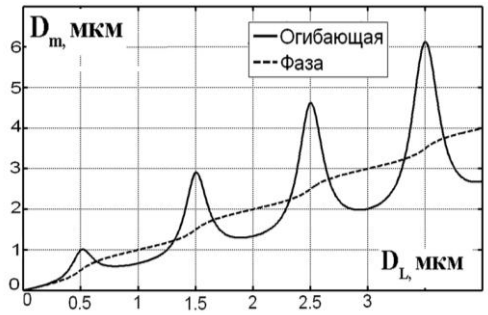


Рис.1. Теоретическая зависимость изменения положения максимума огибающей и фазы заполнения при изменении толщины пленки SiO_2 на подложке Si

На рис. 2 приведена запись процесса плазмохимического травления трёхслойной структуры кремний на изоляторе (подложка Si-n толщиной 500 мкм, слой SiO_2 толщиной 1 мкм, слой Si-p толщиной 1.5 мкм) в плазме BCl_3 – Ar.

Видно, что определить изменения толщины «по огибающей» (рис. 2, *а*) достаточно сложно, поскольку наблюдаемые колебания имеют сложный вид, хотя в целом картина похожа на ту, что наблюдается при регистрации коэффициента отражения (рис. 2, *б*).

На рис. 2, *а* и *в* (измерения «по фазе») присутствует температурный скачок толщины в момент времени около 3600 с, связанный с быстрым охлаждением структуры в момент напуска холодного воздуха из комнаты. Как и следовало ожидать, коэффициент отражения (рис. 2, *б*) малочувствителен к изменению температуры и зависит исключительно от толщины пленки. Один период интерферограммы на рис. 2, *б* соответствует уменьшению толщины верхнего слоя Si на величину $\Delta h = \lambda/(2n)$, где λ – средняя длина волны излучения, n – показатель преломления пленки. На рис. 2, *г* приведён график изменения толщины пленки, полученный из вариации коэффициента отражения. На рис. 2, *д* – изменение температуры подложки, которая была вычислена как разность между 2, *в* и 2, *г*. При этом для пересчета изменений оптической толщины в температуру использовались калибровочные данные, полученные в работе [4].

Как и следовало ожидать, в момент включения разряда доминирующим в изменениях оптической толщины является эффект разогрева подложки. В стационарном режиме определяющим становится травление.

Измеряемое «по фазе» значение оптической толщины изменяется не монотонно в ходе травления, а с небольшими колебаниями амплитудой

около 50 нм, что, как было показано выше, связано с интерференцией внутри травящейся пленки. В результате изменение толщины образца до и после травления, полученное из обработки коэффициента отражения, составило 710 нм. Измерения профиля травления с помощью профилометра Talysurf CCI 2000 дало значение 690 нм. Аналогичная величина, полученная из измерений «по фазе», составила 770 нм. В ходе процесса подложка нагревалась до температуры 70 °С.

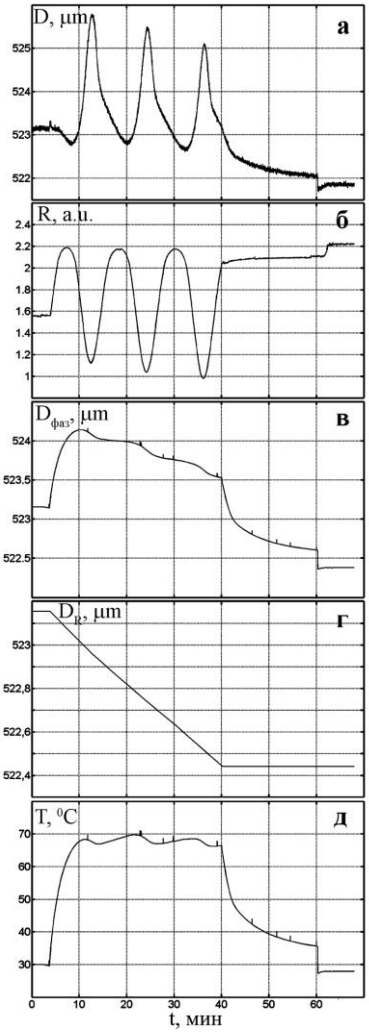


Рис. 2. Запись процесса плазмохимического травления трёхслойной структуры кремний на изоляторе

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность низкокогерентной тандемной интерферометрии для одновременного определения температуры подложки и толщины тонкой плёнки в процессах плазмохимического травления структуры кремний на изоляторе. Показано, что изменения общей оптической толщины структуры, связанные с изменением температуры, могут быть отделены от изменений физической толщины плёнки. Для этого достаточно учесть изменения амплитуды нулевого интерференционного пика, вызванные изменениями условий интерференции внутри плёнки при изменениях её толщины.

Точность определения температуры составила ± 1 °С. Точность определения толщины составила 20 нм. Результаты мониторинга процесса травления с хорошей точностью совпали с результатами измерения профиля ступеньки, полученными с помощью профилометра. Полученные результаты позволили значительно уменьшить температурные колебания за счет модернизации системы термостабилизации подложки.

Работа выполнена в рамках проектов ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” (госконтракт № 16.740.11.0271, госконтракт № 14.740.11.0337), а также проекта РФФИ 10-02-01193-а.

1. *Cardinaud, C.* Plasma etching: principles, mechanisms, application to micro- and nanotechnologies / *C. Cardinaud, M.-C. Peignon, P.-Y. Tessier* // App. Surf. Sci. 2000. V.164, №1. P.72–83.

2. *Lee, S.* Effect of Wafer Temperature on High Aspect Ratio Hardmask Etching / *S. Lee, Y.-C. Tien and Y.-W. Chang* // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2002. V. 22, №. 4. P. 627-637.

3. *Volkov, P.V.* Novel technique for monitoring of MOVPE processes / *P.V. Volkov, A.V. Goryunov, V.M. Daniltsev, A.Yu. Luk'yanov, D.A. Pryakhin, A.D. Tertyshnik, O.I. Khrykin, V.I. Shashkin* // Journal of Crystal Growth. 2008. V. 310, Is. 23. P. 4724–4726.

4. *Волков, П.В.* Оптический мониторинг параметров технологических процессов в условиях металлоорганической газофазной эпитаксии / *П.В. Волков, А.В. Горюнов, В.М. Данильцев, А.Ю. Лукьянов, Д.А. Пряхин, А.Д. Тертышник, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин* // Поверхность: Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2008. Вып. 8. С. 5–10.

Металлоорганическая газофазная эпитаксия дельта-легированных кремнием слоев GaAs с высокой поверхностной концентрацией электронов

В.М. Данильцев, М.Н. Дроздов, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.
e-mail: danil@ipm.sci-nnov.ru

Полупроводниковые структуры с δ-легированными слоями являются объектом интенсивных теоретических и прикладных исследований [1]. В настоящей работе изучались возможности получения в МОГФЭ-процессе δ-легированных кремнием слоев GaAs с максимально возможной поверхностной концентрацией электронов.

Эксперименты проводили в горизонтальном реакторе пониженного давления в системе $Ga(CH_3)_3$–AsH_3–SiH_4–H_2. Выращивание эпитаксиальных структур GaAs с δ-легированными кремнием слоями проводили с прерыванием роста GaAs на время введения примеси *t*. Нелегированный арсенид галлия, в матрице которого выращивались дельта легированные слои, имел электронный тип проводимости с концентрацией электронов на уровне 10^{15} $см^{-3}$, что давало незначительную ошибку ($<10^{11}$ $см^{-2}$) при определении поверхностной концентрации электронов в δ-слое методом Ван-дер-Пау. Содержание и распределение примеси кремния в дельта слое определяли на установке ВИМС TOF.SIMS-5. Послойное стравливание проводилось ионами Cs с энергией 0.25÷2 кэВ. Калибровка глубины кратеров проводилась с помощью оптического профилометра Talysurf CCI 2000. Профиль концентрации электронов также контролировался из измерений вольт-фарадных характеристик с использованием напыленных металлических контактов.

Отдельную проблему представлял анализ δ-легированных слоев, расположенных на малой глубине 2÷5 нм от поверхности слоя GaAs. Такие структуры необходимы для изготовления диодов с пониженной высотой барьера [2]. Их анализ затруднен из-за наличия переходной области при старте ионного распыления и трудности калибровки измерения малой глубины кратера. Было установлено, что на установке TOF.SIMS-5 с время пролетным масс-анализатором и раздельными импульсными ионными пучками для зондирования и распыления удается снизить контролируемую толщину переходной области ниже 1 нм. Это позволяло уверенно регистрировать зависимость концентрации Si в дельта-слоях от времени распыления с необходимым разрешением. Установлено, что погрешность определения глубины кратеров травления составляет 1÷1.5 нм вследствие шероховатости измеряемых поверхностей.

Анализ образцов методом ВИМС позволил выработать режимы эпитаксии, в которых при переключении потоков из реактора в байпас и наоборот не происходило бросков давлений, приводящих к сбою режимов роста связанных с изменением условий эпитаксиального роста на начальном этапе формирования слоев. В ходе экспериментальных работ было установлено, что оптимальная температура подложкодержателя (контролируемая по термопаре) для формирования δ(Si)-структур GaAs составляет 620 °C. При данной температуре арсенид галлия имеет электронный тип проводимости, поверхность арсенида галлия не обогащена галлием, и температура достаточно высока для пиролиза SiH_4, подаваемого для получения δ-слоя, при разумных временах подачи силана в реактор. Кроме того, при такой температуре эпитаксии диффузионное размытие дельта-слоя незначительно. Также было показано, что количество кремния, внедренного в дельта-слой, пропорционально количеству введенного силана для его формирования (рис. 1 и табл., образцы E1248 и E1249).

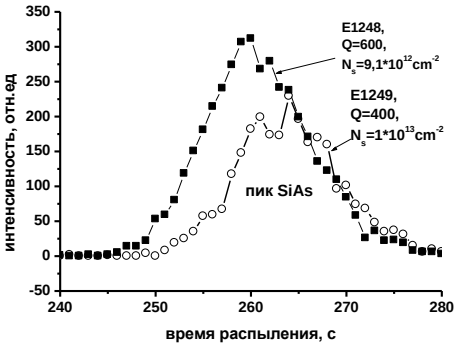


Рис. 1. ВИМС зависимости количества кремния в дельта-слое от времени распыления

Характеристики δ-слоев кремния в GaAs

N образца	N_s, $см^{-2}$	μ, $см^2/В{\cdot}с$	Поток (*f*) SiH_4, мл/мин	*t*, мин	$Q = f{\cdot}t$
E1230	$8{,}3{\cdot}10^{12}$	1000	100	2	200
E1248	$9{,}1{\cdot}10^{12}$	1900	300	2	600
E1249	$1{\cdot}10^{13}$	1660	200	2	400
E1253	-	-	400	2	800
E1254	-	-	400	1	400
E1255	-	-	400	1	400

Эксперименты по получению δ-слоёв проводились в различных условиях. В ряде случаев между ростом GaAs и формированием дельта-слоя некоторое время в реактор подавался только газноситель для «продувки». В других экспериментах подача SiH_4 в реактор для формирования δ-слоя происходила одновременно с переключением реагентов для роста GaAs в байпасную линию (без «продувок»).

Экспериментально показано, что δ-слои, выращенные без «продувок» (E1254) и с «продувками» (E1255), имеют близкие параметры (рис. 2).

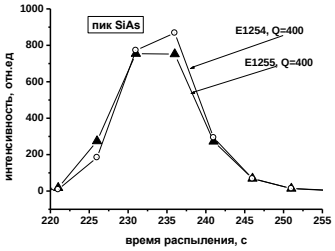


Рис. 2. Влияние «продувок» (E1255) на вхождение кремния в δ-слой. Образец E1254 выращен без «продувок».

Данные ВИМС дают значения ширины пика дельта-слоя, расположенного вблизи поверхности, образцов GaAs (расстояние от поверхности ~1,5 нм) измеренные на полувысоте его максимальной величины ~ 1,5 нм (рис. 3).

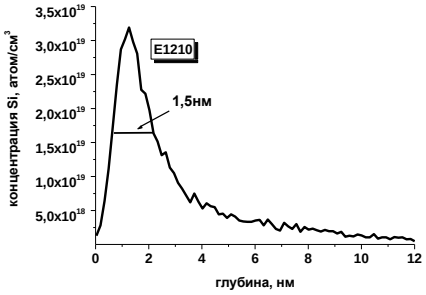


Рис. 3. Распределение кремния в δ-слое, измеренное методом ВИМС.

Было показано, что даже при незначительном наличии кислорода и/или влаги в газе-носителе (на уровне ~8 ppb) в эпитаксиальных образцах всегда присутствовал кислород с концентрацией, превышающей порог чувствительности метода ВИМС. При формировании δ-слоя во время прерывания роста кислород сорбировался на поверхности, что приводило к увеличению его концентрации в дельта-слое (рис. 4) и соответственно к примесной компенсации концентрации электронов. В этом случае максимально достижимая поверхностная концентрация электронов составляла $5 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$.

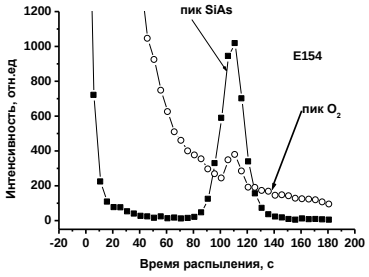


Рис. 4. Концентрирование примесей (в частности O_2) в процессе формирования δ-слоя.

Установка дополнительных очисток технологических газов фирмы “AERONIX” позволила снизить содержание O_2 и H_2O до уровня 1 ppb и привела к тому, что в эпитаксиальных структурах наличие кислорода методом ВИМС не регистрировалось. В этом случае максимальное значение N_s составляло 10^{13} см$^{-2}$ и ограничивалось эффектом автокомпенсации кремния. Это следует из данных ВИМС и измерений Ван-дер-Пау (см. табл. и рис. 1), которые показывают, что при увеличении подачи силана концентрация кремния в дельта-слое увеличивается (образцы E1249 и E1248), однако поверхностная концентрация электронов уменьшается. Эффект автокомпенсации приводит к уменьшению поверхностной концентрации электронов в дельта-слоях при увеличении содержания кремния в них.

При очень большой подаче силана, превышающей некоторое критическое значение, кремний, образующийся при его пиролизе, при заращивании δ-слоя сегрегирует к поверхности арсенида галлия, что хорошо видно из измерений ВИМС (рис. 5).

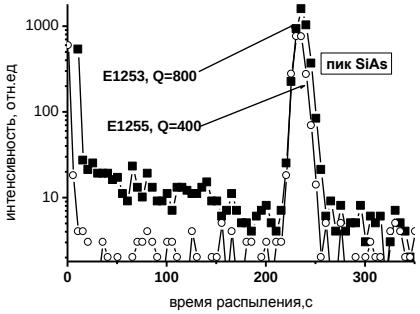


Рис. 5. Распределение примеси кремния в δ-слое и её сегрегация.

В результате проведенных экспериментов были получены дельта-легированные кремнием слои арсенида галлия с поверхностной концентрацией электронов на уровне 10^{13} см$^{-2}$, измеренной при комнатной температуре, что соответствует лучшим образцам, полученным методом МЛЭ. При этом ширина пика дельта-слоя на полувысоте, измеренная методом ВИМС, составляла ~1,5 нм. Концентрация кремния в дельта-слое, измеренная ВИМС, превышала 10^{19} ат/см$^{-3}$.

В результате отработки процесса осаждения дельта-слоёв были выработаны режимы эпитаксии, минимизирующие диффузионное размытие кремния в арсениде галлия и не подверженные эффектам сегрегации кремния.

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ № 09-02-00389 и № 11-02-00572.

1. *Schubert, E.F.* Delta Doping of III-V Compound Semiconductors: Fundamentals and device application / *E.F. Schubert* // Journal of Vacuum Science and Technology A. 1990. V. 8. P. 2980-2996.

2. *Шашкин, В.И.* Управление характером токопереноса в барьере Шоттки с помощью δ-легирования: расчет и эксперимент для Al/GaAs/ *В.И. Шашкин, А.В. Мурель, В.М. Данильцев, О.И. Хрыкин* // Физика и техника полупроводников. 2002. Т. 36, вып. 5. С. 537-542.

Рост и свойства гетероструктур InGaAs/GaAs/Ge (буфер) на кремниевых подложках

Б.Н. Звонков[1], А.А. Бирюков[1], О.В. Вихрова[1], В.Г. Шенгуров[1], С.А. Денисов[1], В.Ю. Чалков[1], Ю.Н. Дроздов[2], М.Н. Дроздов[2], Ю.Н. Бузынин[2]

[1] Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, пр. Гагарина, д. 23, корп. 3, Н. Новгород.
[2] Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Н. Новгород.
e-mail: shengurov@phys.unn.ru

Возможность выращивания высококачественных слоев соединений A_3B_5 с малой плотностью дефектов на подложках кремния имеет большое практические значение [1]. Наибольшее внимание исследователей привлекает гетероэпитаксиальное выращивание арсенида галлия на кремнии. Дешевизна Si-подложек, их механическая прочность и лучшая теплопроводность вызывают естественное желание заменить ими подложки из GaAs. Кроме того, имеются очевидные преимущества при интеграции оптических приборов на основе GaAs с большими интегральными схемами на Si.

Для преодоления ряда трудностей, обусловленных различием периодов кристаллических решеток двух материалов (4%) и различием их коэффициентов термического расширения (59%), часто гетероэпитаксию ведут с использованием буферного слоя Ge, который имеет более близкие к GaAs параметр решетки и коэффициент термического расширения [2].

В данной работе приводятся результаты исследования условий низкотемпературного выращивания Ge-буферного слоя на Si-подложке методом разложения германа на горячей проволоке в установке молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и последующего роста методом МОС-гидридной эпитаксии структур InGaAs/GaAs, а также некоторых их структурных и оптических свойств.

Гетероэпитаксиальный рост слоев Ge осуществляли в установке МЛЭ на подложках Si ориентации (100) и (111) с использованием разложения германа на «горячей проволоке» [3]. Слои Ge толщиной 0,2–0,5 мкм выращивали со скоростью 1 Å/с при давлении германа $(5–9)\cdot10^{-4}$ Торр. На электронограммах от поверхности слоев Ge, выращенных при температуре подложки 350 ºС, наблюдались кикучи-линии, что свидетельствует о высоком структурном совершенстве буферного слоя Ge. Исследование слоев Ge толщиной 0,5 мкм методом рентгеновской дифракции показало, что значение полуширины кривой качания составляет 0,24º. По данным атомно-силовой микроскопии (АСМ) слои Ge имеют гладкую, однородную поверхность (рис. 1). Данные вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) говорят о достаточно резкой границе раздела между слоем Ge и подложкой Si (рис. 2). Методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках Si(100) с буферным слоем Ge были выращены слои GaAs. Изображение поверхности слоя, полученное в оптическом микроскопе (Talysurf CCI 2000) приведено на рис. 3. Наблюдаются отдельные точки, «ламели» и линейные дефекты.

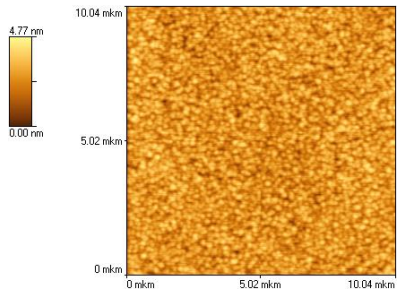


Рис. 1. Вид поверхности эпитаксиального слоя германия толщиной 0,3 мкм, выращенного на Si(100) при температуре подложки 400 ºС (RMS=0,56 нм).

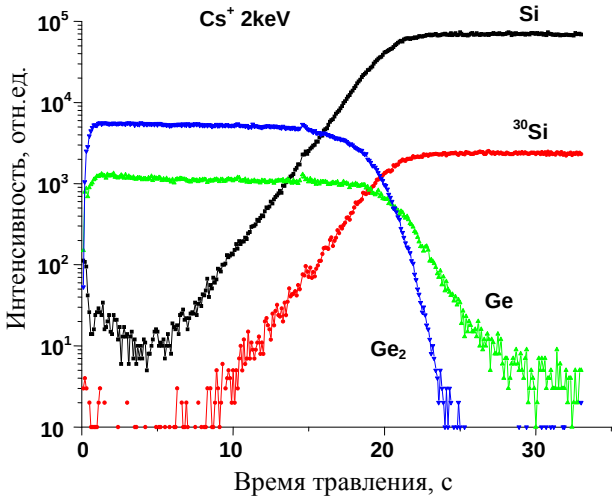


Рис. 2. ВИМС-профиль распределения Ge и Si на границе раздела слой Ge / подложка Si(100).

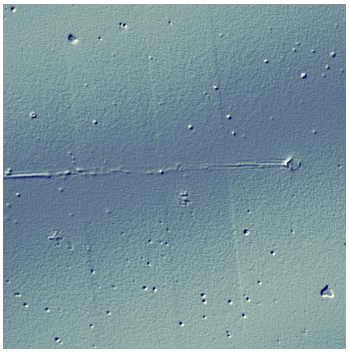


Рис. 3. Оптическое изображение поверхности слоя GaAs, выращенного на подложке Ge/Si(100). Размер скана 0,8×0,8 мм.

Также были выращены гетероструктуры, содержащие два слоя GaAs и две слоя InGaAs в виде квантовых ям. Схематическое изображение данной структуры приведено на рис. 4. Вначале на слое Ge был выращен буферный слой GaAs при относительно низкой температуре (460 ºС), а затем при повышенной температуре (650 ºС) выращивали более толстый слой GaAs и две квантовых ямы InGaAs, разделенные слоем GaAs.

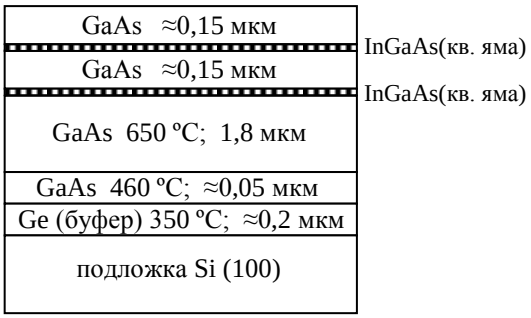


Рис. 4. Схематическое изображение гетероструктуры с квантовыми ямами.

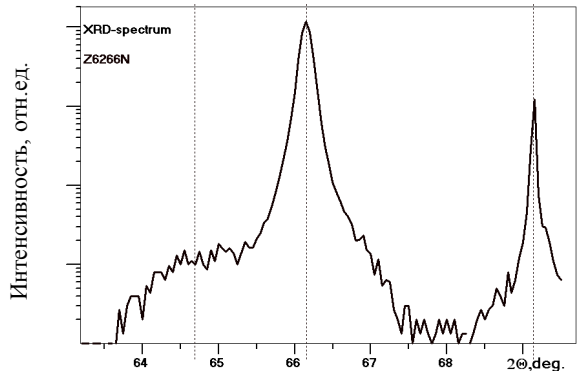


Рис. 5. Рентгеновская дифракция ((400)-отражение) InGaAs/GaAs/Ge/Si(100).

Методом рентгеновской дифракции исследовали структурное совершенство выращенной гетероструктуры (рис. 5). В спектре Θ/2Θ-сканирования хорошо видны пики подложки Si(400) 69,1º, неразрешившийся пик буферного слоя Ge(400) и GaAs(400) 66,1º. Плечо со стороны малых углов – от слоя InGaAs. По структуре слои представляют собой мозаичный монокристалл. Разориентация блоков мозаики оценена из спектров ω-сканирования и составляет 0,0075º и 0,1º для слоев Ge + GaAs(400) и InGaAs соответственно.

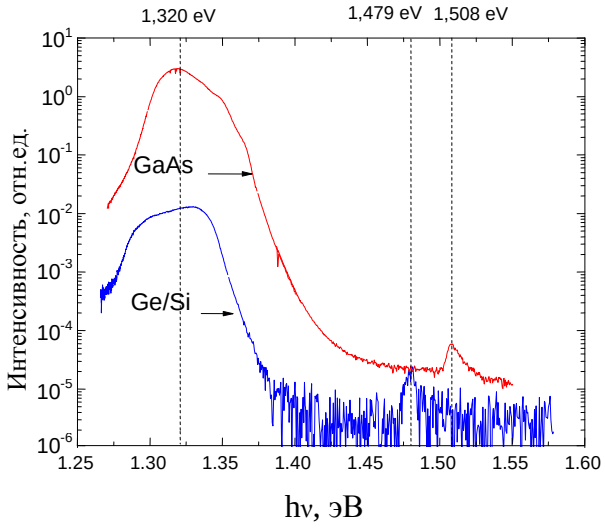


Рис. 6. Спектры фотолюминесценции, полученные при 77 К от гетеронаноструктур InGaAs/GaAs, выращенных на GaAs-подложке и на подложке Si с буферным слоем Ge. Пик в области 1,320 эВ соответствует излучению квантовых ям InGaAs/GaAs. Для возбуждения фотолюминесценции использовался He-Ne-лазер мощностью 30 мВт.

Сравнивались спектры низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) слоев InGaAs на подложках GaAs или Si(100) + Ge буфер (рис. 6). Из рисунка видно, что форма спектров ФЛ схожая для обоих гетероструктур. Меньшая интенсивность фотолюминесценции, наблюдаемая от гетероструктуры, выращенной на подложке Ge/Si, связана, вероятно, с дефектами, формируемыми на границе со слоем германия.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 10-02-00371-а.

1. *J.G. Cederberg, D. Leonhardt, J.J. Sheng, Q. Li, M.S. Carroll, S.M. Han.* J. Cryst. Growth. **312**. 1291 (2010).

2. *P. Sheldon, B.G. Yacobi, K.M. Jones and D.J. Danlavy.* J. Appl. Phys., **58**, 4186 (1985).

3. *В.Г. Шенгуров, В.Ю. Чалков, С.А. Денисов, С.П. Светлов, Д.В. Шенгуров.* Вакуумная техника и технология, 2011, № 1, в печати.

Особенности формирования методом газофазной эпитаксии квантовых точек InAs/GaAs, легированных атомами Mn

М.В. Дорохин[1], А.В. Здоровейщев[1], Е.И. Малышева[1], Ю.А. Данилов[1], Б.Н. Звонков[1], С.В. Зайцев[2],

[1]НИФТИ ННГУ, 603950, просп. Гагарина 23-3, Нижний Новгород.
[2]Институт физики твёрдого тела РАН, 142432, Институтская ул. 2, Черноголовка.
e-mail: dorokhin@nifti.unn.ru

В связи с интенсивным развитием спинтроники актуальной является задача создания и исследования материалов, в которых магнитные свойства сочетаются с полупроводниковыми [1]. Большой интерес среди материалов такого класса вызывают гетероструктуры с квантовыми точками (КТ) InAs/GaAs, которые для поляризации спинов носителей, находящихся в квантово-размерном слое, локально легируются атомами переходных элементов. Интерес к ним обусловлен рядом важных преимуществ по сравнению с аналогичными гетероструктурами с квантовыми ямами, таких как высокая температурная стабильность люминесценции, более высокие времена сохранения спина носителей в КТ, сравнительно высокое время жизни носителей заряда в КТ, а также наиболее привлекательный для волоконно-оптических линий связи диапазон длин волн излучения 1.3–1.55 мкм [2].

На данный момент известно несколько способов легирования КТ атомами Mn, таких как ионная имплантация Mn в покровный слой GaAs с последующим отжигом [1], диффузионное легирование Mn, легирование непосредственно в процессе выращивания КТ [3]. В настоящей работе предлагается альтернативный способ введения атомов Mn в область квантовых точек: легирование буферного слоя GaAs перед выращиванием массива самоорганизованных КТ InAs. Известно, что Mn характеризуется высоким коэффициентом диффузии в GaAs. Предполагалось, что значительная часть атомов Mn из буферного слоя диффундирует к поверхности в процессе выращивания и некоторое их количество останется в области КТ. Сегрегация атомов Mn из легированного слоя к поверхности структур подтверждена исследованиями методом вторично-ионной масс-спектрометрии [4]. Как было показано ранее [5], процессы формирования InAs-квантовых точек на GaAs зависят от вида и уровня легирования поверхности. Предполагалось, что формирование КТ на буферном слое, легированном атомами Mn, позволит не только получать легированные магнитной примесью квантовые точки, но и контролируемо управлять их свойствами путём подбора параметров выращивания.

Структуры выращивались методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении (ГФЭ) на подложках (100) GaAs. Сначала при температуре 650 ºС выращивался 500 нм буферный слой GaAs:Si. Затем температура снижалась до 500 ºС и последовательно выращивались следующие слои: GaAs толщиной 5 нм, дельта-слой Mn, GaAs толщиной 20 нм. Легирование осуществлялось методом лазерного распыления Mn-мишени, помещённой в реактор ГФЭ. Содержание Mn в дельта-слое оценивалось по времени распыления и интенсивности лазера и для исследованных структур составляло $3.5\cdot10^{12} – 1\cdot10^{14}$ см$^{-2}$. На следующем этапе при температуре 500 ºС выращивался массив самоорганизованных квантовых точек InAs по стандартной технологии [2, 5]. Квантовые точки заращивались покровным слоем нелегированного GaAs толщиной 20 нм. Для оценки свойств выращиваемых гетероструктур использовались следующие измерительные методики: спектроскопия фотолюминесценции (ФЛ) и исследование морфологии слоев КТ, встроенных в полупроводниковую матрицу, на атомно-силовом микроскопе (АСМ) с применением методики визуализации КТ с помощью селективного травления покровного слоя [2]. Спектры ФЛ измерялись при температуре 77 К. ФЛ возбуждалась He-Ne-лазером с мощностью излучения 30 мВт.

На спектрах фотолюминесценции структур (рис. 1) наблюдаются две линии при энергиях ~ 0.95 эВ и 1.05 эВ. Согласно предположениям, сделанным в [6], указанные линии обусловлены излучательной рекомбинацией в бимодальном массиве КТ. Введение Mn в буферный слой в концентрации до $2\cdot10^{13}$ см$^{-3}$ не приводит к существенному изменению положения линий ФЛ КТ (рис. 1, кривая *2*).

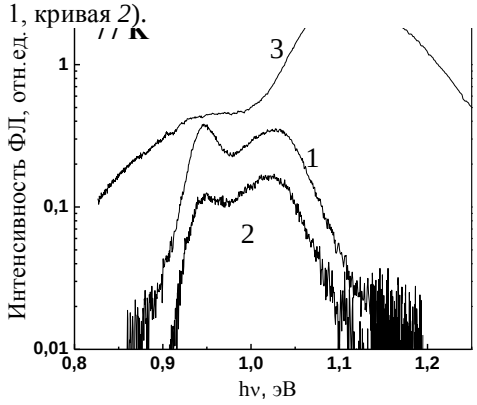


Рис. 1. Спектры ФЛ структур с КТ, содержащих дельта-слой Mn в буферном слое. Кривая *1*: содержание Mn – $Q_{Mn} = 0$, кривая *2*: $Q_{Mn} = 2\cdot10^{13}$ см$^{-2}$, $Q_{Mn} = 10^{14}$ см$^{-2}$

В структурах с содержанием Mn выше 10^{13} см$^{-3}$ можно отметить незначительное снижение интенсивности ФЛ по сравнению с контрольной структурой. Картина существенно меняется при увеличении концентрации Mn до 10^{14} см$^{-3}$, в этом случае наблюдается сильное снижение интенсивно-

сти линии ФЛ при энергии 0.95 эВ и смещение второй линий в область энергии 1.1 эВ.

Данным ФЛ можно поставить в соответствие морфологию поверхности визуализированного массива КТ. На АСМ-изображении массива КТ контрольной структуры виден бимодальный массив КТ со следующими средними параметрами: для больших кластеров латеральный размер составляет 30–40 нм, высота – 5 нм, а поверхностная концентрация – $2 \cdot 10^9$ см$^{-2}$. Для мелких кластеров латеральный размер составляет 30–40 нм, высота – 3 нм, поверхностная концентрация – $(1–2) \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$. Указанные кластеры излучают в области энергий 0.95 эВ и 1.05 эВ соответственно.

В структурах, содержащих дельта-слой Mn в буферном слое с концентрацией 10^{14} см$^{-2}$ (рис. 2, *б*), форма нанокластеров существенно отличается от полученной для контрольных структур (рис. 2, *а*). На топографии поверхности визуализированного массива КТ наблюдается однородный массив кластеров с поверхностной концентрацией $1.5 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$, латеральным размером 90 нм и высотой 7–8 нм.

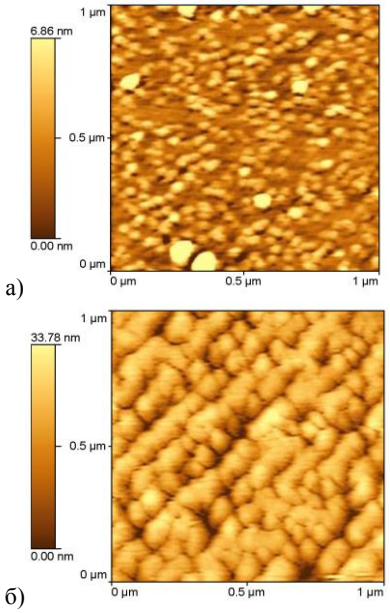


Рис. 2. АСМ-изображения массивов КТ: *а*) структура, выращенная по технологии [4], *б*) структура, содержащая дельта<Mn>-легированный слой в буферном слое GaAs.

Полученные результаты могут быть объяснены с точки зрения модели взаимодиффузии атомов In и Ga в присутствии марганца. Известно, что атомы Mn, присутствующие на поверхности GaAs во время выращивания гетеослоёв InAs, ускоряют взаимную диффузию In и Ga [3]. Таким образом, в присутствии Mn на поверхности GaAs формируются нанокластеры $In_xGa_{1-x}As$ переменного состава, что сопровождается «голубым» смещением линии фотолюминесценции, аналогично [3], и увеличением среднего размера кластера в массиве визуализированных КТ, поскольку стоп-эффект селективного травления проявляется при x=0.2 [2].

Предположительно в случае исследованных структур атомы марганца также диффундируют к поверхности во время роста массива КТ. В случае сравнительно низких концентраций Mn количество атомов, продиффундировавших к поверхности, недостаточно для ускорения взаимной диффузии In и Ga. В случае наибольшей концентрации Mn в буферном слое в процессе роста квантовых точек происходит взаимная диффузия In и Ga, при этом формируются более крупные кластеры $In_xGa_{1-x}As$ с переменным содержанием In (x = 0–1). Изменение состава нанокластера приводит к «голубому» смещению линии фотолюминесценции структур, указанный эффект частично компенсируется «красным» сдвигом линии в результате увеличения размеров нанокластеров (рис. 2).

В результате показано, что легирование буферного слоя GaAs атомами Mn перед выращиванием массива самоорганизованных КТ InAs при поверхностной концентрации атомов Mn более 10^{14} см$^{-2}$ приводит к формированию массива более крупных, по сравнению с контрольной нелегированной структурой, КТ InGaAs:Mn переменного состава. Указанный эффект обусловлен ускорением диффузионного перемешивания атомов In и Ga на ростовой поверхности, обогащённой марганцем. Изменение свойств массива КТ может также свидетельствовать о введении атомов Mn в область квантовых точек [1]. Указанный способ легирования может быть использован как дополнительный технологический приём управления свойствами КТ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (10-02-00739, 11-02-00645), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы, АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» (№ 2.2.2.2/4297).

1. Growth and characterization of $In_xMn_{1-x}As$ diluted magnetic semiconductor quantum dots / *J.L. Primus, K-H. Choi, A. Trampert, et. al.* // J. Cryst. Gr. – 2005. – V. 280. – P. 32–43.

2. AFM investigation of the buried InAs/GaAs quantum dots with in situ monitoring of etching process by photoelectric and photoluminescence spectroscopy / *I.A. Karpovich, A.V. Zdoroveishev, A.P. Gorshkov, et. al.* // Phys. Low-Dim. Struct. – 2003. – V. 3/4. – P. 191–196.

3. Magnetic and optical properties of Mn-including InAs dots grown by metalorganic molecular beam epitaxy / *Y.K. Zhou, H. Asahi, J. Asakura, S. Okumura, et. al.* // J. Cryst. Gr. – 2000. – V. 221, № 1/4. – P. 605–610.

4. Сегрегация марганца в GaAs при выращивании структур с дельта<Mn>-легированным слоем: ВИМС-профилирование и гальваномагнитные свойства / О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.Н. Дроздов и др. // Нанофиз. и наноэл. Матер. симп. 16–20 марта 2009. – С. 484–485.

5. Управление самоорганизацией массива квантовых точек InAs при росте методом газофазной эпитаксии на δ-легированном сурьмой буферном слое GaAs / А. В. Здоровейщев, Н. В. Байдусь, Б. Н. Звонков, П.Б. Демина // Известия РАН. Серия Физическая. 2011. Т. 75, № 1. С. 31–33.

6. *Здоровейщев А.В.* Диагностика распределения массива квантовых точек InAs/GaAs по высотам путём обработки тетрахлоридом углерода в условиях газофазной эпитаксии / А.В. Здоровейщев, П.Б. Дёмина, И.А. Карпович // Поверхность. Рент., синхр. и нейтр. исслед. – 2011. – Т. 1. С. 1–4.

Резонансное туннелирование дырок в структурах Si/SiGe с одиночным селективно-легированным барьером

Р.Х. Жукавин[1], Н.А. Бекин[1], В.Н. Шастин[1], Д.Н. Лобанов[1], Д.А. Пряхин[1], Д.В. Шенгуров[1], М.Н. Дроздов[1], Ю.Н. Дроздов[1], Е.Д. Чхало[1], К.А. Ковалевский[1], С.А. Денисов[2], В.Г. Шенгуров[2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н. Новгород.
[2] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Н. Новгород, просп. Гагарина, 23.
e-mail: zhur@ipm.sci-nnov.ru

Представлены результаты исследования резонансного туннелирования, связанного с состояниями акцептора (бор), расположенного в барьере гетероструктуры на основе Si/SiGe. Ранее резонансные особенности в туннельном транспорте через легированные барьеры наблюдались в гетероструктурах AlGaAs/GaAs [1]. Туннелирование через примесь бора в структуре p^+ Si – i-Si – p^+Si исследовалось в работе [2]. Предыдущая работа авторов была посвящена туннелированию через однородно легированный барьер в структуре $Si_{1-x}Ge_x/Si/Si_{1-x}Ge_x$ [3]. В данной работе исследуется туннельный ток через селективно-легированный барьер в напряженной гетероструктуре p-$Si_{1-x}Ge_x/Si/Si_{1-x}Ge_x$, выращенной на кремнии. Кремниевый барьер имел ширину порядка 10 нм, с селективно-легированной центральной третью (до уровня $2\cdot10^{18}$ $см^{-3}$). Структура имела следующие слои, начиная с подложки: подложка КДБ-12, 10^{15} $см^{-3}$; $Si_{0,92}Ge_{0,08}$:B, 10^{19} $см^{-3}$, 300 нм; $Si_{0,92}Ge_{0,08}$, 10 нм; Si, 3,5 нм; Si:B, $2\cdot10^{18}$ $см^{-3}$, 3,5 нм; Si, 3,5 нм; $Si_{0,92}Ge_{0,08}$:B, 10^{15} $см^{-3}$, 10 нм; $Si_{0,92}Ge_{0,08}$:B, 10^{19} $см^{-3}$, 100 нм. Результат измерения профиля структуры методом ВИМС представлен на рис. 1.

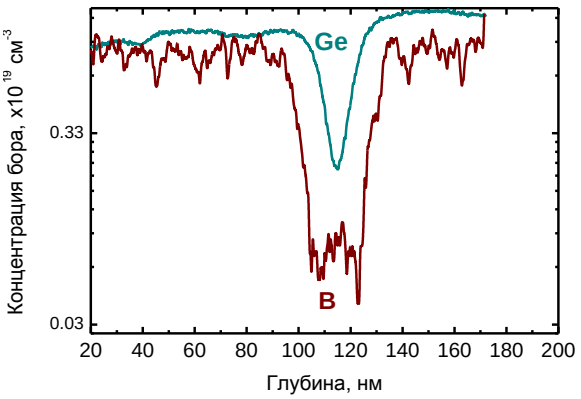


Рис. 1. Концентрация бора в исследованной структуре. Для наглядности также показано содержание германия (в относительных единицах)

Содержание германия, $x \sim 0{,}08$, подтвержденное методом рентгеновской дифрактометрии, совпадает с ожидаемой величиной, что соответствует величине разрыва в валентной зоне 55 мэВ (тяжелые дырки). Как известно, величина энергии связи акцепторов бора в кремнии составляет около 46 мэВ [4], что соответствует радиусу локализации порядка 2 нм. Для оценки величины залегания резонансного уровня примеси в барьере использовался метод возмущений без учета влияния подзоны легких дырок и изменения эффективной массы в расплаве.

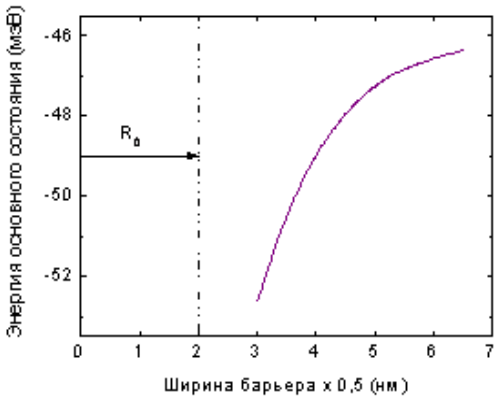


Рис. 2. Зависимость энергии залегания основного состояния примеси бора в кремниевом барьере от ширины барьера для центрального положения акцептора. Приведена величина радиуса R_0 основного состояния невозмущенного состояния

На рис. 2 представлены расчеты энергии основного состояния бора в кремниевом барьере. Как следует из расчета, в случае, если ширина барьера не менее 6 нм, основное состояние примеси будет резонансным. В нашем случае ширина барьера составляет 10 нм, и при расположении легированного слоя в его средней трети диапазон возможных энергий залегания может лежать в пределах 47–52 мэВ. В случае измерения тока через такую структуру туннелирование через примесь возможно уже при напряжениях на барьере порядка единиц миллиэлектрон-вольт.

На рис. 3 представлен результат измерения ВАХ на постоянном токе для структуры p-$Si_{1-x}Ge_x/Si/Si_{1-x}Ge_x$ с селективно-легированным барьером. Как видно из рисунка, зависимость имеет несколько характерных участков, которые можно проинтерпретировать следующим образом. Первый участок напряжений до 10 мВ авторы связывают с наличием туннелирования через основное состояние бора. Как уже указывалось ранее, протяженность области легирования 3 нм подразумевает достаточно сильный разброс энергий залегания акцептора. При этом при меньших напряжениях основной вклад дают примеси, расположенные ближе к краю барьера, а по мере увеличения напряжения ток начинает течь и через примеси, расположенные в центральной части. Далее

следует выход из резонанса с уровнем в треугольной яме, расположенной в области перед барьером ($Si_{0,92}Ge_{0,08}$, 10 нм) – участок с меньшей производной («плато») 10–25 мэВ. Следующий участок (25–35 мэВ) может быть связан туннелированием в подзону легких дырок противоположного «берега», так как разрыв между подзонами соответствует 37–38 мэВ. Кроме того, возможен вклад возбужденных состояний бора. Однако в рамках метода возмущений уже нельзя получить достоверную оценку энергий залегания состояний, имеющих радиус локализации близкий к ширине барьера.

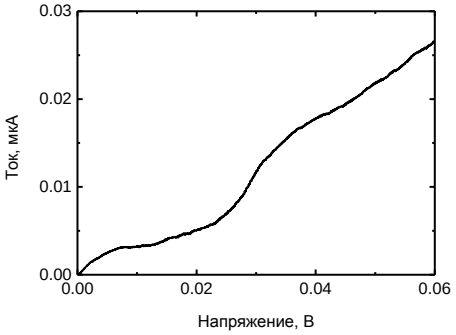


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика структуры p-$Si_{1-x}Ge_x$/Si/$Si_{1-x}Ge_x$.

Таким образом, в представленной работе исследовано протекание тока через селективно легированный бором барьер Si и обнаружено две области ВАХ, которые связаны с резонасным вкладомпримесных центров и подзоны легких дырок.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ-ННИО (Project 436 RUS 113/937/0-1), 08-02-91951-ННИО, РФФИ 09-02-01428, грант Совета президента РФ для поддержки ведущих научных школ НШ-5249.2010.2, Госконтрактов П-341 и П-1432 Минобрнауки в рамках Программы «Научные и научно-образовательные кадры России».

1. *M. Gryglas, M. Baj, B. Chenaud, B. Jouault, A. Cavanna, and G. Faini*, Phys. Rev. B **69**, 165302 (2004).

2. *J. Caro, I. D. Vink, G. D. J. Smit, S. Rogge, T. M. Klapwijk, R. Loo, and M. Caymax*, Phys. Rev. B **69**, 125324 (2004).

3. *Р.Х. Жукавин, Н.А. Бекин, В.Н. Шастин, Д.А. Пряхин, Д.В. Шенгуров, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, С.А. Денисов, В.Г. Шенгуров* // Труды XIV международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 15–19 марта 2010 г. Т. 2. С. 445.

4. *A.K. Ramdas and S. Rodriguez*, Rep. Prog. Phys. **44**, 1297 (1981).

Исследование электронного транспорта в GaAs/$Al_xGa_{1-x}As$-сверхрешетках со слабыми барьерами на основе модели Казаринова – Суриса при учете дальнего туннелирования

А.А. Андронов[1], Е.П. Додин[1], Д.И. Зинченко[1], Ю.Н. Ноздрин[1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, ГСП-105.

В настоящее время во всем мире интенсивно развиваемой является технология терагерцового диапазона. Прилагаются большие усилия по созданию техники и устройств приема и генерации электромагнитного излучения в терагерцовой области частот, диктуемые применениями средств этого диапазона в научных исследованиях и в прикладных областях: в астрофизике, в спектроскопии, в экологии, контроле окружающей среды, в военных применениях и др. Появившиеся 15 лет назад квантовые каскадные лазеры на квантовых ямах полупроводниковых наногетероструктур (созданные первоначально в США в лаборатории Белл с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии на основе модификации идеи, высказанной более 30 лет назад Казариновым и Сурисом из ФТИ им. Иоффе) для длины волны 8 мкм, а сейчас, фактически, существующие уже почти во всем среднем ИК- (3–12 мкм) и терагерцовом (60–200 мкм) диапазонах, получили широкий резонанс и активно развиваются во всем мире. В настоящее время практически все эти лазеры могут создаваться на основе промышленной технологии с использованием MOCVD-технологии. В среднем ИК-диапазоне каскадные лазеры работают в непрерывном режиме при комнатной температуре, в терагерцовом – при температуре жидкого азота.

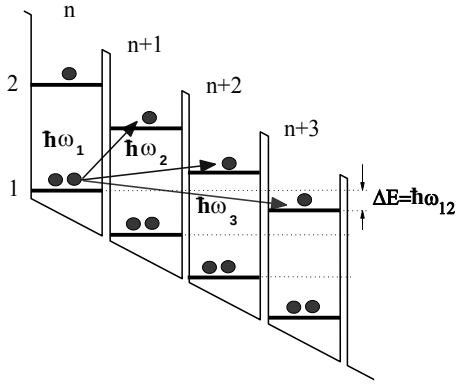


Рис.1. Потенциальный рельеф СР в постоянном электрическом поле F при напряжении, несколько больше резонансного и переходы с поглощением ($\hbar\omega_1$, $\hbar\omega_2$) и усилением ($\hbar\omega_3$)

В данной работе исследуется возможность создания терагерцового источника излучения нового типа на основе полупроводниковых сверхрешеток с узкими барьерами. В последнее время на основе проведенных экспериментальных исследований и расчетов [1] было осознано, что под действием электрического поля в сверхрешетке между уровнями Ванье – Штарка, принадлежащими различным ямам, может возникать инверсия населенности (рис. 1, переход $\hbar\omega_3$), что дает основу для создания лазера терагерцового диапазона на основе таких сверхрешеток. Предварительные оценки показывают [2], что коэффициент усиления терагерцового излучения должен быть значительно больше, чем коэффициент усиления в терагерцовых каскадных лазерах, что дает реальную возможность создания полупроводникового терагерцового лазера нового типа, частота которого перестраивается приложенным электрическим полем.

В рамках дальнейшей работы по реализации генератора на полупроводниковых сверхрешетках с узкими минизонами было проведено исследование поведения ВАХ СР в модели Казаринова – Суриса [3, 4] с учетом нескольких последовательных резонансов между уровнями Ванье – Штарка. Ток для каждого резонанса вычислялся по формуле

$$J = edn\eta\left(1 - e^{-\Delta/kT}\right)\frac{2|\Omega|^2\tau_\perp}{1+\epsilon^2\tau_\perp{}^2+4|\Omega|^2\tau_\perp\tau_\parallel}, \qquad (1)$$

где e – заряд электрона, d – период сверхрешетки, n – объемная концентрация электронов, η – константа порядка 1, Δ – расстояние между уровнями в яме, kT – температура решетки в энергетических единицах, Ω – дистанция между уровнями при антикроссинге, $\hbar\epsilon = eFd - \Delta$ – отстройка по энергии от резонанса, $\tau_\perp$ – время диссипации поперечного импульса, $\tau_\parallel$ – время переходов из возбужденного в основное состояние. За основу был взят расчет зависимости энергетического спектра СР от величины электрического поля, позволяющий для каждого резонанса определить используемые в формуле Казаринова – Суриса величины, такие как положение резонанса (точка максимального сближения энергетических уровней) и минимальное расстояние между уровнями. Вычисления проводились на базе ранее разработанного алгоритма расчета уровней и волновых функций электрона в сверхрешетке с приложенным электрическим полем [1]. Учитывались ванье-штарковские уровни, соответствующие нижним трем минизонам сверхрешетки без поля. Анализировался интервал полей, соответствующий падению напряжения на одном периоде 5–20 мэВ. Для этого интервала были определены все находящиеся в нем резонансы ванье-штарковских уровней, после чего был рассчитан полный ток в структуре как сумма

токов, соответствующих каждому из учитываемых резонансов (аналогичный подход используется, например, в [5]). При этом в формуле Казаринова – Суриса неизвестными остаются только времена рассеяния $\tau_\perp$ и $\tau_\parallel$ и населенности минизон. Однако эти времена и населенности могут быть оценены как из экспериментальных результатов по измерению низкополевой подвижности и положения пика Эсаки – Тсу на ВАХ исследованных образцов СР [6], так и из анализа результатов моделирования квазиклассическим методом Монте-Карло [7]. Для дальнейшего анализа были взяты значения относительной разности населенностей, соответствующей 30% заполнению второй минизоны и 70% первой (что по результатам квазиклассического моделирования соответствует полям в середине рассматриваемого интервала). В зависимости от используемых значений времен рассеяния суммарный ток в структуре имеет различный характер зависимости от поля (рис. 2). При высоких частотах рассеяния ($\tau_\perp$=5·10^{-14} с, $\tau_\parallel$=5·10^{-13} с, рис. 2, *а*), ВАХ представляет собой монотонно растущую зависимость без заметных особенностей. При понижении частот рассеяния ($\tau_\perp$=10^{-13} с, $\tau_\parallel$=10^{-12} с, Рис. 2, *б*) на этой зависимости появляются хорошо различимые особенности в виде пиков и плеч, соответствующие положению отдельных резонансов. При дальнейшем понижении частот рассеяния ($\tau_\perp$=5·10^{-13}с, $\tau_\parallel$=5·10^{-12}с, рис. 2, *в*) ВАХ начинает состоять из отдельных остро очерченных пиков с глубокими провалами между ними. Картину, достаточно близкую к экспериментальным результатам [1], можно наблюдать при $\tau_\perp$=10^{-13} с, $\tau_\parallel$=5·10^{-13} с.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-00380-а.

1. *Андронов, А.А.* Транспорт в сверхрешетках GaAs/Al$_x$Ga$_{1-x}$As с узкими запрещенными мини-зонами: эффекты межминизонного туннелирования / *А.А. Андронов, Е.П. Додин, Д.И. Зинченко, Ю.Н. Ноздрин* // ФТП. 2009. Т. 43, вып. 2. С. 240–247.

2. *Андронов, А.А* Усиление терагерцового излучения на переходах между «лестницами» Ванье – Штарка в сверхрешетках со слабыми барьерами / *А.А. Андронов, Е.П. Додин, Д.И. Зинченко, Ю.Н. Ноздрин, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица* // Квантовая электроника. 2010. Т. 40, вып. 5. С. 400–405.

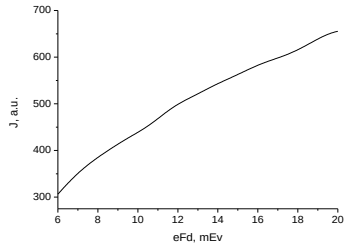
3. *Казаринов, Р.Ф.* О возможности усиления электромагнитных волн в полупроводниках со сверхрешеткой / *Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис* // ФТП. 1971. Т. 5, вып. 4. С. 797–800.

4. *Казаринов, Р.Ф.* К теории электрических и электромагнитных свойств полупроводников / *Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис* // ФТП. 1972. Т. 6, вып. 1. С. 148–162.

5. *Buffaz, A.* Long range resonant tunneling in quantum cascade structures / *A. Buffaz, M. Carras, L. Doyennette, V. Trinite, X. Marcadet, and V. Berger* // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. P. 162103-1 – 162103-3.

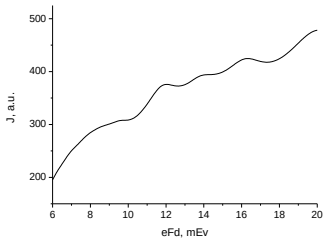
6. *Андронов, А.А.* Транспорт в сверхрешетках GaAs/Al$_x$Ga$_{1-x}$As с узкими запрещенными мини-зонами: низкочастотная отрицательная дифференциальная проводимость и токовые осцилляции / *А.А. Андронов, Е.П. Додин, Д.И. Зинченко, Ю.Н. Ноздрин* // ФТП. 2009. Т. 43, вып. 2. С. 248–256.

7. *Андронов, А.А.* Транспорт в сверхрешетках со слабыми барьерами и проблема терагерцового блоховского генератора / *А.А. Андронов, И.М. Нефедов, А.В. Соснин* // ФТП. 2003. Т. 37, вып. 3. С. 378–384.



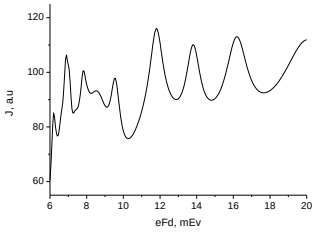
$\tau_\perp$=5·10^{-14} с, $\tau_\parallel$=5·10^{-13} с

а



$\tau_\perp$=10^{-13} с, $\tau_\parallel$=10^{-12} с

б



$\tau_\perp$=5·10^{-13} с, $\tau_\parallel$=5·10^{-12} с

в

Рис. 2. Рассчитанная зависимость тока от падения напряжения на периоде СР для 3 значений времен релаксации

Молекулярно-пучковая эпитаксия Al на GaAs (001)

И.П. Казаков [1], В.И. Вдовин [2]

[1]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН.
[2]Физический факультет, Санкт-Петербургский государственный университет.
e-mail: ipkazakov@yandex.ru

Эпитаксиальные гетероструктуры (ГС) GaAs/Al могут применяться в качестве контактов, элементов волноводных систем [1], переходов «полупроводник-сверхпроводник». В настоящей работе сообщается о получении и структурных исследованиях ГС GaAs/Al с барьером Шоттки, предназначенной для туннельной спектроскопии [2].

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке Цна-25 слой Al толщиной 45 нм осаждался на подложку (001) GaAs после выращивания буферного слоя GaAs толщиной 0,5 мкм. Для подавления образования AlAs на гетерогранице осаждение Al проводилось на стехиометрическую поверхность GaAs при отсутствии потока As. Контроль поверхности GaAs перед осаждением Al осуществлялся методом анизотропного отражения, т.к. дифракция быстрых электронов (ДБЭ) давала искажённые данные из-за десорбции As под воздействием электронного пучка. Осаждение As на подложку в малых количествах на уровне одного монослоя может быть и не зафиксировано по изменению картины ДБЭ, т.к. коэффициент встройки As под воздействием электронного пучка уменьшается. Спектроскопия анизотропного отражения, которую ранее мы использовали для контроля процесса роста туннельно-резонансных диодов [3], позволяла более точно контролировать поверхностную концентрацию As. По картинам ДБЭ (рис. 1), наблюдаемым в процессе выращивания, было установлено, что зарождение слоя Al проходило по островковому механизму с последующим образованием сплошного слоя.

На рис. 1, *а* видно, что с увеличением толщины слоя рефлексы и кикучи-линии уширяются, что свидетельствует о нарастании напряжения несоответствия на границе раздела Al/GaAs. Затем происходит образование перемычек между рефлексами, которое указывает на переход от трёхмерного к двумерному механизму роста слоя Al. При толщине слоя 45 нм в диагональном по отношению к решётке GaAs азимуте (010) наблюдается типичная дифракционная картина от монокристалла с гладкой поверхностью, а в основных азимутах (110) и (-110) – довольно хаотическое расположение рефлексов (рис. 1, *б*). Таким образом, по мере образования сплошного слоя появлялась преимущественная ориентация (001)GaAs //(110)Al.

На рис. 2 приведена картина дифракции прошедших электронов (инверсное изображение) от образца GaAs/Al, полученная в просвечивающем электронном микроскопе JEOL JEM 200CX. Для идентификации дифракционных пятен на картину наложены кольца, соответствующие отражениям от возможных атомных плоскостей Al для кристаллографических ориентаций {100}, {110}и {111} (2,а), а также – GaAs (2, б) для соответствующей ориентации (001). Из сравнения приведенных изображений следует, что кольца для Al и GaAs попарно совпадают: (200)Al – (220)GaAs; (220)Al – (400)GaAs.

Кроме того, наличие в дифракционной картине отражений типа (111) и (311) указывает на присутствие в пленке блоков с кристаллографической ориентацией {110}.

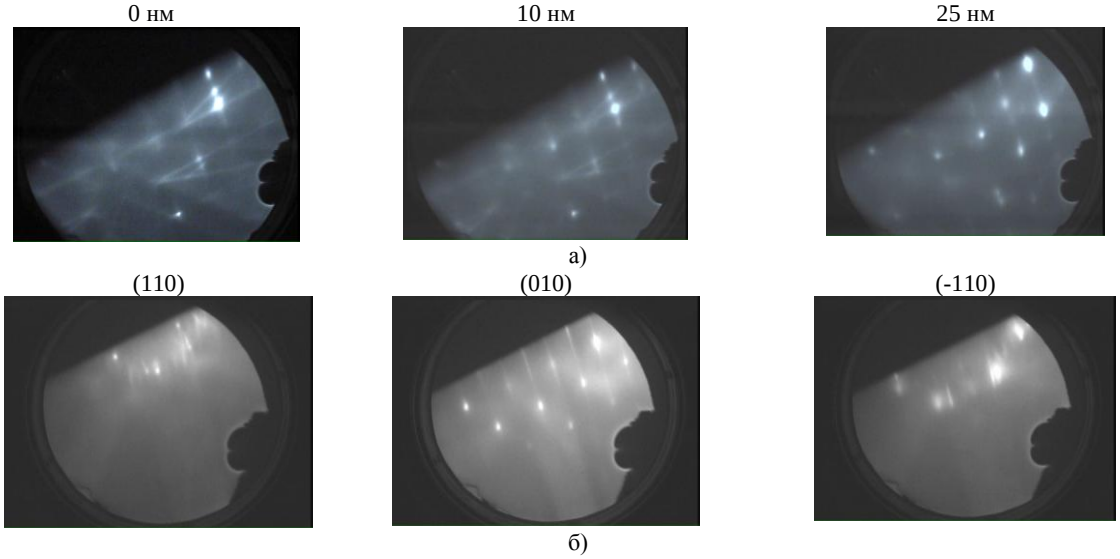


Рис. 1. Картины ДБЭ в азимуте (010) в зависимости от толщины слоя Al (*а*) и в различных азимутах на слое Al толщиной 45 нм (*б*)

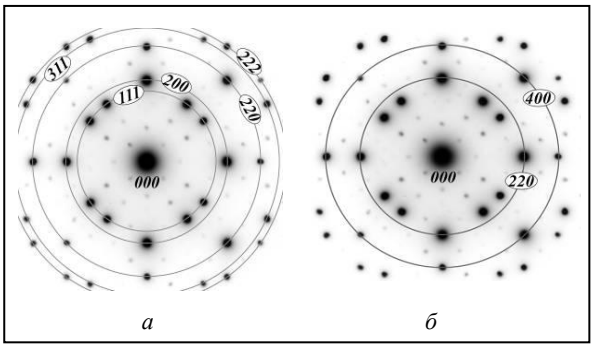


Рис. 2. Картина дифракции прошедших электронов (инверсное изображение) от образца Al/GaAs(001) с нанесенными кольцами, соответствующими отражениям от атомных плоскостей Al (*а*) и GaAs (*б*)

На рис. 3 приведена та же дифракционная картина, на которую наложена схема элементарной ячейки, рассчитанной для обратного пространства Al(110), в различных возможных положениях для отражений типа (220). На схеме элементарной ячейки дифракционные рефлексы типа (111), (200) и (220) приведены без учета знаков, а их положения обозначены кружками. Для двух положений элементарной ячейки (рис. 3, *а*, *б*) расчетные и экспериментальные дифракционные рефлексы идеально совпадают. Эти положения соответствуют блокам с взаимно перпендикулярной ориентацией по отношению друг к другу. Примерно одинаковая яркость анализируемых дифракционных рефлексов позволяет предполагать, что суммарный объем блоков в этих двух ориентациях примерно одинаков. Для двух других пар отражений типа (220)Al (рис. 3, *в*) наблюдается иная картина – характерные рефлексы элементарной ячейки не совпадают с рефлексами на дифракционной картине. С учетом факта суперпозиции дифракционных картин от Al и GaAs (рис. 3, *в*) можно утверждать, что эти рефлексы (выделены на круге кружками) являются отражениями типа (400) от GaAs, расположение которых в углах квадрата согласуется с ориентацией подложки (001).

Выполненный анализ показывает, что блоки монокристаллического {110}Al эпитаксиально наращиваются на подложку (001)GaAs так, что направление <110> пленки точно совпадает с одним из направлений <110> подложки, <110>Al //<110>GaAs. При этом вдоль перпендикулярного направления совпадают направления <100> пленки и <110> подложки, <100>Al //<110>GaAs.

Несмотря на доменную структуру слоя Al, в ГС с Al контактом Шоттки и приповерхностным δ-Si легированным слоем наблюдались эффекты размерного квантования на образцах площадью до 0,01 мм^2 [2].

1. *Казаков И.П.* Микрополосковый стабилизированный резонансно-туннельный генератор на основе квантовых ям для миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн / Карузский А.Л., Митягин Ю.А., Мурзин В.Н., Цховребов А.М. PATENT RU 2 337 467 C2, Российская Федерация.

2. *Kazakov I.P.* New MBE fabricated structure for tunneling spectroscopy of 2D electron system in GaAs with near-to-surface delta-layer/ Kotel'nikov I.N., Fedorov Yu.V., Bugaev A.S., Glazyrin E.V., Feignov M.N. // Proc. of 15th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", June 25-29, 2007, p. 340.

3. *Казаков И.П.* Оптическая диагностика поверхности наногетероструктур в процессе выращивания / Е.В. Глазырин, С.А. Савинов, В.И. Цехош, С.С. Шмелёв // ФТП. 2010. Т. 44, в. 11. С. 14.

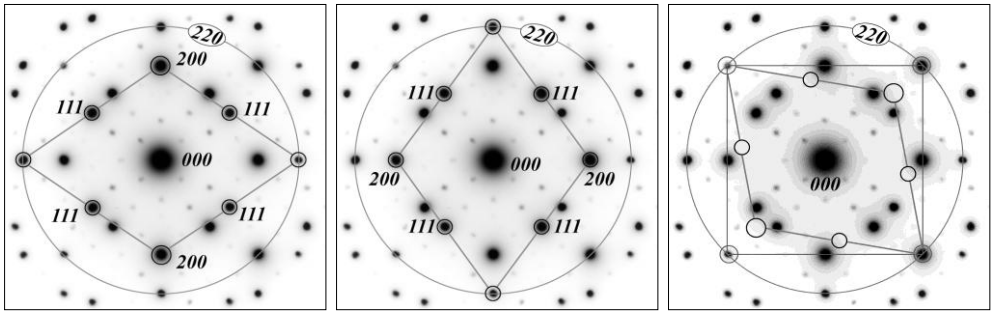


Рис. 3. Картина дифракции прошедших электронов с нанесенной элементарной ячейкой, рассчитанной для обратного пространства Al(110), в различных возможных положениях для отражений типа (220)

Диффузия марганца в InGaAs/GaAs квантово-размерных структурах

О.В. Вихрова[1], Ю.А. Данилов[1], М.Н. Дроздов[2], Б.Н. Звонков[1], И.Л. Калентьева[1]

[1] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород.
[2] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: istery@rambler.ru

Перспективными материалами для создания спиновых светоизлучающих диодов являются гетероструктуры с квантовыми ямами InGaAs/GaAs, содержащие дельта-слой марганца [1]. Разработка и формирование приборов на основе исследуемых структур предполагает использование термического отжига, например при создании металлических контактов. Также термический отжиг может способствовать повышению кристаллического качества структур и увеличению температуры Кюри. Основным фактором выбора оптимальной температуры послеростовой обработки является изучение диффузии марганца в подобных гетеронаноструктурах.

Для проведения таких исследований оригинальным методом, сочетающим МОС-гидридную эпитаксию и лазерное осаждение, были выращены структуры с тремя квантовыми ямами InGaAs/GaAs и дельта-слоем Mn [2]. Квантовые ямы шириной 5.2, 7.8 и 7.8 нм с содержанием In 22% (*QW*1), 27% (*QW*2), 33% (*QW*3), разделенные спейсерными слоями GaAs толщиной 24 нм, и спейсер между дельта-слоем и *QW*3, толщиной 4 нм, формировались методом МОС-гидридной эпитаксии при температуре (T_g) 550 °С. Дельта-слой с содержанием Mn 0.12 монослоя (МС) и покровный слой GaAs толщиной 30–40 нм формировались методом лазерного осаждения при T_g = = 400 °С. Структуры подвергались изохронному отжигу в течение 30 минут в потоке азота в диапазоне температур 325–700 °С с шагом по температуре 25 °С. После отжига исследовались светоизлучающие свойства структур посредством спектроскопии фотолюминесценции при 77 К. Для возбуждения излучения использовался He-Ne-лазер (632.5 нм) мощностью 30 мВт. Контроль диффузии примеси Mn осуществлялся профилированием элементного состава исходного и отожженных образцов структур методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на установке TOF.SIMS-5. Послойный анализ проводился с использованием распыляющих пучков ионов O_2 или Cs и анализирующего пучка ионов Bi. Глубина и размеры кратеров травления измерялись с помощью интерференционного микроскопа Talysurf CCI 2000 [3].

Спектр фотолюминесценции (рис. 1) исходного образца содержит три пика, соответствующие трем квантовым ямам с энергией кванта 1.363 эВ (*QW*1), 1.277 эВ (*QW*2) и 1.220 эВ (*QW*3). Было обнаружено, что при температуре отжига (T_a) 365 °С наблюдается спад интенсивности излучения квантовой ямы, ближайшей к дельта-слою марганца (*QW*3). При повышении температуры отжига интенсивность продолжает уменьшаться, вплоть до полного гашения люминесценции от *QW*3 при T_a = 425 °С. Для двух других квантовых ям *QW*1 и *QW*2 уменьшение интенсивности излучения в 2–2.5 раза наблюдается лишь при температурах отжига, значительно превышающих температуру выращивания – более 600 °С. Подобное поведение излучательных характеристик *QW*3 может быть обусловлено расплыванием дельта-слоя Mn и образованием центров безызлучательной рекомбинации в области квантовой ямы. Кроме того, можно ожидать, что процесс диффузии марганца в покровный низкотемпературный слой при дальнейшем повышении температуры отжига (>425 °С) преобладает над процессом диффузии в объем структуры, так как сохраняются светоизлучающие свойства квантовых ям *QW*1 и *QW*2.

Поскольку известно спейсерное расстояние от *QW*3 до дельта-слоя Mn, равное 4 нм, то с учетом модели диффузии из ограниченного источника была сделана оценка коэффициента диффузии Mn. Его величина D_{Mn} составляет ~ $2.2 \cdot 10^{-17}$ см^2/с при температуре 365 °С.

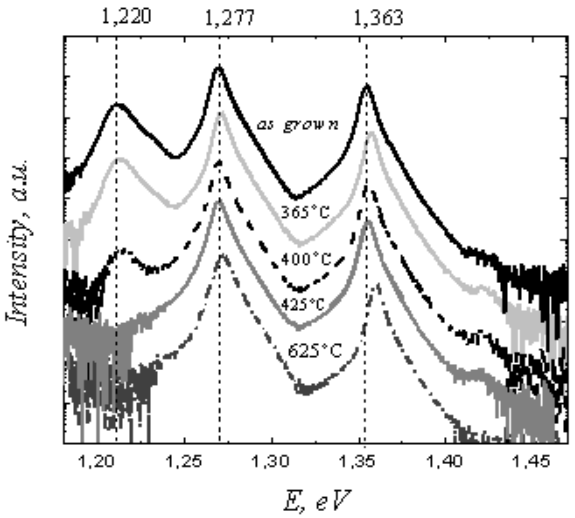


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции исходного образца и отожженных при различных температурах образцов структуры с тремя квантовыми ямами InGaAs/GaAs и дельта-слоем Mn

С помощью ВИМС были исследованы три образца структуры с тремя квантовыми ямами и дельта-слоем марганца – исходный образец и отожженные при 425 и 700 °С.

Исходные ВИМС-профили распределения атомов для исследуемых структур представляли собой зависимости интенсивности счета (числа импульсов в секунду) от времени распыления.

Затем, после измерения глубины соответствующих кратеров, были получены ВИМС-профили компонентов по глубине ($I(d)$). Далее была сделана нормировка, позволяющая получить концентрационное распределение индия и марганца. Для этого находилась площадь под пиком (I_s), отвечающая полной концентрации атомов марганца в дельта-слое в относительных единицах. Предполагалось, что полученное значение I_s является пропорциональным по абсолютному значению количеству марганца в дельта-слое Q_{Mn}=0.12 МС, соответствующему слоевой концентрации атомов Mn ~$7.56\cdot10^{13}$см$^{-2}$. Переход к объемной концентрации примеси Mn ($N_{Mn}(d)$) производился путем расчета калибровочного коэффициента $K_{Mn}=Q_{Mn}/I_s$, имеющего размерность см$^{-3}$/импульс, и последующим умножением на данный коэффициент соответствующего марганцу ВИМС-профиля, $N_{Mn}(d)=I_{Mn}(d)\cdot K_{Mn}$. Аналогичным образом определялся калибровочный коэффициент по индию и проводился расчет концентрационного распределения индия в структуре. Отличие здесь состояло в том, что количество индия, замещающего атомы галлия в одном монослое, определялось по содержанию индия в квантовой яме, вычисленному по параметрам роста и спектру фотолюминесценции квантовой ямы.

Полученные зависимости для распределения концентрации In и Mn по глубине структуры при различных температурах отжига и в исходном образце представлены на рисунке 2. Видно, что положение квантовых ям и дельта-слоя марганца в структуре по данным ВИМС хорошо согласуется с указанными выше ростовыми параметрами структуры (рис. 2, *а*). В исходном образце профиль атомов Mn при указанном значении Q_{Mn} = = 0.12 МС в дельта-слое представляет собой практически симметричное распределение по глубине относительно положения дельта-слоя в GaAs (полная ширина пика на полувысоте составляет порядка 6 нм). Возможно, наблюдаемое уширение профиля Mn по сравнению с дельта-функцией является аппаратным эффектом и объясняется глубиной каскада столкновений [4].

Сравнение ВИМС-профилей исходного и отожженных при 425 и 700 °С образцов структур подтверждает результаты, полученные по изучениям спектров фотолюминесценции. Обнаружено, что после термического отжига при 425 °С происходит асимметричное уширение профиля дельта-слоя Mn, и марганец диффундирует в ближайшую квантовую яму (рис. 2, *б*). Кроме того, наблюдается проникновение Mn и In в покровный слой GaAs, к поверхности структуры. Процесс отжига при 700 °С существенным образом усиливает эту тенденцию: основная часть атомов Mn и значительное количество In скапливаются вблизи поверхности (рис. 2, *в*). В области размещения двух других квантовых ям содержание примеси марганца близко к фоновому (~10^{17}см$^{-3}$). Профили распределения атомов индия и марганца вблизи поверхности выглядят подобными, что свидетельствует о влиянии марганца на процесс диффузии индия из квантовой ямы *QW*3 в низкотемпературный покровный слой GaAs. Можно предположить, что марганец стимулирует эту диффузию.

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ, грант 11-02-00645а, АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы», РНП 2.2.2.2/4297 и программы «Участник молодежного научно-инновационного конкурса (УМНИК)», проект №10192.

1. Circularly polarized electroluminescence in LED heterostructures with InGaAs/GaAs quantum well and Mn δ-layer/ S.V. Zaitsev, V.D. Kulakovskii, M.V. Dorokhin, Yu.A. Danilov, P.B. Demina, M.V. Sapozhnikov, O.V. Vikhrova, B.N. Zvonkov// Physica E. – 2009. – V. 41, № 4. – P. 652–654.

2. Using laser sputtering to obtain semiconductor nanoheterostructures / B.N. Zvonkov, O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov, P.B. Demina, M.V. Dorokhin, V.V. Podol'skiĭ, E.S. Demidov, Yu.N. Drozdov, M.V. Sapozhnikov // Journal of Optical Technology. – 2008. – V. 75. – P. 389–393.

3. *R.T. Blunt*. White Light Interferometry – a production worthy technique for measuring surface roughness on semiconductor wafers, CS MANTECH Conference, April 24-27, 2006, Vancouver, British Columbia, Canada. P. 59–62.

4. Сегрегация марганца в GaAs при выращивании структур с дельта<Mn>-легированным слоем: ВИМС-профилирование и гальваномагнитные свойства / Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Звонков Б.Н., Калентьева И.Л., Кудрин А.В., Шашкин В.И. // Нанофизика и наноэлектроника: XIII Международный симпозиум, 16–20 марта 2009 г. Нижний Новгород, 2009. – Т. 2. – С. 484–485.

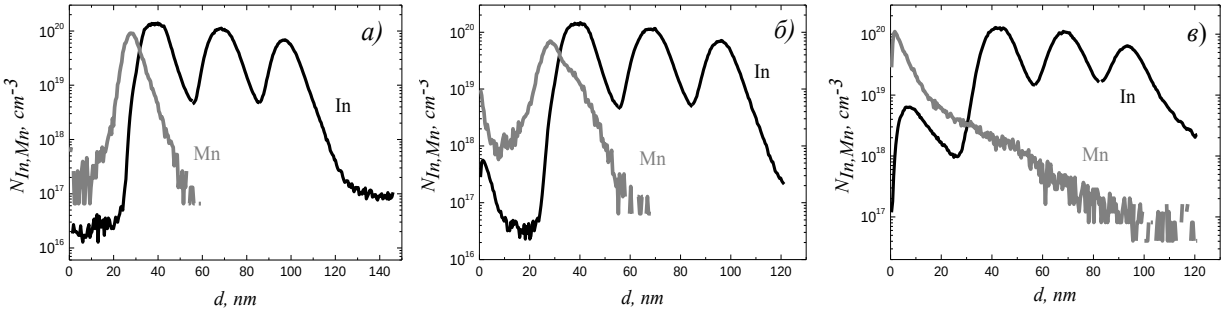


Рис. 2. ВИМС-профили In и Mn в (*а*) исходной структуре и после отжига при температуре (*б*) 425 °С, (*в*) 700 °С

Исследование процессов травления полупроводниковых материалов фокусированным ионным пучком

О.А. Агеев, А.Л. Громов, А.С. Коломийцев

Технологический институт Южного федерального университета, ул. Шевченко, 2, Таганрог.
e-mail: alexey.kolomiytsev@gmail.com

Совершенствование современной элементной базы радиоэлектронной аппаратуры определяет интенсивное развитие методов и технологических процессов обработки поверхности полупроводниковых материалов. Метод фокусированных ионных пучков (ФИП) является одним из наиболее перспективных в технологии микро- и наноразмерной обработки материалов с точки зрения избирательности, локальности и возможности получения трехмерных структур сложной конфигурации [1]. Данный метод позволяет производить локальное ионно-лучевое, селективное ионно-стимулированное травление и осаждение материалов при использовании химически активных газов с разрешением технологического процесса на уровне 10 нм [2].

В технологии материалов электронной техники важное место отводится полупроводниковым материалам, которые служат основой создания перспективной элементной базы.

Целью данной работы является проведение экспериментальных исследований локального травления полупроводниковых материалов методом ФИП для определения эффективных скоростей травления поверхности в зависимости от режимов ионно-лучевого воздействия.

Экспериментальные исследования в данной работе производились на растровом электронном микроскопе с колонной фокусированных ионных пучков Nova NanoLab 600, производства FEI Company (Нидерланды). Отличительной особенностью данного прибора является совместное использование электронной и ионной колонн в процессе работы, что позволяет производить контроль in situ процесса ионного травления методом РЭМ. В качестве подложек для проведения тестовых исследований были использованы образцы кремния, карбида кремния и арсенида галлия размером 10×10 мм. С помощью графического редактора был сформирован растровый шаблон формата *.bmp, который представлял собой массив из 9 прямоугольных элементов размером 2×2 мкм. Шаблон загружался программой управления микроскопа и использовался для формирования тестовых элементов при исследовании ионно-лучевого травления. Травление каждого элемента производилось при ускоряющем напряжении ионного пучка 30 кэВ, времени воздействия ионного пучка в каждой точке шаблона 1 мкс, время травления каждого элемента – 60 с, ток ионного зонда варьировался от 10 пА до 1 нА. Контроль геометрических параметров формируемых структур осуществлялся методом РЭМ при помощи встроенных программных средств обработки изображений, а также методом полуконтактной атомно-силовой микроскопии на зондовой нанолаборатории Ntegra Vita (ЗАО «Нанотехнология-МДТ», Россия).

Скорость травления материалов определялась по количеству распыленного материала в единицу времени для каждого значения тока ионного пучка. Зависимости скорости травления от тока ионного пучка для Si, SiC и GaAs приведены на рис. 1. Анализ зависимостей показывает, что наибольшая скорость травления достигается при максимальных значениях тока ионного пучка.

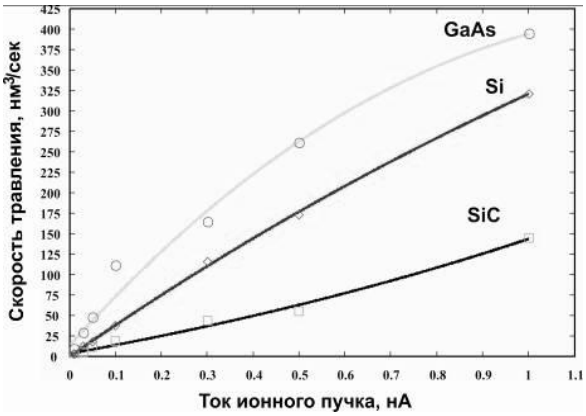


Рис. 1. Зависимости скорости травления полупроводниковых материалов от тока фокусированного ионного пучка

Кроме этого, в работе проводились экспериментальные исследования зависимости геометрических параметров структур, формируемых ионно-лучевым травлением от тока, ускоряющего напряжения, времени воздействия фокусированного ионного пучка на поверхность при травлении. Также разработана методика определения разрешающей способности метода ФИП.

В результате проведенных исследований определены зависимости параметров наноразмерных структур, формируемых фокусированным ионным пучком на полупроводниковых подложках от технологических режимов ионно-лучевого воздействия. Исследованы зависимости скорости травления от тока ионного пучка. Установлены диапазоны технологических режимов профилирования поверхности материалов электронной техники.

1. Нанотехнология: физика, процессы, диагностика, /под ред. *Лучинина В.В., Таирова Ю.М*. Москва: Физматлит, 2006. 552 с.

2. *Giannuzzi L.A., Stevie F.A.* Introdution to focused ion beams: instrumentation, theory, techniques and practice. New York: Springer, 2004. 357 p.

Nanoneedle kinetic growth model

M.V. Nazarenko[1], W.S. Ko[2], C. Chang-Hasnain[2], V.G. Dubrovskii[1]

[1]St.-Petersburg Academic University, Khlopina 8/3, 194021 St.-Petersburg, Russia
[2]Department of Electrical Engineering and Computer Sciences, University of California at Berkeley, Berkeley, California 94720, USA
e-mail: NazarenkoMV@gmail.com

Due to efficient relaxation of elastic stress on sidewalls, the use of laterally confined nanostructures such as quantum dots (QDs) [1, 2] and nanowires (NWs) [3-5] enables a radical increase of critical thickness for dislocation-free growth in lattice mismatched material systems. Stress accumulation is most efficient in NWs, where the critical thickness increases infinitely when the NW is smaller than a critical diameter [6, 7]. Coherent growth can be therefore more easily realized in NW geometry with a small footprint being dictated by a metal particle catalyzing the vapor-liquid-solid (VLS) process [8]. NWs thus offer much wider opportunities for band gap engineering compared to thin films and even QDs, which is vital for optoelectronic applications [3, 9, 10]. However, VLS III-V NWs may suffer from several drawbacks. First, a small critical diameter (decreased as tiny as 25 nm for 11.6% mismatched InAs/Si system [7, 11]) does not favor a robust processing of NWs. Second, Au diffusion could lead to unwanted Au contamination [12]. Third, VLS III-V NWs often feature spontaneous zincblende-wurtzite polytypism [13, 14] and, despite many efforts in this field [15-17], the desired phase purity is still difficult to achieve. Fourth, GaAs NWs require high growth temperature [15, 17] which is incompatible with the existing CMOS technology.

The above issues have led to many attempts to develop catalyst-free procedures for the fabrication of highly anisotropic nanostructures. In Ref. [18], catalyst-free, single crystalline wurtzite GaAs nanoneedles (NNs) with 6-9° hexagonal pyramid shape and an ultra-sharp tip were obtained by molecular organic chemical vapor deposition (MOCVD) on roughened Si substrates. This enables the integration of optoelectronic devices, such as light emitting diodes and avalanche photodiodes, directly on Si substrates [19]. Later on, coherent GaAs NNs were grown by MOCVD on a sapphire substrate with an extreme mismatch of 46% with no preliminary surface roughening [20]. The model proposed in Ref. [21] attributes the observed NN geometry to the increase of the energetically preferred aspect ratio with the lattice mismatch. The preferred shape is acquired at the nucleation stage and maintained at the follow-up growth stage proceeding in a core-shell fashion. As in the case of III-V NWs [17, 22-25], theoretical and experimental studies of growth kinetics may shed more light upon the NN physical properties and characteristics. In this work, we present a theoretical and experimental study of GaAs NN growth during MOCVD on silicon and sapphire substrates.

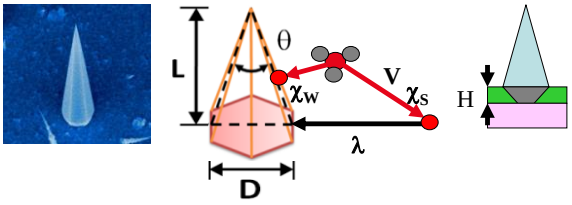


Fig. 1. NN growth model with the parameters described in the text. Left insert shows scanning electron microscopy (SEM) image of GaAs NN on sapphire. Right insert schematize the surface layer of height $H=V_S t$ burying the NN root

Growth model of a single GaAs NN is schematized in Fig. 1. The NN has the form of a pyramid with the length L, base dimension D and regular hexagonal cross-section [18-21]. The aspect ratio $\beta = L/D$ is constant at any time t. The growth under the As-rich conditions is assumed as being Ga-limited. The NN grows due to (i) direct impingement onto the sidewalls of surface area $S_W = (3/2\beta)\sqrt{1+3/(16\beta^2)}L^2$; and (ii) migration of Ga adatoms from the diffusion ring of width λ, having the surface area $S_D = (3\sqrt{3}/2)\left[(R+\lambda)^2 - R^2\right]$, to the NN base (see Fig. 1). The quantity λ plays the role of effective diffusion length of Ga [22,23]. Re-evaporation processes are neglected, which is reasonable at low surface temperatures. The total change of NN volume, $\Omega = (\sqrt{3}/8\beta^2)L^3$, per unit time is given by

$$d\Omega/dt = \chi_W V S_W + \chi_D V S_D \qquad (1)$$

The first term represents the volume of GaAs pairs adsorbed by the sidewalls, the second stands for the volume of GaAs pairs originating from Ga atoms migrating from the diffusion ring. The quantity V is the arrival rate; χ_W, χ_D are the pyrolisis efficiencies at the corresponding surfaces, the $\chi_D V$ term thus giving the effective deposition rate.

Using the above definitions, Eq. (1) can be put in the dimensionless form

$$\frac{dx}{dh} = \frac{ax^2 + 4\beta x + 4\beta^2}{x^2}. \qquad (2)$$

Here, $x = L/\lambda$ is the normalized length, $h = (\chi_S V t)/\lambda$ is the normalized deposition thickness and $a = (\chi_W/\chi_S)\sqrt{(16\beta^2/3)-1} - V_S/(\chi_S V)$. The quantity V_s represents the vertical growth rate of a surface layer (see Fig.1). Integration of Eq. (2) with the initial condition $x(h = 0) = 0$ readily gives the reverse dependence $h(x)$:

$$h = \frac{x}{a} - \frac{2\beta}{a^2}\ln\left(\frac{ax^2 + 4\beta x + 4\beta^2}{4\beta^2}\right) - \\ - \frac{2\beta(a \quad 2)}{a^2\sqrt{a \quad 1}}\left[\operatorname{arctg}\left(\frac{ax + 2\beta}{2\beta\sqrt{a \quad 1}}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{1}{\sqrt{a \quad 1}}\right)\right] \quad (3)$$

The asymptotes at small and large lengths follow directly from Eq. (2):

$$L \cong \lambda^{2/3}(12\beta^2\chi_S Vt)^{1/3},\ L<<\lambda\ ; \\ L \cong [\sqrt{(16\beta^2/3)-1}\chi_W V - V_S]t\ ,\ L>>\lambda. \quad (4)$$

The NN therefore grows primarily by the surface diffusion as long as L is much smaller than λ, with the length scaling with time as $t^{1/3}$. At $L>>\lambda$, the diffusion-induced contribution disappears and the length becomes proportional to t. Since NNs extend in both vertical and lateral directions, the exponential $L(t)$ dependence, typical for straight NWs in the beginning of growth [17, 22–25], is absent.

The MOCVD growth procedure is the following. The silicon or sapphire substrates were first cleaned with acetone, methanol, and water. The growth was carried out in an Emcore D75 MOCVD reactor using tertiarybutylarsine (TBA) and triethylgallium (TEGa) as group V and III sources, respectively. The growth temperature was between 385 °C and 415 °C. The TBA and TEGa mole fractions were kept constant at $5.42\cdot10^{-4}$ and $1.12\cdot10^{-5}$, respectively, in a 12 liter/min hydrogen carrier gas flow. More growth details can be found in Refs. [18, 20].

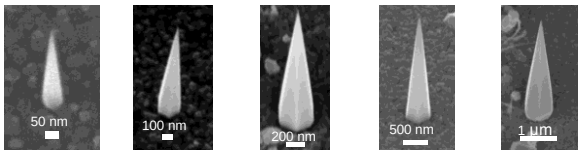


Fig. 2. GaAs NNs on Si(111) substrate at t = 6 (*a*), 15 (*b*), 38 (*c*), 60 (*d*) and 90 (*e*) min

Figure 2 shows 30° tilted SEM images of GaAs NNs obtained on (111)-Si substrates at T = 400 °C with various growth times. In agreement with the model of Ref. [21], the aspect ratios for a given growth run are indeed approximately constant. The linear fit yields the mean values of β = 6.7 on the silicon and 5.7 on the sapphire substrate.

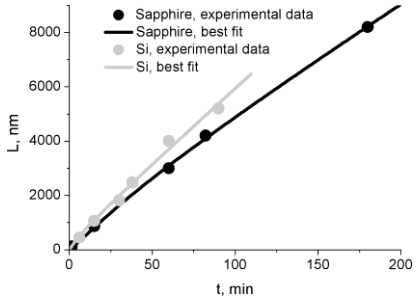


Fig. 3. Time evolution of GaAs NN length on Si and sapphire substrates.

Experimental length-time curves were fitted by Eq. (3) with the mean aspect ratios, $\chi_W = \chi_D = 1$ and $V_S = 0$. Theoretical $L(t)$ dependence contains two fitting parameters: the arrival rate V and the diffusion length on the substrate surface λ. From the best fits shown in Fig. 3, we deduce the parameters summarized in Table.

Growth parameters of GaAs NNs

Substrate	β	V (nm/min)	λ (nm)
Silicon	6.7	3.5	80
Sapphire	5.7	2.9	400

Investigation of parameter robustness shows that the fits are less sensitive to λ than to V, so that 20% variation in λ at fixed V does not change significantly the curves shown in Fig. 3. This is well understood intuitively, because most of the time the NNs grow due to the sidewall impingement, with the diffusion-induced contribution being important only at the beginning. The obtained 80 nm effective diffusion length of Ga on Si substrate is consistent with previously published data on the group III element diffusion during the NW growth (from tens to hundreds of nanometers) [22, 24–27], while the 400 nm value on sapphire substrate is noticeably larger. A smaller diffusion length on Si is probably explained by its preliminary roughening. As for the arrival rate, the obtained values of 2.9-3.5 nm/min are rather small, yielding only 174-210 nm equivalent heights of a 2D layer growing in 1 hour. The NNs grow much faster, with the average vertical growth rates of 46 nm/min on sapphire and 58 nm/min on Si, because their developed lateral surface absorbs surrounding vapors very efficiently.

1. *D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov*, Quantum dot heterostructures (Wiley&Sons, 1999).

2. *L. Goldstein, F. Glas, J.Y. Marzin, M.N. Charasse, G. Le Roux*, Appl. Phys. Lett. **47**, 1099 (1985).

3. *W. Lu, C.M. Lieber*, Nature materials **6**, 841 (2007).

4. *P.J. Pauzauskie, P. Yang*, Materials Today **9** (10), 36 (2006).

5. *B.J. Ohlsson, M.T. Björk, M.H. Magnusson, K. Deppert, L. Samuelson*, Appl. Phys. Lett. **79**, 3335 (2001).

6. *F. Glas*, Phys. Rev. B **74**, 121302 (R) (2006).

7. *L.C. Chuang, M. Moewe, C. Chase, N.P. Kobayashi, C. Chang-Hasnain, S. Crankshaw*, Appl. Phys. Lett. **90**, 043115, (2007).

8. *R.S. Wagner, W.C. Ellis*, Appl. Phys. Lett. **4**, 89 (1964).

9. *A.L. Pan, R.B. Liu, M.H. Sun, C.Z. Ning*, ACS Nano **4**, 671 (2010).

10. *J.A. Czaban, D.A. Thompson, R.R. LaPierre*, Nano Lett. **9**, 148 (2009).

11. *G.E. Cirlin, V.G. Dubrovskii, I.P. Soshnikov, N.V. Sibirev, Yu.B. Samsonenko, A.D. Bouravleuv, J.C. Harmand, F. Glas*, Phys. Stat. Sol. RRL **3**, 112 (2009).

12. *D.E. Perea, J.E. Allen, S.J. May, B.W. Wessels, D.N. Seidman, and L.J. Lauhon*, Nano Lett. **6,** 181 (2006).

13. *A.I. Persson, M.W. Larsson, S. Stengstrom, B.J. Ohlsson, L. Samuelson, L.R. Wallenberg*, Nature Mater. **3,** 677 (2004).

14. *M. Moewe, L.C. Chuang, V.G. Dubrovskii, C. Chang-Hasnain*, J. Appl. Phys. **104**, 044313 (2008).

15. *K.A. Dick, P. Caroff, J. Bolinsson, M.E. Messing, J. Johansson, K. Deppert, R.L. Wallenberg, L. Samuelson*, Semicond. Sci. Technol. **25**, 024009 (2010).

16. *H.J. Joyce, J. Wong-Leung, O. Gao, H. Hoe Tan, C. Jagadish*, Nano Lett. **10**, 908 (2010).

17. *V.G. Dubrovskii, N.V. Sibirev, G.E. Cirlin, A.D. Bouravleuv, Yu.B. Samsonenko, D.L. Dheeraj, H.L. Zhou, C. Sartel, J.C. Harmand, G. Patriarche, and F. Glas*, Phys. Rev. B **80,** 205305 (2009).

18. *M. Moewe, L.C. Chuang, S. Crankshaw, C. Chase, C. Chang-Hasnain*, Appl. Phys. Lett. **93**, 023116 (2008).

19. *L. C. Chuang, F.G. Sedgwick, R. Chen, W.S. Ko, M. Moewe, K.W. Ng, T.D. Tran, C. Chang-Hasnain*, Nano Letters, Article ASAP, DOI: 10.1021/nl102988w (2010)

20. *L.C. Chuang, K.W. Ng, T.D. Tran, W.S. Ko, M. Moewe, S. Crankshaw, R. Chen, C. Chang-Hasnain*, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) and Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS), 16-21 May 2010, San Jose, CA, USA.

21. V.*G. Dubrovskii, N.V. Sibirev, X. Zhang, R.A.* Suris, Cryst. Growth and Design (2010).

22. *M. Tchernycheva, L. Travers, G. Patriarche, F. Glas, J.C. Harmand, G.E. Cirlin V.G. Dubrovskii*, J. Appl. Phys.**102**, 094313 (2007).

23. *M.C. Plante, R.R. LaPierre*, J. Appl. Phys. **105**, 114304 (2009).

24. *J.C. Harmand, F. Glas, G. Patriarche*, Phys. Rev. B **81**, 235436 (2010).

25. *X. Zhang, V.G. Dubrovskii, N.V. Sibirev, G.E. Cirlin, C. Sartel, M. Tchernycheva, J.C. Harmand, F. Glas*, Nanoscale Res. Lett. **5**, 1692 (2010).

26. *L.E. Fröberg, W. Seifert, J. Johansson*, Phys. Rev. B **76**, 153401 (2007).

27. *V.G. Dubrovskii, N.V. Sibirev, R.A. Suris, G.E. Cirlin, J.C. Harmand, V.M. Ustinov*, Surf. Sci. **601**, 4395 (2007).

Эффекты латерального упорядочения самоорганизованных SiGe-наноостровков, выращенных на напряженных $Si_{1-x}Ge_x$ буферных слоях

М.Я. Валах[1], А.С. Николенко[1], В.В. Стрельчук[1], П.М. Литвин[1], В.П. Кладько[1], А.И. Гудыменко[1], Н.В. Слободян[1], З.Ф. Красильник[2], А.А. Новиков[2], Д.Н. Лобанов[2]

[1]Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарёва НАН Украины, просп. Науки 45, Киев, 03028, Украина
[2]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

В настоящее время актуальной является проблема контролируемого управления размерами полупроводниковых квантовых точек (КТ), их дисперсией и пространственным упорядочением непосредственно в процессе молекулярно-пучковой эпитаксии. Одним из возможных путей решения данной проблемы является формирование пространственно упорядоченных плотных массивов GeSi островков при их выращивании на напряженных Ge_xSi_{1-x} буферных слоях. В данной работе исследовалось влияние параметров роста буферного SiGe-слоя на латеральное упорядочение GeSi-островков в однослойной структуре.

Исследовались структуры, сформированные на подложках Si (001) методом молекулярно-лучевой эпитаксии при 700 ºС. После выращивания буферного слоя Si толщиной 100 нм, на нём выращивался дополнительный напряженный $Si_{1-x}Ge_x$-подслой толщиной 10 нм с долей Ge $x = 0.22$. Самоорганизованные Ge-островки формировались на этом подслое в режиме роста Странского – Крастанова осаждением слоя Ge толщиной от 9 до 11 монослоёв (МС).

Морфология поверхности исследуемых структур изучалась с помощью атомно-силового микроскопа Nanoscope IIIa. Измерения спектров КРС проводились в геометрии на отражение при комнатной температуре с помощью рамановского спектрометра T-64000 Horiba Jobin-Yvon. Рентгеноструктурные исследования проводились на высокоразрешающем дифрактометре PANalytical X'Pert PRO MRD.

Установлено, что увеличение номинальной толщины осаждаемого слоя Ge от 9 до 11 МС приводит к переходу от бимодального распределения размеров и формы островков типа удлиненных hut-кластеров и пирамид к одномодальному ансамблю куполообразных островков. При этом улучшается упорядочение островков, а также наблюдается увеличение их суммарного объема над количеством номинально осажденного Ge в 3.3 и 5 раз соответственно.

Оценка компонентного состава и деформаций по спектрам КРС в сформированной структуре при 11 МС Ge даёт значения для SiGe-подслоя $x = 0.33$, $\varepsilon_{xx} = -0.012$ и для островков $x = 0.32$, $\varepsilon_{xx} = 0.001$. Разница в изменении толщины и компонентного состава подслоя позволяет оценить соотношение атомов Si и Ge, покинувших его в процессе роста. Показано, что вследствие процессов интердиффузии из SiGe-слоя в островки концентрация атомов Ge в островках составляет ≈ 16%. Диффузия Ge в область с изначально большим его содержание объяснена действием эффекта Горского в поле неоднородных упругих напряжений. В данном случае именно он стимулирует диффузию атомов кремния в островки и одновременно обеспечивает восходящую диффузию атомов германия из Si-Ge подслоя с меньшим его содержанием в островки, где содержание германия первоначально существенно выше [1, 2].

Количество и размещение максимумов 2D автокорреляционных функций, построенных по АСМ-сканам, четко указывают на формирование характерной ортогональной сетки в латеральном расположении наноостровков (рис. 1). При этом латеральное упорядочение островков, как и ориентация формы их оснований, происходит по ортогональным направлениям [010] и [–100]. Наличие трёх максимумов на сечениях автокорреляционных функций, проведенных вдоль обозначенных направлений, указывает на сильную корреляцию ближнего порядка во взаимном размещении островков вплоть до третьего соседнего островка. Наиболее сильно это проявляется при толщине германия 10 МС, для которой четко наблюдается максимум 2D-автокорреляции четвертого порядка. При этом чётко фиксируется уменьшение периода размещения островков при увеличении толщины осажденного германия от 9 до 11 МС.

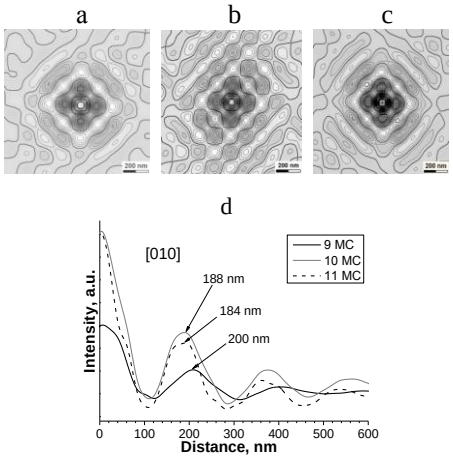


Рис. 1. 2D автокорреляционные карты сканов поверхностей исследуемых структур при номинальных толщинах Ge 9 МС, 10 МС и 11 МС соответственно (*a*, *b*, *c*); Сечение автокорреляционных карт в направлениях [010] (*d*)

Для выяснения причин, вызывающих латеральное упорядочение островков, было исследо-

вано влияние ориентации поверхности подложки на расположение островков вдоль кристаллографических направлений. Подложка была слабо разориентирована в направлении близком к [–100], с соответствующими компонентами вдоль направления [–1–10] около 0.4 градуса и в перпендикулярном направлении [–110] – 0.3 градуса. В свою очередь, буферный слой SiGe разориентирован только в направлении [–110] на 0.2 градуса. Причина разориентации слоя на мискатной подложке подробно описана в [3]. Эти отклонения от точной кристаллографической ориентации поверхности и являются спусковым механизмом для формирования анизотропно упорядоченной системы квантовых островков вследствие различных условий для диффузионных процессов.

Кроме того, рост напряженного слоя SiGe на разориентированной поверхности кремния будет вызывать упорядоченное модулирование напряжений по поверхности, усиливая таким образом степень упорядочения образовавшихся КТ. При увеличении концентрации Ge в буферном слое эффект разориентации слоя должен увеличиваться, приводя к более сильному уровню модулированных напряжений вдоль поверхности.

На отдельных сканах, измеренных для отражений 113 и 404, отчетливо наблюдаются латеральные сателлиты, что свидетельствует об упорядочении системы SiGe островков (рис. 2) [4]. Угловое расстояние между максимумами сателлитов на кривых позволяет определить среднее расстояние между островками: из отражения 113 – в направлении [110], а из отражений типа {404} – вдоль [100] и [010]. Эти значения различны для направлений [100] и [010].

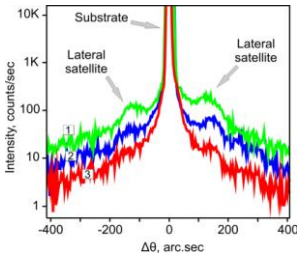


Рис. 2. ω-сканы для образцов с 9, 10 и 11 МС осажденного Ge соответственно *1, 2, 3*

Измерение карт обратного пространства для асимметричных 113 и 404 узлов обратной решетки подтвердило наше утверждение о характере упорядочения островков при изменении толщины осажденного Ge (рис. 3). Наилучшее упорядочение наблюдалось при толщине германия 10 МС, наихудшее – при 11 МС. О наилучшем упорядочении островков и однородности их распределения по размерам и форме при толщине германия 10 МС свидетельствует следующее. На картах обратного пространства для 113 рефлекса наблюдается «полоска» под небольшим углом к CTR. Мы считаем, что данный дифракционный эффект является результатом зеркального отражения рентгеновского луча от огранки островков. На картах при 9 и 11 МС Ge таких полосок нет, так как нет отражения от ребер граней островков.

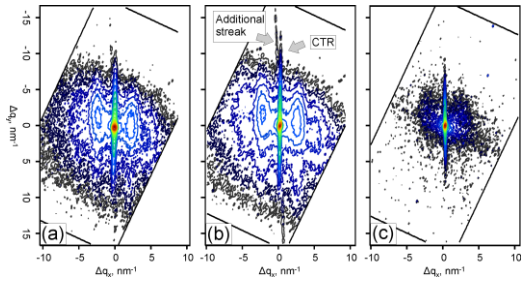


Рис. 3. 113 ВР-КОП для образцов с 9, 10 и 11 МС осаждённого Ge соответственно *a, b, c*

Степень упорядочения точек увеличивается при изменении толщины Ge от 9 МС до 10 МС, о чем свидетельствует появление на дифракционных кривых и картах обратного пространства латеральных сателлитов второго порядка. Размытие и исчезновение сателлитов при росте общего диффузного фона для 11 МС германия можно объяснить ухудшением структурных свойств системы в целом. При этом уширение диффузного фона перпендикулярно вектору дифракции может свидетельствовать о появлении хаотически распределенных дислокаций, приводящих к релаксации системы (рис. 3, *c*). Как было показано в [3], об улучшении упорядочения при увеличении толщины Ge от 9 МС к 10 МС свидетельствуют также большая интенсивность максимумов высших порядков профилей автокорреляции АСМ изображений. При дальнейшем увеличении толщины Ge до 11 МС происходит также удлинение островков, и их форма становится ближе к эллиптической, что связано с более сильным проявлением анизотропного характера диффузии при увеличении интенсивности последней.

Таким образом, рост наноостровков на напряженном буферном слое не только стимулирует эффект их пространственного упорядочения, но и усиливает роль интердиффузионных процессов. Последние стимулируются неоднородным полем упругих напряжений, обеспечивая аномально интенсивные потоки атомов из буфера в островки, в которых происходит частичная релаксация упругих напряжений.

Работа поддержана проектами: НАН Украины (проект № 3.5.1.12 государственной научно-технической программы “Нанотехнологии и наноматериалы”) и МОН Украины (проект № М90/2010).

1. *M.Ya. Valakh, P.M. Lytvyn, A.S. Nikolenko, V.V. Strelchuk, Z.F. Krasilnik, D.N. Lobanov, A.V. Novikov* Appl. Phys. Lett. **96**, 141909 (2010).

2. *V.O. Yukhymchuk, A.M. Yaremko, M.Ya. Valakh, A.V. Novikov, E.V. Mozdor, P.M. Lytvyn, Z.F. Krasilnik, V.P. Klad'ko, V.M. Dzhagan, N. Mestres, J. Pascual* Materials Science and Engineering C, **23** 1027 (2003).

3. *O. Yefanov, V. Kladko, O. Gudymenko, V. Strelchuk, Yu. Mazur, Zh. Wang, G. Salamo* Phys. Stat. Sol. (a) **203**, 154 (2006).

4. *V.P. Klad'ko, L.I. Datsenko, J. Bąk-Misiuk, S.I. Olikhovskii, V.F. Machulin, I.V. Prokopenko, V.B. Molodkin, Z.V. Maksimenko* J. Phys. D: Appl. Phys., **34** A87 (2001).

Изотопный и примесный состав слоев ^{72}Ge и ^{74}Ge, осажденных методом PECVD

М.Н. Дроздов[1], Ю.Н. Дроздов[1], Д.А. Пряхин[1], В.И. Шашкин[1], П.Г. Сенников[2,3]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
[2] Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород.
[2] Институт химии высокочистых веществ РАН, ул. Тропинина, 49, Нижний Новгород.
e-mail: pda@ipm.sci-nnov.ru

Интерес к фторидам элементов IV группы обусловлен получением уникальных по некоторым физическим свойствам их изотопно-обогащенных модификаций методом центробежного разделения [1, 2]. Последующее выделение элементарных изотопов с минимальным изотопным разбавлением и с высокой химической чистотой представляет собой сложную задачу. В случае германия было выделено несколько десятков граммов изотопов ^{70}Ge, ^{73}Ge, ^{74}Ge, ^{76}Ge с обогащением более 95% по «гидридной» технологии, с промежуточным получением крайне нестабильного и опасного GeH_4 [1]. Для реализации прямого метода получения целевого элемента, учитывая исключительно высокую термодинамическую устойчивость фторидов, можно полагать, что единственным методом разрыва связи Ge–F, по аналогии с Si–F может быть их «физическая» стимуляция высокоэнергетичными электронами при воздействии электронного удара, лазерном облучении или в низкотемпературной плазме. Данный подход в последнем варианте (метод PECVD) широко используется для получения тонких слоев кремния и кремний-германий, однако в подавляющем большинстве работ в качестве прекурсора также используется GeH_4. Ранее нами сообщалось о получении из плазмы смеси SiF_4/H_2 пленок нанокристаллического ^{28}Si с обогащением 99,95% [3]. Было показано, что возможен такой выбор режима осаждения, когда преимущественно образуются не тонкие слои, а мелкие поликристаллы кремния на внутренней поверхности реактора. Работы, использующие подобный подход для получения германия из GeF_4, нам не известны.

Процесс плазмохимического осаждения проводился на установке плазмохимического травления/осаждения PlasmaLab 80Plus (Oxford Instruments, UK) с источником индуктивно-связанной (ICP) плазмы. Использование источника ICP позволило создавать плазму с достаточно высокой плотностью ($5\cdot10^{11}$ см$^{-3}$), а наличие двух ВЧ-генераторов дало возможность независимо контролировать энергию и плотность ионов. Мощность ICP-ВЧ-генератора составляла 200 Вт, мощность, вкладываемая в емкостной разряд– 3 Вт, что приводило к установлению напряжения самосмещения 30–35 В. Такой режим позволил организовать чисто индуктивно-связанную плазму с минимальной травящей реактивно-ионной составляющей. Соотношение потоков фторида германия и водорода составляло 1:5, рабочее давление 10–12 мТорр. При таком давлении в условиях небольших диффузионных затруднений реализовался так называемый режим «remote PECVD», при котором осаждение происходит не только в зоне непосредственного контакта плазмы с поверхностью (в источнике), но и на подложке, расположенной на некотором удалении от зоны разряда (образец #A). Скорость осаждения германия на подложку составляла порядка 10 нм/мин. По аналогии с процессами PECVD-осаждения кремния на внутренней поверхности источника ICP также формировался слой Ge (образец #B). В качестве исходного вещества использовались образцы GeF_4 с двумя разными концентрациями основного изотопа: ^{72}Ge= 50% и ^{74}Ge=86% (ОАО ПО «Электрохимический завод», г. Зеленогорск Красноярского края).

Анализ образцов проводился методом рентгеновской дифракции на рентгеновском дифрактометре ДРОН-4, излучение CuKα. Судя по полученным данным, образцы Ge в виде пленок (#A) представляют собой поликристалл с размером зерен ниже 10 нм и не регистрируются. В то же время на спектре рентгеновской дифракции образца #B, сформировавшегося в источнике ICP, четко проявляются кристаллиты Ge различной ориентации (рис.1).

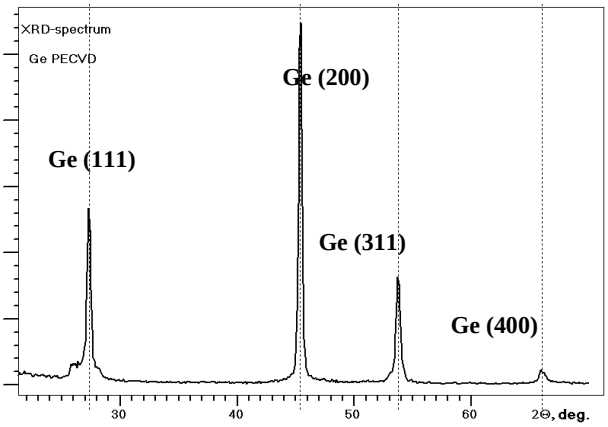


Рис. 1. Спектр рентгеновской дифракции образцов Ge (#B), полученных в источнике ICP

Анализ изотопного и примесного состава образцов Ge проводился методом ВИМС на установке TOF.SIMS-5. Были исследованы образцы двух типов: пленки Ge толщиной 0.1–0.2 мкм на подложках Si (#A) и чешуйки Ge толщиной до 100 мкм (#B), снятые с внутренней поверхности кварцевой трубы в реакторе после процесса осаждения. Было установлено, что концентрация всех

пяти изотопов Ge – ^{70}Ge, ^{72}Ge, ^{73}Ge, ^{74}Ge и ^{76}Ge – в образцах обоих типов совпадает с изотопным составом исходной газовой смеси GeF_4, использованной в данном процессе осаждения (рис. 2). Таким образом, в использованном методе PECVD не происходит изотопного разбавления исходного материала Ge газовой фазы. Этот результат существенно отличается от наших работ по PECVD-осаждению высокообогащенного ^{28}Si из газовой фазы SiF_4, где наблюдалось значительное изотопное разбавление осажденного материала примесью природного Si по сравнению с исходной газовой фазой. На наш взгляд, это различие связано с гораздо меньшей распространенностью Ge в конструкционных материалах установки.

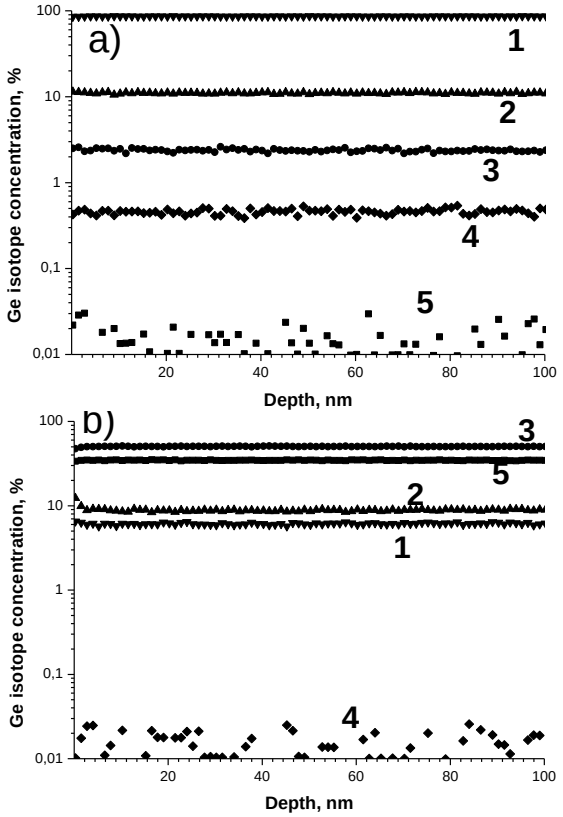


Рис. 2. Данные ВИМС по изотопному составу пленочных образцов Ge (#A), полученных методом PECVD с использованием различного исходного фторида:

a) *1* – ^{74}Ge = 86.14%, *2* – ^{73}Ge = 11.02%, *3* – ^{72}Ge = 2.37%, *4* – ^{76}Ge = 0.45%, *5* – ^{70}Ge = 0.01%;

b) *1* – ^{74}Ge = 6.28%, *2* – ^{73}Ge = 8.89%, *3* – ^{72}Ge = 50.30%, *4* – ^{76}Ge = 0.013%, *5* – ^{70}Ge = 34.52%.

Основными примесями в образцах являются F, O и C. Концентрация F в пленках оказывается очень высокой ~10^{22} ат/см^3, в образцах #B она значительно ниже ~10^{19} ат/см^3. Концентрация O и C (а также и других примесей) в #A и #B различается гораздо меньше, O ~10^{19} ат/см^3, C ~10^{18} ат/см^3 (рис. 3). Кроме того, присутствуют H, S и Cl на уровне 10^{17}÷10^{18} ат/см^3. Из электроположительных примесей доминируют щелочные металлы Na, K, Ca ~10^{17}÷10^{18} ат/см^3; на уровне 10^{16} ат/см^3 присутствуют Li, Al и Si (рис. 4). Глубина диффузии Si в образцах Ge, выращенных на подложках Si, не превышает 10÷20 нм.

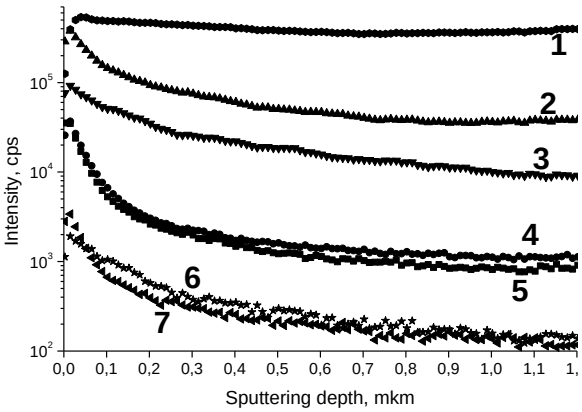


Рис. 3. Данные ВИМС по примесному составу образца PECVD-Ge (#B). Отрицательная мода (Cs^+) : *1* – ^{74}Ge, *2* – O, *3* – F, *4* – C, *5* – H, *6* – ^{74}GeF, *7* – S

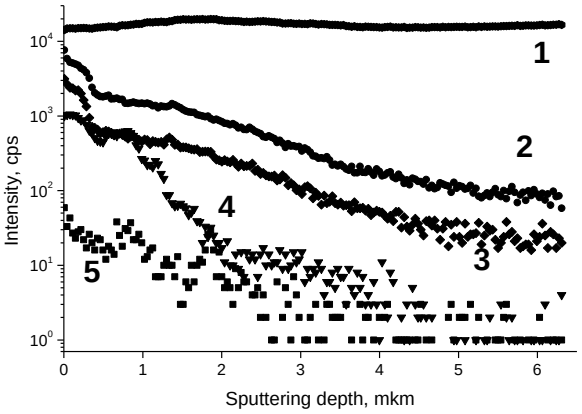


Рис. 4. Данные ВИМС по примесному составу образца PECVD-Ge (#B). Положительная мода (O_2^+): *1* – ^{74}Ge, *2* – Na, *3* – K, *4* – Si, *5* – Li

Полученные результаты могут быть использованы для производства изотопно-модифицированного материала Ge непосредственно из газовой фазы GeF_4, минуя традиционную промежуточную газовую фазу GeH_4. Здесь особенно важным представляется отсутствие изотопного разбавления осажденного материала. Кроме того, отдельный интерес может представлять осаждение образцов нанокристаллического Ge, перспективного для фотовольтаических и оптоэлектронных применений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 09-02-00389-а, 10-08-01323-а.

1. *Itoh K., Hansen W.L., Haller E.E., Farmer J.W., Ozhogin V.I., Rudnev A., Tikhomirov* // J. Mater. Res. 1993. V. 8, № 6. P. 1341.

2. *A.D. Bulanov, G.G. Devjatych, A.V. Gusev, P.G. Sennikov, H.-J. Pohl, H. Rieman, H. Schilling, P. Becker* // Cryst. Res. Technol. 2000. V. 35. P. 1023.

3. *Sennikov P., Pryakhin D., Andreev B., Gavrilenko L., Drozdov Yu., Drozdov M., Pohl H.-J., Shashkin V.* // Cryst. Res. Technol. 2010. V. 45, № 9. P. 983.

Электрофизические и структурные свойства метаморфных наногетероструктур с высоким содержанием InAs (75–100%), выращенных на подложках GaAs и InP

И.С. Васильевский[2], Г.Б. Галиев[1], Р.М. Имамов[2, 3], Е.А. Климов[2], С.С. Пушкарёв[1, 2], И.А. Субботин[3]

[1]ИСВЧПЭ РАН, Нагорный проезд, д. 7, корп. 8/0, Москва.
[2]НИЯУ МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва.
[3]Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Ленинский пр-т, 59, Москва.

Переход в миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны длин волн СВЧ и оптоэлектронных приборов, разработка устройств спинтроники и сенсоров на основе полупроводниковых наногетероструктур $A_{III}B_V$ в течение более чем десятилетия связаны с повышением содержания InAs в активном слое. Например, в гетероструктурах $In_xAl_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As$ на подложках InP ($x = 0.5$, $y = 0.5–0.8$) благодаря меньшей эффективной массе электронов удаётся получить бóльшие значения подвижности электронов μ_e, чем в традиционных широко используемых наногетероструктурах со средним и низким содержанием InAs ($x, y \sim 0.3–0.5$). Выращивание метаморфного буфера (ММБ) на подложке GaAs при плавном изменении состава растущего буферного слоя $In_xAl_{1-x}As$ обеспечивает переход от параметра решётки подложки к параметру решетки активного слоя с приемлемым кристаллическим совершенством и в настоящее время разработано для слоев с $x, y \sim 0.3–0.5$.

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке ЦНА-24 были выращены 5 образцов с ММБ различной конструкции (таблица 1); образцы 1, 2, 5 – на подложке GaAs с ориентацией (1 0 0), а образцы 3 и 4 – на подложке InP с такой же ориентацией. Роль активного слоя в образцах 2, 3, 4 и 5 играет квантовая яма (КЯ) $In_yGa_{1-y}As$ с различным y и толщиной 100–200 Å, а в образце 1 – объёмно легированный слой InAs толщиной 160 нм. ММБ образцов 2, 4 и 5 характеризуются линейным изменением состава по толщине, ММБ образца 3 – параболичным изменением состава, ММБ образца 1 – сложным нелинейным изменением состава (рис. 1). Кроме того, в образце 2 после ММБ и перед залечивающим слоем InAlAs (ЗС) вставлен дополнительный слой InAs толщиной 270 Å.

Таблица 1

Параметры ММБ образцов: состав, толщина, начальное и конечное содержание InAs, максимальный и средний градиенты параметра решётки

№	Подложка	ММБ	h, мкм	x_0	x_1	$[\mathrm{grad}(a)]_{max}$, Å·мкм$^{-1}$	$\langle \mathrm{grad}(a) \rangle$, Å·мкм$^{-1}$
1	GaAs	$In_xGa_yAl_{1-x-y}As$	1.46	0.04	1.00	1.3	0.266
2	GaAs	$In_xGa_yAl_{1-x-y}As$	1.02	0.15	0.78	6.3	0.250
3	InP	$In_xAl_{1-x}As$	0.46	0.54	0.81	3.7	0.238
4	InP	$In_xAl_{1-x}As$	0.93	0.57	0.74	0.08	0.077
5	GaAs	$In_xAl_{1-x}As$	1.29	0.06	0.38	0.12	0.117

Электрофизические характеристики образцов (подвижность и концентрация электронов) были измерены методом Ван дер Пау (таблица 2).

Рентгеновские исследования образцов проводились на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover; в качестве источника рентгеновского излучения использовалась рентгеновская трубка с медным анодом. Полученные кривые рентгеновского дифракционного отражения (КДО) для (0 0 4)-отражения с вычетом фона диффузного рассеяния показаны на рис. 2.

Таблица 2

Подвижность и концентрация электронов

№	Состав активного слоя	μ, см^2·(В·с)$^{-1}$		n, 10^{12} см$^{-2}$	
		300 K	77 K	300 K	77 K
1	InAs	7500	8650	20.3	19.4
2	InAs	4900	6600	2.1	1.9
3	InAs	9390	17760	1.7	1.7
4	$In_{0.75}Ga_{0.25}As$	12500	51000	1.5	1.4
5	$In_{0.38}Ga_{0.62}As$	10500	33000	3.4	3.1

Как и ожидалось, периодические осцилляции на КДО (обычно свидетельствующие о резких границах между слоями) отсутствуют, поскольку толстый ММБ, состоящий из многочисленных тонких субслоёв с постепенно изменяющимся составом, не даёт им проявиться. Отметим прежде всего, что на всех КДО самый узкий и высокий пик в области $\theta \sim 32–33°$ соответствует толстой (0.4 мм) монокристаллической подложке, причём пики от подложек GaAs наблюдаются при $\theta \sim 33°$, а пики от подложек InP – при $\theta \sim 31.7°$.

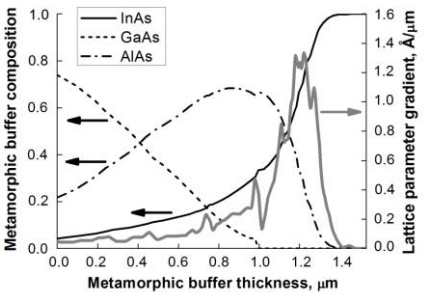


Рис. 1. Конструкция ММБ образца 1

В образце 1 толстый активный слой InAs создаёт интенсивный пик при $\theta \sim 30.3°$. Его симметричность, относительно большая интенсивность и относительно малая полуширина свидетельствуют о том, что слой содержит мало дефектов и является преимущественно релаксированным. Его поло-

жение относительно положения пика подложки GaAs даёт параметр решётки $a_\perp \sim 6.068$ Å ($a_{InAs} \sim 6.058$ Å).

Образцы 3, 4 и 5 с малым рассогласованием относительно подложки дают похожие КДО. Слева от пика подложки наблюдается чёткий пик толстого (0.21 мкм, 0.16 и 0.20 мкм соответственно) ЗС $In_xAl_{1-x}As$ с содержанием InAs $x = 0.80$, $x = 0.71$ и $x = 0.38$ соответственно. Как различие составов, так и различие толщин ЗС этих образцов находят закономерное отражение в КДО, а именно: более толстый ЗС даёт более интенсивный пик, а повышенное содержание InAs приводит к более сильному смещению пика относительно основного рефлекса. Рефлекс от КЯ образцов 4 и 5 сливается с рефлексом от ЗС, так как их состав мало различается, к тому же КЯ образца 4 псевдоморфно напряжена. Однако в образцах 2 и 3 на фоне шума выделяется размытый пик в области 30.1°, положение которого соответствует КЯ из чистого InAs. Дополнительный слой из чистого InAs в образце 2 можно связать с пиком в области $\theta \sim 31.15°$, что соответствует параметру решётки $a_\perp \sim 5.97$ Å. По его ширине можно судить о том, что дополнительный слой InAs частично релаксирован. Видно, что этот пик имеет несколько максимумов, более высокий из которых ($\theta \sim 31.30°$) соответствует ЗС ($In_{0.78}Al_{0.22}As$ толщиной 0.20 мкм).

Если состав ММБ равномерно распределён по его толщине, то и рефлексы от различных субслоёв ММБ должны быть одинаковой интенсивности, при условии постепенной и равномерной релаксации субслоёв они будут занимать непрерывный ряд по углам дифракции в диапазоне составов от начала до конца ММБ. Однако, если дефектность на различных участках ММБ отличается, то мы должны, при прочих равных условиях, увидеть более интенсивный сигнал от менее дефектной области. Для сравнения проанализируем КДО от образца 5. Как указывалось выше, пик на $\theta \sim 31.95°$ можно приписать ЗС, а область 32.0–32.65° имеет практически одинаковую интенсивность. Таким образом, наблюдаемая картина свидетельствует, на наш взгляд, о наиболее равномерном распределении дефектов и деформации вдоль ММБ образца 5, что неудивительно, принимая во внимание его большую толщину и малый градиент параметра решётки. У КДО образцов 3 и 4 интенсивность суммарного рефлекса от ММБ достаточно высока, но плато не наблюдается, а КДО образца 1 говорит о резком ухудшении кристаллической структуры ММБ по мере его роста. Заметим, что плато КДО образцов 4 и 5 продолжается и левее совместного пика ЗС и КЯ. За это ответственна конструкция ММБ: содержание InAs x в нём сначала превышает x в КЯ, а затем снижается, образуя слой с деформацией обратного знака, служащий для снятия накопившегося в ММБ механического напряжения.

Электрофизические измерения показывают, что, сочетая высокое содержание InAs в КЯ с небольшим рассогласованием относительно подложки и плавным ММБ, можно достичь больших значений μ_e.

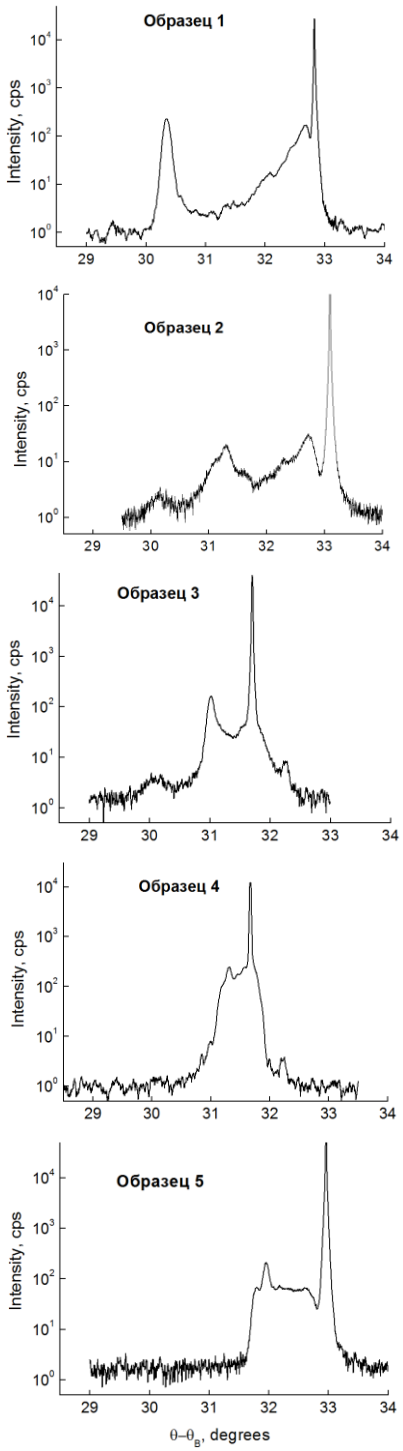


Рис. 2. КДО образцов 1–5

Работа поддержана программой фундаментальных исследований президиума РАН № 21, проектом ФЦП «Кадры» НК-616П(39).

Образование кубической фазы в автокаталитических ННК

Н.В. Сибирёв[1], Г.Э. Цырлин[1-3], Ю.Б. Самсоненко[1-3], А.И. Хребтов[1], В.Г. Дубровский[1,3]

[1] Санкт-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, Санкт-Петербург, 194021, ул. Хлопина, 8, корп. 3.
[2] Институт аналитического приборостроения РАН, 190103, Рижский пр., 26, Санкт-Петербург.
[3]Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая ул., 26.
e-mail: NickSibirev@yandex.ru

Нитевидные нанокристаллы (ННК) это непланарные кристаллы диаметром несколько десятков нм и длиной, во много раз превосходящей диаметр. Одним из преимуществ полупроводниковых ННК является возможность эпитаксиального их выращивания с низким уровнем структурных дефектов на подложках, рассогласованных по параметру решетки. На основе ННК разрабатываются различные опто- и наноэлектронные, приборы [1,2] их используют в качестве компонентов наномеханических систем [3]. Обычно ННК выращивают с помощью внешнего катализатора, в большинстве случаев золота. Известно, что в ряде случаев атомы золота могут встраиваться в ННК [4], что приводит к деградации свойств ННК. Поэтому начались исследования по выращиванию ННК без внешнего катализатора.

Ростовые эксперименты проводились на установке МПЭ ЭП1203, на подложке Si(111). Выращивание ННК производилось в Ga-стабилизированных условиях роста при температурах 560–630 ºС. Более подробное описание роста приводится в работе [5]. В отличие от случая роста GaAs ННК с использованием золота в качестве катализатора, где доминирующей кристаллографической фазой ННК является гексагональная вюрцитная (WZ) [6], в автокаталитические ННК наиболее часто обнаруживалась кубическая (ZB) фаза [5].

Для объяснения этого отличия была предложена следующая теоретическая модель роста ННК. В зависимости от значений поверхностных энергий γ_{SV} – пар – кристалл, γ_{SL} – капля – кристалл, γ_{LV} – пар – капля, капля может не смачивать (см. рис. 1, *a*) или смачивать (см. рис. 1, *b*) поверхность ННК. Из рисунка видно, что условием смачивания или несмачивания боковых стенок является:

$$\gamma_{SV} < \gamma_{SL} + \gamma_{LV}. \qquad (1)$$

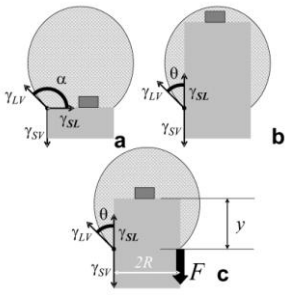


Рис. 1. Возможные расположения капли и ННК

Для роста ННК с золотым катализатором $\gamma_{SV} \approx 1.25$–1.5 Дж/м^2, $\gamma_{SL} \approx 0.55$ Дж/м^2, $\gamma_{LV} \approx 1$ Дж/м^2 [3, 4] условие выполнено, а для автокаталитических нет, так как γ_{SV} не зависит от материала катализатора, γ_{SL} уменьшилось, а $\gamma_{LV} \approx 0.7$ Дж/м^2.

Следовательно, в отличие от обычно роста по механизму “пар – жидкость – кристалл” (ПЖК) (см. рис. 1, *a*) когда капля смачивает только вершину ННК, но не смачивает боковые стенки, при автокаталитическом росте капля смачивает вершину и боковые стенки ННК см. (рис. 1, *b*). Ситуация, изображенная на рис. 1, *c*, не возможна. Действительно, рассмотрим поверхностную энергию системы, изображенной на рис. 1, *c*.

$$G = \frac{2\pi R^2}{1-\sin\theta}\gamma_{LV} + \pi R^2\gamma_{SL} + 2\pi R y\gamma_{SL} + 2\pi R(L-y)\gamma_{WV}.$$

Здесь L – высота ННК в целом, R – радиус ННК, y – длина части ННК, смоченной каплей. При условии, что объём капли задан,

$$V = \frac{\pi R^3}{3}\frac{(1+\sin\theta)^2(2-\sin\theta)}{\cos^3\theta} - \pi R^2 y.$$

Форма капли может быть задана одним параметром – y или θ. В положении равновесия первая производная должна обращаться в ноль, а вторая производная должна быть больше нуля. Из прямых вычислений следует, что это неверно.

$$\frac{dG}{d\theta} = \frac{2\pi R^2}{(1-\sin\theta)^2}(\gamma_{LV}\cos\theta + \gamma_{SL} - \gamma_{WV}),$$

$$\left(\frac{d^2G}{d\theta^2}\right)_{\theta=\theta_*} = -\frac{2\pi R^2\gamma_{LV}\sin\theta_*}{(1-\sin\theta_*)^2} < 0.$$

При автокаталитическом росте GaAs ННК капля покрывает не только вершину ННК, но и смачивает боковые стенки. Если капля переместилась в положение изображённое на рис.1, *c*, то её форма перестает быть сферической. Для определения формы капли мы сделали следующие предположения. Во-первых, давление, и следовательно, кривизна постоянны вдоль всей поверхности капли. Во-вторых, форма капли образует фигуру вращения с осью симметрии вдоль оси ННК. В-третьих, на тройной линии пар – жидкость – ННК выполнено условие Юнга $\gamma_{SV} = \gamma_{SL} + \gamma_{LV}\cos(\theta)$. Наконец, мы предположили, что радиус капли незначительно превосходит радиус ННК. В этих предположениях уравнение для формы капли в полярных координатах принимает вид

$$F\ z = \frac{z^2}{4}\frac{1-2\cos\theta}{R} + z\tan\theta + R.$$

Следует отметить, что в этом случае высота капли превосходит её диаметр (см. рис. 2).

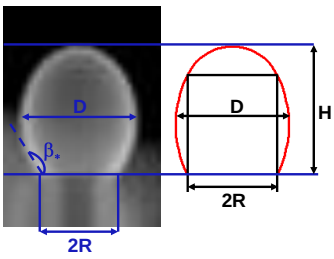


Рис. 2. Растровое электронное изображение и модельная форма капли с параметрами H=173 нм и D=152 нм.

Согласно теоретическим представлениям [7, 8], необходимым условием формирования WZ фазы в III-V ННК является моноцентрическая нуклеация двумерных зародышей на тройной линии сосуществования твердой, жидкой и газообразной фаз [7, 8] см. рис. 3. Поскольку поверхностная энергия боковых граней WZ-кристалла ниже, чем ZB, активационный барьер нуклеации зародыша WZ понижается, что и обеспечивает рост ННК в WZ-фазе при достаточно высоком пересыщении в капле. Согласно [7, 8], нуклеация на тройной линии является энергетически выгодной при выполнении неравенства

$$\gamma_{SV} < \gamma_{SL}+\gamma_{LV}\sin(\alpha)= \gamma_{SL}+\gamma_{LV}\cos(\theta). \qquad (2)$$

При росте автокаталитических ННК условие (2) будет не выполнено, так как оно эквивалентно условию Юнга на боковой грани. Энергия образования зародыша в центре и на тройной линии оказываются одинаковыми, что влечёт подавление процессов образования WZ-фазы.

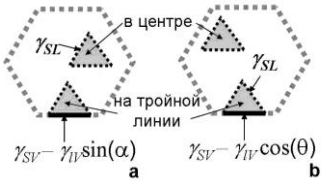


Рис. 3. Возможные расположения зародыша следующего слоя под каплей

В работе предложено теоретическое объяснение причин формирования кубической фазы в автокаталитических ННК и гексоганальной фазы в каталитических ННК. Теоретически получена форма Ga-капли на вершине ННК во время роста.

1. *Park, Hong-Gyu* Microstadium single-nanowire laser. /Hong-Gyu Park, Fang Qian, Carl J. Barrelet, and Yat Li // Appl. Phys. Lett. 2007 V. 91. P. 251115.

2. *Bryllert, Tomas* Vertical High-Mobility Wrap-Gated InAs Nanowire Transistor / Tomas Bryllert, Lars-Erik Wernersson, Linus E. Fröberg, and Lars Samuelson // IEEE Elec. Dev. LETTERS. 2006. V. 27, № 5. P. 323-325.

3. *Perisanu, S.* Mechanical properties of SiC nanowires determined by scanning electron and field emission microscopies / S. Perisanu, V. Gouttenoire, P. Vincent, A. Ayari, M. Choueib, M. Bechelany, D. Cornu, and S. T. Purcell // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P.165434.

4. *Hannon, J. B.* The influence of the surface migration of gold on the growth of silicon nanowires / Hannon J. B., Kodambaka S.; Ross F.M., Tromp R.M. // Nature. 2006. V. 440. P. 69.

5. *Cirlin, G.E.* Self-catalyzed, pure zincblende GaAs nanowires grown on Si(111) by molecular beam epitaxy / G.E. Cirlin, V.G. Dubrovskii, Yu. B. Samsonenko, A.D. Bouravleuv, K. Durose, Y.Y. Proskuryakov, Budhikar Mendes, L. Bowen, M.A. Kaliteevski, R.A. Abram, Dagou Zeze. // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. P. 035302.

6. *Сошников, И.П.* Атомная структура нитевидных нанокристаллов GaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии / И.П. Сошников, Г.Э. Цырлин, А.А. Тонких, Ю.Б. Самсоненко, В.Г. Дубровский, В.М. Устинов, О.М. Горбенко, D. Litvinov, D. Gerthsen // ФТТ. 2005. Т. 47. Р. 2121.

7. *Glas, F.* Why does wurtzite form in nanowires of III-V zinc blende semiconductors? / F. Glas, J.C. Harmand, G. Patriarche. // Phys. Rev. Lett. (2007). V. 99. P. 146101.

8. *Дубровский, В.Г.* Влияние нуклеации на кристаллическую структуру полупроводниковых нитевидных нанокристаллов / В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирёв // ПЖТФ. 2009. Т. 35, вып. 8. С. 73-80.

Формирование методом ионной имплантации наночастиц золота в однослойных и многослойных массивах светоизлучающих нанокристаллов кремния

А.Н. Михайлов, А.Б. Костюк, Д.С. Королев, И.Ю. Жаворонков, И.А. Чугров, А.И. Белов, М.Е. Шенина, А.П. Касаткин, В.А. Бурдов, А.В. Ершов, Ю.А. Дудин, Д.И. Тетельбаум

Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Н. Новгород.
e-mail: mian@nifti.unn.ru

Актуальной задачей современной нано- и оптоэлектроники является исследование электронных и оптических свойств пленочных диэлектрических матриц, содержащих нанокристаллы (НК) кремния. Ионно-лучевой синтез – один из наиболее воспроизводимых и чистых способов формирования кремниевых квантовых точек, излучающих свет в видимой и ближней ИК-области спектра [1]. На фоне других подходов выделяется также метод осаждения многослойных нанопериодических структур (МНС) НК Si / оксид, важным достоинством которого является контролируемое изменение расположения и размера формируемых НК Si [2]. В настоящий момент продолжается активный поиск путей повышения излучательной способности НК Si. Одним из вариантов является увеличение интенсивности люминесценции за счет резонансного энергообмена между экситонами в НК Si и поверхностными плазмонами в металлических наночастицах (НЧ) [3]. Реализация такого варианта требует совместного синтеза НК Si и НЧ металла в диэлектрических слоях, причем синтез одного из компонентов не должен приводить к подавлению образования другого, а также к существенному ухудшению их оптических или электронных свойств. В данной работе исследована возможность ионно-лучевого формирования НЧ Au в оксидных структурах, в которых перед имплантацией Au были сформированы НК Si.

В качестве исходных объектов использовались люминесцирующие в диапазоне длин волн 600–900 нм массивы НК Si, сформированные путем высокотемпературного отжига (2 ч при 1100 С в атмосфере N_2) слоев SiO_2, имплантированных ионами Si^+ (40 кэВ, $4{\cdot}10^{16}$ см$^{-2}$), а также осажденных МНС SiO / SiO_2 (4 нм / 3 нм), SiO / Al_2O_3 (8 нм / 3 нм) и SiO / ZrO_2 (8 нм / 2 нм).

Для формирования НЧ золота структуры с НК Si, а также оксиды без НК Si подвергались имплантации ионов Au со средней энергией 160 кэВ и дозами $5{\cdot}10^{16}$–$1{\cdot}10^{17}$ см$^{-2}$ в импульсном режиме с использованием источника «Радуга-3», после чего образцы последовательно отжигались при разных температурах (500-1100 °С) в потоке N_2.

Установлено, что такой двухстадийный процесс (рис. 1) позволяет формировать «смешанные» массивы светоизлучающих НК Si и оптически активных НЧ Au в оксидных матрицах. По завершении всех обработок НК Si в слоях SiO_2 проявляют типичную для них фотолюминесценцию (ФЛ) (рис. 2, *а*). Атомы имплантированного золота образуют НЧ уже непосредственно при имплантации, а в результате отжига их концентрация возрастает, о чем свидетельствуют характерные полосы поглощения, связанные с плазмонным поверхностным резонансом (рис. 2, *б*). При этом формирование и свойства золотых НЧ практически не зависят от наличия или отсутствия НК кремния в оксидной матрице (ср. кривые *3* и *4* на рис. 2, *б*).

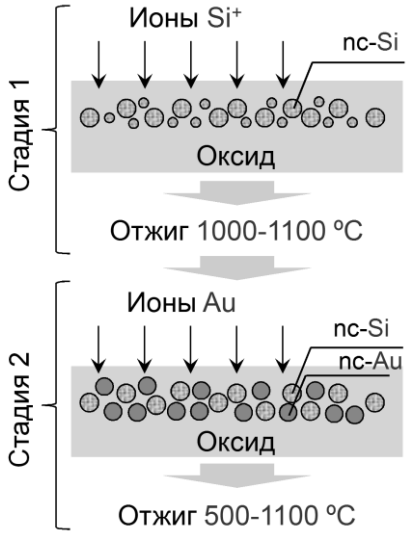


Рис. 1. Схема ионно-лучевого синтеза «смешанного» массива НК Si и НЧ Au в оксидной матрице (на примере однослойного ионно-синтезированного массива НК Si)

Наиболее интересным и нетривиальным явился результат по поведению ФЛ НК Si при облучении ионами Au. Люминесценция однослойных массивов ионно-синтезированных НК Si полностью гасится сразу после облучения ионами золота (рис. 2, *а*), что согласуется с высокой чувствительностью ФЛ НК Si к радиационным дефектам [4], и частично восстанавливается после высокотемпературного отжига. В случае же МНС НК Si / SiO_2 имеет место лишь аномально слабое (менее 40%) гашение ФЛ НК Si (рис. 3, *а*) при внедрении доз ионов Au, которые создают в НК Si порядка 10^3 смещений в расчете на атом кремния. Последующий за облучением Au отжиг практически не сказывается на ФЛ НК Si МНС.

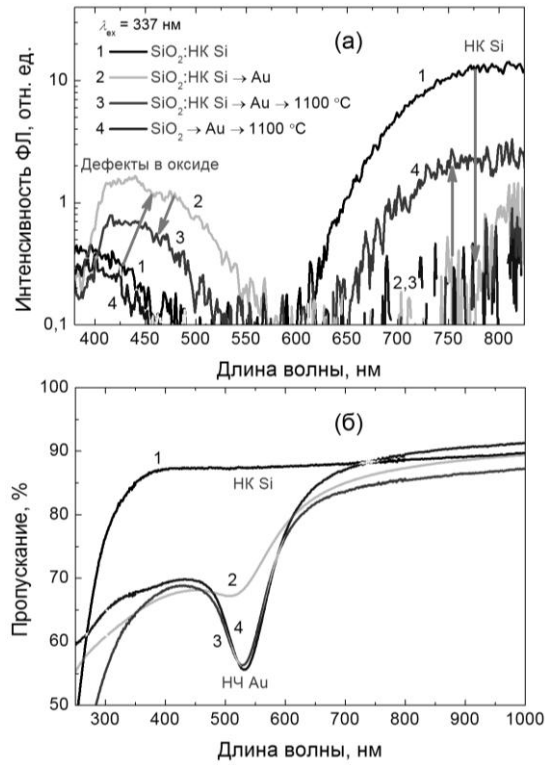


Рис. 2. Спектры ФЛ (*а*) и оптического пропускания (*б*) однослойных структур SiO_2:НК Si до имплантации Au, после имплантации Au ($5 \cdot 10^{16}$ см$^{-2}$) и после постимплантационного отжига при 1100 °C (N_2)

Главное отличие в морфологии МНС от случая ионно-синтезированного однослойного массива НК Si состоит в том, что слои НК Si разделены слоями барьерного оксида. С одной стороны, механические напряжения, возникающие в такой структуре, могут приводить к геттерированию радиационных дефектов на многочисленных границах раздела. Уровень и знак этих напряжений зависят от механических свойств оксидных прослоек между слоями НК Si. С другой стороны, на поведении дефектов в такой МНС может сказаться особый характер температурной эволюции (за счет тепла, выделенного в термических пиках – ТП), связанный с более низкой теплопроводностью оксидных прослоек по сравнению со слоями НК Si. При некоторых условиях замедление отвода тепла из ТП, генерируемых ионами в слоях с НК Si, может привести к самоотжигу дефектов. В этом случае поведение ФЛ должно зависеть от типа барьерных слоев, а также от массы иона. Действительно, проявление эффекта оказалось зависящим от типа барьерного оксида. В МНС НК Si / Al_2O_3 при облучении ионами Au интенсивность ФЛ ослабла на 95% (рис. 3, *б*), а в МНС НК Si / ZrO_2 уровень ослабления составил 35 и 80% для малой и большой дозы Au соответственно.

Следует заметить, что для установления причины радиационной стойкости ФЛ в МНС необходимо проведение дополнительных экспериментов по исследованию зависимостей от дозы, массы и химической природы иона. Предварительные эксперименты показали, что гашение ФЛ в случае облучения более легкими ионами выражено сильнее, как это и должно быть согласно модели ТП (снижение максимальной температуры).

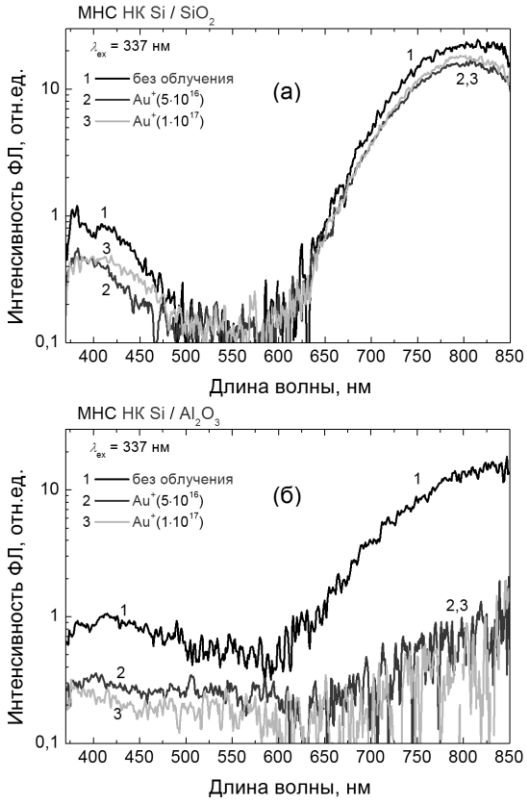


Рис. 3. Спектры ФЛ исходных и облученных Au МНС НК Si / SiO_2 (*а*) и НК Si / Al_2O_3 (*б*)

В пользу предложенной интерпретации также свидетельствует различие в поведении ФЛ, связанное с дефектами в оксидной матрице: в однослойных массивах облучение Au вызывает усиление «дефектной» ФЛ в области 400–550 нм (рис. 2, *а*), а в МНС наблюдается ее ослабление (рис. 3), то есть возможен отжиг дефектов за счет ТП.

Работа выполнена частично в рамках АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и гранта РФФИ (10-02-00995).

1. *Garrido, B.* Optical and electrical properties of Si-nanocrystals ion beam synthesized in SiO_2 / B. Garrido, M. Lopez, A. Perez-Rodrıguez, C. Garcıa, P. Pellegrino, R. Ferre, J.A. Moreno, J.R. Morante, C. Bonafos, M. Carrada, A. Claverie, J. de la Torre, A. Souifi // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 2004. V. 216. P. 213-221.

2. *Zacharias, M.* Size-controlled highly luminescent silicon nanocrystals: A SiO/SiO_2 superlattice approach / M. Zacharias, J. Heitmann, R. Scholz, U. Kahler, M. Schmidt, J. Blasing // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80, № 4. P. 661-663.

3. *Biteen, J.S.* Spectral tuning of plasmon-enhanced silicon quantum dot luminescence / J.S. Biteen, N.S. Lewis, H.A. Atwater, H. Mertens, A. Polman // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P.131109.

4. *Качурин, Г.А.* Влияние интенсивности торможения ионов на дефектообразование при имплантации в нано-кристаллы кремния / Г.А. Качурин, С.Г. Черкова, Д.В. Марин, А.К. Гутаковский, А.Г. Черков, В.А. Володин // ФТП. 2008. Т.42, № 9. С. 1145-1149.

Принципы формирования наноструктурированных и квазиоднородных слоев на кремнии путем дефектообразования при ионном облучении и их оптические свойства

Д.А. Лаптев, Ю.А. Менделева, Д.В. Гусейнов, К.А. Сидоренко, Д.И. Тетельбаум

Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета имени Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Н. Новгород.
e-mail: tetelbaum@phys.unn.ru

В микроэлектронике ионная имплантации давно стала базовым технологическим методом. При выдвижении на первый план нано- и оптоэлектроники она заняла свою нишу в создании наноструктур, использующих процесс формирования полупроводниковых и металлических включений в диэлектрических матрицах. Гораздо менее развито другое применение этого универсального метода, основанное на так называемой инженерии дефектов. Между тем ионное облучение – весьма гибкий способ внесения различных видов дефектов в твердое тело. Изменяя массу ионов, их дозу и энергию, а также используя отжиги, можно формировать дефекты, образующие иерархию: точечные (вакансии и междоузельные атомы) – комплексы – нанокластеры (разупорядоченные и аморфные области) – линейные (типа дислокаций) – обогащенные точечными дефектами слои – аморфные слои. Каждый из этих видов уже нашел или может найти важное применение в новых поколениях электронных приборов.

Несмотря на многолетнюю историю исследований в области дефектообразования при ионном облучении остаются нерешенные проблемы, препятствующие широкому применению инженерии дефектов в микро-, нано- и оптоэлектронике. Это в значительной степени обусловлено высокой чувствительностью окончательного состояния системы дефектов к процессам вторичного дефектообразования.

В настоящей работе рассмотрены (теоретически и экспериментально) различные варианты дефектообразования при ионном облучении и влияние дефектообразования на формирование светоизлучающих наноструктур в кремнии. Ранее нами был разработан алгоритм расчета методом Монте-Карло процесса накопления радиационных дефектов, приводящего к формированию в локальных участках кремния аморфных областей с последующим их перекрытием и образованием сплошного аморфного слоя [1, 2]. Эти расчеты, выполненные без учета вторичных процессов дефектообразования, позволили качественно объяснить возникновение и изменение с дозой спектров фотолюминесценции (ФЛ) [3] кристаллических нанообластей, разделенных аморфными участками, а также эволюцию интенсивности ФЛ с ростом дозы ионов. Нами предложен и реализован модифицированный алгоритм расчета (методом Монте-Карло), который учитывает вторичное дефектообразование за счет объединения первичных (простейших) дефектов, например, вакансий в дивакансии и потерю простейших дефектов за счет непрямой рекомбинации на ловушках.

Как и ранее [1, 2], при расчетах облучаемый объем делится на ячейки (с варьируемым размером нанометрового масштаба), в которые стохастически через некоторые промежутки времени (зависящие от плотности ионного тока) попадают ионы данного сорта с данной энергией. Каждое очередное попадание иона в ячейку вносит порцию вакансий, концентрация и распределение которых задается программой TRIM. Промежутки времени между попаданиями ионов в ячейку разыгрываются методом Монте-Карло по заданной плотности ионного тока. В промежутках между попаданиями ионов предполагается установление квазистационарной концентрации вакансий, которая определяется аналитически путем решения уравнений, описывающих указанные выше процессы рекомбинации и объединения в дивакансии; рассчитывается концентрация накопленных дивакансий к моменту попадания следующего иона. Материал ячейки считается аморфизованным, когда концентрация дивакансий достигает критического значения $0{,}1N_0$, где N_0 – концентрация атомов кремния. Таким путем получено распределение аморфных и кристаллических областей для каждой дозы и подсчитано число кристаллических нанообластей с размерами (т.е. средним диаметром d), меньше некоторой заданной величины (предполагается, что именно они вносят вклад в ФЛ с максимумом ~750 нм [1–3], а интенсивность ФЛ пропорциональна концентрации таких областей).

На рис. 1 для примера приведены результаты моделирования для ионов Ar^+ (150 кэВ) для двух значений d – 6 и 4 нм, а на рис. 2 – полученная экспериментально зависимость интенсивности ФЛ с максимумом при ~750 нм от дозы.

Наилучшее соответствие с данными расчета получается при d = 4 нм, что удовлетворительно согласуется с предположением о квантово-размерной природе ФЛ в ионно-облученных слоях. (Перед измерением ФЛ производился отжиг при 300 °C для устранения дефектов – центров безызлучательной рекомбинации.)

Дефектообразование при ионном облучении играет роль также для другой наносистемы – включений металла в диэлектрическую матрицу, используемой в устройствах, основанных на явлении поверхностного плазмонного резонанса. Ионное облучение таких систем производится с целью модификации их параметров. В связи с этим раз-

работан алгоритм Монте-Карло моделирования дефектообразования в подобных гетерогенных композитных системах.

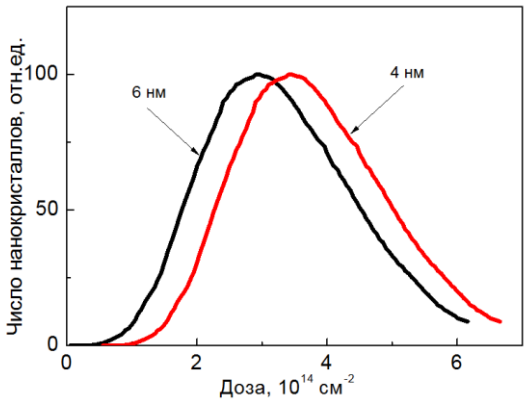


Рис. 1. Рассчитанные дозовые зависимости числа НК с размерами d < 6 и 4 нм для Ar^+ (150 кэВ, плотность ионного тока 3 мкА/см^2)

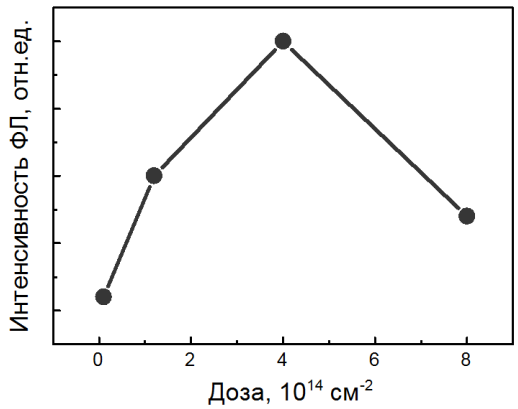


Рис. 2. Экспериментальная дозовая зависимость интенсивности ФЛ при облучении Ar^+ для пика в районе 750 нм (j ~ 3 мкА/см^2)

Измерены оптические свойства слоев кремния, аморфизованных путем облучения ионами Ne^+. Измерение оптических спектров пропускания облученных слоев Si на сапфире позволили по кривым Тауца (рис. 3) определить ширину запрещенной зоны a-Si (E_g = 1,34 эВ). После отжига при 300 °С слой остается аморфным, но частично упорядочивается, и величина E_g возрастает до 1,55 эВ. На основании этих данных можно сделать следующий вывод о природе квантового конфайнмента кристаллических нанообластей в аморфно-кристаллических композитах [1–3], созданных ионным облучением в области доз, предшествующих дозе сплошной аморфизации. Так как величина E_g меньше, чем средняя энергия квантов (1,65 эВ), излучаемых нанокристаллами в таких композитах, механизм конфайнмента для нанокристаллов, окруженных a-Si, иной, чем для системы SiO_2:nc-Si, и обусловлен хаотическим распределением потенциала носителей в аморфной матрице [4].

Внесение дефектов (простейших комплексов) при облучении кремния ионами H^+ использовано в работе для создания квазиоднородных слоев с измененным показателем преломления для волноводных структур. Показатели преломления определялись методом эллипсометрии. Найдены условия формирования таких слоев.

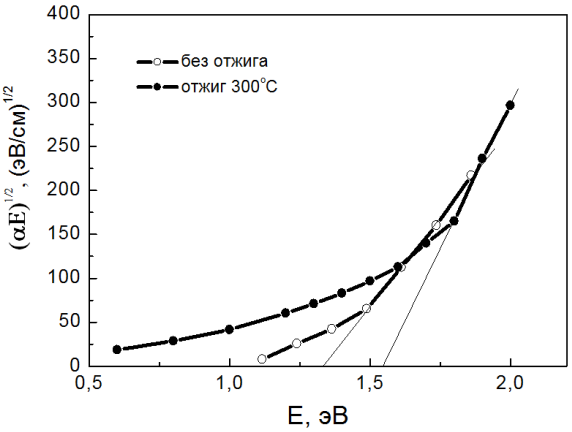


Рис. 3. Зависимость Тауца пленки Si на сапфире, облученной ионами Ne^+ ($\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$). α – коэффициент пропускания; E – энергия кванта

Таким образом, дефектообразование при ионном облучении, ранее считавшееся в большинстве применений помехой, требовавшей высокотемпературного отжига, может быть использовано в устройствах нано- и оптоэлектроники. Однако для успешной реализации этого метода требуются дополнительные исследования приборных аспектов проблемы, в частности при создании светодиодов, световых волноводов, дифракционных резонаторов лазерных структур и т.д.

Работа выполнена частично в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

1. *Тетельбаум, Д.И.* Компьютерное моделирование формирования аморфно-кристаллической двухфазной наносистемы при ионном облучении кремния / Д.И. Тетельбаум, С.А. Трушин, А.В. Питиримов // Известия РАН. Сер. физ. 2000. Т. 64, вып.11. С. 2168–2169.

2. *Tetelbaum, D.I.* Luminescence of silicon nanostructured by irradiation with heavy ions / D.I. Tetelbaum, S.A. Trushin, Z.F. Krasil'nik, D.M. Gaponova, A.N. Mikhaylov // Optical Materials. 2001. V. 17, № 1–2. P. 57–59.

3. *Тетельбаум, Д.И.* Ионно-лучевое наноструктурирование кремния – новый метод создания светоизлучающих слоев / А.А. Ежевский, Д.И. Тетельбаум, А.Н. Михайлов, М.Ю. Лебедев, Ю.А. Менделева, С.В. Морозов, Д.В. Гусейнов // Известия академии инженерных наук им. А.М. Прохорова. Технология материалов и компонентов электронной техники. 2004. Т. 7. С. 17–27.

4. Electron confinement in nanocrystals embedded in random media: Anderson localization effects / V.A. Burdov, M.F. Cerqueira, A.M. Satanin, M.I. Vasilevskiy // AIP Conference Proceedings: 28th International Conference on the Physics of Semiconductors. 2007. V. 2. P. 332–334.

Особенности роста InSb нитевидных нанокристаллов при изменении соотношения потоков In/Sb

М.А. Тимофеева[1], Н.В. Сибирёв[1], Lorenzo Lugani[2], Daniele Ercolani[2,3], Lucia Sorba[2,3], В.Г. Дубровский[1,4]

[1] Санкт-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, Санкт-Петербург, 194021, ул. Хлопина, 8, корп. 3.
[2]NEST, Scuola Normale Superioreand CNR-INFM, Piazza S. Silvestro12, I-56127Pisa, Italy.
[3]NEST, Istituto di Neuroscienze CNR, Piazza S. Silvestro12, I-56127Pisa, Italy.
[4]Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 19402, Политехническая ул., 26.

В работе развита обобщенная теоретическая модель роста полупроводниковых $A_{III}B_V$ нитевидных нанокристаллов. Проведено исследование влияния соотношения потоков III/V на процесс формирования нитевидных нанокристаллов. Полученная в ходе работы теоретическая модель роста полупроводниковых нитевидных нанокристаллов была сопоставлена с экспериментальными данными. Представленная в данной работе теоретическая модель формирования полупроводниковых ННК позволяет прогнозировать влияние соотношения потоков III/V на значения параметров роста.

Введение. Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК) – анизотропные объекты, непланарные поверхности подложки диаметром от 10 до 100 нм. Уникальные свойства нитевидных нанокристаллов делают их перспективными структурами для применения в различных наноэлектронных устройствах [1, 2]. Полупроводниковые $A_{III}B_V$ ННК формируются различными методами, к наиболее широко применяемым методам относятся: молекулярно-пучковая эпитаксия, газофазное осаждение, химическая пучковая эпитаксия. В данной работе развита обобщенная теоретическая модель роста полупроводниковых ННК, учитывающая диффузионные процессы, размерный эффект Гиббса – Томсона в капле, особенности процессов адсорбции полупроводникового вещества в каплю и нуклеации [1–3].

Теоретическая модель. В работе развита обобщенная модель формирования ННК по механизму “пар – жидкость – кристалл” учитывающая следующие процессы [3]:

- адсорбцию и десорбцию на поверхности капли;
- диффузию адсорбированных атомов в каплю с поверхности подложки и боковых стенок ННК;
- нуклеацию и послойный рост кристалла из пресыщенного раствора.

Исследуемое уравнение материального баланса в предположении, что капля представляет собой полусферу, имеет вид

$$\frac{2\pi R^2}{\Omega_L}\frac{dR}{dt} = \pi R^2 \frac{1+\cos\ \alpha}{2} J\chi_{LV} - \\ -2\pi R^2 \frac{r_l C}{\tau_l}\exp\left(\frac{R_{GT}^{LV}}{R}\right) - \frac{\pi R^2}{\Omega_S}\frac{dL}{dt} + 2\pi R J_{diff} \quad (1)$$

Здесь R – радиус ННК, Ω_L – объем элементов III группы в жидкой фазе. Первое слагаемое описывает прямое попадание вещества в каплю, α – угол падения пучка к нормали, J – интенсивность падения пучка в штуках на единицу площади и времени, χ_{LV} – эффективность распада прекурсора в капле. Второе слагаемое описывает испарение материала из капли, здесь r_l – размер атома в жидкой фазе, C – концентрация материала в капле, τ_l – время жизни адатома в капле, R_{GT}^{LV} – радиус Гиббса – Томсона на границе пар – жидкость. Третье слагаемое описывает расход материала на рост ННК, Ω_S – объем элементов III+V группы в твердой фазе. Четвертое слагаемое характеризует диффузию с боковых стенок и поверхности подложки в каплю, J_{diff} – диффузионный поток на единицу длины.

Из уравнения материального баланса вещества в капле (1) в предположении о том, что большая часть материала, поступающего в каплю, расходуется на рост ННК, получено соотношение для скорости роста ННК в следующей форме:

$$\frac{dL}{dt} = V\left(\Phi + 1\left(\frac{1+\cos\ \alpha}{2}\right) + \frac{R_*}{R} + \right. \\ \left. + \frac{S_{**}}{R^2} - \exp\left(\frac{b}{R}\right)\right), \quad (2)$$

где V – скорость испарения полупроводникового вещества из жидкости в равновесии, Ф – пресыщение газообразной фазы, b – параметр, характеризующий эффект Гиббса – Томсона, R_* – параметр размерности длины, характеризующий диффузию с боковых граней на ННК, S_{**} – параметр размерности площади, характеризующий диффузию с поверхности подложки на ННК.

Эксперимент. Экспериментальные данные по росту ННК при разных соотношениях потоков III/V были получены при росте InAs – InSb ННК на установке Riber Compact – 21. Вначале, в течении 60 мин растили InAs ННК, затем выключался источник мышьяка(TBAs) и включался источник сурьмы (TMASb). Поток Поток In – 0.3 Torr, а поток Sb изменялся от 0.3 Torr до 2 Torr. [4]. На рис. 1 представлено изображение экспериментального образца, полученное методом растровой электронной микроскопии [4].

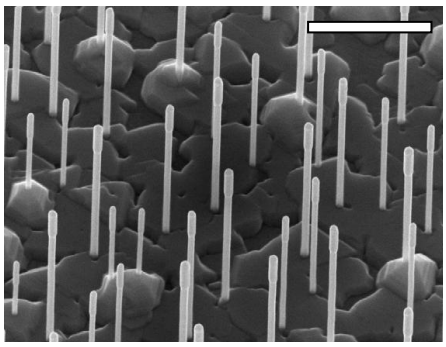


Рис. 1. InAs/InS ННК, шкала 1 мкм

Результаты. Полученная в рамках данной работы теоретическая зависимость скорости роста ННК, учитывающая процессы адсорбции, десорбции, диффузии и нуклеации, позволяет аналитически описать экспериментальные данные по скорости роста ННК методом химической высоковакуумной эпитаксии. На рис. 2 представлены экспериментальные и теоретические зависимости скорости роста InSb ННК от диаметра.

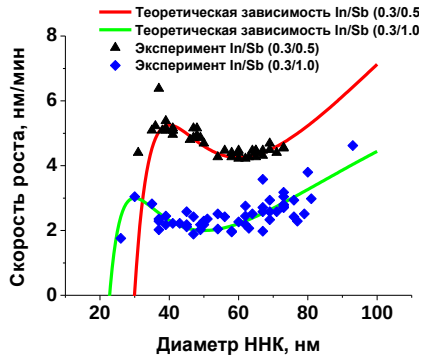


Рис. 2. Экспериментальная (точки) и теоретическая зависимость скорости роста InSb ННК от соотношений потоков In/Sb

Как видно из рис. 2, предложенная обобщенная модель роста ННК при определенных значениях параметров хорошо соответствует экспериментальным данным по формированию InAs/InSb ННК методом химической эпитаксии.

В ходе работы было исследовано влияние соотношения потоков III/V (в частности, отношения In к Sb) на параметры, определяющие рост ННК, исследовано влияние увеличения потока Sb на процесс роста полупроводниковых ННК. В результате показано, что увеличение потока Sb приводит к снижению скорости роста ННК.

Предложенная в данной работе обобщенная теоретическая модель формирования полупроводниковых ННК позволяет оценить влияние изменения потока Sb на значения параметров, входящих в соотношение (2). Впервые экспериментально получена и теоретически объяснена зависимость длины от диаметра ННК, содержащая два близко расположенных экстремума.

1. *Dubrovskii V. G.* Gibbs-Thomson and diffusion-induced contributions to the growth rate of Si, InP, and GaAs nanowires / V. G. Dubrovskii, N. V. Sibirev, G. E. Cirlin, I. P. Soshnikov, W. H. Chen, R. Larde, E. Cadel, P. Pareige, T. Xu, B. Grandidier, J.-P. Nys, D. Stievenard, M. Moewe, L. C. Chuang, and C. Chang-Hasnain // Physical Review B, 79, 205316 (2009).

2. *Дубровский В. Г.* Нелинейные эффекты при росте полупроводниковых нитевидных нанокристаллов / В. Г. Дубровский, Н. В. Сибирёв, М. А. Тимофеева // ФТП. Т. 43, вып. 9. С. 1267–1274.

3. *Сибирев Н. В.* Кинетические модели роста полупроводниковых нитевидных нанокристаллов, канд. дисс. Санкт-Петербург, 2007.

4. *Ercolani D.* InAs/InSb nanowire heterostructures grown by chemical beam epitaxy / D. Ercolani, F. Rossi, A. Lu, S. Roddaro, V. Grillo, G. Salviati, F. Beltram and L. Sorba // Nanotechnology, 20, 505605 (2009).

Структурные и электрофизические свойства слоев вольфрама, осажденных на GaN и Al_2O_3 в реакторе установки газофазной эпитаксии

О.И. Хрыкин, Н.В. Востоков, В.М. Данильцев, Е.В. Демидов, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, А.В. Мурель, Д.А. Пряхин, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.
e-mail: khrykin@ipm.sci-nnov.ru

Исследуется возможность формирования слоев вольфрама на поверхности нитрида галлия и сапфира непосредственно в реакторе установки металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ). Такой способ позволяет избежать загрязнений, переходных слоев на границе металл – полупроводник и оптимизировать характеристики контактов, что является особенно актуальным в связи с высокими рабочими температурами приборов на основе широкозонных нитридов [1].

В работе слои W осаждались в установке МОГФЭ с вертикальным реактором из гексафторида вольфрама (WF_6). Формирование W-слоев осуществлялось как на подложки сапфира (Al_2O_3), так и на эпитаксиальный нитрид галлия, выращенный в том же процессе эпитаксии. Источниками для роста GaN служили $Ga(CH_3)_3$ и NH_3, легирование слоёв GaN осуществляли кремнием из силана (SiH_4).

Получение контактов W-GaN осуществлялось осаждением W на слой легированного кремнием нитрида галлия, выращенного непосредственно перед осаждением W. Толщину слоев измеряли с усреднением шероховатости поверхности на вытравленной ступеньке с помощью оптической системы Talysurf CCI 2000 после селективного удаления вольфрама. Кристаллическая структура исследована на дифрактометре ДРОН-4. Зависимость элементного состава слоев от глубины изучалась методом вторично-ионной масс-спектрометрии на установке ВИМС TOF.SIMS-5. Для определения удельного сопротивления слоев вольфрама на сапфировых подложках на полученных образцах плазмохимическим травлением формировался рисунок, представляющий собой холловский мост. Барьерные свойства металл–полупроводник исследовались на контактах диаметром 10-500 мкм, сформированных на легированных кремнием слоях GaN. Морфология поверхности изучалась с применением атомно-силового микроскопа.

Исследование температурной зависимости свойств вольфрамовых слоев проводилось на подложках сапфира, отожжённых при температуре 1000 °C. На начальных стадиях роста на поверхности Al_2O_3 образуются нанокластеры, характерные размеры и плотность которых немонотонно зависят от температуры. На рис. 1 приведены АСМ-изображения поверхности структур с нанокластерами, сформированных при трех различных температурах. Как следует из рисунка, с ростом температуры плотность нанообъектов сначала падает, а потом опять растет. Минимальные размеры имеют нанокластеры, сформированные при температуре 1050 °C. Причины такого поведения будут обсуждаться в докладе.

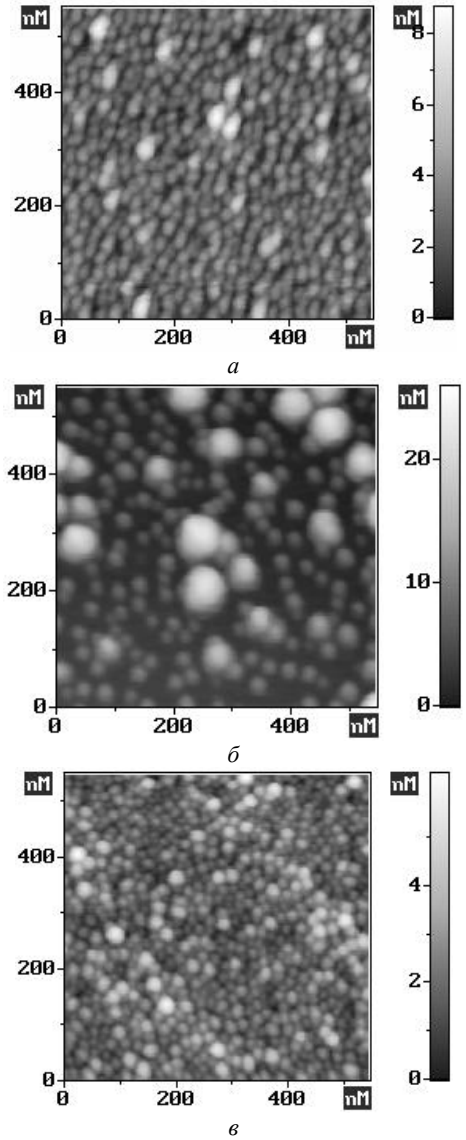


Рис. 1. АСМ-изображение поверхности W-слоя при малых временах осаждения: *а*) 400 °C, *б*) 600 °C, *в*) 1050 °C.

На рис. 2 представлена зависимость толщины слоев вольфрама, осажденных при различных температурах. Остальные ростовые параметры были идентичны. Из рисунка следует, что в исследованном диапазоне температур скорость роста

вольфрамового слоя слабо зависит от температуры. Поверхность слоев имеет низкую шероховатость и зеркально гладкую поверхность.

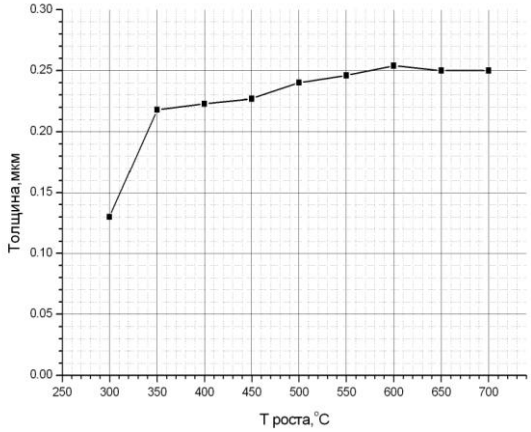


Рис. 2. Зависимость толщины W-слоев от температуры осаждения.

По данным рентгеновской дифрактометрии слои относятся к кристаллической фазе α-W и имеют сильную осевую текстуру (110)W, угол рассеяния текстуры около 2°. Методом ВИМС установлено, что доминирующей примесью в слоях вольфрама является фтор. Углерод и кислород присутствуют в незначительных количествах (рис. 3). В структурах со слоями вольфрама, осажденными на поверхность GaN, отсутствуют переходные слои и загрязнения границы раздела металл – полупроводник.

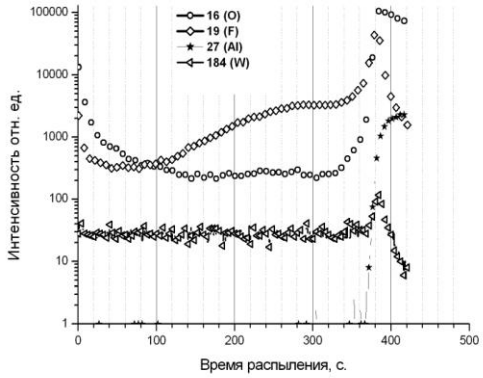


Рис. 3. Профили ВИМС слоя W на сапфире

На рис. 4 показана зависимость удельного сопротивления W-слоев, осажденных на сапфировых подложках, от температуры осаждения (черные квадраты). Из рисунка видно, что зависимость удельного сопротивления слоев вольфрама от температуры роста имеет немонотонный характер. Высокотемпературный отжиг полученных слоев приводил к уменьшению содержания примесей в них, а также снижению удельного сопротивления (треугольники на рис. 4). Величина ρ в слоях вольфрама, осажденных методом МОГФЭ, близка к значениям удельного сопротивления для объемного материала ($0.5 \div 1.5 \cdot 10^{-5}$ Ом·см).

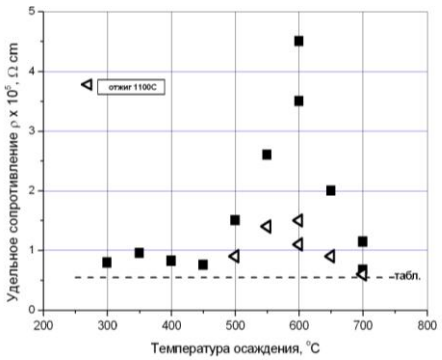


Рис. 4. Зависимость удельного сопротивления W-слоя от температуры осаждения до и после высокотемпературного отжига

Вольт-амперная характеристика контакта W к нитриду галлия с высокой концентрацией носителей ~ $1 \cdot 10^{18}$ $см^{-3}$ имеет вид, характерный для омического контакта, рис. 5.

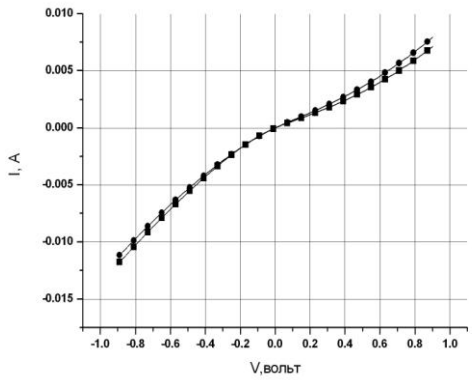


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика контакта W/GaN

В работе показана возможность осаждения слоев W на поверхность GaN и Al_2O_3 в процессе МОГФЭ. Найдены режимы формирования W-нанокластеров. Исследованы морфология, структурные и электрофизические свойства W- слоев при различных температурах осаждения. Изучено влияние высокотемпературного отжига.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 11-02-00948 и № 09-02-00389) и программами ОФН РАН.

1. *Tabbal, M.* Laser-chemical vapor deposition of W Schottky contacts on GaAs using WF6 and SiH4 / *M. Tabbal, M. Meunier, R. Izquierdo, B. Beau, A. Yelon* // J. Appl. Phys. 1997. V. 81, № 10. P. 6607-6611.

Исследования процессов перехода к трехмерному росту и упорядочения Ge(Si) островков в структурах, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях

М.В. Шалеев[1], А.В. Новиков[1], Д.В. Юрасов[1], Н.А. Байдакова[1], J.M. Hartmann[2], Ю.Н. Дроздов[1], Д.Н. Лобанов[1], З.Ф. Красильник[1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП–105, Нижний Новгород.
[2] 2LETI/D2NT & DPTS, CEA-Grenoble, 17 avenue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex, France.
e-mail: shaleev@ipm.sci-nnov.ru

Введение. Установление влияния напряженных слоев на рост структур становится все более важным в связи с существующей тенденцией к всё большему усложнению дизайна используемых гетероструктур за счет роста многослойных структур, применения в качестве подложек релаксированных буферных слоев, формирования в одной структуре слоев с различным знаком деформации и т.д. Установление особенностей смены механизма роста с двумерного, планарного, на трехмерный, островковый в гетероструктурах, выращенных на искусственных подложках на основе релаксированных буферных слоев, становится все более важным в связи с использованием данного типа гетероструктур для создания быстродействующих транзисторных структур, источников излучения терагерцового и ближнего ИК-диапазонов. В качестве модельной системы в данной работе использованы SiGe/Si-гетероструктуры, формируемые методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на релаксированных SiGe буферных слоях.

Одна из фундаментальных проблем, которую необходимо решить для практического применения GeSi-структур с самоформирующимися островками в наноэлектронике, это проблема получения пространственно упорядоченного массива островков. В настоящее время для получения упорядоченного массива GeSi-островков используется множество методов, наиболее распространенным из которых является рост островков на структурированных подложках [1]. Недостатками этого метода являются низкая поверхностная плотность пространственно упорядоченных островков, сложность изготовления структурированных подложек и непланарность их поверхности. В данной работе продемонстрирована возможность получения массива упорядоченных Ge самоформирующихся островков на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях.

Результаты и их обсуждение. В данной работе установлены физические причины возникновения пространственного самоупорядочения Ge(Si) самоформирующихся нанооостровков, полученных методом МПЭ на релаксированных градиентных SiGe/Si(001) буферных слоях с максимальной долей Ge x=30–35%. Обнаружено, что упорядочение островков вызвано упорядоченным массивом наноуглублений, возникающих в результате химической подготовки буферных слоев (рис. 1). Релаксированные градиентные SiGe/Si(001) буферные слои с максимальной долей Ge x=20–50% были получены методом газофазной эпитаксии при пониженном давлении в компании Leti (Франция). С целью понижения шероховатости поверхности выращенные буферные слои подвергались химико-механическому полированию, в результате которого полностью удалялись неровности, связанные с наличием в структурах ортогональной сетки дислокаций несоответствия (“cross-hatch” неровности). Средняя квадратичная шероховатость поверхности буферных слоев после полировки не превышала 0.5 нм. Было обнаружено, что в результате химической подготовки буферных слоев по модифицированной RCA-процедуре [2], используемой для предростовой подготовки Si-подложек, на поверхности буферных слоев образуется сетка упорядоченных наноуглублений (ямок) (рис. 1). Направление упорядочения ямок близко к направлениям типа [100] и [010], а расстояние между ямками составляет порядка 200 нм. Предполагается, что образующиеся ямки травления являются отражением неоднородности распределения на поверхности Ge или упругих напряжений.

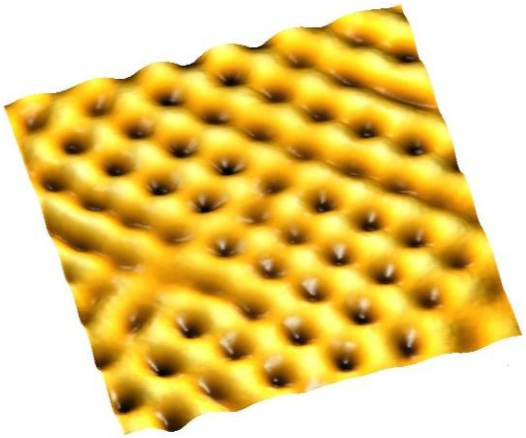


Рис. 1. АСМ-снимок поверхности SiGe/Si(001) релаксированного буферного слоя после химической подготовки [1]

Полученные буферные SiGe-слои с массивом упорядоченных наноуглублений были использованы для получения методом молекулярно-

пучковой эпитаксии массива упорядоченных Ge(Si) самоформирующихся нанооствровков. За счет выбора температуры роста, при которой поверхностная плотность островков близка к поверхностной плотности наноуглублений, удалось получить массив нанооствровков, пространственно упорядоченных вдоль направлений [100] и [010] (рис. 2).

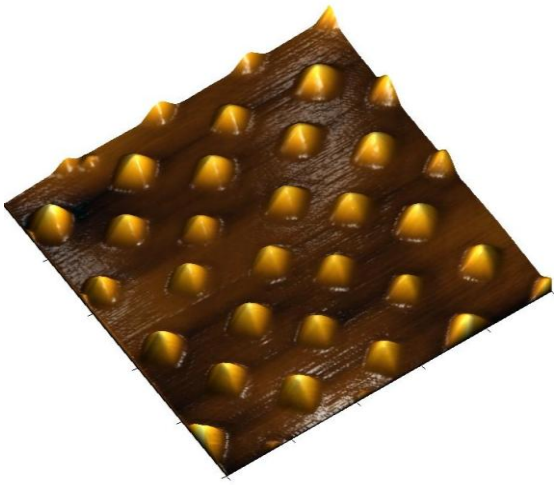


Рис. 2. АСМ-снимок поверхности структуры с массивом упорядоченных пирамидальных Ge(Si)-островков, выращенных на релаксированном SiGe/Si(001) буферном слое

Расстояние между островками и направление их упорядочения совпадали с расстоянием между наноуглублениями и направлением их упорядочения, что указывает на то, что наноуглубления служат местом предпочтительного зарождения Ge(Si)-нанооствровков. Анализ АСМ-снимков с помощью функции автокорреляции показал наличие ближнего порядка во взаимном расположении островков в направлении типа [100] вплоть до седьмого соседнего островка. Ближний порядок в расположении островков в перпендикулярном направлении наблюдается до 4-го ближайшего соседа. За счет изменения количества осажденного Ge были получены массивы пространственно упорядоченных островков как пирамидальной, так и куполообразной формы. Поверхностная плотность островков при этом составляла $3 \cdot 10^{-9}$ см$^{-2}$. Необходимо отметить, что массивы упорядоченных Ge(Si)-нанооствровков были получены без применения методов локальной модификации поверхности, таких как литография с последующим плазменным травлением или фокусированных ионных пучков.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-00951-а), программ Российской академии наук и гранта № МК-7694.2010.2 Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых – кандидатов наук.

1. *Zhong, Z.* Temperature dependence of ordered GeSi island growth on patterned Si (001) substrates / *Z. Zhong, P. Chen, Z. Jiang, and G. Bauer* // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P.043106.

2. *Ishizara, A.* Low temperature surface cleaning of silicon and its application to silicon MBE / *A. Ishizara and Y.Shiraki* // Electrochemical science and technology. 1986. V. 133. P. 666–671.

Особенности предростовой подготовки и эпитаксиальный рост волноводных светоизлучающих структур SOI/Si:Er для лазерных применений

Д.В. Шенгуров[1], М.В. Степихова[1], Ю.Н. Дроздов[1], М.В. Шалеев[1], К.Е. Кудрявцев[1], З.Ф. Красильник[1], В.Г. Шенгуров[2], О.В. Наумова[3]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.
[2] Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород.
[3] Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск.
e-mail: shen@ipm.sci-nnov.ru

Интерес к структурам Si:Er/SOI связан, прежде всего, с возможностью формирования на их основе эффективных волноводов с высокой степенью локализации оптических мод в активном слое, что создаёт необходимые предпосылки для создания лазерных структур. Преследуя цель минимизации оптических потерь, особое внимание следует уделять вопросу утоньшения исходного, нелегированного слоя кремния подложек SOI, чтобы последующий рост активного слоя проводить на как можно более тонкой кремниевой прослойке.

В работе исследовались особенности предростовой подготовки, включающей в себя утоньшение поверхностного слоя кремния, подложек SOI с разными характеристиками, изготовленных по технологии SmartCat. Такие подложки, предоставленные нам различными производителями, имели поверхностные слои кремния толщиной от 0,3 до 2 мкм с различной степенью структурного совершенства, толщина слоя SiO_2 варьировалась в пределах от 0,2 до 2 мкм. Подложки SOI, полученные с применением технологии DeleCat, обладали неоспоримым преимуществом перед вышеописанными подложками, так как имели толщину поверхностного Si 80 нм и не нуждались в дополнительном процессе предростового утоньшения.

Утоньшение поверхностного слоя проводилось как методом сублимации Si в сверхвысоком вакууме при различных температурах в диапазоне от 1000 до 1180 °С, так и при помощи химического травления в достаточно медленных травителях. Морфологию поверхности исследовали при помощи метода атомно-силовой микроскопии (АСМ), а структурное совершенство и толщина Si-слоя оценивались по данным рентгенодифракционного анализа (РДА).

В процессе утоньшения поверхностного слоя Si при различных температурах нагрева подложек скорость сублимации достигала значения 4 нм/мин ($T_{подложки}$=1180 °С), однако данные АСМ, в частности, как это показано на рис.1, показывали наличие большого количества «разрывов» в оставшемся довольно толстом (0,3–0,5 мкм) поверхностном слое Si, в результате чего происходил последующий рост поликристаллической плёнки Si:Er на открытых участках SiO_2.

Объяснение этому можно дать исходя из процессов, происходящих на границе системы Si/SiO_2 при температурах от 800 до 1180 °С. Диффузия атомов кислорода из SiO_2 к поверхности кремния приводит к образованию «летучего» SiO. Очевидно, что наиболее интенсивно этот процесс протекает в местах скопления дефектов в поверхностном кремниевом слое.

Снижение температуры нагрева подложки до 1100 °С приводило к падению скорости сублимации Si до 0,1 нм/мин. Это снижение температуры положительно сказывалось на качестве оставшегося слоя, но делало процесс предростовой подготовки подложек SOI нетехнологичным.

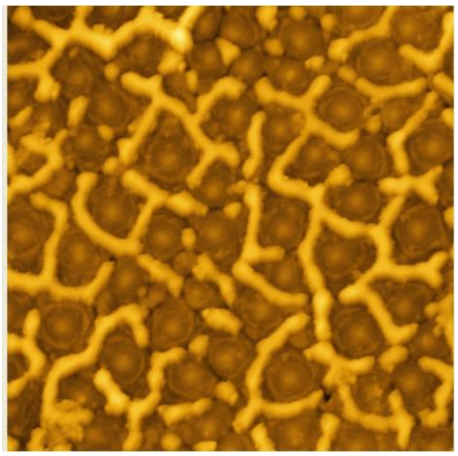


Рис. 1. АФМ-изображение поверхности подложки SOI после отжига при Т=1180 °С. Размер скана 50×50 мкм

С опорой на экспериментальные данные нами был подобран оптимальный температурно-временной режим термического утоньшения слоя Si, толщина которого в итоге составляла не более 100 нм (при исходной толщине 300 нм), с монокристаллической структурой и гладким рельефом поверхности, пригодной для последующей эпитаксии плёнки Si:Er. Химическое стравливание поверхностного слоя, как предшествующее термическому, применялось на подложках SOI с толстыми (до 2 мкм) поверхностными слоями.

Что касается подложек, изготовленных по технологии DeleCat, то их предростовая подготовка заключалась только в процессе удаления естественного поверхностного окисла кремния, который проводили непосредственно в высоковакуумной установке в потоке Si из сублимирующего источника при температуре подложки 850 °С.

На подготовленных вышеописанными способами подложках методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии выращивались слои кремния, легированного эрбием различной толщины (0,2–2 мкм). Температура роста варьировалась в диапазоне от 400 до 550 °С.

В процессе работы были рассмотрены особенности фотолюминесцентных свойств структур Si:Er/SOI и их взаимосвязь с условиями роста и процессами послеростового отжига. В зависимости от температуры подложки спектры фотолюминесценции имели различный характер, определяющийся различной природой формируемых в слоях оптических центров иона Er^{3+}.

Интенсивный сигнал фотолюминесценции с характерной тонкой структурой спектра был получен в эпитаксиальных слоях Si:Er/SOI, выращенных при температуре подложки 400 ºС с последующим послеростовым отжигом при температуре 800 ºС в течение 30 мин. Наблюдаемая тонкая структура спектров фотолюминесценции свидетельствует о формировании в них одного типа оптически активных центров иона Er с выделенной кристаллической структурой, в частности центра Er-1 (рис. 2).

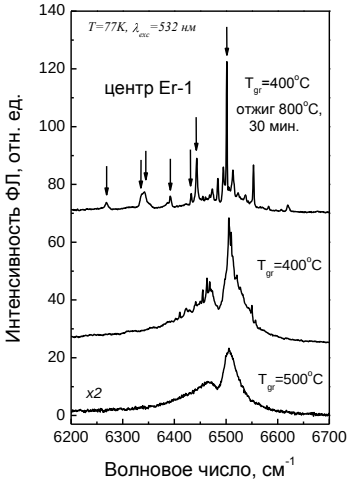


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции структур Si:Er/SOI в зависимости от температуры роста и отжига

Полученные значения квантовой эффективности люминесценции (КЭЛ) выращенных структур Si:Er/SOI сравнимы по величине с КЭЛ структур Si:Er/Si(100) и достигают ~ $0{,}5 \cdot 10^{-4}$ при T = 77 К.

Работа поддержана РФФИ и программами фундаментальных исследований ОФН РАН.

Послойный анализ структур с δ-слоями методом ВИМС с учетом функции разрешения по глубине TOF.SIMS-5

Ю.Н. Дроздов[1], М.Н. Дроздов[1], А.В. Новиков[1], П.А. Юнин[1,2], Д.В. Юрасов[1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород.
[2] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород.
e-mail: drozdyu@ipm.sci-nnov.ru

Масс-спектрометрия вторичных ионов (ВИМС) широко используется для элементного анализа по глубине полупроводниковых гетероструктур. Важной особенностью метода ВИМС является искажение экспериментальных профилей, которое описывается функцией разрешения по глубине. Когда функция разрешения по глубине известна, имеется принципиальная возможность восстановить истинный профиль и тем самым значительно повысить информативность метода. Целью работы был анализ параметров функции разрешения прибора TOF.SIMS-5 и решение задачи нахождения глубины залегания близко расположенных к поверхности δ-слоев из экспериментального профиля ВИМС.

До сих пор нет общей теории, объясняющей все процессы, происходящие при ионном распылении. Поэтому для количественного и качественного описания наблюдаемых явлений используются упрощенные модели. Одна из них – MRI (mixing – roughness – information depth) модель Хофмана [1]. В рамках этой модели процессы ионного распыления описываются тремя основными вкладами – однородным атомным перемешиванием в приповерхностном слое, развитием поверхностной шероховатости и информационной глубиной выхода вторичных ионов.

Обычно экспериментально измеряемый профиль математически можно представить как интеграл свертки истинного профиля с функцией разрешения прибора:

$$I(z)/I_0 = \int g(z - z_0)\, X(z_0)\, dz_0,$$

где $I(z)/I_0$ – нормированный экспериментальный профиль распределения концентрации элемента, $X(z_0)$ - истинный профиль, $g(z–z_0)$ – функция разрешения по глубине. Экспериментально функция разрешения может быть измерена как профиль образца с δ-слоем.

Согласно MRI-модели, аппаратурная функция может быть представлена в виде совокупности трех соответствующих вкладов:

$$g(L_m) = \exp\left(-(z - z_0 + L_m)/L_m\right),$$
$$g(\sigma) = 1/(\sigma\,(2\pi)^{1/2}) \exp\left(-(z - z_0)^2/2\sigma\right),$$
$$g(\lambda) = \exp\left(-(z - z_0)/\lambda\right),$$

где z_0 – положение δ-слоя, L_m – толщина зоны перемешивания, σ – шероховатость, λ – информационная глубина. Параметры функции разрешения по глубине зависят как от типа исследуемой структуры, так и от режима работы масс-спектрометра.

На рис. 1 приведены профили распределения Ge по глубине для структуры R122 с тремя δ-слоями Ge в Si. Профили получены при различной энергии распыляющих ионов, E = 0,5; 1 и 2 кэВ. Согласно модели, увеличение энергии распыляющих ионов должно приводить к увеличению зоны перемешивания, что и наблюдается в экспериментальных профилях. Вид переднего края профилей остается почти неизменным, в то время как наблюдается смещение максимумов сигнала от δ-слоя и удлинение спадающего хвоста профиля с ростом энергии распыляющих ионов. Это согласуется с предсказаниями модели, согласно которой вид переднего края профиля определяется величинами σ и λ, в то время как сдвиг максимума сигнала и вид спадающего края описывается параметром L_m.

Для послойного анализа существуют прямая и обратная задачи – определение экспериментального профиля по заданной модели структуры и восстановление истинного распределения элементов по глубине по имеющемуся экспериментальному профилю. На данном этапе работы был реализован численный алгоритм для решения прямой задачи в рамках MRI-модели. При решении прямой задачи могут быть использованы два подхода – непосредственное моделирование процесса и свертка истинного профиля с соответствующими функциями.

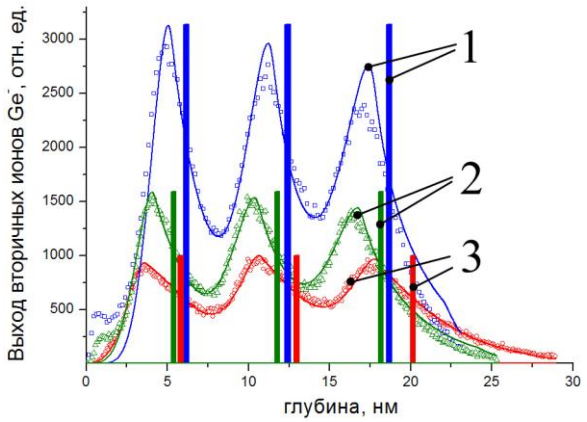


Рис. 1. Подгонка рассчитанных профилей под экспериментальные для структуры R122. Точки – эксперимент, *1* – E = 0,5 кэВ; *2* – E = 1 кэВ; *3* – E = 2 кэВ. Линии – рассчитанные профили. Столбики – положение δ-слоев при моделировании

В последнем случае возникает необходимость аналитического продолжения истинного профиля, так как интеграл свертки берется от $-\infty$ до $+\infty$. Выполненное сравнение различных подходов показало хорошее согласование получаемых результатов.

Для определения численных значений параметров L_m, σ и λ в случае различных структур и режимов работы масс-спектрометра использован метод подгонки рассчитанных профилей под экспериментальные при варьировании параметров модели. Из рис. 1 видно, что рассчитанные профили достаточно хорошо описывают эксперимент. Численные значения параметров модели, полученные в результате подгонки для образца R122, приведены в таблице.

Условия эксперимента и параметры модели для различных режимов распыления

Ионы	Кратер, мкм^2	L_m, нм	σ, нм
Cs^+ 500 эВ	150×150	1,1	$0{,}5+1{,}2\cdot z^{1/2}$
Cs^+ 1 кэВ	300×300	1,3	$0{,}6+1{,}2\cdot z^{1/2}$
Cs^+ 2 кэВ	500×500	2,3	$0{,}6+z^{1/2}$

Можно количественно проследить увеличение глубины перемешивания с ростом энергии распыляющих ионов. В литературе [2] приводится следующая эмпирическая формула для связи глубины перемешивания с энергией распыляющих ионов Cs^+:

$$L_m = 1{,}838\cdot E^{0{,}68}\cdot\cos\theta, \qquad (1)$$

где E – энергия распыляющих ионов в килоэлектрон-вольтах, θ – угол падения ионов на поверхность образца, L_m – глубина перемешивания, выраженная в нанометрах. Значения L_m, приведенные в таблице, показывают, что формула (1) достаточно хорошо описывает экспериментальные результаты. В дальнейшем получаемые по ней значения использовались для предварительной оценки глубины перемешивания.

При моделировании считалось, что шероховатость развивается с глубиной из-за статистического характера процесса распыления и описывается выражением ($a+b\cdot z^{1/2}$). Её развитие зависит от образца, энергии и размеров кратера травления, поэтому параметры a и b варьировались. Из таблицы видно, что $b\neq 0$. В то же время прямые измерения шероховатости поверхности на интерферометре Talysurf CCI 2000 до и после травления образца не показали различия. Этот результат может быть связан либо с неадекватностью модели, либо с малой чувствительностью интерферометра к микрошероховатости. Информационная глубина выхода вторичных ионов зависит от режимов анализирующего пучка и при моделировании полагалась равной ~ 0,3 нм для всех экспериментов, так как параметры анализирующего пучка Bi^+ не менялись.

Анализируя результаты, можно сделать вывод о том, что MRI-модель Хофмана достаточно хорошо описывает экспериментальное искажение профилей и может быть применима для исследования структур с δ-слоями. Из рис. 1 видно, что процесс послойного анализа вносит существенную систематическую погрешность в определение положения δ-слоя по максимуму сигнала на профиле из-за сдвига максимума относительно истинного положения слоя. Видно также, что метод подгонки позволяет учесть соответствующую погрешность. Но если для первого слоя, лежащего близко к поверхности, метод уменьшает как систематическую, так и случайную погрешность определения его положения, то для более глубоко залегающих слоев исключается систематическая погрешность определения глубины залегания, но при этом не уменьшается случайная. Видимо, при длительном распылении становятся существенными эффекты, не учитывающиеся в MRI-модели. Таким образом, учет поправок к положению слоя оказывается более корректным для δ-слоев, лежащих близко к поверхности.

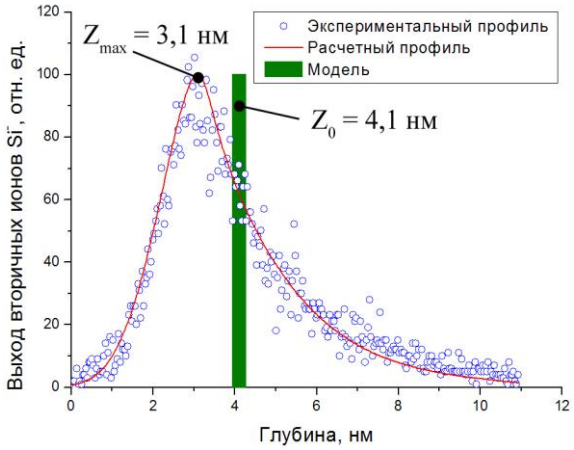


Рис. 2. Подгонка рассчитанного профиля под экспериментальный для структуры E1224

Это позволяет решать важную прикладную задачу – определение глубины залегания близко расположенных к поверхности δ-слоев Si в GaAs. Структуры этого типа используются для изготовления низкобарьерных диодов Шоттки [3]. Одним из важных параметров такой структуры является глубина залегания δ-слоя. На рис. 2 приведен экспериментальный и рассчитанный профили для структуры E1224 с близко расположенным к поверхности δ-слоем Si в GaAs. Видно, что положение слоя, определенное с помощью подгонки, значительно отличается от определяемого по максимуму на профиле ВИМС. Таким образом, подгонка рассчитанных профилей под экспериментальные позволяет существенно повысить точность определения положения δ-слоев, залегающих близко к поверхности.

Работа поддержана программами президиума РАН, ГК Минобрнауки России № 02.740.11.0117 и грантом РФФИ 09-02-00389.

1. *Hofmann, S.* Sputter depth profile analysis of interfaces // Rep. Prog. Phys. 1998. V. 61. P. 827–888.

2. *Di Li* Convolution/Deconvolution Package on Accurate Modeling of the Recoil Mixing Effect in SIMS : User's manual / Di Li, Yang Chen, Geng Wang et al. Austin : University of Texas, 2000.

3. *Шашкин, В.И.* Управление характером токопереноса в барьере Шоттки с помощью δ-легирования: расчет и эксперимент для Al/GaAs / В.И. Шашкин, А.В. Мурель, В.М. Данильцев, О.И. Хрыкин // ФТП. 2002. Т. 36, вып. 5. С. 537–542.

Поглощение терагерцового излучения в гетероструктурах Ge/Si(001) с квантовыми точками

Е.С. Жукова[1,2], Б.П. Горшунов[1,2], В.А. Юрьев[1], Л.В. Арапкина[1], К.В. Чиж[1], В.А. Чапнин[1], В.П. Калинушкин[1], А.С. Прохоров[1,2], Г.Н. Михайлова[1]

[1] Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва.
[2] Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный.
e-mail: zhukovaelena@inbox.ru

Методом сверхвысоковакуумной молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Si(100) КДБ-12 и КДБ-1000 приготовлены [1] многослойные гетероструктуры германий-кремний с квантовыми точками. В интервале частот 0,3–1,2 ТГц при комнатной температуре выполнены [2] первые измерения терагерцовых спектров динамической проводимости и коэффициента поглощения гетероструктур с массивами hut-кластеров Ge. Обнаружено, что значения эффективных динамической проводимости и коэффициента поглощения излучения за счёт наличия в гетероструктурах германиевых квантовых точек оказываются значительно превосходящими соответствующие величины структуры, содержащей такое же количество германия, но не сформированного в массив квантовых точек. Предлагаются возможные микроскопические механизмы обнаруженного возрастания поглощения в массивах квантовых точек, связанные: а) с возникновением связанного состояния «фотон – экситон», т.е. с взаимодействием экситона с собственной фотонной модой микрорезонатора – квантовой точки; б) с плазмонными модами, возникающими благодаря локализации носителей в потенциальном рельефе, создаваемом геометрическими границами элементов наноструктуры, поверхностными состояниями и ионами доноров/акцепторов.

1. *Л.В. Арапкина, В.А. Юрьев* // УФН **53**, 289 (2010).
2. *Б. Горшунов, А.С. Прохоров, И. Спектор, А. Волков, J. Akimitsu, M. Dressel, G.J. Nieuwenhuys, S. Tomic, S. Uchida* // Квантовая электроника **37**, 916 (2007).

Спектроскопия возбуждения фотолюминесценции многослойных структур с самоформирующимися Ge(Si)/Si(001) нановостровками

Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов, Д.В. Юрасов, А.Н. Яблонский

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н. Новгород.
e-mail: banatale@ipm-sci.nnov.ru

Одним из активно развивающихся направлений современной физики и технологии полупроводников является направление, связанное с получением и исследованием полупроводниковых самоформирующихся нанообъектов. Практический интерес к структурам с самоформирующимися Ge(Si)-нановостровками во многом связан с наличием при комнатной температуре в спектрах фото- и электролюминесценции данных структур сигнала в области длин волн 1.3–1.55 мкм [1], что открывает перспективы использования структур с Ge(Si)-островками для создания оптоэлектронных приборов, интегрированных с современной кремневой технологией. Кроме того, структуры с Ge(Si)-островками являются привлекательными и с точки зрения фундаментальных исследований. В частности, интересным представляется изучение процессов поглощения света и излучательной рекомбинации носителей заряда в низкоразмерных гетероструктурах с непрямым характером строения энергетических зон и гетеропереходами II типа. Одним из эффективных методов исследования процессов излучательной рекомбинации в гетероструктурах в настоящее время является спектроскопия фотолюминесценции (ФЛ). Одной из модификаций этого метода является спектроскопия возбуждения ФЛ, состоящая в исследовании зависимости вида спектров ФЛ от длины волны возбуждающего излучения, что позволяет изучать как процессы поглощения света, так и процессы излучательной рекомбинации носителей заряда. Данная работа посвящена исследованию спектров возбуждения и кинетики ФЛ многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися нановостровками.

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) из твердых источников при температурах роста 600 – 700 ºС. Сигнал ФЛ возбуждался импульсным излучением параметрического генератора света MOPO-SL ("Spectra-Physics"), перестраиваемым в широком спектральном диапазоне ($h\nu_{ex}$ = 0.8–1.7 эВ). Сигнал ФЛ регистрировался с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i, ФЭУ Hamamatsu на основе InP/InGaAs (спектральный диапазон 0,93–1,7 мкм, время отклика ~ 2 нс) и цифрового осциллографа LeCroy. Измерения проводились в гелиевом криостате замкнутого цикла в диапазоне температур 20–160 K.

При исследовании ФЛ в условиях импульсного возбуждения для фиксированной длины волны возбуждающего излучения осуществлялась запись кривых спада ФЛ (кинетики ФЛ) для различных длин волн измеряемого сигнала. В результате строились трехмерные графики, демонстрирующие как спектральную, так и временную зависимость интенсивности сигнала ФЛ (рис. 1). Спектры ФЛ получались путем интегрирования временных зависимостей ФЛ, соответствующих различным длинам волн регистрации сигнала ФЛ.

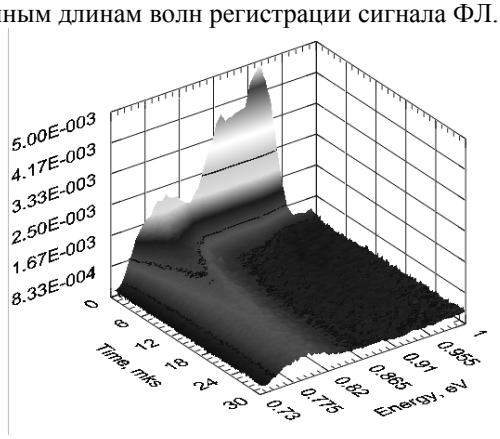


Рис. 1. Временная зависимость спектра ФЛ многослойной структуры с Ge(Si)-островками, выращенной при температуре 650 ºС. Температура измерений 20 K

При температуре 20 K в спектрах ФЛ всех исследованных структур в низкоэнергетичной области спектра наблюдается медленный сигнал (времена спада интенсивности 10–100 мкс), соответствующий излучательной рекомбинации носителей заряда в островках (рис. 1). Энергетическое положение данного сигнала зависит от температуры роста структур. С ростом температуры измерений времена спада островковой ФЛ уменьшаются, что свидетельствует об увеличении числа каналов безызлучательной рекомбинации в островках. При температурах выше 150 K времена спада интенсивности ФЛ Ge(Si)-островков составляют ~ 1 мкс.

Помимо медленного сигнала ФЛ Ge(Si)-островков при низких температурах в спектрах ФЛ исследованных структур наблюдается сигнал с меньшим временем спада интенсивности (0,1–1 мкс), который располагается в области больших энергий по сравнению с сигналом от Ge(Si)-островков. Данный сигнал может быть связан с излучательной рекомбинацией носителей заряда в смачивающем GeSi-слое. В этом случае времена спада интенсивности быстрого сигнала определяются временем захвата носителей заряда из смачивающего слоя в островки. Подтверждением данного предположения служит близость времен нарастания островковой ФЛ и спада интенсивности быстрого люминесцентного сигнала (рис. 2).

Следует отметить, что обнаруженный быстрый сигнал ФЛ наблюдается при более низких энергиях по сравнению с характерным сигналом

ФЛ от смачивающего слоя, наблюдаемым в интегральных спектрах ФЛ. Быстрый сигнал ФЛ также может быть объяснен прямыми в реальном пространстве излучательными переходами между дырками и электронами, локализованными в островках. Пространственно прямые переходы в островках являются эффективным каналом рекомбинации благодаря большому перекрытию волновых функций электронов и дырок, заключенных в островках, поэтому следует ожидать увеличения вклада прямых переходов в общий сигнал от островков при увеличении температуры измерений [2].

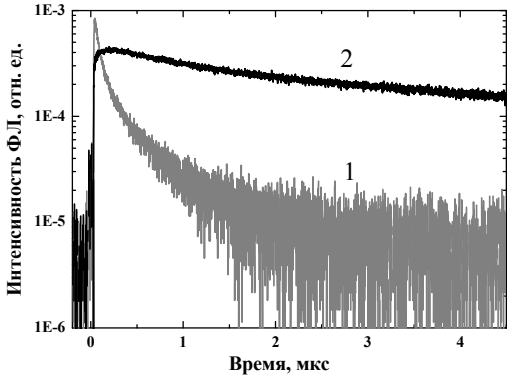


Рис. 2. Кинетики быстрого (*1*) и медленного (*2*) сигналов ФЛ в структурах с Ge(Si)-островками

Однако наблюдающийся в эксперименте быстрый сигнал ФЛ отличается более интенсивным температурным гашением по сравнению с сигналом, связанным с оптическими переходами в островках. Кроме того, при увеличении температуры роста структур спектральное расстояние между быстрым и медленным сигналами ФЛ уменьшается, что противоречит расчету зонных диаграмм для пространственно прямых и непрямых переходов в Ge(Si)-островках.

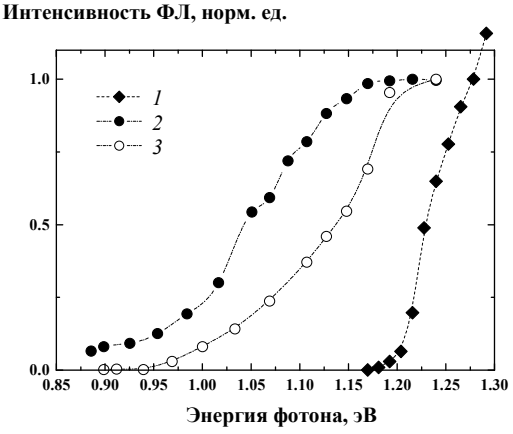


Рис. 3. Спектр возбуждения межзонной ФЛ в кремнии (*1*) (мощность возбуждения 2 мВт) и спектры возбуждения островковой ФЛ, полученные при возбуждении излучением различной мощности (*2* – 1,6 мВт; *3* – 0,2 мВт)

Для обнаруженного медленного сигнала островковой ФЛ была исследована зависимость интенсивности ФЛ от энергии кванта возбуждающего излучения. В спектрах возбуждения ФЛ Ge(Si)-островков наблюдается плечо в спектральной области ниже края межзонного поглощения кремния (рис. 3). Обнаруженный сигнал может быть связан с поглощением излучения возбуждения на прямых в реальном пространстве переходах в Ge(Si)-островках или в смачивающем слое Ge.

Использование детектора с временным разрешением и перестраиваемого источника возбуждающего излучения позволило выделить в спектрах исследованных структур сигналы ФЛ, не связанные с рекомбинацией носителей заряда в островках, и избежать неверной интерпретации полученных результатов. В частности, в спектрах ФЛ исследуемых структур наблюдалось несколько узких интенсивных линий, положение которых зависело от энергии кванта возбуждающего излучения, а характерное время спада составляло ~10 нс. Спектр обнаруженного быстрого сигнала ФЛ с хорошей точностью совпадает со спектром комбинационного рассеяния в кремнии [3] (рис. 4), что позволяет сделать вывод о связи наблюдаемого быстрого сигнала с комбинационным рассеянием лазерного излучения в Si-подложке. В случае записи спектров ФЛ исследованных структур при мощном импульсном возбуждении с использованием интегрального детектора данный сигнал КРС может быть ошибочно связан с оптическими процессами, проходящими в Ge(Si)-островках [4].

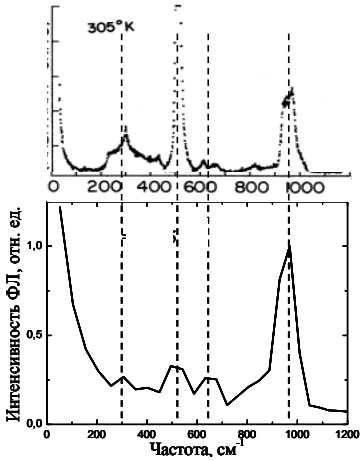


Рис. 4. Спектр ФЛ сигнала с временами спада ~ 10 нс (внизу) и спектр комбинационного рассеяния света в Si (вверху) [3]

Работа выполнена при финансовой поддержке программ РАН и РФФИ.

1. *Apertz, R.* Photoluminescence and electroluminescence of SiGe dots fabricated by island growth / R. Apertz, L. Vescan, A. Hartmann, C. Dieker, H. Luth// Applied Physics Letters. 1995. V. 66, № 4. P. 445–447.

2. *Larsson, M.* Spatially direct and indirect transitions observed for Si/Ge quantum dots / M. Larsson, A. Elfving, P.O. Holtz, G.V. Hansson, W.-X. Ni// Applied Physics Letters. 2003. V. 82, № 26. P. 445–447.

3. *Temple A. Paul*. Multiphonon Raman spectrum of Silicon/ Paul A. Temple, C.E. Hathaway// Physical Review B. 1973. V. 7, № 8. P. 3685–3697.

4. *Adnane B*. Spatially direct and indirect transitions of self-assembled GeSi/Si quantum dots studied by photoluminescence exitation spectroscopy / B. Adnane, K.F. Karlsson, G.V. Hansson, P.O. Holtz, W.-X. Ni // Applied Physics Letters. 2010. V. 96, № 18. P. 181107-1–181107-3.

Нелинейная динамика излучения GaAs-микрорезонатора с встроенными квантовыми ямами

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

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва.
e-mail: 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].

Едва ли не центральную роль, определяющую в конечном счете свойства поляритонной системы в МР, играют процессы энергетической релаксации поляритонов. В частности, эффективность энергетической релаксации определяет заполнение состояний вблизи дна нижней поляритонной ветви (НПВ) и, таким образом, возможность получения бозе-конденсации поляритонов.

Прямым методом изучения процессов релаксации, протекающих в МР, является исследование динамики излучения, выходящего под различными углами θ к нормали к плоскости МР, которая дает информацию о характере релаксации поляритонов в состояния с волновыми векторами $k = E(k) \sin\theta / \hbar c$, где $E(k)$ – энергия квантов излучения, c – скорость света. И здесь имеется некоторое противоречие в результатах различных работ [2, 3], по-видимому, указывающее, что механизм заполнения излучательных состояний МР не является универсальным и зависит от различных факторов, таких как плотность возбуждения, расстройка между фотонной и экситонной модами и др. В настоящей работе исследована временная динамика излучения МР на основе GaAs, выходящего под различными углами к нормали к плоскости МР, в зависимости от плотности нерезонансного возбуждения. Также изучено влияние дополнительной непрерывной лазерной подсветки на динамику излучения с дна НПВ.

Структура исследованного образца описана в работе [4]. Все эксперименты проводились при температуре образца 10 K и расстройке между фотонной и экситонной модами –5 мэВ. Образец возбуждался излучением Ti-сапфирового лазера, генерировавшего периодическую последовательность импульсов длительностью 2,5 пс с частотой повторения 76 МГц. Энергия квантов лазерного излучения (1,595 эВ; длина волны 777,6 нм) превышала ширину запрещенной зоны GaAs (1,519 эВ), которая определяет высоту энергетических барьеров квантовых ям.

Динамика люминесценции образца при различных углах регистрации исследовалась с помощью гониометра и монохроматора, сопряженного со стрик-камерой. Эта система обеспечивала временное разрешение 30 пс, спектральное – 0,3 мэВ.

В опытах с подсветкой в дополнение к импульсному возбуждению было использовано квазистационарное освещение образца излучением второй гармоники лазера на $Nd:YVO_4$ (длина волны 532 нм). Кинетика люминесценции образца после импульса возбуждения измерялась методом параметрического сложения частот люминесценции и лазерного излучения в нелинейном кристалле (метод up-conversion). Благодаря использованию механического модулятора в пучке подсветки можно было измерять не только кинетику основного сигнала (люминесценция МР при отсутствии подсветки), но и кинетику разностного сигнала (разность между сигналами с подсветкой и без подсветки). Временное разрешение установки в этих измерениях – 2,5 пс, спектральное – 2,0 мэВ.

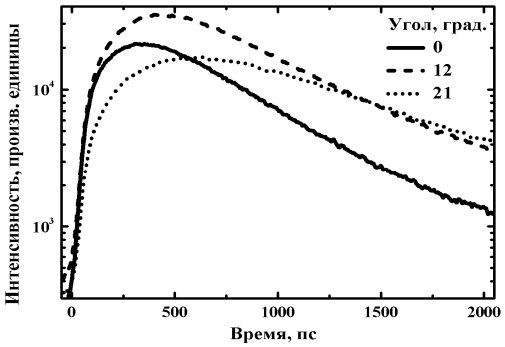


Рис. 1. Кинетические зависимости интенсивности излучения НПВ, соответствующие различным углам регистрации. Средняя плотность возбуждения 25 Вт/см^2

На рис. 1 представлены кинетические зависимости интенсивности излучения НПВ, соответствующие различным углам регистрации. Можно видеть, что большим углам регистрации отвечает более медленная динамика. Зависимость времени затухания интенсивности излучения НПВ от угла регистрации при различных средних плотностях возбуждения образца P представлена на рис. 2. Из этого рисунка следует, что при P = 25 Вт/см^2 время затухания интенсивности значительно возрастает при увеличении угла регистрации. При P = = 8 Вт/см^2 зависимость становится более пологой, а при P = 3 Вт/см^2 время затухания не зависит от угла регистрации в пределах экспериментальной погрешности.

Полученные результаты могут быть объяснены в предположении, что при достаточно больших плотностях возбуждения заполнение состояний с $k \approx 0$ происходит за счет экситон-экситонных столкновений и столкновений экситонов со свободными носителями заряда, не успевшими связаться в экситоны, а вероятность переходов за

счет экситон-фононного рассеяния мала вследствие сильной дисперсии НПВ в области малых k (и большой разности энергий между начальными и конечными состояниями). С учетом того, что время жизни поляритонов на дне НПВ мало (~1 пс) по сравнению с характерным временем энергетической релаксации поляритонов, интенсивность излучения пропорциональна скорости рассеяния поляритонов на дно НПВ: $I(t) \sim n^2(t)$, где n – концентрация электронно-дырочных пар в системе. Если кинетика опустошения резервуара экситоноподобных состояний описывается выражением $n(t) = n_0 \exp(-t/\tau_x)$, то затухание интенсивности излучения $I(t) \sim n_0^2 \exp(-2t/\tau_x)$ характеризуется временем $\tau_x/2$. При увеличении угла регистрации (волнового вектора) экситон-фононное рассеяние становится более эффективным (так как уменьшается разность энергий между начальными и конечными состояниями рассеиваемых частиц) и начинает доминировать, определяя динамику излучения под большими углами. При экситон-фононном рассеянии $I(t) \sim n(t) = n_0 \exp(-t/\tau_x)$ и, таким образом, затухание интенсивности характеризуется временем τ_x.

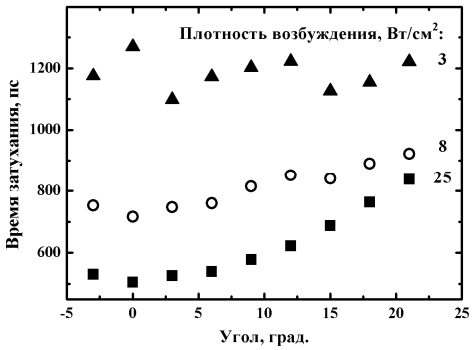


Рис. 2. Угловые зависимости времени затухания интенсивности излучения НПВ при различных средних плотностях возбуждения

Для того чтобы подтвердить, что заполнение состояний с $k \approx 0$ происходит за счет экситон-экситонных столкновений и столкновений экситонов со свободными носителями заряда было исследовано влияние дополнительной нерезонансной подсветки излучением непрерывного лазера на динамику излучения МР. На рис. 3 приведены зависимости максимальных во времени интенсивностей излучения МР без подсветки (открытые квадраты) и разностного сигнала (закрашенные квадраты) от средней плотности импульсного возбуждения P_{pulse}. Можно видеть, что при небольшой плотности импульсного возбуждения максимальная интенсивность излучения МР без подсветки пропорциональна P^2_{pulse}, тогда как максимальная интенсивность разностного сигнала пропорциональна P_{pulse}. Такое поведение характерно для заполнения состояний с $k \approx 0$ за счет экситон-экситонных столкновений и столкновений экситонов со свободными носителями заряда, так как при этом интенсивность излучения без подсветки $I_{pulse} \sim n^2_{pulse}$, а интенсивность разностного сигнала $I_{diff} \sim 2n_{cw}n_{pulse}$, где n_{pulse} и n_{cw} – концентрации электронно-дырочных пар, создаваемые импульсным лазером и подсветкой соответственно ($n_{cw} << n_{pulse}$, $n_{pulse} \sim P_{pulse}$). При дальнейшем увеличении плотности импульсного возбуждения (рис. 3) эти зависимости становятся более сильными, причем отклонение зависимости максимальной интенсивности разностного сигнала от линейной (связанное с появлением быстрого участка в кинетике разностного сигнала) начинается при меньших плотностях импульсного возбуждения, чем быстрый рост максимальной интенсивности излучения МР без подсветки. При $P_{pulse} \approx 60$ Вт/см^2 обе интенсивности пороговым образом возрастают (рис. 3), и в системе развивается лазерная генерация в режиме слабой связи [4].

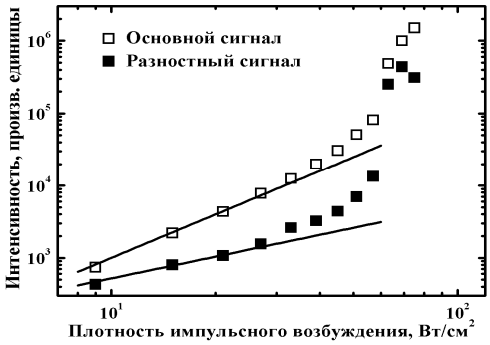


Рис. 3. Зависимости максимальной во времени интенсивности излучения МР без подсветки и разностного сигнала от средней плотности импульсного возбуждения. Плотность мощности подсветки 50 Вт/см^2. Сплошные линии – линейная и квадратичная зависимости

Итак, установлено, что при достаточно большой плотности возбуждения характерное время затухания интенсивности излучения поляритонов НПВ увеличивается с ростом их волнового вектора и не зависит от него при малой плотности возбуждения. Показано, что дополнительная непрерывная лазерная подсветка приводит к значительному увеличению интенсивности излучения (существенно превосходящему интенсивность излучения только от подсветки), связанному с возрастанием скорости релаксации экситонов в излучательные состояния вследствие их столкновений с неравновесными носителями заряда, созданными подсветкой. Полученные результаты показывают, что при больших отрицательных расстройках между фотонной и экситонной модами основным механизмом заполнения состояний на дне нижней дисперсионной кривой является рассеяние экситонов из резервуара экситоноподобных состояний на экситонах и свободных носителях заряда.

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

1. *H. Deng, H. Haug and Y. Yamamoto* // Rev. Mod. Phys. **82**, 1489 (2010).

2. *M Muller, J. Bleuse, and R. Andre* // Phys. Rev. B. **62**, 16886 (2000).

3. *D. Bajoni, M. Perrin, P. Senellart, A. Lemaitre, B. Sermage, and J. Bloch* // Phys. Rev. B **73**, 205344 (2006).

4. *В.В. Белых, М.Х. Нгуен, Н.Н. Сибельдин, М.Л. Скориков, В.А. Цветков, А.В. Шарков* // ЖЭТФ. **136**, 550 (2009).

Влияние диэлектрического окружения на экситонную динамику в ансамблях кремниевых нанокристаллов

В.А. Беляков, В.А. Бурдов, К.В. Сидоренко

[1]Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород.
e-mail: dragon_bel@mail.ru

Исследование электронных и оптических процессов в планарных гибридных структурах на основе оксидных или нитридных диэлектриков, содержащих кремниевые нанокристаллы, проводится в последние годы в связи с потребностями создания конкурентоспособных активных устройств оптоэлектроники нового поколения. При этом можно выделить два направления исследований.

Одно связано с поиском путей повышения эффективности генерации фотонов в нанокристаллах кремния, излучающих при комнатной температуре в видимом и ближнем ИК-диапазонах за счет квантово-размерного эффекта. В частности, обсуждался метод легирования нанокристаллов фосфором [1, 2], что позволяло повысить интенсивность излучения в несколько раз. Второе связано с проблемой управляемой передачи электромагнитной энергии в планарных волноводных структурах посредством контролируемого переноса элементарных возбуждений (электронов, дырок или экситонов) по массиву нанокристаллов кремния. Следует заметить, что экситонный перенос в плотных массивах нанокристаллов на основе прямозонных полупроводниковых соединений типа A2B6 уже изучался прежде [3, 4]. Что же касается нанокристаллов на основе непрямозонных полупроводников, в частности кремния, то подробных исследований в этой области пока не проводилось.

Процессы излучения и переноса элементарных возбуждений в ансамблях нанокристаллов конкурируют друг с другом. Улучшение излучательных свойств нанокристаллов возможно, в частности, и за счет подавления безызлучательной миграции в массиве, и наоборот – контролируемую миграцию экситонов легче осуществить в отсутствие излучательной электронно-дырочной рекомбинации.

Известно, что миграционные процессы очень чувствительны к диэлектрическому окружению нанокристаллов, которое определяет высоту потенциальных барьеров для туннелирующих носителей и эффективность диполь-дипольного взаимодействия, индуцирующего виртуальные экситонные переходы, происходящие, например, по механизму Ферстера – Декстера [5].

Диэлектрическая матрица, в которой формируются нанокристаллы, как правило, отличается по своим характеристикам от кремния. В частности, разница в диэлектрических проницаемостях приводит к появлению наведённых зарядов на границе раздела кремния и диэлектрика и формированию поляризационных полей в такой системе.

Нами были выполнены расчёты электронного спектра кремниевых кристаллитов в зависимости от размеров (от 2 до 6 нм) для нанокристаллов, помещённых в аморфные диэлектрические матрицы SiO_2, Si_3N_4, Al_2O_3 и ZrO_2. Данные материалы порождают потенциальные барьеры разной высоты как для электронов, так и для дырок и обладают различными диэлектрическими проницаемостями (см. таблицу).

Потенциальные барьеры и диэлектрические проницаемости соответствующих матриц

Материал	ε_d	U_e (эВ)	E_g (эВ)	U_h (эВ)
SiO_2	11.9	3.2	8.9	4.5
Si_3N_4	7	2.4	5.3	1.7
Al_2O_3	10	2.8	8.8	4.8
ZrO_2	25	1.4	5.0	2.4

Результаты расчётов энергии конфайнмента E_c (разница энергий оптической щели в нанокристалле и объёмном кремнии) для различных матриц представлены на рис. 1.

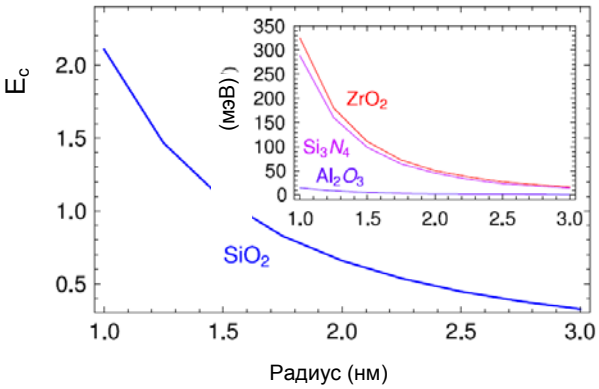


Рис. 1. Зависимость энергии конфайнмента от радиуса нанокристалла для различных диэлектрических матриц, указанных на рисунке.

Как видно из рис. 1, изменение типа диэлектрического окружения вносит небольшую поправку в оптическую щель кремниевого нанокристалла порядка 0.1 эВ.

Для моделирования разброса по размерам нанокристаллов в ансамбле в данной работе использовалось нормальное логарифмическое распределение, которое, как показано в [6], даёт хорошее согласие с экспериментальными данными.

Ниже представлены результаты численного моделирования с помощью метода Монте-Карло динамики фотолюминесценции ансамбля нанокристаллов со средним значением $\mu = 1.78$ нм и среднеквадратичным отклонением $\sigma = 0.49$ нм радиуса и объёмным наполнением 30 %. Расчеты производились для 6000 кристаллитов, в каждом из которых в начальный момент времени создава-

лась одна электронно-дырочная пара. Для каждого из пяти рассматриваемых процессов (излучательная рекомбинация, безызлучательный захват на оборванные связи, оже-рекомбинация, туннелирование и экситонный перенос) были получены выражения для вероятностей этих процессов в единицу времени в зависимости от размера нанокристалла и расстояния между нанокристаллами (последнее – в случае туннелирования и экситонного переноса). Эти вероятности представляют собой, фактически, вес каждого из пяти процессов при релаксации.

Спектры люминесценции массива кремниевых нанокристаллов, помещённых в аморфные диэлектрические матрицы SiO_2, Si_3N_4, полученные в результате компьютерного моделирования, представлены на рис. 2.

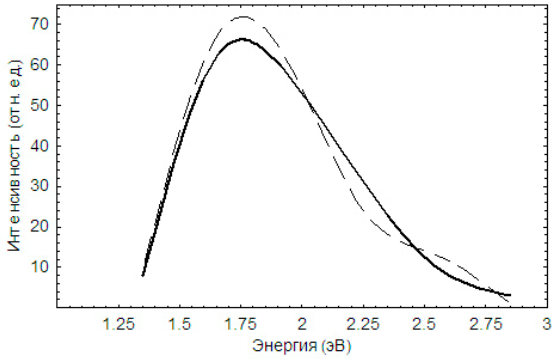


Рис. 2. Спектр излучения ансамбля нанокристаллов в диэлектрической матрице SiO_2 (сплошная линия) и Si_3N_4 (штриховая линия).

На рисунке видно, что замена матрицы SiO_2 на Si_3N_4 приводит к некоторому сжиманию пика люминесценции. Также можно отметить, что положение максимума излучения практически не смещается. Хотя из рис. 1 следует, что оптическая щель для нанокристаллов с радиусом 1.8 нм (средний размер нанокристаллов в ансамбле) в матрице Si_3N_4 примерно на 0.06 эВ больше, чем в SiO_2 (голубой сдвиг).

Данный эффект объясняется усилением туннелирования в матрице Si_3N_4. Из таблицы следует, что энергетические барьеры для электронов и дырок в матрице Si_3N_4 значительно ниже по сравнению с SiO_2. Следовательно, вероятность туннелирования носителей резко возрастает. В результате, будет происходить накопление носителей в нанокристаллах с большим размером и меньшей оптической щелью. Как следствие – уменьшение разброса по размерам излучаемых нанокристаллов и компенсация голубого сдвига в матрице Si_3N_4.

Работа была поддержана РФФИ, АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

1. *Д.И. Тетельбаум, И.А. Карпович, М.В. Степихова, В.Г. Шенгуров, К.А. Марков, О.Н. Горшков* // Поверхность. № **5**, 31 (1998).

2. *M. Fujii, A. Mimura, S. Hayashi, K. Yamamoto* // Appl. Phys. Lett. **75**, 184 (1999).

3. *C.R. Kagan, C.B. Murray, M. Nirmal, M.G. Bawendi* // Phys. Rev. Lett. **76**, 1517 (1996).

4. *S.A. Crooker, J.A. Hollingsworth, S. Tretiak, V.I. Klimov* // Phys. Rev. Lett. **89**, 186802 (2002).

5. *D.L. Dexter* // J. Chem. Phys. **21**, 836 (1952).

6. *V.A. Belyakov, V.A. Burdov, R. Lockwood, A. Meldrum* // Adv. Opt. Tech. **2008**, 279502 (2008).

Особенности в спектрах примесной фотопроводимости n-GaAs и n-InP в окрестности удвоенной энергии LO-фононов

В.Я. Алёшкин, А.В. Антонов, Д.И. Бурдейный

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

Взаимодействие электронов с оптическими фононами приводит к резонансным особенностям в спектрах примесного поглощения и примесной фотопроводимости в спектральной области, соответствующей энергии оптического фонона. Например, в кремнии, легированном бором, и p-GaAs эта особенность выглядит как провал в спектре фотопроводимости [1, 2]. В GaAs и InP, легированных мелкими донорами, эта особенность выглядит как асимметричный пик [3]. Причиной возникновения этих особенностей является взаимодействие электронных состояний непрерывного спектра с резонансным состоянием. Роль резонансного состояния при этом играет состояние, в котором электрон находится на основном донорном уровне и в системе имеется один оптический фонон. В работах [4–6] был развит метод для описания этих особенностей для водородоподобной примеси в рамках формализма теории Фано [7] при полярном взаимодействии электронов с продольными оптическими фононами.

В настоящей работе впервые обнаружены особенности в спектрах примесной фотопроводимости при энергиях фотонов вблизи удвоенных значений энергий оптических фононов в n-GaAs и n-InP. Эти особенности имеют вид пиков, ширина которых в несколько раз превосходит ширину резонансных особенностей при энергиях фотона, близких к энергии оптического фонона.

Спектры примесной фотопроводимости были измерены для двух полупроводниковых структур. Первая структура #1Л1237(с) представляла собой слой GaAs толщиной 3 мкм, выращенный на полуизолирующей подложке GaAs. Концентрация донорной примеси в слое составляла $4\cdot10^{15}$ см$^{-3}$, а подвижность – 6608 см^2 / (В·с) при комнатной температуре. Вторая структура #5176 представляла собой слой InP толщиной 5.5 мкм, выращенный на полуизолирующей подложке InP. Концентрация нескомпенсированных доноров в ней составляла $4.4\cdot10^{15}$ см$^{-3}$, а электронная подвижность – 3350 см^2 / (В·с) при комнатной температуре. Обе структуры были выращены методом MOCVD-эпитаксии.

Измерения спектров примесной фотопроводимости проводились при температуре жидкого гелия. Для образца n-GaAs спектры фотопроводимости регистрировались двумя способами. В первом способе в качестве источника излучения использовался глобар, а спектр регистрировался с помощью фурье-спектрометра Vertex 80v фирмы «Bruker». Во втором способе использовался перестраиваемый источник монохроматического излучения на основе параметрического генератора фирмы «Solar Laser Systems» и не было необходимости в использовании спектрометра. Однако последний способ не позволял исследовать длинноволновую часть обнаруженной спектральной особенности в n-GaAs, поскольку длинноволновый край излучения параметрического генератора соответствовал 17 мкм. Спектр примесной фотопроводимости n-InP исследовался только с помощью параметрического генератора, поскольку этот способ обеспечивает лучшее отношение сигнала к шуму.

Для накачки параметрического генератора использовался лазер, частота повторения импульсов которого составляла 10 Гц, а длительность импульса равнялась 10 нс. Для измерений использовался канал генератора разностной частоты на основе кристалла CdSe. Перестройка излучения производилась в диапазоне 10.6÷17 мкм. Энергия в импульсе составляла ≈ 300 мкДж на длине волны 10.6 мкм и ≈ 70 мкДж на длине волны 17 мкм.

На рис. 1 и 2 представлены спектры примесной фотопроводимости образца n-GaAs, измеренные с использованием параметрического генератора и глобара соответственно.

На рис. 1 в спектре фотопроводимости GaAs отсутствует длинноволновая часть резонансного пика по причине, указанной выше. Но из этого графика можно предположить, что полная ширина на половине высоты пика составляет около 55 см$^{-1}$.

Спектр для GaAs на рис. 2 имеет весьма высокий уровень шума, что особенно хорошо заметно слева от пика. Вершина пика оказалась раздвоенной, и это, скорее всего, обусловлено именно шумом. Тем не менее можно оценить полную ширину пика на половине высоты — около 70 см$^{-1}$.

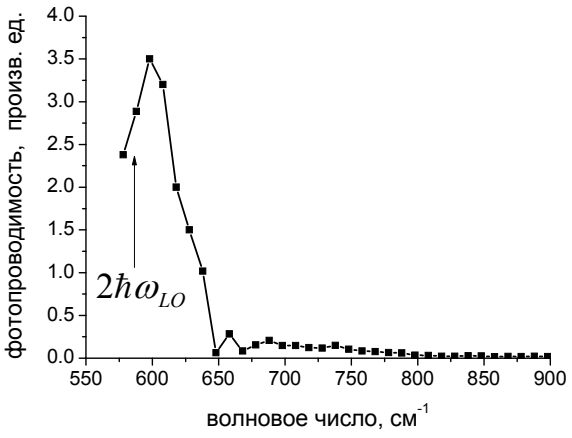


Рис. 1. Пик в спектре примесной фотопроводимости n-GaAs, снятом с использованием перестраиваемого монохроматического источника.

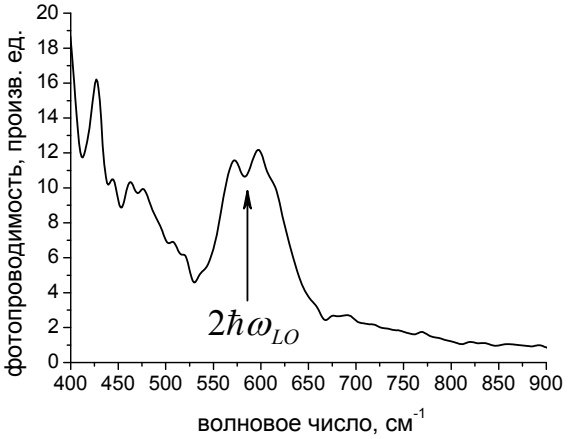


Рис. 2. Особенность в спектре примесной фотопроводимости GaAs, снятом с помощью фурье-спектрометра.

На рис. 3 представлен спектр примесной фотопроводимости образца n-InP, измеренный с использованием перестраиваемого источника монохроматического излучения.

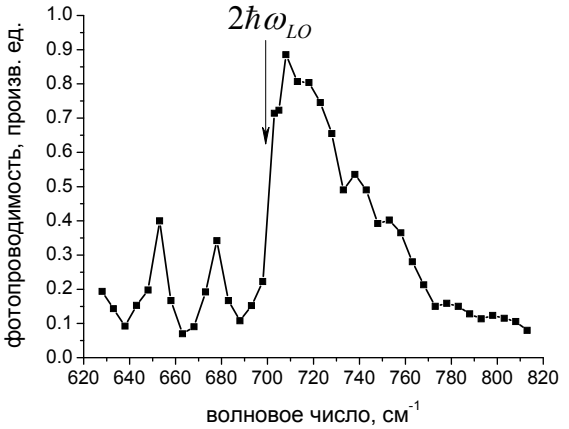


Рис. 3. Пик в спектре примесной фотопроводимости InP, снятом с использованием перестраиваемого монохроматического источника.

Резонансный пик в спектре фотопроводимости InP на рис. 3 виден достаточно хорошо. Полная ширина на половине высоты приблизительно равна 43 см$^{-1}$.

Далее мы очень кратко опишем теоретический подход, позволяющий оценить ширины резонансных пиков в спектрах примесной фотопроводимости GaAs и InP вблизи удвоенной энергии продольного оптического (*LO*) фонона.

В рассматриваемой задаче существенно только полярное взаимодействие между электронами и длинноволновыми *LO*-фононами. Это взаимодействие описывается известным гамильтонианом Фрёлиха. Оператор взаимодействия $\hat{H}_{PO}$ связывает только такие квантово-механические состояния электрон-фононной системы, в которых числа заполнения *LO*-фононов отличаются на единицу.

В задаче о двухфононном резонансе оказываются существенными только три типа состояний:

1) $\phi_{\mathbf{q}_1,\mathbf{q}_2} \equiv |\phi_e; 1,\mathbf{q}_1; 1,\mathbf{q}_2\rangle$ – описывает электрон в основном состоянии донора и два *LO*-фонона в кристалле. Это состояние имеет фиксированную (не зависящую от квантовых чисел) энергию $E_\phi = E_{gs} + 2\hbar\omega_{LO}$ (E_{gs} – энергия основного состояния донора);

2) $\psi_{\mathbf{q}_2} \equiv |\psi_e; 1,\mathbf{q}_2\rangle$ – представляет электрон в непрерывном спектре донора и один *LO*-фонон;

3) $\chi \equiv |\chi_e; 0\rangle$ – описывает электрон в непрерывном спектре без *LO*-фононов в кристалле.

Состояния непрерывного спектра $\psi_{\mathbf{q}_2}$ и χ характеризуются значениями энергии в интервалах, содержащих E_ϕ (энергию состояния $\phi_{\mathbf{q}_1,\mathbf{q}_2}$ дискретного спектра). Оператор $\hat{H}_{PO}$ связывает состояния $\phi_{\mathbf{q}_1,\mathbf{q}_2}$ и $\psi_{\mathbf{q}_2}$, $\psi_{\mathbf{q}_2}$ и χ. Волновая функция Ψ_E стационарного состояния с энергией в окрестности E_ϕ является сложной комбинацией волновых функций состояний трёх типов, указанных выше.

Спектр фотопроводимости определяется дипольными переходами из основного состояния донора $|\phi_e\rangle$ в бесфононную часть функции Ψ_E. Бесфононная поправка к состояниям непрерывного спектра была найдена в четвёртом порядке теории возмущений по $\hat{H}_{PO}$.

Оказалось, что характерная ширина пика в спектрах фотопроводимости определяется временем жизни бесфононного состояния χ в непрерывном спектре при энергии $E_\phi = E_{gs} + 2\hbar\omega_{LO}$, т.е. временем излучения одного *LO*-фонона. Сравнение результатов расчёта с экспериментальными данными показывает, что ширина пика в спектре для n-InP описывается достаточно хорошо, а для случая n-GaAs имеется лишь соответствие по порядку величины.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 10-02-00311-а и гранта поддержки ведущих научных школ НШ-5249.2010.2.

1. *G.D. Watkins and W.B. Fowler*, Phys. Rev. B **16**, 4524 (1977).

2. *В.Я. Алёшкин, А.В. Антонов, Л.В. Гавриленко, В.И. Гавриленко*, ЖЭТФ **128**, 822 (2006).

3. *K. Jin, J. Zhang, Z. Chen, et al.*, Phys. Rev. B **64**, 205203 (2001).

4. *В.Б. Штенберг, А.М. Сатанин*, Наноструктуры и наноэлектроника, 12 международный симпозиум, 10–14 марта 2008 г. Тезисы, т. 2, с. 370.

5. *В.Я. Алёшкин, А.В. Антонов, В.И. Гавриленко, Л.В. Гавриленко, Б.Н. Звонков*, ФТТ **50**, 1162 (2008).

6. *V.Ya. Aleshkin, D.I. Burdeiny and L.V. Gavrilenko*, Semicond. Sci. Technol. **25**, 085005 (2010).

7. *U. Fano*, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).

Влияние фосфора на оже-рекомбинацию в нанокристаллах кремния

Н.В. Курова, В.А. Бурдов

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород.
e-mail: burdov@phys.unn.ru

Хорошо известно, что в силу непрямозонности кремния излучательная межзонная рекомбинация в нем сильно подавлена. Ситуацию спасают фононы, поставляющие необходимый импульс для электронно-дырочного перехода. В отсутствие фононов межзонный переход становится строго запрещенным. В нанокристаллах, в силу трехмерного пространственного ограничения движения носителей, строгое соблюдение закона сохранения импульса не требуется, поэтому бесфононная излучательная межзонная рекомбинация возможна. Однако и в нанокристаллах непрямозонность продолжает играть заметную роль вплоть до очень малых размеров кристаллитов – порядка одного нанометра или менее. Проявляется она в том, что скорости межзонной излучательной рекомбинации, как бесфононной, так и идущей с участием фононов, оказываются невелики. Как показывают расчеты [1] и измерения [2], их значения варьируются в пределах $10^5 – 5\cdot10^2$ $с^{-1}$ для нанокристаллов с размерами от двух до ~5–6 нм.

В качестве одного из путей увеличения скорости межзонной излучательной рекомбинации в кремниевых нанокристаллах ранее предлагалось легирование фосфором [3, 4] или совместное легирование фосфором и бором [5]. Как показывали эксперименты, легирование фосфором при определенных условиях увеличивало интенсивность фотолюминесценции в 5–6 раз. При этом в интервале концентраций фосфора до 1 $нм^{-3}$ наблюдался монотонный рост интенсивности излучения с ростом концентрации. В [6] такое увеличение интенсивности объяснялось смешиванием состояний X и Γ зон за счет короткодействующего потенциала центральной ячейки иона фосфора, что вело к резкому увеличению скорости излучательной рекомбинации. Однако сильное легирование должно, казалось бы, привести к резкой интенсификации оже-процесса, обладающего в целом более высокими скоростями [7, 8], чем излучательная рекомбинация. Как следствие, эффективность фотонной генерации должна была бы спадать при легировании. В случае легирования нанокристаллов кремния бором именно так и происходит, в то время как легирование фосфором приводит к обратному эффекту.

Квантовая эффективность фотонной генерации η и пропорциональная ей интенсивность фотолюминесценции I_{PL} определяются фактически соотношением между скоростями излучательных (τ_R^{-1}) и безызлучательных (τ_{NR}^{-1}) переходов:

$$I_{PL} \sim \eta = \frac{\tau_R^{-1}}{\tau_R^{-1} + \tau_{NR}^{-1}}.$$

Поэтому для понимания закономерностей поведения интенсивности люминесценции при изменении концентрации фосфора необходимо знание скоростей как излучательных, так и безызлучательных (оже-) переходов.

В работе рассчитывается скорость оже-рекомбинации в нанокристалле кремния с атомами фосфора и анализируется ее зависимость от концентрации фосфора.

Расчет выполнен на основе «золотого правила» квантовой механики

$$\tau_{NR}^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar}\left|V_{if}\right|^2 \Delta\left(E_f - E_i\right),$$

где дельта-функция была заменена на лоренцевскую функцию с характерной шириной 2γ за счет однородного уширения уровней:

$$\Delta(x) = \frac{1}{\pi}\frac{\gamma}{x^2 + \gamma^2}.$$

Энергии E_i и E_f соответствуют начальному и конечному состояниям двухэлектронной системы, а $V_{if} = \langle i|V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|f\rangle$ – матричный элемент оператора потенциальной энергии кулоновского взаимодействия, вычисленный в базисе начального и конечного состояний.

Как показывают выполненные расчеты, скорость оже-рекомбинации монотонно увеличивается с ростом концентрации фосфора, как это имеет место и для скорости излучательной рекомбинации. Однако ее рост оказывается не столь быстрым, как для излучательного межзонного перехода. В итоге квантовая эффективность фотонной генерации и интенсивность фотолюминесценции возрастают при увеличении концентрации фосфора, что и наблюдается в эксперименте.

1. *M.S. Hybertsen*, Phys. Rev. Lett. **72**, 1514 (1994).

2. *Y. Kanemitsu*, Phys. Rev. B **53**, 13515 (1996).

3. *Д.И. Тетельбаум, И.А. Карпович, М.В. Степихова, В.Г. Шенгуров, К.А. Марков, О.Н. Горшков*, Поверхность **5**, 31 (1998).

4. *M. Fujii*, *A. Mimura, S. Hayashi, K. Yamamoto*, Appl. Phys. Lett. **75**, 184 (1999).

5. *M. Fujii*, *Y. Yamaguchi, Y. Takase, K. Ninomiya, S. Hayashi*, Appl. Phys. Lett. **87**, 211919 (2005).

6. *V.A. Belyakov, V.A. Burdov*, Phys. Rev. B **79**, 035302 (2009).

7. *I. Mihalcescu*, *J.C. Vial, A. Bsiesy, F. Muller, R. Romestain, E. Martin, C. Delerue, M. Lannoo, G. Allan*, Phys. Rev. B **51**, 17605 (1995).

8. *Н.В. Курова, В.А. Бурдов*, ФТП **44**, 1463 (2010).

Экситонный перенос в массивах нанокристаллов кремния с мелкими примесями

В.А. Беляков, А.А. Конаков, В.А. Бурдов

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород.
e-mail: burdov@phys.unn.ru

Зачастую теоретическое исследование электронных и оптических свойств нанокристаллов, а также интерпретация результатов экспериментов проводится на основе модели изолированного нанокристалла. Вместе с тем понятно, что в экспериментах, как правило, приходится иметь дело не с одним нанокристаллом, а с их массивом, сформированным в какой-нибудь диэлектрической матрице. Если нанокристаллы в массиве достаточно плотно «упакованы», появляется возможность обмена элементарными возбуждениями между соседними нанокристаллами. Это значит, что открывается дополнительный канал безызлучательной энергетической релаксации, такой, например, как перенос экситонов [1, 2], который может сильно влиять на излучение массива кристаллитов.

Подчеркнем, что в случае экситонного трансфера речь может идти как о реальном переходе электрона и дырки из одного нанокристалла в соседний посредством туннелирования через потенциальный барьер, так и о переносе, не сопровождающемся перетеканием электрических зарядов и представляющем собой последовательное возбуждение в квантовых точках электронно-дырочных пар, передающих свою энергию друг другу за счет электростатического взаимодействия их дипольных моментов (механизм Фёрстера – Декстера [3, 4]). В одном нанокристалле электронно-дырочная пара аннигилирует, передавая свою энергию в соседний, в котором возбуждается новая электронно-дырочная пара (экситон). Новая образованная пара также может аннигилировать и передать свою энергию в следующий нанокристалл, породив экситон в нем, и т.д. Таким образом может осуществляться перенос экситонов по массиву кристаллитов, не сопровождающийся реальным перетеканием электрических зарядов.

Эффективность экситонного переноса зависит от того, насколько интенсивно в системе происходят другие, конкурирующие с экситонным переносом, процессы, например межзонная излучательная рекомбинация. Так, в массивах нанокристаллов на основе прямозонных соединений II-VI [1] излучательная рекомбинация является столь же или даже более эффективным процессом и может подавлять экситонный перенос. Вместе с тем в нанокристаллах кремния излучательная рекомбинация происходит достаточно медленно, что позволяет надеяться на большую относительную эффективность экситонного переноса в массивах кремниевых нанокристаллов. Расчеты, выполненные в [2] в рамках модели сильной связи, показали, что при определенных радиусах эмитирующего и принимающего нанокристаллов и при малом расстоянии между ними скорость экситонного переноса действительно может превысить скорость излучательной рекомбинации, хотя и незначительно.

В данной работе исследуется экситонный перенос в массивах нанокристаллов кремния, легированных фосфором. В частности, нами были выполнены расчеты скорости экситонного перехода между двумя соседними нанокристаллами кремния, содержащими атомы фосфора.

Как было показано ранее экспериментально и теоретически (см., например, [5–7]), легирование фосфором способно значительно интенсифицировать люминесценцию кремниевых кристаллитов. Это объясняется, с одной стороны, пассивацией оборванных связей на поверхности нанокристалла фосфором (что перекрывает один из возможных каналов безызлучательной релаксации – захват электронов и дырок на эти связи), а с другой стороны, увеличением скорости излучательной межзонной рекомбинации вследствие легирования [7].

Расчеты скорости экситонного переноса, выполненные в данной работе, показали, что экситонные переходы также заметно ускоряются благодаря присутствию фосфора в нанокристаллах. Фактически закон возрастания скорости переноса определяется четвертой степенью концентрации доноров, в то время как скорость межзонной излучательной рекомбинации возрастает пропорционально второй степени концентрации. В отсутствие легирования излучательная рекомбинация является существенно более быстрым процессом, чем экситонный перенос. Однако при достаточно больших концентрациях фосфора скорость экситонного переноса может превысить скорость излучательных переходов. Соответственно при достижении таких концентраций интенсивность фотолюминесценции в нанокристаллах может понижаться вследствие открытия дополнительного эффективного канала безызлучательной релаксации.

1. *C. R. Kagan, C. B. Murray, M. G. Bawendi*, Phys. Rev. Lett. **76**, 1517 (1996).

2. *G. Allan, C. Delerue*, Phys. Rev. B **75**, 195311 (2007).

3. *T. Forster*, Z. Elektrochem. **53**, 93 (1949).

4. *D.L. Dexter*, J. Chem. Phys. 21, 836 (1952).

5. *Д.И. Тетельбаум, И.А. Карпович, М.В. Степихова, В.Г. Шенгуров, К.А. Марков, О.Н. Горшков*, Поверхность **5**, 31 (1998).

6. *A. Mimura, M. Fujii, S. Hayashi, D. Kovalev, F. Koch*, Phys. Rev. B **62**, 12625 (2000).

7. *V.A. Belyakov, V.A. Burdov*, Phys. Rev. B **79**, 035302 (2009).

Процессы остывания и высвечивания экситонов в двойных квантовых ямах в электрическом поле

В.Я. Алешкин[1], Л.В. Гавриленко[1], Д.М. Гапонова[1], З.Ф. Красильник[1], Д.И. Крыжков[1], Д.И. Курицын[1], С.М. Сергеев[1], В.Г. Лысенко[2], Claus B. Sørensen[3]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
[2] Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов, 142432 Черноголовка.
[3] Mikroelektronik Centret, Danmarks Tekniske Universitet, DK-2800 Lyngby, Denmark.
e-mail: aritany@ipmras.ru

Процессы связывания электрона и дырки в экситон и остывания (рассеяния) экситонов изучаются уже более пятнадцати лет, но полной ясности в эти вопросах пока нет. Во многих работах, например [1], получены зависимости времени формирования экситонов от концентрации фотовозбужденных носителей заряда n: $\tau_{фор} \sim n^{-1}$. Эта зависимость определялась по нарастанию экситонной фотолюминесценции (ФЛ) [1]. Однако в более поздней работе [2] сообщается об обратной зависимости времени формирования экситона от концентрации фотовозбужденных носителей заряда. Авторы объясняют эту зависимость тем, что при большей концентрации фотовозбужденных носителей экситоны с большей вероятностью распадаются [3].

Следует отметить, что обычно заключение о времени формирования экситона делается по нарастанию экситонной ФЛ, однако точнее было бы называть это время “временем появления фотоактивного экситона”, так как только экситон с близким к нулю волновым вектором может излучательно рекомбинировать. Т.е. измеряемое время нарастания экситонной ФЛ определяется не только формированием экситона, но и его остыванием.

В данной работе исследовались кинетики ФЛ экситонов в двойных квантовых ямах (КЯ) в зависимости от мощности накачки и температуры образца. Исследуемая *n-i-n*-гетероструктура GaAs/Al(Ga)As содержала двойные туннельно-связанные квантовые ямы (ДКЯ) GaAs/AlAs/GaAs (124/11/121 Å). Структура выращивалась на легированной подложке GaAs(001) *n*-типа (концентрация легирующей примеси Si составляла 10^{18} см$^{-3}$) методом МПЭ. Затем растились нелегированные слои: $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ (1500 Å), GaAs (350 Å) и вновь $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ (1500 Å). Далее находился активный слой, содержащий пять ДКЯ, находящийся во встроенном неоднородном электрическом поле. За ним располагались нелегированные слои: $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ (1500 Å), GaAs (300 Å), $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ (1500 Å) и GaAs (200 Å). На поверхности структуры находились слой GaAs толщиной 400 Å, легированный Si до концентрации $2\cdot10^{18}$ см$^{-3}$и покрывающий слой *i*-GaAs толщиной 25 Å. На структуре литографическим способом были изготовлены мезы размером 1×1 мм. К буферному слою и легированному слою на верхней части мезы были выполнены металлические контакты.

Измерения спектров и кинетики ФЛ проводились при возбуждении Ti-сапфировым лазером с длительностью импульса <100 фс и частотой повторения 80 МГц. Длина волны накачки была 730 нм. Интенсивность возбуждения изменялась от 0.1 до 1 мВт. Для подачи внешнего напряжения использовался генератор постоянного напряжения в режиме ограничения по току (до 5 мкА). Регистрация спектров ФЛ производилась при помощи решеточного спектрометра, оснащенного CCD-камерой с разрешением 0.5 нм. Для регистрации кинетики ФЛ использовалась Streak-камера Optoscope SCMU-ST с разрешением до 6 пс. Измерения проводились в диапазоне температур от 8 К до 30 К.

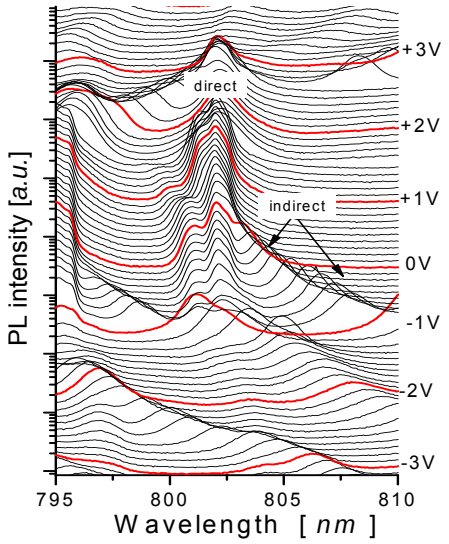


Рис. 1. Спектры ФЛ ДКЯ при T=8 К, значения приложенного внешнего напряжения указаны справа

В спектре ФЛ двойной квантовой ямы (ДКЯ), находящейся в электрическом поле, детектируются линии, отвечающие "прямым" (на рис. 1 отмечено как "direct") и "непрямым" ("indirect") экситонам [4]. Так принято называть экситоны, в которых волновые функции электрона и дырки локализованы преимущественно в одной и в разных КЯ соответственно. В прямом экситоне электрон находится на верхнем из двух расщепленных уровней размерного квантования в ДКЯ, и имеется возможность его рассеяния с переходом на более низкий уровень (при этом экситон становится непрямым). Вероятность рассеяния зависит от ширины барьера, разделяющего КЯ, и от напря-

женности электрического поля. Характерное время такого рассеяния $\tau_{безызл}$ можно определить по времени гашения фотолюминесценции прямого экситона τ ($1/\tau = 1/\tau_{изл}+1/\tau_{безызл}$).

В работе [5] исследовалось время релаксации фотолюминесценции (авторы не оговаривают, экситонной или плазменной) в различных ДКЯ, и в зависимости от приложенного электрического поля полученные значения времени лежат в интервале 10–130 пс (для ДКЯ GaAs/AlGaAs/GaAs 10/6/5 нм). Время рассеяния минимально, когда уровни размерного квантования близки друг к другу. В работе [4] измерялось время релаксации фотолюминесценции "прямого" экситона в ДКЯ 8/5/8 нм, оно составило примерно 40 пс, но основное внимание в работах [4, 6–7] уделено времени релаксации "непрямых" экситонов и их коллективным свойствам.

В нашей работе измерено время гашения и нарастания ФЛ прямых и непрямых экситонов. На рис. 2 приведены изменения кинетики ФЛ прямого экситона (802.5 нм) при отщеплении линии непрямого экситона (см. рис. 1) при приложенных напряжениях U от +0.5 до –0.6 В

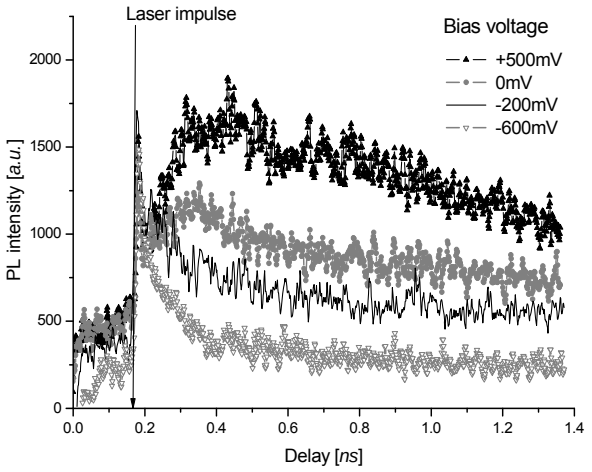


Рис. 2. Кинетики ФЛ прямого экситона в двойной КЯ при T=8 К, P_{ex}=0.1 мВт.

Из рис. 2 видно, что при $U = 0$ В (когда происходит отщепление) укорачивается время нарастания ФЛ. Кроме того, кинетики при $U < 0$ В не описываются одной экспоненциальной функцией: появляется быстрый спад вначале (~100 пс) и остается медленный спад со временем порядка 10 нс (сигнал ФЛ не успевает затухнуть до следующего импульса лазера, который приходит через 12 нс). Отсюда можно сделать вывод, что прямой экситон в течение этого длительного времени может не рассеиваться и не рекомбинировать.

Можно предположить, что быстрый рост и спад интенсивности ФЛ вызван трионной ФЛ, которая появляется благодаря превышению числа электронов на нижнем электронном уровне над концентрацией дырок. Электроны переходят с рассеянием с верхнего из двух расщепленных уровней размерного квантования на нижний. Так как ДКЯ находятся в электрическом поле, уменьшаются интегралы перекрытия волновых функций электрона и дырки по сравнению с невозмущенной ДКЯ, следовательно, время излучательной рекомбинации $\tau_{изл}$ увеличивается.

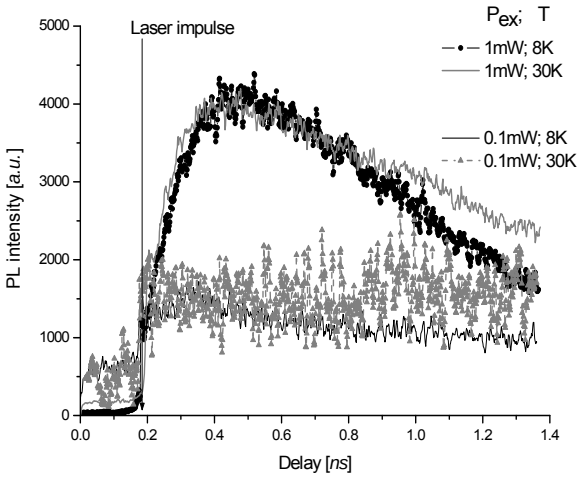


Рис. 3. Кинетики ФЛ прямого экситона в двойной КЯ (802.5 нм). Температуры и мощности накачки указаны на рисунке.

Время жизни экситона растет пропорционально температуре образца [8] и достигает нескольких наносекунд при T≈10 К в качественной гетероструктуре. Поэтому нами исследовалась кинетика ФЛ прямого экситона при различных температурах и мощностях накачки. На рис. 3 приведены кинетики ФЛ прямого экситона (802.5 нм) без приложения внешнего напряжения при накачке с мощностью 1 мВт; T=8 К и 30 К (верхние кривые) и при накачке 0.1 мВт для тех же температур.

При увеличении мощности накачки возрастает время нарастания ФЛ, как и в работе [2]. При увеличении температуры удлиняется время гашения ФЛ (примерно пропорционально T). Однако сравнивая две кинетики с P_{ex}= 1 мВт, можно видеть, что увеличение T до 30 К почти не влияет на время нарастания ФЛ, поэтому можно предположить, что в данном случае время нарастания в большей степени определяется формированием экситона, а не остыванием.

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

1. *J. Szczytko, L. Kappei, J. Berney, et al*., Phys. Rev. Lett. **93**, 137401 (2004).

2. *E. Kozhemyakina, K. Zhuravlev, A. Amo and L. Viña*, Journal of Physics: Conference Series **210** (2010) 012002.

3. *N. H. Kwong, G. Rupper, and R. Binder*, Phys. Rev. B **79**, 155205 (2009).

4. *V. B. Timofeev, A.I. Filin, A. V. Larionov, et al.*, Europhys. Lett., 41 (5), pp. 535-540 (1998).

5. *M.G.W. Alexander, M. Nido, W.W. Ruhle, K. Kohler*, Phys. Rew. B **41**, 12 295 (1990).

6. *А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, И. Хвам, К. Соренсен*, Письма в ЖЭТФ, вып. 75/4, с. 233 (2002).

7. *Ларионов А.В., Тимофеев В.Б., Хвам И., Соренсен К.*, ЖЭТФ. Т. 117, с. 1255 (2000).

8. *D. Sanvitto,1,2 R. A. Hogg,1 A. J. Shields et al.*, Phys. Rev. B 62, R13 294 (2000).

Влияние дефектообразования при встраивании дельта-слоя Mn на спектр фоточувствительности от квантовых ям InGaAs/GaAs

А.П. Горшков, И.А. Карпович, Е.Д. Павлова

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород.
e-mail: gorshkovap@phys.unn.ru

В последние годы активные исследования ведутся в области спинтроники [1]. Для реализации ряда спинтронных приборов необходимы полупроводниковые структуры с ферромагнитными слоями. К ним относятся, в частности, гетеронаноструктуры (ГНС) с квантовыми ямами (КЯ) InGaAs/GaAs, легированные дельта-слоем Mn. Дельта-слой Mn используется для спиновой поляризации дырок в КЯ [2]. Однако встраивание дельта-слоя Mn может приводить к образованию дефектов, ухудшающих оптоэлектронные и магнитные свойства ГНС. Для изучения этого вопроса в данной работе исследовано влияние встраивания дельта-слоя Mn и методики последующего нанесения покровного слоя GaAs на фотоэлектрические спектры ГНС с квантовыми ямами. ГНС выращивались комбинированным методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС) при атмосферном давлении водорода части структуры с тремя КЯ и импульсного лазерного испарения при последующем нанесении Mn и покровного слоя. Слои КЯ $In_xGa_{1-x}As$ одинаковой ширины 9 нм и разного состава (x = = 0.11, 0.18 и 0.26) были разделены спейсерными слоями GaAs шириной d_s ≈25 нм. Спейсерный слой между дельта-слоем Mn толщиной 0.3 или 1.0 монослоя (МС) и самой глубокой КЯ с x=0.26 составлял 12 нм. Дельта-слой Mn наносился методом лазерного осаждения при температуре структуры около 400 °C. Для уменьшения диффузионного размытия примесно-дефектного дельта-слоя покровный слой GaAs толщиной 40 нм также выращивается низкотемпературным метом лазерного осаждения.

Спектральная зависимость фоточувствительности ГНС исследовалась методами спектроскопии фотоЭДС (фототока) на барьере Шоттки (ФБШ) и барьере ГНС с жидким электролитом (ФПЭ) [3]. В методе ФБШ на поверхность структуры методом термического испарения в вакууме наносился полупрозрачный золотой контакт, а в методе ФПЭ прижималась смоченная в электролите фильтровальная бумага

Максимальная фоточувствительность в области поглощения КЯ наблюдалась в структурах без дельта-слоя Mn, с покровным слоем, выращенным методом ГФЭ МОС при 600 °C. В структуре с низкотемпературным покровным слоем GaAs без дельта-слоя Mn фоточувствительность в области КЯ заметно уменьшается. Встраивание дельта-слоя Mn приводит к дальнейшему уменьшению фоточувствительности от КЯ, возрастающей с увеличением концентрации Mn в дельта-слое (рис. 1).

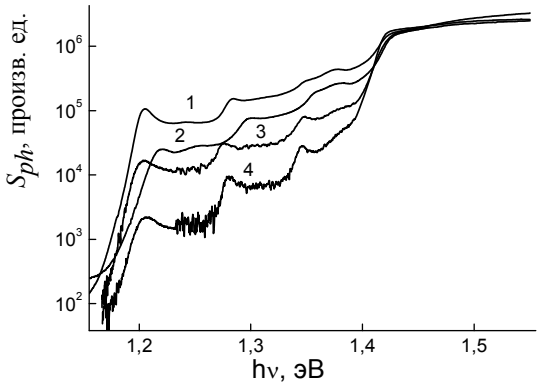


Рис. 1. Спектры ФПЭ ГНС с КЯ при 300 К. *1* – ГНС без дельта-слоя Mn, с покровным слоем GaAs, выращенным ГФЭ МОС при 600 °C; *2–4* – ГНС с покровным слоем GaAs, выращенным лазерным осаждением при 400 °C: *2* – без дельта-слоя Mn; *3* – с дельта-слоем Mn 0.3 МС; *4* – с дельта-слоем Mn 1 МС

Подавление фоточувствительности от КЯ объясняется тем, что при низкотемпературном лазерном осаждении дельта-слоя Mn и покровного слоя GaAs генерируются дефекты, достигающие даже самой удаленной от поверхности мелкой КЯ. Эти дефекты создают в них дополнительный канал рекомбинации, уменьшающий эффективность эмиссии фотовозбужденных носителей.

В отличие от структур без Mn, с высокотемпературным покровным слоем, в структурах с Mn наблюдается полное подавление фоточувствительности от КЯ при 77 К (рис. 2). При повышении температуры последовательно появляются экситонные пики от мелкой, средней и глубокой КЯ. Такая зависимость фоточувствительности от температуры свидетельствует о том, что без смещения на барьере эмиссия происходит по надбарьерному термическому механизму.

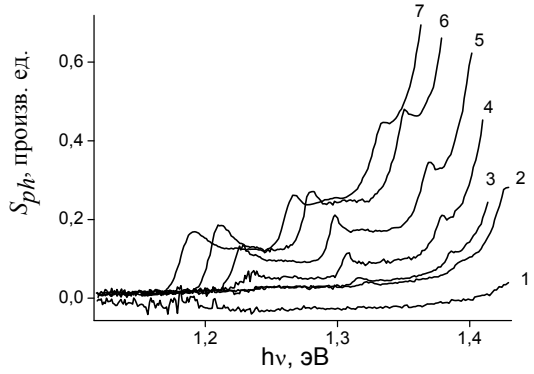


Рис. 2. Температурная зависимость фотосигнала от КЯ в ГНС с дельта-слоем Mn (0.3 МС) при отсутствии смещения на барьере. *T*, К: *1* – 83, *2* – 158, *3* – 175, *4* – 201, *5* – 223 , *6* – 266 , *7* – 306

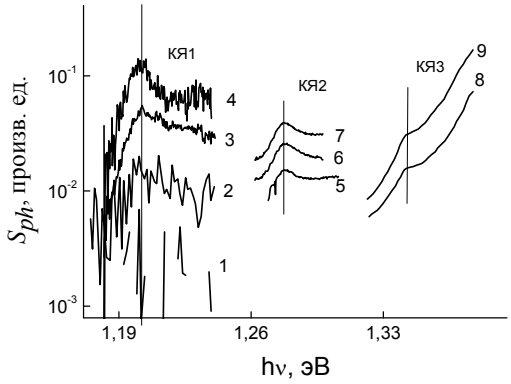


Рис. 3. Влияние электрического поля на спектры ФБШ от трех КЯ в ГНС с дельта-слоем Mn (1 МС) при 300 К. Напряжение смещения *V*, В: *1)* –0.4; *2)* –0.2; *3)* 2 ; *4)* 2; *5)* 0 В; *6)* 5; *7)* 8; *8)* 0; *9)* 8

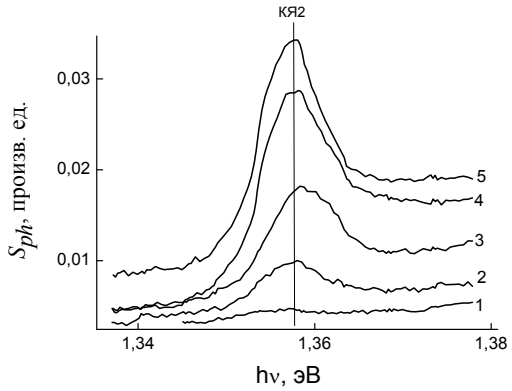


Рис. 4. Влияние электрического поля на спектр ФБШ от КЯ2 при 77 К в ГНС с дельта-слоем Mn (1 МС). Напряжение смещения *V*, В: *1)* 0; *2)* 1.5; *3)* 3; *4)* 5; *5)* 8

При обратном смещении на барьере фоточувствительность от КЯ при 77 К возрастала в связи с уменьшением высоты эмиссионного барьера КЯ (эффект Шоттки) и увеличением его туннельной прозрачности. В достаточно сильных электрических полях при низких температурах доминирующим механизмом эмиссии становится туннельный механизм.

При исследовании квантово-размерного эффекта Штарка при 300 и 77 К (рис. 3, 4) обнаружено, что в структурах с Mn положение экситонных пиков во всех трех КЯ не зависит от приложенного к структуре напряжения смещения.

Образование нечувствительных к электрическому полю, т.е. не поляризующихся, экситонов наблюдалось на структурах без Mn в [4] при температурах ниже 100 К. Они были названы аномальными экситонами. Было показано, что их образованию способствует введение дефектов в структуру, и высказано предположение, что аномальные экситоны связанны на донорно-акцепторных парах. В исследованных структурах с Mn аномальные экситоны наблюдаются и при комнатной температуре. Можно предположить, что в структурах с дельта-слоем Mn концентрация донорно-акцепторных пар и энергия связи экситонов с ними больше, чем в обычных структурах, чем и объясняется сохранение аномальных экситонов при высоких температурах.

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за изготовление исследованных структур.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (РНП.2.2.2.2./4297) и CRDF (грант ВР4М01).

1. *Wolf S. A*. Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future / S. A. Wolf et al.// Science. – 2001. – V. 294, – P. 1488

2. *Дорохин М.В.* Влияние параметров дельта<Mn>-легирования GaAs-барьера на циркулярно поляризованную люминесценцию гетероструктур GaAs/InGaAs / Зайцев С.В., Бричкин А.С. и др. // ФТТ. – 2010. – Т. 52. – С. 2147.

3. *Карпович И.А.* Фотоэлектрическая спектроскопия гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs в системе полупроводник/электролит / Карпович И.А., Горшков А.П., Левичев С.Б. и др. // ФТП. – 2001. – Т. 35 – С. 564.

4. *Горшков А.П.* Исследование эффекта Штарка в гетеронаноструктурах с квантовыми точками и ямами In(Ga)As/GaAs методом фотоэлектрической спектроскопии / Горшков А.П., Карпович И.А., Кудрин А.В. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2006. – № 5. – С. 25.

Влияние электрического поля, температуры, дефектообразования на процессы эмиссии неравновесных носителей из квантовых точек InAs/GaAs

А.П. Горшков, И.А. Карпович, Н.С. Волкова

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород.
e-mail: gorshkovap@phys.unn.ru

Эмиссия носителей заряда из квантовых точек (КТ) в полупроводниковую матрицу представляет значительный интерес в фундаментальном и прикладном отношении [1, 2]. Фотоэлектрический сигнал в области межзонного оптического поглощения КТ возникает в результате эмиссии фотовозбужденных электронов и дырок с уровней размерного квантования в матрицу полупроводника. Она может происходить по трем механизмам [2]: надбарьерному термическому, туннельному и термоактивированному туннельному через промежуточный уровень возбуждения. Роль каждого из этих механизмов зависит от температуры и формы потенциального барьера в КТ, которую можно изменять приложением внешнего напряжения к структуре. С эмиссионными переходами конкурируют рекомбинационные переходы, которые могут быть излучательными и безызлучательными. При создании приборов на квантово-размерных гетеронаноструктурах (КРГ) проводятся различные технологические операции (анодное окисление, травление, нанесение металлов, ионная имплантация и др.), при которых возможно образование в структуре дефектов в результате химических реакций на поверхности и в объеме полупроводника. Дефектообразование может приводить к появлению эффективного канала безызлучательной рекомбинации и подавлению фоточувствительности. В связи с этим в данной работе исследовано влияние электрического поля, температуры и дефектообразования при анодном окислении поверхности КРГ на механизмы эмиссии фотовозбужденных носителей из КТ InAs в матрицу GaAs.

Для изучения механизмов эмиссии исследовалась температурная зависимость спектров фоточувствительности КРГ.

Гетеронаноструктуры с КТ InAs/GaAs выращивались на поверхности (100) полуизолирующих и проводящих подложек GaAs методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (ГФЭ МОС) при атмосферном давлении водорода – газа носителя паров МОС [3]. Буферный слой n-GaAs толщиной ≈0.6 мкм с концентрацией электронов ~ 10^{16} см$^{-3}$ выращивался при температуре 650 °С. Затем при температуре 520 °С выращивался слой КТ InAs номинальной толщины около 5 монослоев с лазерным легированием слоя примесью-сурфактантом висмутом [3], что позволяло получать более однородные КТ. Исследовались структуры со слоем КТ, покрытым покровным слоем GaAs толщиной 20 нм.

Анодное окисление поверхности GaAs проводилось в гальваностатическом режиме при плотности тока 1 мА/см^2 в растворе пентабората аммония в смеси этиленгликоля и воды. Толщина окисла d_{ox} определялась по постоянной роста (2 нм/В) и составила 20 нм. На образование окисла толщиной d_{ox} расходуется слой GaAs толщиной 0,67d_{ox} [4].

Фотоэлектрические спектры КРГ измерялись методом спектроскопии фототока и фотоЭДС в барьере Шоттки в диапазоне температур 77–350 К. Температурные зависимости фотоэлектрических спектров pin-диодов с КТ, выращенных молекулярно-пучковой эпитаксией, исследовались в [5, 6].

В отсутствие смещения на барьере Шоттки при низких температурах наблюдается сильное уменьшение эффективности эмиссии носителей из основного состояния КТ вплоть до полного ее исчезновения при температурах ниже 130 К (рис. 1, кривая *1*), что свидетельствует о доминировании термического механизма эмиссии неравновесных носителей из КТ при относительно низкой напряженности электрического поля барьера в окрестности КТ (<70 кВ/см).

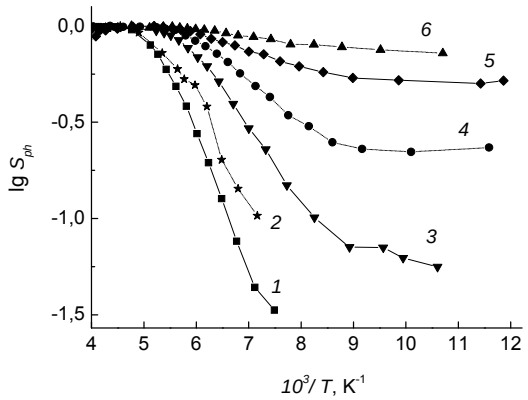


Рис. 1. Влияние электрического поля на температурную зависимость фоточувствительности в области основного перехода в КТ (hν = 0.93 эВ при 300 К). Обратное смещение на барьере Шоттки V, В: *1)* 0, *2)* –0.5, *3)* –1, *4)* –1.5, *5)* –2, *6)* –2.5

При увеличении обратного смещения на барьере Шоттки происходит ослабление температурной зависимости фоточувствительности (кривые *2–6*) в результате роста вклада в фоточувствительность механизмов термоактивированной туннельной и туннельной эмиссии. При достаточно больших смещениях и низких температурах доминирующим становится механизм туннельной

эмиссии, о чем свидетельствует появление участка, на котором фоточувствительность не зависит от температуры (кривые *4–6*). Качественно эти зависимости подобны зависимостям, полученным в работе [5].

Как видно из рис. 2, при 77 К с ростом напряженности электрического поля в окрестности слоя КТ наблюдается красное смещение пиков фоточувствительности от КТ, обусловленное квантово-размерным эффектом Штарка [7].

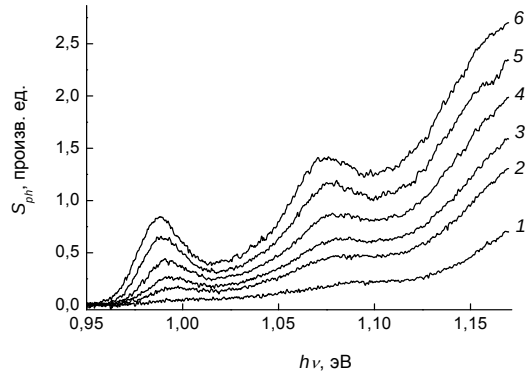


Рис. 2. Влияние обратного смещения на барьере Шоттки на спектры фототока от КТ при 77 К. *V*, В: *1)* –1, *2)* –1.5, *3)* –1.7, *4)* –2, *5)* –2.5, *6)* –3

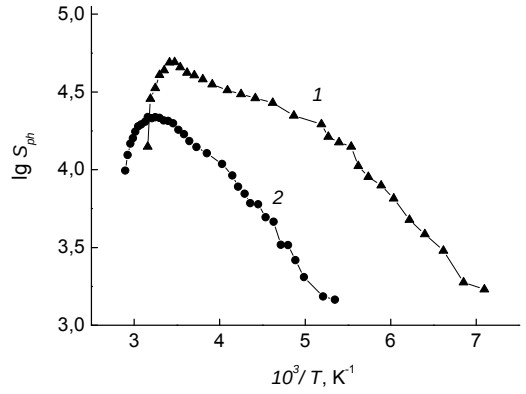


Рис. 3. Влияние анодного окисления на температурную зависимость фоточувствительности в области основного перехода в КТ в отсутствие смещения: *1* – до окисления, *2* – после окисления (начальная толщина покровного слоя GaAs – 20 нм, остаточная толщина слоя GaAs после образования анодного окисла толщиной 20 нм ≈7 нм)

Анодное окисление GaAs приводит к образованию дефектов в GaAs вблизи границы с анодным окислом [8]. На рис. 3 показано влияние анодного окисления на температурную зависимость фоточувствительности от КТ. Дефектообразование приводит к сдвигу температурной зависимости фоточувствительности в область высоких температур, что объясняется увеличением скорости рекомбинации фотовозбужденных носителей в КТ анодированной структуры.

Авторы выражают благодарность к. ф.-м. н. Б.Н. Звонкову за выращивание структур для исследования.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (проект РНП.2.2.2.2/4297) и CRDF (грант ВР4М01).

1. *Kapteyn, C. M. A.* Hole and electron emission from InAs quantum dots / C. M. A. Kapteyn, M. Lion, R. Heitz et al. // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. P. 1573–1575.

2. *Geller M.* Investigation of carrier dynamics in self-organized quantum dots for memory devices : Ph. D. thesis / Technical University of Berlin. 2007.

3. *Звонков, Б.Н.* Влияние легирования слоя квантовых точек InAs висмутом на морфологию и фотоэлектронные свойства гетероструктур GaAs/InAs, полученных газофазной эпитаксией / Б.Н. Звонков, И.А. Карпович, Н.В. Байдусь и др. // ФТП. 2001. Т. 35, № 9. С. 92–93.

4. *Карпович, И.А.* Влияние электрохимической модификации тонкого покровного слоя Ga(In)As на энергетический спектр квантовых точек InAs/GaAs / И.А. Карпович, А.В. Здоровейщев, С.В. Тихов и др. //ФТП. 2005. Т. 39, № 1. С. 45–48.

5. *Fry, P.W.* Photocurrent spectroscopy of InAs/GaAs self-assembled quantum dots / P.W. Fry, I.E. Itskevich, S.R. Parnell et al. // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. P. 16784–16791.

6. *Шаталина, Е.С.* Анализ механизмов эмиссии носителей в *p–i–n*-структурах с квантовыми точками In(Ga)As / Е.С. Шаталина, С.А. Блохин, А.М. Надточий и др. // ФТП. 2010. Т. 44, № 10. С. 1348–1352.

7. *Горшков, А.П.* Исследование эффекта Штарка в гетеронаноструктурах с квантовыми точками и ямами In(Ga)As/GaAs методом фотоэлектрической спектроскопии / А.П. Горшков, И.А. Карпович, А.В. Кудрин // Поверхность. 2006. № 5. С. 25–29.

8. *Карпович, И.А.* Применение размерно-квантовых структур для исследования дефектообразования на поверхности полупроводников / И.А. Карпович, А.В. Аншон, Н.В. Байдусь и др. // ФТП. 1994. Т. 28, № 1. С. 104–112.

Нанокластеры аморфного кремния в матрице SiO_X, полученные магнетронным распылением

О.Б. Гусев[1], А.В. Кукин[1], Е.И. Теруков[1], И.Н. Трапезникова[1], Ю.К. Ундалов[1], Б.А. Андреев[2], А.Н. Яблонский[2]

[1] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург.
[2] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: oleg.gusev@mail.ioffe.ru

Получение аморфных нанокластеров кремния и исследование их оптических свойств, наряду с нанокристаллами кремния, в настоящее время является актуальной задачей. Фундаментальный интерес представляют эффекты, обусловленные локализацией электронов и дырок в наночастицах. С прикладной точки зрения имеется возможность управлять формированием размеров нанокластеров и их концентрацией в различных матрицах с целью получения новых материалов для кремниевой оптоэлектроники, элементов энергонезависимой памяти, повышения КПД солнечных элементов и т.д.

Аморфные нанокластеры Si (ncl-Si) в матрице SiO_x были получены dc-магнетронным распылением кремниевой мишени в атмосфере силана, аргона и кислорода на подложках из кварца, кремния и ситалла. В качестве рабочего газа использовалась смесь (80 % Ar + 20 % SiH_4) + O_2. Концентрация кислорода в газовой смеси изменялась в диапазоне 0.15–22 мол. %. Температура подложек в процессе напыления поддерживалась при 265 °C. Скорость роста пленок a-SiO_x, содержащих ncl-Si, на подложке кварца составляла 10 нм/мин.

Отжиг полученных образцов не проводился. Часть образцов содержала эрбий, введенный в процессе роста. В этом случае на кремниевую мишень помещалась пластинка металлического эрбия.

На рис. 1 представлены спектры ИК-пропускания выращенных пленок при разных концентрациях кислорода на входе в рабочий объем магнетрона.

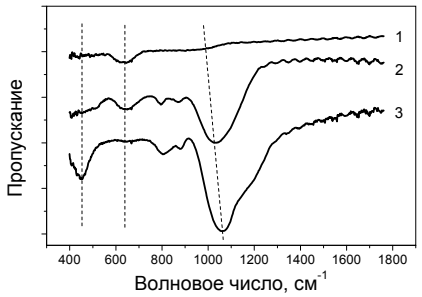


Рис. 1. Спектры ИК-пропускания в области 400–1800 см$^{-1}$ образцов с концентрацией кислорода на входе в рабочий объем магнетрона: *1* – 0.15 мол %, *2* – 8 мол %, *3* – 22 мол %

Как видно из рис. 1, *в* ИК-спектре образца, полученного при минимальной концентрации кислорода в рабочем объеме, присутствует полоса поглощения с максимумом 640–650 см$^{-1}$, связанная с изгибной модой группы (Si-H) в аморфном гидрогенизированном кремнии. При увеличении концентрации кислорода до 22 мол. % полоса 640 см$^{-1}$ и, соответственно, (Si-H)-связи, исчезают. Наблюдаются достаточно интенсивные полосы поглощения на 1065, 800 и 450 см$^{-1}$, связанные с валентными, изгибными и деформационными колебаниями вне плоскости группы (Si-O-Si) соответственно. Явно выраженное плечо основной колебательной полосы с максимумом около 1065 см$^{-1}$ свидетельствует о наличии фазы SiO_2 в пленке. Максимум полосы сдвигается с увеличением концентрации кислорода до значения 1080 см$^{-1}$, характерного для стехиометрической SiO_2-фазы. В нашем случае максимум находится около 1065 см$^{-1}$, что соответствует составу a-SiO_x , где x = 1.3. Именно эти пленки проявляют видимую оранжево-красную фотолюминесценцию (ФЛ) при комнатной температуре.

Спектры рамановского рассеяния показали, что пленки, полученные при 22 мол. % кислорода на входе рабочего объеме магнетрона, содержат нанокластеры аморфного кремния. На рис. 2 показаны спектры оптического поглощения выращенных пленок ncl-Si в матрице SiO_x.

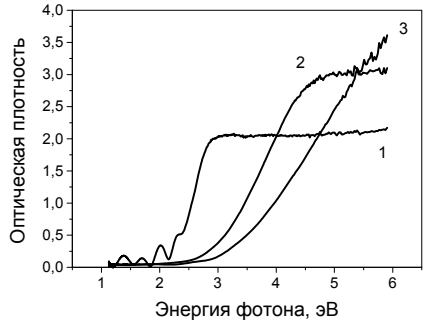


Рис. 2. Спектры оптического поглощения образцов с содержанием кислорода на входе в рабочий объем магнетрона: *1* – 8 мол. %, *2* – 22 мол. % , *3* – 30 мол. %

Спектры оптического поглощения, приведенные на рис. 2, отражают в основном увеличение ширины запрещенной зоны матрицы аморфного кремния с увеличением концентрации кислорода.

Таким образом, результаты, представленные на рис. 1 и 2, показывают, что кислород в процессе осаждения пленки замещает водород. По-видимому, это обусловлено более сильной связью Si-O (5.2 эВ), чем Si-H (3.5 эВ).

На рис. 3 показаны спектры ФЛ пленок SiO_x: ncl-Si нелегированные (*а*) и легированные эрбием (*б*).

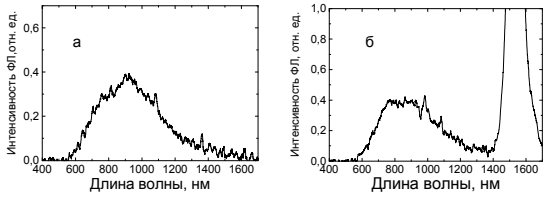


Рис. 3. Спектры ФЛ пленок нанокластеров кремния в матрице SiO_x: *а* – нелегированной, *б* – легированной эрбием. T = 300 K, λ_{ex} = 440 нм. Интенсивность ФЛ эрбия на рис. *б* ограничена

Как видно из рис. 3, энергетическая ширина полосы ФЛ нанокластеров составляет ~ 650 мэВ, что значительно больше характерной энергетической ширины линии ФЛ нанокристаллов Si в матрице SiO_2 (200–300 мэВ). В последнем случае ширина полосы ФЛ определяется в основном дисперсией размеров нанокристаллов кремния. Мы полагаем, что значительно более широкая полоса ФЛ нанокластеров обусловлена тем, что характерный размер локализации зарядов в хвостовых состояниях нанокластеров по оценкам < 1 нм [1, 2], что меньше, чем размер нанокластеров ncl-Si (4–5 нм). В этом случае размерного квантования хвостовых состояний не происходит. Однако для состояний с энергией порядка края подвижности a-Si и выше, где длина свободного пробега зарядов большая, пространственное ограничение в нанокластерах будет приводить к квантово-размерному эффекту.

Полагая, что размерное квантование в аморфных нанокластерах не сильно отличается от размерного квантования нанокристаллов кремния в матрице SiO_2, положение максимума линии ФЛ 1.8 эВ в наших образцах соответствует размеру нанокластеров аморфного кремния 5–6 нм.

На рис. 4 приведен спектр фотовозбуждения эрбия.

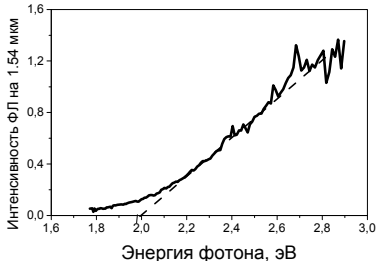


Рис. 4. Спектр возбуждения эрбия на λ = 1.536 мкм. T = 300 K.

Из этого рисунка видно, что спектр имеет хорошо выраженный участок линейного роста, по которому можно определить пороговую энергию процесса возбуждения эрбия через нанокристаллы. Экстраполяция линейного участка зависимости к нулевому сигналу дает для порога значение 2 эВ, что совпадает с высокоэнергетической границей полосы ФЛ нанокластеров кремния, приведенной на рис. 3.

На рис. 5 показан спад интенсивности ФЛ нанокластеров кремния, полученный в максимуме спектральной линии ФЛ для образца с эрбием.

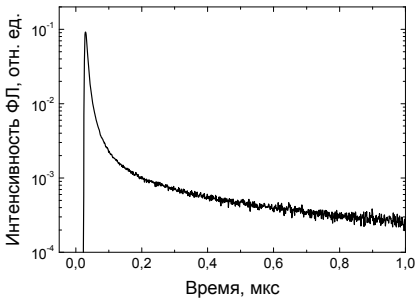


Рис. 5. Спад интенсивности ФЛ нанокластеров кремния в матрице a-SiO_x :Er. T = 300 K, λ_{ex} = 440 нм

Как видно из этого рисунка, характерное время спада интенсивности ФЛ нанокластеров 10 нс. Отметим, что, по литературным данным, интенсивность ФЛ нанокристаллов кремния в матрице SiO_2 уменьшается при введении эрбия. В наших образцах введение эрбия практически не влияет на интенсивность ФЛ нанокластеров (см. рис. 3) и на кинетику спада (не показано). Это объясняется тем, что время жизни возбуждения в нанокластерах кремния значительно меньше, чем время передачи возбуждения эрбию, находящемуся в нанокристаллах и тем более в матрице a-SiO_x.

На рис. 6 показан спад интенсивности ФЛ эрбия на λ = 1.54 мкм. Как видно из рисунка, время спада ФЛ эрбия в максимуме спектральной линии λ = 1.54 мкм порядка 50 мкс, что значительно меньше, чем характерные времена спада интенсивности ФЛ эрбия (1–5 мс) нанокристаллов кремния в матрице SiO_2.

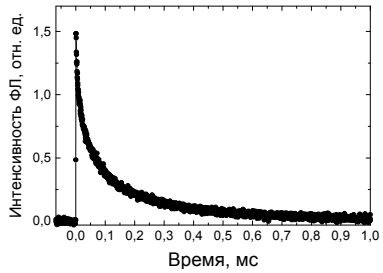


Рис. 6. Спад ФЛ эрбия в матрице SiO_x с нанокластерами кремния. T = 300 K, λ_{ex} = 440 нм.

Такое короткое время говорит о том, что имеет место эффективный процесс безызлучательного девозбуждения эрбия, находящегося в нанокластерах или на их поверхности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и программы ОФН РАН «Физика новых материалов и структур».

1. *Nguen, H.V.* Optical properties of ultrathin crystalline and amorphous silicon films / H.V. Nguen, Y. Lu, S. Kim, M. Wakagi, R.W. Collins // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74, № 19. P. 3880-3883.

2. *Kanemitsu, Y.* Decay dynamics of visible luminescence in amorphous silicon nanoparticles / Y. Kanemitsu, Y. Fukunishi, T. Kushida // Appl. Phys. Lett. 2000. V. **77**, № 2. P. 211–213.

Оптические исследования полупроводниковых нанокристаллов малых размеров, полученных методами коллоидной химии

М.Я. Валах[1], В.Н. Джаган[1], С.С. Пономарёв[1],
С.Я. Кучмий[2], А.Е. Раевская[2], Н.Н. Мельник [3]

[1] Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, пр. Науки, 45, Киев, Украина.
[2] Институт физической химии им. Л.В. Писаржевского НАН Украины, пр. Науки, 31, Киев, Украина.
[3]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия.
e-mail: dzhagan@isp.kiev.ua

В последние десятилетие наряду с успешным развитием работ по технологии и физике полупроводниковых наносистем, создаваемых методами молекулярно-пучковой и газофазной эпитаксии, все больший размах приобретают работы по технологии создания нанокристаллов (НК) методами коллоидной химии [1, 2]. Доводами в пользу этого являются удешевление технологии и возможность на этой основе реализовать масштабное производство систем квантовых точек. Позитивом при этом является и возможность «отвязаться» от макроскопической подложки, а также реальность сужения распределения по размерам. Один из главных движущих мотивов развития этой технологии – использования люминесцирующих НК в качестве меток в медицине и биологии вместо традиционно используемых органических красителей. Кроме того, в последние несколько лет показана перспективность таких систем в светодиодной тематике, а также в солнечной фотовольтаике.

В докладе представлены результаты исследования взаимосвязи технологии выращивания и модификации коллоидных систем НК полупроводников A^2B^6 с их оптическими и структурными характеристиками. Использованная технология отличается экологичностью от традиционного высокотемпературного синтеза, в котором используются летучие токсичные органометаллические соединения кадмия и селена. Кроме этого, НК формируются непосредственно в водных растворах в присутствии биосовместимых стабилизирующих полимеров или поверхностно-активных веществ.

В первой части доклада анализируются результаты оптических исследований влияния модификации поверхности НК серосодержащими соединениями с большей шириной запрещенной зоны, что является одним из эффективных способов усиления люминесценции НК [3]. Для таких НК типа «ядро (CdSe) – оболочка (CdS или ZnS)» удалось в несколько раз повысить квантовый выход люминесценции, что обусловлено эффективной пассивацией находящихся на поверхности НК центров безызлучательной рекомбинации. НК типа «ядро-оболочка» были исследованы нами с использованием комбинационного рассеяния света (КРС), в том числе в резонансных условиях (РКРС). Обнаружен процесс интенсивной интердиффузии атомов ядра и оболочки с образованием тонкого переходного слоя твердого раствора. При этом существенное значение имеет порядок введения реагентов, образующих сульфидную оболочку (сера, а затем цинк или наоборот). Свидетельством происходящей интердиффузии является наличие в спектрах РКРС характерной полосы, которая отсутствует в спектрах исходных (непассивированных) НК и частотное положение которой соответствует колебаниям связи Cd-S в твердом растворе $Cd_yZn_{1-y}S_xSe_{1-x}$. По интенсивности данной характерной полосы была оценена относительную степень интердиффузии при вариации условий синтеза НК. При этом одним из важных вопросов, которому уделялось внимание в данном исследовании, было влияние эффекта интердиффузии на интенсивность фотолюминесценции и ее спектральные свойства.

Во второй части доклада обсуждаются результаты оптических исследований так называемых белых полупроводниковых люминофоров – ультрамалых НК сульфида и селенида кадмия, полученных в водных растворах с применением азотсодержащих полиэлектролитов. При размере менее 2 нм такие НК характеризуются широкими полосами люминесценции в диапазоне 400–600 нм с квантовым выходом ФЛ до 70% [4].

Работа выполнена в рамках Программы совместных исследований НАН Украины и Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 10-02-90468-Укр_а и 32-08-10-Ukr).

1. *Gaponik N.* Progress in the Light Emission of Colloidal Semiconductor Nanocrystals / S.G. Hickey, D. Dorfs, A.L. Rogach, A. Eychmüller // Small 2010. V. 6. P. 1364–1378.

2. *McBride J.R.* On ultrasmall nanocrystals / A.D. Dukes III, M.A. Schreuder, S.J. Rosenthal // Chem. Phys. Lett. 2010. P. 1–9.

3. *Dzhagan V.M.* The influence of shell parameters on phonons in core–shell nanoparticles: a resonant Raman study / M.Ya. Valakh, O.E. Raevska, O.L. Stroyuk, S.Ya. Kuchmiy, D.R.T. Zahn // Nanotechnology 2009, V. 20. P. 365704.

4. *Rayevska O.E.* Synthesis and Characterization of White-Emitting CdS Quantum Dots Stabilized with Polyethylenimine / G.Ya. Grodzyuk, V.M. Dzhagan, O.L. Stroyuk, S.Ya. Kuchmiy, V.F. Plyusnin, M.Ya. Valakh // J. Phys. Chem. C. 2010. DOI: 10.1021/jp108561u.

Оптические и фотоэлектрические свойства структур с квантовыми точками CdSe/CdS (ядро-оболочка)

К.А. Дроздов, А.А. Добровольский, Р.Б. Васильев, А.В. Попело, М.Н. Румянцева, А.М. Гаськов, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов

МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991, Ленинские горы.
e-mail: KADrozdov@gmail.com

Изучение полупроводниковых нанокристаллов (квантовых точек) занимает важное место в современной физике полупроводников ввиду широких возможностей их практического применения. В частности, при создании солнечных батарей нового типа квантовые точки могут использоваться как центры генерации носителей заряда. Одним из преимуществ в данном случае является высокий коэффициент экстинкции квантовых точек и эффективное пространственное разделение фотовозбужденных зарядов.

Ранее было установлено [1], что при внедрении коллоидных квантовых точек CdSe в наноструктурированную пористую пленку SnO_2 результирующая структура становится фоточувствительной за счет переноса фотовозбужденных электронов из квантовых точек CdSe в матрицу SnO_2.

В данной работе в качестве центров генерации носителей заряда использовались квантовые точки CdSe/CdS типа ядро-оболочка, полученные высокотемпературным коллоидным методом с использованием олеиновой кислоты в качестве стабилизатора [2]. Размер ядра был определен с помощью просвечивающей электронной микроскопии и составлял 3.2 нм. Толщина оболочки CdS варьировалась в пределах от 0 до 4 монослоев. В качестве матрицы использовались нанокристаллические пористые пленки SnO_2 толщиной 0.5–1.0 мм, средний размер кристаллитов составлял ~20 нм. Целью работы было изучение влияния толщины оболочки квантовых точек на оптические и фотоэлектрические свойства структур.

Для структур SnO_2 с внедренными квантовыми точками были исследованы температурные зависимости фотопроводимости в диапазоне 77–300 К. Спектры фотопроводимости в области длин волн 500–750 нм, а также кинетика фотопроводимости были измерены при температуре 300 К. В последнем случае использовался светодиод с длиной волны 465 нм. Для проведения сравнительного анализа были получены спектральные зависимости поглощения и фотолюминесценции для рассматриваемых квантовых точек в виде золя в гексане.

Максимум в спектрах поглощения квантовых точек CdSe наблюдается на длине волны 570 нм, что соответствует первому экситонному пику квантовых точек селенида кадмия с диаметром 3.3 нм [3]. При увеличении толщины оболочки происходит сдвиг полосы экситонного поглощения в сторону больших длин волн, что связано с формированием в системе CdSe/CdS единых электронных энергетических уровней, в результате чего при возбуждении электрон-дырочной пары электрон оказывается делокализован по всему объему нанокристалла.

Зависимость интенсивности фотолюминесценции квантовых точек от толщины оболочки имеет немонотонный характер (рис. 1), причем максимальному значению соответствует толщина оболочки в один монослой. При малых толщинах оболочки увеличение фотолюминесценции связывается с пассивацией поверхностных состояний ядра более широкозонным полупроводником. При дальнейшем увеличении толщины оболочки наблюдаемое уменьшение фотолюминесценции может быть обусловлено несоответствием параметров кристаллической решетки ядра и оболочки. В результате этого происходит возникновение напряжений, что может приводить к появлению дефектов.

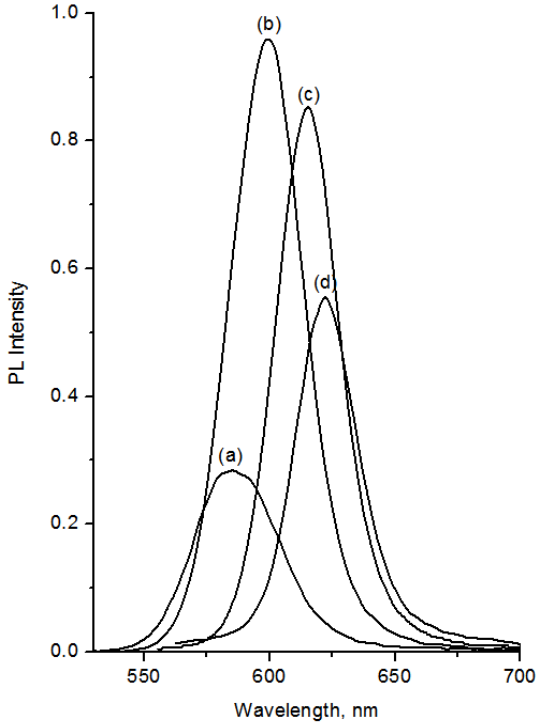


Рис. 1. Спектральные зависимости фотолюминесценции для квантовых точек CdSe/CdS с толщиной оболочки 0 (*a*), 1 (*b*), 3 (*c*) и 4 (*d*) монослоев CdS в виде золя в гексане. *T*=300 К

Поскольку общепризнанная теория дефектообразования на границе структур типа ядро-оболочка не разработана, в первом приближении критическую толщину эпитаксиального слоя частиц, ниже которой дислокации несоответствия не

образуются, можно оценить на основе модели Мэттьюса – Блэксли. В соответствии с данной моделью эта величина для квантовых точек CdSe/CdS составляет порядка 1 нм [4].

На рис. 2 представлена спектральная зависимость относительного изменения фотопроводимости для структур SnO_2 с квантовыми точками. Наблюдается небольшой сдвиг положения максимума в сторону меньших длин волн для данных структур по сравнению с квантовыми точками в гексане. Эти данные хорошо согласуются с [5], где наблюдался небольшой сдвиг в спектрах фотолюминесценции квантовых точек CdSe, осажденных на нанокристаллическую пленку TiO_2. Данный сдвиг можно объяснить окислением поверхности квантовой точки CdSe и, как следствие, уменьшением ее эффективного размера. Еще одним важным эффектом является значительное уменьшение интенсивность фотолюминесценции для всех квантовых точек CdSe/CdS при внедрении их в матрицу SnO_2. Учитывая, что матрица является относительно прозрачной в данном диапазоне длин волн, полученные результаты указывают на эффективное внедрение и наличие взаимодействия между нанокристаллической матрицей SnO_2 и квантовыми точками CdSe/CdS. При этом все квантовые точки в матрице сохраняют свойства индивидуальной квантовой структуры.

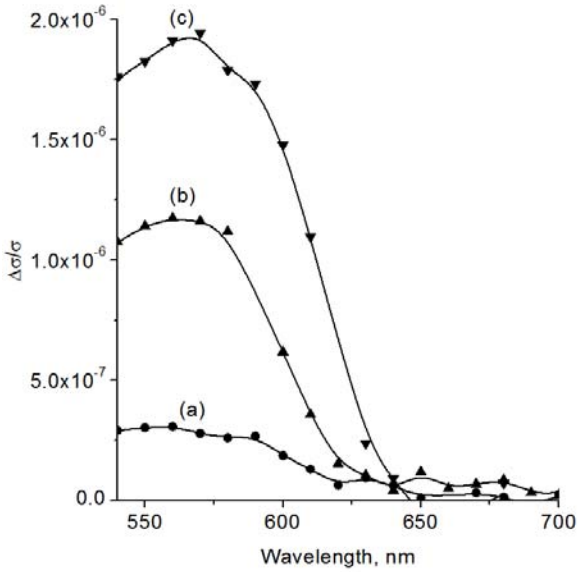


Рис. 2. Спектральные зависимости фотоотклика для структур с квантовыми точками CdSe/CdS с толщиной оболочки 0 (*a*), 1 (*b*), 3 (*c*) монослоев CdS. *T*=300 К

Максимум фотоотклика наблюдается для структур с квантовыми точками, толщина оболочки в которых близка к 3 монослоям. Это коррелирует с поведением квантового выхода люминесценции исследованных наночастиц. Следует отметить, что характер температурных зависимостей фотопроводимости структур SnO_2 с квантовыми точками CdSe/CdS также немонотонно изменяется при увеличении толщины оболочки. Источниками неравновесных электронов в исследованных структурах являются квантовые точки, и рекомбинация неравновесных носителей может происходить только за счет захвата на энергетические уровни квантовых точек. Поскольку электроны в квантовой точке могут находиться только на определенных уровнях энергии, наиболее вероятным процессом захвата является туннелирование электрона из матрицы на этот уровень.

Полученные экспериментальные данные показывают, что наличие оболочки уменьшает вклад поверхностных состояний в спектральные характеристики и создает потенциальный барьер на границе точки и матрицы, благодаря чему происходит значительное ослабление процессов безызлучательной рекомбинации в точке. Дальнейшее увеличение толщины оболочки приводит к уменьшению фотоотклика, что находится в хорошем согласии с [6]. Уменьшение фотоотклика связывается с увеличением ширины потенциального барьера на границе квантовой точки и матрицы и таким образом, с уменьшением вероятности туннелирования электрона через этот барьер. Такой тип зависимости позволяет оптимизировать процессы переноса зарядов за счет использования квантовых точек ядро-оболочка, что важно для создания более эффективных солнечных батарей.

1. *A. Dobrovolsky, R. Vasiliev, K. Drozdov, O. Maslova, M. Rumyantseva, A. Gaskov, L. Ryabova, and D. Khokhlov.* Phys. Status Solidi C 7, № 3–4, 972–975 (2010).

2. *R. B. Vasiliev, S. G. Dorofeev, D. N. Dirin, D. A. Belov, and T. A. Kuznetsova.* Синтез коллоидных квантовых точек CdTe и CdTe/CdSe_ // Mendeleev Commun. 14(4), 169 (2004).

3. *W. W. Yu, Y. A. Wang, and X. Peng* // Formation and Stability of Size-, Shape-, and Structure-Controlled CdTe Nanocrystals: Ligand Effects on Monomers and Nanocrystals // Chem. Mater. 15, 4300 (2003).

4. *Matthews, J. W., Blakeslee, A. E. J.* Cryst. Growth 1974, 27, 118.

5. *T. Lopez-Luke, A. Wolcott, Liping Xu, Shaowei Chen, Zhenhai Wen, Jinghong Li, Elder de La Rosa-Cruz, and J.Z. Zhang* // Nitrogen Doped and CdSe Quantum Dot Sensitized Nanocrystalline TiO2 Films for Solar Energy Conversion Applications // J. Phys. Chem. C, 112, 1282–1292, 2008.

6. *D.P. Fromm, S. T. Johnson, A. Gallagher, and D.J. Nesbitt,* Modeling distributed kinetics in isolated semiconductor quantum dots // Phys. Rev. B 67, 125304 (2003).

Наблюдение прямозонной фотолюминесценции из Ge квантовой ямы, выращенной на GaAs

В.Я. Алешкин[1], А.А. Дубинов[1], Б.Н. Звонков[2], К.Е. Кудрявцев[1], А.Н. Яблонский[1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
[2] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород.
e-mail: sanya@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время для волоконных линий связи востребованы полупроводниковые лазеры, генерирующие излучение на длине волны 1.5 мкм, что обусловлено минимумом поглощения в кварцевом волокне на этой длине волны. Однако такой возможностью обладают только лазеры с квантовыми ямами на основе четверных соединений InGaAsP, выращенных на подложке InP [1]. Использование более дешевых подложек GaAs для лазеров на требуемой длине волны невозможно при использовании традиционных напряженных квантовых ям InGaAs из-за большого несоответствия постоянных решеток GaAs и InGaAs с большим содержанием In для сдвига длины волны излучения в такую длинноволновую область. Требуемого диапазона излучения можно добиться использованием в качестве активной среды лазера нескольких слоев самоформирующихся квантовых точек InAs [2], выращенных на подложке GaAs, однако выращивание квантовых точек требуемого качества является очень сложным технологическим процессом, что и замедляет массовое применение подобных лазеров.

Данная работа посвящена исследованию фотолюминесценции структур Ge/GaAs и направлена на реализацию полупроводникового лазера на основе GaAs, генерирующего в области длины волны 1.5 мкм, активной средой которого является слой Ge. Дело в том, что Ge решеточно согласован с GaAs, а следовательно, возможно получение достаточно совершенных гетеропереходов Ge/GaAs [3]. И хотя Ge – непрямозонный в пространстве импульсов полупроводник (нижней долиной в зоне проводимости является L-долина), разница между энергиями L-долины и Г-долины (прямой оптический переход) составляет всего 136 мэВ, а прямой оптический переход соответствует длине волны 1.55 мкм при комнатной температуре. Эту разницу в энергиях между долинами можно компенсировать растяжением слоя Ge (однако при этом увеличивается длина волны перехода) и/или его сильным легированием донорами до концентрации 10^{20} см$^{-3}$ для того, чтобы уровень Ферми оказался в верхней Г-долине и концентрация электронов в ней была существенной. Так как время излучательной рекомбинации при прямом оптическом переходе на несколько порядков ниже, чем аналогичное время для непрямого оптического перехода, то прямые оптические переходы могут давать более значительный вклад в излучение по сравнению с непрямыми, несмотря на существенно большое число электронов в L-долине по сравнению с Г-долиной.

Использование этих эффектов привело недавно к созданию лазера с оптической накачкой, в котором в качестве активной среды выступал слой растянутого и сильнолегированного объемного германия, выращенного на кремниевой подложке [4]. Однако вследствие растяжения Ge этот лазер генерировал на длине волны 1.6 мкм при комнатной температуре.

Пять Ge/GaAs гетероструктур было выращено методом МОСГЭ. Легированный донорами до концентрации 10^{14} см$^{-2}$ слой Ge наносился на буферный слой GaAs (выращенный на подложке GaAs) в процессе лазерного распыления Ge мишени непосредственно в реакторе. Структуры были выращены при 3 различных температурах (480 °C, 550 °C, 600 °C) и 2 толщинах Ge слоя (~ 10 и 40 нм). Затем слой Ge был зарощен слоем GaAs толщиной ~ 100–300 нм.

Фотолюминесценция из таких структур исследовалась при комнатной температуре и температуре жидкого азота. Для этих исследований использовалось излучение параметрического генератора света (optical parametric oscillator, OPO) MOPO-SL ("Spectra-Physics") с оптической накачкой третьей гармоникой (355 нм) импульсного лазера Nd:YAG (Quanta-Ray PRO-230-10, "Spectra-Physics"; длительность импульса ~ 10 нс, энергия в импульсе ~ 50 мДж, длина волны 1.064 мкм, ширина линии излучения – 0.002 см$^{-1}$). Диаметр пучка составлял ~ 8 мм. Частота повторения импульсов составляла 10 Гц. В качестве приемников излучения использовались диодная линейка (диапазон работы 0.62–2.2 мкм) и ФЭУ (диапазон работы 0.93–1.7 мкм).

В спектрах фотолюминесценции всех образцов наблюдалась (рис. 1), помимо широкой линии, связанной с хвостом плотности состояний GaAs и дефектами в GaAs (длина волны ~ 1.1 мкм), и слабой линии, связанной с непрямыми переходами в Ge (длина волны ~ 1.7 мкм), достаточно мощная линия, связанная с прямыми переходами в пространстве импульсов в Ge (длина волны ~ 1.5 мкм). Интенсивность этой линии (соответствующей прямым переходам) зависела от образца. Наиболее интенсивная фотолюминесценция на длине волны ~ 1.5 мкм наблюдалась для структур с наименьшими толщинами Ge слоя и выращенными при самой низкой температуре.

Причина этого явления, по нашему мнению, в том, что при более низкой температуре роста и при меньшей толщине Ge слоя этот слой получается наиболее совершенным. Кроме того, можно показать, что при уменьшении толщины Ge кван-

товой ямы в GaAs разница по энергии между Г- и L-подзонами электронов уменьшается, а следовательно, интенсивность прямых оптических переходов в пространстве импульсов растет.

Наличие в спектре фотолюминесценции изучаемых структур линии, связанной с дефектами в GaAs, возникающими из-за роста Ge на GaAs, указывает на несовершенство этих структур. По нашему мнению, дальнейшее усовершенствование методов роста Ge/GaAs гетероструктур приведет к возможности получения стимулированного излучения из подобных структур.

Работа выполнена в рамках РФФИ (№ 11-02-00488, 11-02-97020-Поволжье), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (№ 2289), программ РАН «Современные проблемы радиофизики» и «Физические и технологические исследования полупроводниковых лазеров, направленные на достижение предельных параметров».

1. *S.J. Caracci, M.R. Krames, N. Holonyak, M.J. Ludowise, A. Fischer-Colbrie*. J. Appl. Phys., **75**, 2706 (1994).

2. *М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, Н.В. Крыжановская, А.Г. Гладышев, Ю.Г. Мусихин, Н.Н. Леденцов, А.Е. Жуков, А.П. Васильев, А.Р. Ковш, С.С. Михрин, Е.С. Семенова, Н.А. Малеев, Е.В. Никитина, В.М. Устинов, Ж.И. Алферов*. ФТП. **38**, 763 (2004).

3. *H. Kroemer*. Rev. Mod. Phys. **73**, 783 (2001).

4. *J. Liu, X. Sun, R. Camacho-Aguilera, L.C. Kimerling, J. Michel*. Ge-on-Si laser operating at room temperature. Opt. Lett. **35**, 679–681 (2010).

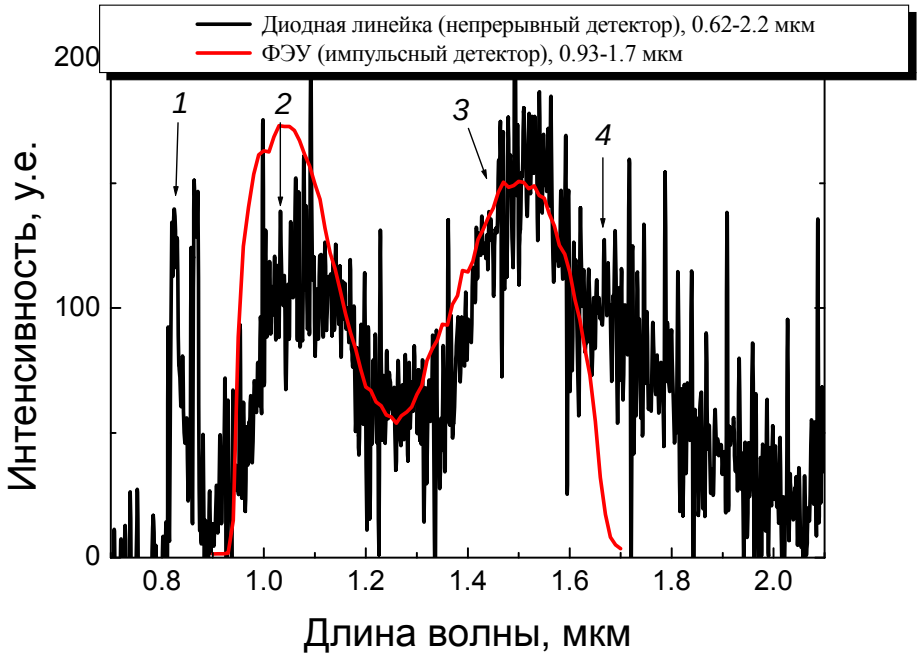


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции Ge/GaAs гетероструктуры (слой Ge толщиной ~ 10 нм, нанесенный при температуре 480 °C) при температуре жидкого азота, снятые двумя детекторами. Линия *1* соответствует прямым переходам в GaAs, линия *2* – связана с хвостом плотности состояний GaAs и дефектами в GaAs, линия *3* связана с прямыми переходами в Ge, линия *4* связана с непрямыми переходами в Ge

Детектор терагерцового излучения на основе одномерного антенного массива полевых транзисторов

В.В. Попов[1], Д.М. Ермолаев[2], К.В. Маремьянин[3], Н.А. Малеев[4], В.Е. Земляков[2], В.И. Гавриленко[3], С.Ю. Шаповал[2]

[1]Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратов.
[2]Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Московская обл.
[3]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.
[4]Физико-технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург.
e-mail: yermolayev@iptm.ru

В последние годы произошел заметный прогресс в исследовании детекторов терагерцового (ТГц) излучения на основе нелинейных свойств плазменных колебаний (плазмонов) в полевых транзисторах (ПТ) с двумерным (2D) электронным каналом [1]. При этом практически привлекательную чувствительность плазмонных детекторов можно реализовать только при использовании специальных антенных элементов для возбуждения плазмонов падающим ТГц-излучением. В плазмонных детекторах на основе ПТ с решеточным затвором [2] большой площади (сравнимой с площадью поперечного сечения сфокусированного ТГц-пучка) металлическая решетка затворного электрода выполняет функцию эффективного антенного элемента. Однако чувствительность плазмонных детекторов с решеточным затвором остается относительно невысокой (менее 50 мВ/Вт) поскольку технологически затруднительно создать необходимую для получения детекторного отклика асимметрию в каждой элементарной ячейке ПТ с решеточным затвором. Существенное увеличение чувствительности ПТ с решеточным затвором путем пропускания постоянного тока смещения через электронный канал структуры также проблематично, поскольку сильный ток смещения создает большое падение напряжения в длинном канале структуры. В результате эффективное затворное напряжение в разных элементарных ячейках решеточной структуры оказывается существенно различным, что приводит к уменьшению суммарной чувствительности прибора. С другой стороны, несмотря на то что серьезных проблем с созданием необходимой физической асимметрии и пропусканием сильных токов смещения не возникает в ПТ с одиночным затвором, плазмонные детекторы на основе таких приборов также имеют недостаточную чувствительность (менее 70 мВ/Вт [3]) из-за слабой связи плазмонов с ТГц-излучением. Для того чтобы повысить чувствительность плазмонного детектора на основе ПТ с одиночным затвором, необходимо использование дополнительных специальных антенных элементов [4].

В данной работе сообщается о создании высокочувствительного ТГц-плазмонного детектора на основе одномерного массива электрически изолированных ПТ с асимметричным расположением затвора в каждом транзисторе. На рис. 1 схематично показан одиночный транзистор, а на рис. 2 планарный вид чипа. Ножка затвора располагается ближе к истоку и делит канал в отношении 3/7. Верхняя поверхность мезы пассивирована слоем нитрида кремния. Верхняя металлизация сформирована 65 нм сплавом Ti/Au/Ti с помощью процесса взрыва. Плотность электронов в канале транзистора $3\cdot10^{12}$ см$^{-2}$, эффективная масса электрона 0.061 массы свободного электрона, подвижность электронов при комнатной температуре 5900 см^2/(В·с). Всего в массиве имеется 192 ПТ. Все транзисторы в массиве соединены параллельно между собой и имеют общую шину подачи электрического смещения на затворные контакты (см. рис. 2). Общая длина массива 3.6 мм.

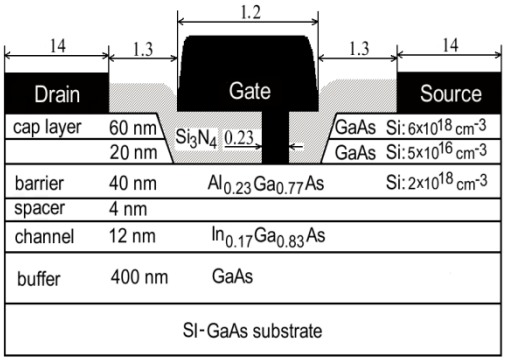


Рис. 1. Схема одиночного транзистора в чипе. Латеральные размеры указаны в микронах

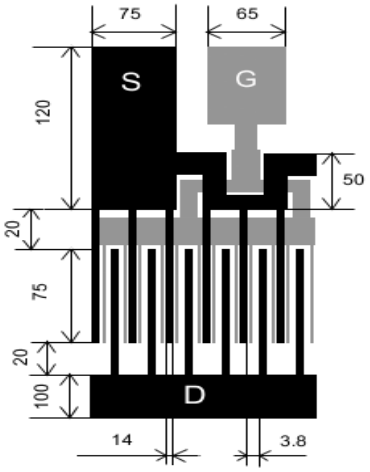


Рис. 2. Планарный вид одного звена чипа (размеры указаны в микронах).

Схема измерений и аппаратура описана в [2]. Измерения проводились на частоте 0.587 ТГц. Измеренная проводимость сток/исток для массива составила 0.0132 См при V_g=–1 В. Результаты измерений показаны на рис. 3 и сведены в табл. 1.

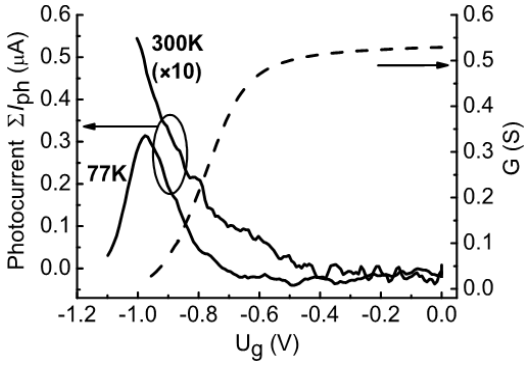


Рис. 3. Измеренный фотоотклик сток-исток (сплошные кривые) при различных температурах и проходная проводимость (пунктирная линия) массива ПТ в зависимости от затворного напряжения

Таблица 1

Чувствительность ТГц-детектора на основе массива ПТ

Температура	Чувствительность, В/Вт (мА/Вт)	
	Массива ПТ	Одного ПТ
300 K	3.9 (50)	749 (0.26)
77 K	22.0 (300)	4224 (1.6)

Терагерцовое излучение с поляризацией электрического поля поперек штырей металлических контактов падает нормально на поверхность чипа. Поскольку индивидуальные ПТ плотно упакованы в массиве (рис. 2), они взаимодействуют электромагнитным образом. Поэтому решетка металлических контактных штырей всех ПТ в массиве служит своеобразной приемной антенной, эффективно связывающей падающее ТГц-излучение с плазмонными колебаниями в канале ПТ. При этом короткопериодическая решетка металлических штырей (период решетки металлических штырей в массиве ПТ на два порядка меньше длины падающей ТГц-волны) является широкополосной антенной, поскольку амплитуда ближнего электрического поля такой антенны практически не зависит от частоты ТГц-волны [5]. Таким образом, плотноупакованный массив ПТ демонстрирует хорошую чувствительность в качестве широкополосного детектора ТГц-излучения без использования дополнительных антенных элементов.

Поскольку каналы различных ПТ в массиве электрически изолированы друг от друга, фототок, измеряемый между контактными шинами всего массива, представляет собой сумму фототоков, наводимых в каждом отдельном ПТ. Поэтому, зная величину сопротивления канала ПТ, можно установить связь между чувствительностью всего массива ПТ и чувствительностью одного ПТ в массиве (см. таблицу 1).

Известно, что при последовательном соединении ПТ, имеющих одно и то же электрическое смещение между затвором и истоком, детекторный отклик цепочки ПТ пропорционален числу ПТ в цепочке [6]. При этом чувствительность всей цепочки ПТ не зависит от числа ПТ в цепочке. Следовательно, можно ожидать, что при последовательном соединении исследуемых ПТ в одномерном массиве (вместо параллельного соединения, показанного на рис. 2) чувствительность массива при комнатной температуре составит около 749 В/Вт (см. таблицу 1).

Таким образом, в данной работе показано, что плотноупакованный одномерный массив ПТ с ассиметричным расположением затвора в каждом ПТ может служить ТГц-детектором с улучшенной чувствительностью без использования дополнительных антенных элементов.

1. *W. Knap, M. Dyakonov, D. Coquillat, F. Teppe, N. Dyakonova, J. Lusakowski, K. Karpierz, M. Sakowicz, G. Valusis, D. Seliuta, I. Kasalynas, A. El Fatimy, Y.M. Meziani, and T. Otsuji*, J. Infrared Millim. Terahertz Waves **30**, 1319 (2009).

2. *К.В. Маремьянин, Д.М. Ермолаев, Д.В. Фатеев, С.В. Морозов, Н.А. Малеев, В.Е. Земляков, В.И. Гавриленко, В.В. Попов, С.Ю. Шаповал*, Письма в ЖТФ **36** (8), 39 (2010).

3. *S. Nadar, H. Videlier, D. Coquillat, F. Teppe, M. Sakowicz, N. Dyakonova, W. Knap, D. Seliuta, I. Kašalynas, and G. Valušis*, J. Appl. Phys. **108**, 054508 (2010).

4. *A. Lisauskas, U. Pfeiffer, E. Ojefors, P.H. Bolivar, D. Glaab, and H.G. Roskos*, J. Appl. Phys. **105**, 114511 (2009).

5. *T.H. Theis*, Surface Science **98**, 515 (1980).

6. *T.A. Elkhatib, V.Y. Kachorovskii, W.J. Stillman, D.B. Veksler, K.N. Salama, Xi-Cheng Zhang and M.S. Shur*, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques **58**, 331 (2010).

Особенности фотолюминесценции ионно-легированных многослойных нанопериодических систем *nc*-Si/*high-k*-оксид

А.В. Ершов, И.А. Чугров, А.А. Ершов, А.И. Бобров, Д.А. Павлов, А.И. Машин, Д.И. Тетельбаум

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород.
e-mail: ershov@phys.unn.ru

Формирование системы кремниевых нанокристаллов (НК Si) в матрице SiO_2 (*nc*-Si/SiO_2) актуально для повышения люминесцентных свойств кремния за счет квантово-размерного эффекта с целью создания дискретных и интегральных приборов оптоэлектроники на базе кремния [1]. Другим применением системы НК Si в оксиде является ее использование в элементах энергонезависимой флэш-памяти [1]. Авторами [2] был предложен метод создания системы *nc*-Si/SiO_2 с независимым контролем размеров и распределения НК Si путем высокотемпературного отжига (ВТО) многослойных нанопериодических структур (МНС) *a*-SiO_x/SiO_2. Уменьшение размеров КМОП-структур требует использования в качестве подзатворного диэлектрика оксидов с высокой диэлектрической проницаемостью (*high-k*), альтернативных традиционному диэлектрику SiO_2 [3]. Одним из путей усиления люминесцентных свойств НК Si является ионное легирование мелкими примесями, однако для МНС этот способ не был исследован.

В докладе рассматривается влияние имплантации ионов B^+, P^+ и Ne^+ на фотолюминесценцию (ФЛ) МНС *nc*-Si/оксид (SiO_2 или *high-k*-оксиды – Al_2O_3, ZrO_2) в зависимости от сорта оксида, вида и дозы ионного легирования, условий постимплантационного отжига. Структуры *nc*-Si/оксид формировались путем ВТО при 1000–1100 ºС (2 часа) в среде азота многослойных (до 70 слоев) нанопериодических (5–10 нм) структур «аморфный субоксид кремния (*a*-SiO_x)/оксид», полученных последовательных осаждением соответствующих материалов электронно-лучевым испарением. Ионное легирование структур осуществлялось на ускорителях ИЛУ-3 и ИЛУ-200 дозами в интервале $6.3\cdot10^{13}$ – $2\cdot10^{17}$ $см^{-2}$ и энергиями 25, 75 и 40 кэВ для B^+, P^+ и Ne^+ соответственно. Энергии выбирались так, чтобы максимумы распределений (R_p) ионов приходились приблизительно на середину толщины МНС (согласно результатам расчета профилей распределения ионов по программе TRIM-2008). Плотность тока ионов не превышала 10 мкА/$см^2$. Ионное облучение проводилось либо до, либо после отжига структур при 1100 ºС (2 часа). В обоих случаях изготовление образцов завершалось постимплантационным отжигом при 1000 или 1100 ºС в атмосфере азота (2 часа).

Для исходных МНС *a*-SiO_x/оксид обнаружено, что ВТО приводит к появлению интенсивной ФЛ в полосе 750−850 нм (при 300 К), характерной для НК Si [2]. Положение пика ФЛ сдвигалось в «синюю» сторону при уменьшении толщины исходных *a*-SiO_x-слоев МНС, отражая «размерную» зависимость ФЛ. Образование нанокристаллов кремния со средними размерами 3–5 нм в кремнийсодержащих слоях МНС при ВТО было подтверждено данными комбинационного рассеяния света и высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопией (JEM-2100F). Влияние вариации материалов барьерных оксидов проявилось в интенсивности ФЛ-полосы от НК Si. В ряду систем – *nc*-Si/SiO_2; *nc*-Si/Al_2O_3; *nc*-Si/ZrO_2 – измеренная при одинаковых условиях интенсивность этой полосы в необлученных образцах соответствует пропорции ~25:4:1 (пунктирная линии на рис. 1 и 2). В случае системы *nc*-Si/Al_2O_3 ослабление интенсивности ФЛ обусловлено большими внутренними механическими напряжениями вследствие различия термических и механических

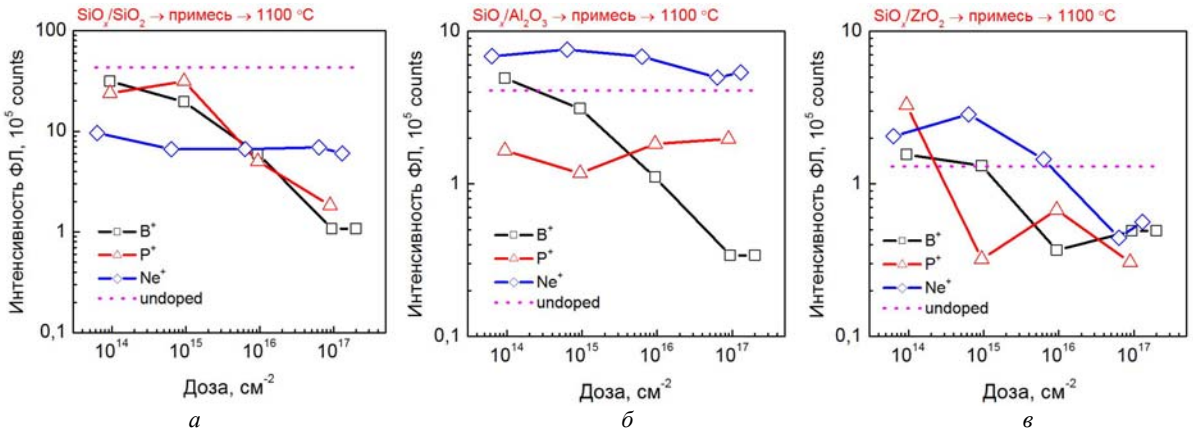
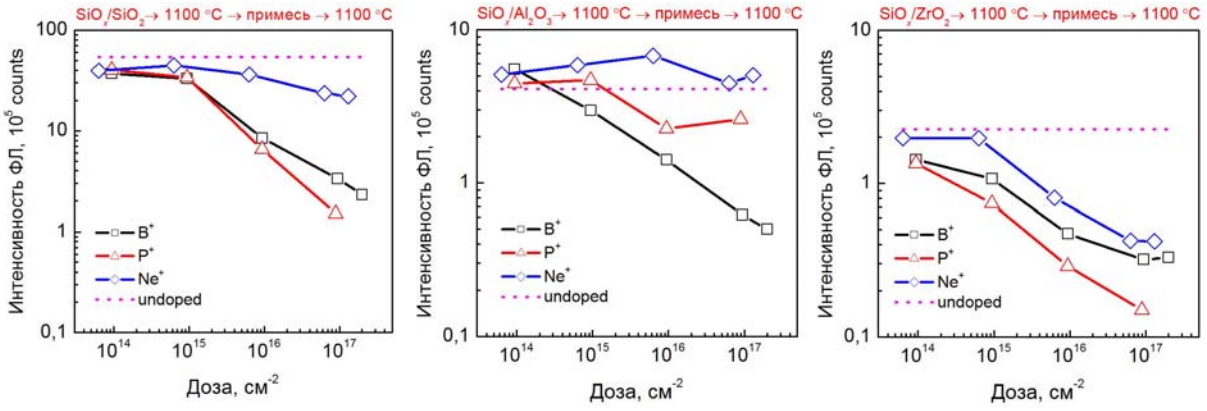


Рис. 1. Дозовые зависимости интенсивности ФЛ (~ 800 нм) МНС SiO_x/SiO_2 (*а*), SiO_x/Al_2O_3 (*б*) и SiO_x/ZrO_2 (*в*), облученных после получения МНС ионами B^+ (квадраты), P^+ (треугольники), Ne^+ (ромбики) и отожженных при 1100 ºС



а *б* *в*

Рис. 2. Дозовые зависимости интенсивности ФЛ (~ 800 нм) МНС SiO_x/SiO_2 (*а*), SiO_x/Al_2O_3 (*б*) и SiO_x/ZrO_2 (*в*), отожженных при 1100 ºС и затем облученных ионами B^+ (квадраты), P^+ (треугольники) и Ne^+ (ромбики) с заключительным отжигом при 1100 ºС

свойств Al_2O_3 и Si, тогда как в системе с ZrO_2 сильное ослабление ФЛ может быть вызвано фактором «химического» перемешивания между слоями при отжиге, то есть «съеданием» части НК Si. В пользу предположения о реакции между ZrO_2 и слоями SiO_2:*nc*-Si свидетельствует снижение пика КРС после отжига при 1100 °С по сравнению с отжигом при 1000 °С. По данным ИК-поглощения ранее нами обнаружено, что пленки ZrO_2 толщиной 300 нм на кремниевой подложке, сформированные в условиях, подобных условиям формирования системы НК Si в ZrO_2, дают пики поглощения, соответствующие силикату циркония.

Имплантация ионов бора и фосфора во всех случаях, за исключением нескольких случаев малых (~ 10^{14}–10^{15} $см^{-2}$) доз, приводит к ослаблению ФЛ от НК Si (рис. 1 и 2). Ослабление ФЛ обусловлено совокупностью нескольких факторов, таких как преципитация примеси [4] и радиационное ускорение химического взаимодействия кремния с материалом матрицы (образование силикатов и силицидов для случая с ZrO_2), а также, возможно, оже-рекомбинацией при наличии в НК Si более одного электрона или дырки [5]. В [4] было установлено усиление ФЛ при ионном легировании фосфором в случае имплантации Si^+ в SiO_2 с последующим отжигом при 1000 ºС, причем оптимальная доза P^+ составляла ~ 10^{16} $см^{-2}$. В нашем случае сходное поведение для P^+ также наблюдается при температуре отжига 1000 ºС (рис. 3), но, в отличие от [4], даже при оптимальной дозе P^+ интенсивность ФЛ, в силу указанных факторов, не выше, чем в нелегированных образцах. Более сильное влияние преципитации в МНС может быть обусловлено слоевой сегрегацией примеси.

Для ионов Ne^+ в ряде случаев прослеживается тенденция к меньшему ослаблению ФЛ, чем для B^+ и P^+, либо даже усилению, что, вероятно, обусловлено эффектом радиационного усиления процессов образования «защитных» оболочек SiO_2 вокруг НК Si в Al_2O_3 и ZrO_2 и (или) отжига дефектов, расположенных на интерфейсах НК Si/матрица (при отсутствии для Ne^+ факторов преципитации и оже-рекомбинации).

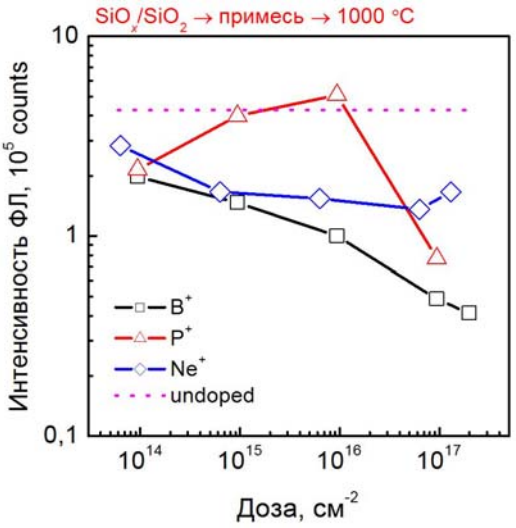


Рис. 3. Дозовые зависимости интенсивности ФЛ (750–800 нм) МНС SiO_x/SiO_2, облученных после получения МНС ионами B^+, P^+ и Ne^+ и отожженных при 1000 ºС

Работа выполнена частично в рамках АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», гранта Президента РФ (МК-185.2009.2) и гранта РФФИ (10-02-00995).

1. Device Applications of Silicon Nanocrystals and Nanostructures, Ed. N. Koshida (NY: Springer Sci., 2009).

2. *M. Zacharias, J. Heitmann, R. Scholz, U. Kahler, M. Schmidt, J. Bläsing*, Appl. Phys. Lett. 80, 661 (2002).

3. *G.D. Wilk, R.M. Wallace, J.M. Anthony*, J. Appl. Phys. **89**, 5243 (2001).

4. *Г.А. Качурин, С.Г. Яновская, В.А. Володин, В.Г. Кеслер, А.Ф. Лейер, М.-О. Ruault*, ФТП **36**, 685 (2002).

5. *A. Mimura, M. Fujii, S. Hayashi, D. Kovalev, F. Koch*, Phys. Rev. B **62**, 12625 (2000).

Высокая температурная стабильность полупроводниковых лазеров с асимметричными барьерными слоями

Ф.И. Зубов[1], А.Е. Жуков[1], Л.В. Асрян[2], М.В. Максимов[1], Н.В. Крыжановская[1]

[1] Санкт-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, ул. Хлопина, 8, корп. 3, Санкт-Петербург.

[2] Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia 24061, USA.

e-mail: fedyazu@mail.ru

Понижение плотности порогового тока и достижение её высокой температурной стабильности представляют собой важнейшие цели исследований и разработок в области полупроводниковых лазеров. В лазерных структурах с квантово-размерной активной областью паразитная рекомбинация носителей заряда в волноводе является одним из основных факторов, определяющих пороговую плотность тока и характеристическую температуру.

В работе [1] был предложен метод подавления электронно-дырочной рекомбинации в волноводной области при помощи двух асимметричных барьерных слоев (АБС), расположенных в непосредственной близости от квантово-размерной активной области (рис. 1). АБС, располагающийся со стороны *p*-эмиттера, должен создавать незначительный потенциальный барьер в валентной зоне, практически не препятствующий инжекции дырок из *p*-эмиттера при приложении прямого смещения. В то же время создаваемый им потенциальный барьер в зоне проводимости должен быть достаточно высок, чтобы существенно подавить термический выброс электронов, инжектируемых *n*-эмиттером, в часть волноводной области, расположенную за этим АБС. Аналогично работает АБС, располагающийся со стороны *n*-эмиттера.

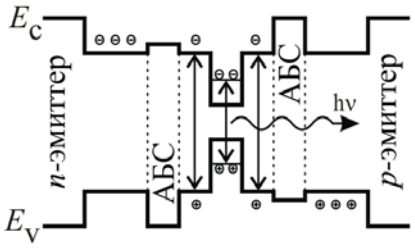


Рис. 1. Зонная диаграмма лазерной гетероструктуры с асимметричными барьерными слоями

В результате совместного действия двух АБС дырки (электроны) заполняют при прямом смещении активную область и часть волноводной области, примыкающую к *p*-эмиттеру (*n*-эмиттеру соответственно), тогда как часть волноводной области, примыкающая к *n*-эмиттеру (*p*-эмиттеру), остаётся свободной от дырок (электронов). Таким образом, область рекомбинации в лазерах с асимметричными барьерными слоями (ЛАБС) ограничивается активной областью и небольшой частью волновода, заключенной между двумя АБС. Вследствие этого плотность порогового тока и его температурная чувствительность в ЛАБС могут быть заметно снижены по сравнению с традиционными лазерными структурами.

В настоящей работе осуществлен расчет зонной структуры различных лазерных диодов на подложках GaAs (100), позволивший осуществить выбор материалов A3B5, обеспечивающих требуемые асимметричные энергетические барьеры для практической реализации предложенной концепции ЛАБС. В качестве примера рассмотрены лазеры, излучающие на длине волны 0.94 мкм с GaAs-волноводом и квантовой ямой $In_{0.15}Ga_{0.85}As$ в качестве активной области. Проведен расчет пороговых характеристик ЛАБС на основе выбранных материалов и продемонстрировано снижение пороговой плотности тока и существенное возрастание характеристической температуры по сравнению с лазером традиционной конструкции.

Полагалось, что рассогласование постоянной решетки барьерного слоя не должно превышать 1.5% по отношению к GaAs(100)-подложке. Указанное рассогласование позволит обеспечить послойный псевдоморфный рост барьерных слоев толщиной 5–10 нм. Влияние химического состава и упругих напряжений на положение краев зоны проводимости и валентной зоны АБС относительно материала волновода было рассчитано с использованием методики, приведенной в работе [2].

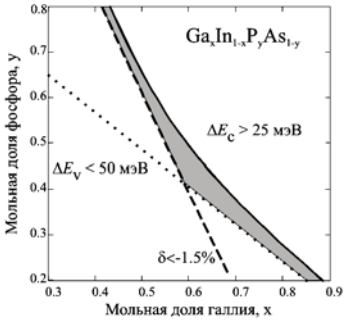


Рис. 2. Соотношения между мольными долями галлия и фосфора в твердом растворе $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$, обеспечивающее относительно GaAs барьер в зоне проводимости 25 мэВ (сплошная кривая), барьер в валентной зоне –50 мэВ (точечная кривая) и рассогласование постоянных решеток –1.5% (пунктирная кривая)

Наиболее подходящим соединением для создания высокого барьера для дырок оказался четверной твердый раствор $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$. Благодаря сравнительно малому рассогласованию постоянной решетки для данного соединения существует большая область составов, обеспечивающих псевдоморфный рост на подложке GaAs. Кроме того, увеличение мольной доли фосфора в твердом рас-

творе приводит к формированию требуемого высокого энергетического барьера в валентной зоне ($\Delta E_V > 50$ мэВ), оставляя при этом низким барьер в зоне проводимости ($\Delta E_C < 25$ мэВ).

Как видно из рис. 2, существует ограниченная область составов твердого раствора $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$ (отмечена серым цветом), для которых одновременно удовлетворяются условия, необходимые для создания АБС со стороны *n*-эмиттера. Для расчетов пороговых характеристик ЛАБС мы выбрали в качестве материала АБС твердый раствор $Ga_{0.5}In_{0.5}P_{0.6}As_{0.4}$, попадающий в разрешенную область и обеспечивающий высокий барьер для дырок (117 мэВ) при нулевом барьере для электронов.

Аналогичным образом был подобран состав АБС со стороны *p*-эмиттера с использованием твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$. Высокий барьер для электронов (97 мэВ) и одновременно низкий барьер для дырок (3 мэВ) может быть реализован при составе $Al_{0.2}Ga_{0.8}As_{0.93}Sb_{0.07}$.

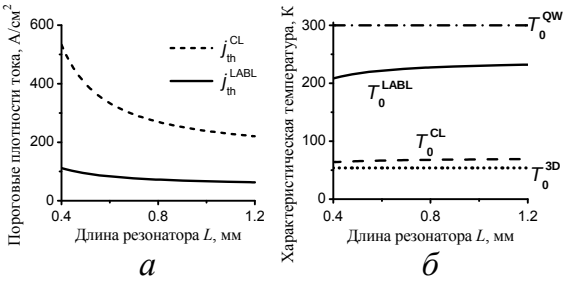
Параметры ЛАБС

№	Название слоя	Краткое описание слоя
1	Подложка	GaAs n+
2	Буферный слой	GaAs:Si 0.2 мкм
3	*n*-эмиттер	$Al_{0.35}Ga_{0.65}As$:Si 1.5 мкм
4	Волновод	GaAs 0.2 мкм
5	Асимметричный барьерный слой	$Ga_{0.5}In_{0.5}As_{0.4}P_{0.6}$ 5 нм $\Delta E_V = 117$ мэВ, $\Delta E_C = 0$
6	Промежуточный слой	GaAs 5 нм
7	Активная область	$In_{0.15}Ga_{0.85}As$ 6.4 нм
8	Промежуточный слой	GaAs 5 нм
9	Асимметричный барьерный слой	$Al_{0.2}Ga_{0.8}As_{0.93}Sb_{0.07}$ 5 нм $\Delta E_V = 3$ мэВ, $\Delta E_C = 97$ мэВ
10	Волновод	GaAs 0.2 мкм
11	*p*-эмиттер	$Al_{0.35}Ga_{0.65}As$:Be 1.5 мкм
12	Контактный слой	GaAs:Be 0.2 мкм

При расчете приборных характеристик ЛАБС [3] нами рассматривался непрерывный режим генерации при комнатной температуре. Описание слоев ЛАБС, использованной в расчете, приведено в таблице. Использованная в расчетах структура лазера традиционной конструкции отличается отсутствием АБС (слои 5 и 9).

Как видно из рис. 3, *а*, плотность порогового тока ЛАБС мала ($j_{th}^{LABL} \approx 60$–100 А/см^2) и слабо зависит от длины резонатора, тогда как в лазере традиционной конструкции электронно-дырочная рекомбинация в волноводной области приводит к существенному повышению плотности порогового тока, в особенности в лазерах с коротким резонатором ($j_{th}^{CL} \approx 530$ А/см^2 при длине резонатора 0.4 мм).

На рис. 3, *б* представлена зависимость от длины резонатора характеристической температуры порогового тока ЛАБС (T_0^{LABL}), лазера традиционной конструкции (T_0^{CL}), а также характеристические температуры токов рекомбинации в активной (T_0^{QW}) и в волноводной (T_0^{3D}) областях. Видно, что T_0^{3D} (54 К) намного ниже T_0^{QW}, что обусловлено существенно более сильной температурной зависимостью трёхмерных концентраций электронов и дырок в волноводной области по сравнению с двумерными концентрациями в квантовой яме. Во всем диапазоне длин резонатора характеристическая температура в обычном лазере T_0^{CL} близка к T_0^{3D}, то есть в основном определяется рекомбинацией в волноводной области. В то же время благодаря существенному подавлению рекомбинации в волноводной области характеристическая температура в ЛАБС контролируется рекомбинацией в КЯ и по этой причине существенно превышает T_0^{CL}. T_0^{LABL} остаётся высокой даже в случае короткого резонатора (208 К при длине резонатора 0.4 мм).



а *б*

Рис. 3. Зависимости плотностей пороговых токов (*а*) и характеристической температуры (*б*) от длины резонатора в лазере традиционной конструкции (j_{th}^{CL}, T_0^{CL}) и в ЛАБС (j_{th}^{LABL}, T_0^{LABL}). Также показана характеристическая температура тока рекомбинации в активной области (T_0^{QW}) и паразитной рекомбинации в волноводной области (T_0^{3D})

Таким образом, на примере лазеров с квантовыми ямами InGaAs спектрального диапазона 0.94 мкм на подложках GaAs продемонстрирована практическая возможность уменьшения порогового тока и существенного повышения характеристической температуры с помощью асимметричных барьерных слоев, подавляющих ток рекомбинации носителей в волноводном слое.

1. *Asryan, L.V.* Temperature-insensitive semiconductor quantum dot laser / *L.V. Asryan, S. Luryi* // Solid-State Electron. 2003. V. 47, № 2. P. 205–212.

2. *Krijn, M.P.C.M.* Heterojunction band offsets and effective masses in III-V quaternary alloys / *M.P.C.M. Krijn* // Semicond. Sci. Technol. 1991. V. 6, № 1. P. 27.

3. *Жуков, А.Е.* Полупроводниковый лазер с асимметричными барьерными слоями: высокая температурная стабильность / А.Е. Жуков, Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов, А.Ю. Егоров, М.М. Павлов, Ф.И. Зубов, Л.В. Асрян // ФТП. 2011. Т. 45, вып. 4. С. 540–546.

Мощный диодный лазер со сверхузкой диаграммой направленности

М.Н. Колесников[1], Б.Н. Звонков[1], С.М. Некоркин[1], Т.С. Бабушкина[1],
В.Я. Алешкин[2], А.А. Дубинов[2]

[1]Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород.
[2]Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: kolesnikov_m_n@nifti.unn.ru

Используемые в настоящее время полупроводниковые лазеры достигли пределов (ограничений) их технических параметров, в первую очередь, энергетических [1, 2]. Так, дальнейшему развитию, расширению и освоению новых областей применения диодных лазеров препятствует высокая плотность лазерного излучения на выходном зеркале, обусловленная малыми размерами толщины волноводного слоя, что существенно ограничивает столь желаемую выходную мощность. Кроме того, у обычных лазеров диаграмма направленности выходного излучения в плоскости, перпендикулярной *p*–*n*-переходу, очень широкая, что снижает качество излучения. Отметим, что одной из основных причин, ограничивающих выходную мощность, является наличие предельно возможного поля световой волны в резонаторе, которое фактически определяется вероятностью испускания оптических фононов [2]. Второй причиной является деградация зеркал лазера в сильных полях. Фактически это означает существование предельной плотности мощности в резонаторе лазера. Для того чтобы создать мощные лазеры, используются либо сверхширокие резонаторы [1, 2], либо два [3, 4] или три [5] последовательно соединенных лазера, связанных туннельными *p*–*n*-переходами.

В настоящей работе осуществлён другой подход к увеличению предельной мощности лазера. Действительно, если основная часть излучения будет выводиться не через зеркала, а через подложку, которая на порядки толще по сравнению с волноведущим слоем, тогда возможно значительное увеличение суммарной мощности лазера. Вывод (вытекание) излучения в подложку можно осуществить за счет уменьшения толщины ограничивающего слоя, отделяющего волноведущий слой от подложки. Очевидно, что такие лазеры будут обладать большим пороговым током из-за больших потерь на вытекание в подложку. Для того чтобы увеличить коэффициент усиления необходимо в активную область лазера встраивать большое количество квантовых ям. Кроме того, в таких лазерах возможно значительно сузить диаграмму направленности в плоскости, перпендикулярной *p*–*n*-переходу.

Лазерная гетероструктура была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. На подложке *n*-GaAs с концентрацией носителей 10^{18} см$^{-3}$ были выращены следующие эпитаксиальные слои:

1) *n*-GaAs с концентрацией носителей 10^{18} см$^{-3}$, толщина 540 нм;
2) *n*-InGaP с концентрацией носителей 10^{18} см$^{-3}$, толщина 80 нм;
3) *n*-GaAs с концентрацией носителей 10^{17} см$^{-3}$, толщина 500 нм;
4) *i*-GaAs, толщина 800 нм, в центре которого располагались 6 квантовых ям (КЯ) $In_{0.2}Ga_{0.8}As$, толщиной 9 нм, разделенных барьерами GaAsP, толщиной 35 нм;
5) *p*-GaAs с концентрацией носителей $3\cdot10^{17}$см$^{-3}$, толщина 500 нм;
6) *p*-InGaP с концентрацией носителей 10^{18} см$^{-3}$, толщина 430 нм;
7) *p*-GaAs (контактный) с концентрацией носителей $2\cdot10^{19}$ см$^{-3}$, толщина 220 нм.

Лазерные диоды с шириной активной области 360 мкм были изготовлены путем химического травления контактного слоя вне активной полоски с последующей протонной имплантацией вскрытой поверхности InGaP. После нанесения контактов и раскалывания чипы с длинами резонаторов 0.5 мм, 0.8 мм, 1 мм, 1.3 мм и 2 мм напаивались на медные теплоотводы структурой вниз для работы лазеров в импульсном режиме генерации.

Исследование спектральных зависимостей при комнатной температуре в импульсном режиме накачки (импульсы длительностью 220 нс с частотой повторения 1.43 кГц) показало наличие лазерной генерации для всех диодов на длине волны вблизи 0.975 мкм.

Исследования температурных зависимостей рабочих характеристик, изготовленных лазерных диодов не выявили аномального поведения температурной зависимости порогового тока и внешней дифференциальной эффективности, которое характерно для аналогичных структур (с 6 КЯ) без вытекания излучения в подложку [6].

Оптимизация структуры в сторону вытекания излучения в подложку позволяет значительно обузить диаграмму направленности для лазеров с длиной резонатора 1 мм в плоскости, перпендикулярной *p*–*n*-переходу и получить для лазерных диодов (рис. 1) значительный выход излучения (около 84 %) в узком угловом интервале (около 1–2°) по сравнению с лазерными диодами с вытеканием излучения в подложку обычной конструкции [7] (выход излучения в узком пучке 50 %). Для лазерных диодов с длинами резонатора 0.5, 0.8, 1.3 мм диаграмма направленности (как и для лазера с длиной резонатора 1 мм) имела однолепестковый вид с отклонением от нормали в сторону подложки на 10°. При увеличении длины лазерного диода до 2 мм появляется дополнительный пик, обусловленный отражением луча от

верхней шероховатой границы подложки, что сказывается отрицательно на совершенстве выходящего излучения. Хочется отметить, что появление дополнительного пика еще определяется и толщиной подложки. В нашем случае толщина подложки составила 160 мкм.

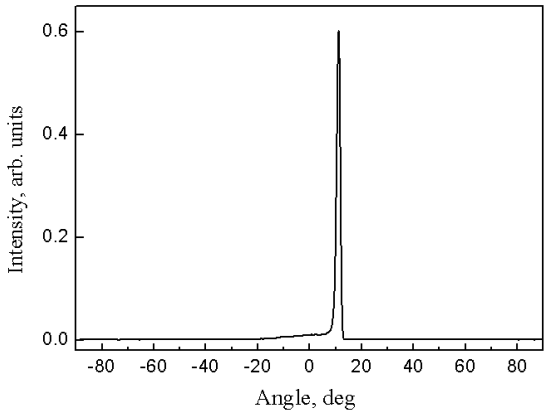


Рис. 1. Диаграмма направленности излучения лазера с вытеканием излучения в подложку перпендикулярно плоскости *p–n*-перехода лазерного диода с длиной резонатора 1 мм, снятые при комнатной температуре. Ток накачки – 7 А

На рис. 2 приведены зависимости энергии излучения от тока накачки одиночным импульсом длительностью 5 мкс для лазерных диодов на основе структуры с вытеканием излучения в подложку с длиной резонатора 0.8 мм и аналогичной структуры (с 6 КЯ) без вытекания излучения в подложку с длиной резонатора 1 мм.

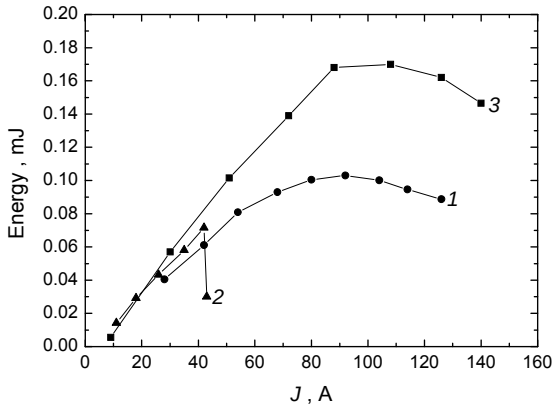


Рис. 2. Зависимости энергии импульса излучения от тока накачки для лазерного диода с вытеканием излучения в подложку (кривая *1* – для лазера без нанесенных покрытий, кривая *3* – для лазера с нанесенными отражающим и просветляющим покрытиями) и лазерного диода без вытекания излучения в подложку (кривая *2*) с длинами резонаторов 0.8 и 1 мм соответственно

При нанесении отражающих и просветляющих покрытий на грани лазера с вытеканием излучения в подложку энергия излучения достигла величины 170 мкДж в режиме накачки одиночным импульсом тока величиной 88 А и длительностью 5 мкс. Хочется отметить, что накачка импульсным током вплоть до 140 А приводила лишь к незначительной деградации структуры.

Таким образом, лазерные диоды новой конструкции с вытеканием излучения в подложку позволили получить значительный выход излучения (около 84 %) в узком угловом интервале (около 1–2°) по сравнению с ранее изученными лазерными диодами с вытеканием излучения в подложку обычной конструкции. Экспериментальный анализ энергетических параметров таких лазерных диодов показал возможность достижения энергии излучения 170 мкДж в режиме накачки одиночным импульсом тока величиной 88 А и длительностью 5 мкс.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 10-02-00371, № 09-02-97025 р_поволжье_а, № 09-02-90479-Укр_ф_а, №10-02-00501), программ РАН «Современные проблемы радиофизики» и «Физические и технологические исследования полупроводниковых лазеров, направленные на достижение предельных параметров», а также федеральной программы «Кадры».

1. *Геловани, В.А.* Высокомощные диодные лазеры нового типа / В.А. Геловани, А.П. Скороходов, В.И. Швейкин. М.: Эдиториал. УРСС, 2005.

2. Конечное время рассеяния энергии носителей заряда как причина ограничения оптической мощности полупроводниковых лазеров / С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщев, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов // ФТП. 2006. Т. 40**,** вып. 8. С. 1017–1023.

3. Двойные интегрированные наноструктуры для импульсных лазерных диодов, излучающих на длине волны 0.9 мкм / М.В. Зверков и др. // Квантовая электроника. 2008. Т. 38, вып. 11. С. 989–992.

4. Исследование эпитаксиально-интегрированных туннельно-связанных полупроводниковых лазеров, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии / Д.А. Винокуров, В.П. Коняев, М.А. Ладугин, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица, А.Н. Петрунов, Н.А. Пихтин, В.А. Симаков, С.О. Слипченко, А.В. Сухарев, Н.В. Фетисова, В.В. Шамахов, И.С. Тарасов // ФТП. 2010. Т. 44, вып. 2. С. 251–255.

5. Мощные импульсные лазерные диоды на основе тройных интегрированных гетероструктур InGaAs/AlGaAs/GaAs, излучающие на длине волны 0.9 мкм / Е.И. Давыдова и др. // Квантовая электроника. 2009. Т. 39, вып. 8. С. 723–726.

6. Аномальные характеристики лазеров с большим количеством квантовых ям / А.А. Бирюков, С.М. Некоркин, М.Н. Колесников, Т.С. Бабушкина, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // принято в печать (ЖТФ).

7. Полупроводниковые лазеры на длину волны 0.98 мкм с выходом излучения через подложку / Н.Б. Звонков, Б.Н. Звонков, А.В. Ершов, Е.А. Ускова, Г.А. Максимов // Квантовая электроника. 1998. Т. 25, вып. 7. С. 622–624.

Субмикронные рамановские и люминесцентные исследования гетероструктур с InAs/AlAs/GaAlAs квантовыми точками

А.Ф. Коломыс[1], В.В. Стрельчук[1], Т.С. Шамирзаев[2], P. Tronc[3]

[1]Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, Киев, Украина.
[2]Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия.
[3]Centre National de la Recherche Scientifique, Ecole Superieure de Physique et de Chimie Industrielles de la Ville de Paris, 10 rue Vauquelin, 75005 Paris.
e-mail: kolomys@isp.kiev.ua

Одной из актуальных задач современной физики твердого тела является изучение самоорганизованных наноструктур с квантовыми точками (КТ) как с точки зрения фундаментальных свойств, так и практического их применения в опто- и наноэлектронике. Данная работа посвящена исследованию методами конфокальной рамановской и фотолюминесцентной (ФЛ) микроспектроскопии влияния неоднородностей кристаллической структуры в латеральной плоскости и по толщине самоорганизующихся InAs/AlAs/GaAlAs наноструктур с гетеропереходами первого и второго рода на их фононные спектры и излучательные свойства [1]. На сегодня методы оптической конфокальной микроспектроскопии для исследования неоднородностей и компонентного состава слоев в таких гетеронаноструктурах не привлекались и существуют лишь ограниченные попытки связать их оптические свойства с локальными структурно-морфологическими особенностями субмикронного масштаба.

Структуры с самоорганизованными квантовыми точками InAs в матрице AlAs(AlGaAs) выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках полуизолирующего GaAs (100). Исследуемые образцы представляли собой двухпериодную гетероструктуру, состоящую из двух слоев InAs квантовых точек между AlAs- и $Al_{0,36}Ga_{0,64}As$-слоями. Слои с InAs квантовыми точками выращивались при температуре 510 ºС. Двухмерная плотность точек, измеренная с помощью просвечивающей электронной микроскопии, составляла около 10^{10} см$^{-2}$. Средний диаметр квантовых точек по основанию составил 35–40 нм, а высота ≈5 нм. Микрорамановские и микро-ФЛ спектры получены при температурах от 10 К до комнатной с использованием спектрометра Horiba Jobin Yvon T64000 с конфокальным микроскопом. В качестве источника оптического возбуждения использовались дискретные линии излучения Ar-Kr-лазера ($\lambda_{возб}$ = 514.5, 647.0 нм) и He-Cd-лазера ($\lambda_{возб}$ = 325.0 нм). Лазерный луч фокусировался на образце в пятно диаметром ~0.2–0,5 мкм. Пространственное картографирование оптических спектров структуры обеспечивалось автоматизированным перемещением столика с шагом 0,1 мкм. Точность определения частоты фононной линии составляла 0,15 см$^{-1}$.

В низкотемпературных спектрах микро-ФЛ гетероструктур регистрируется неоднородно уширенная полоса свечения ансамбля InAs квантовых точек при 1.55–1.80 эВ, сравнимая с полосами свечения барьерного и смачивающего слоев (рис. 1). При достаточно низкой плотности мощности возбуждения полоса ФЛ кантовых точек отвечает излучательной рекомбинации *e–h*-пар преимущественно из нижайшего состояния. Форма полосы ФЛ КТ имеет гладкую куполообразную форму с шириной на полувысоте (FWHM) в 150–200 мэВ и определяется в основном статистическим разбросом размеров и формы КТ, приводящим к разбросу энергетического распределения нижайших переходов для *e–h*-пар, т.е. к неоднородному уширению оптического перехода. В высокоэнергетической области спектров ФЛ присутствует полоса свечения, соответствующая излучательным переходам в смачивающем и барьерном слоях исследуемых гетероструктур.

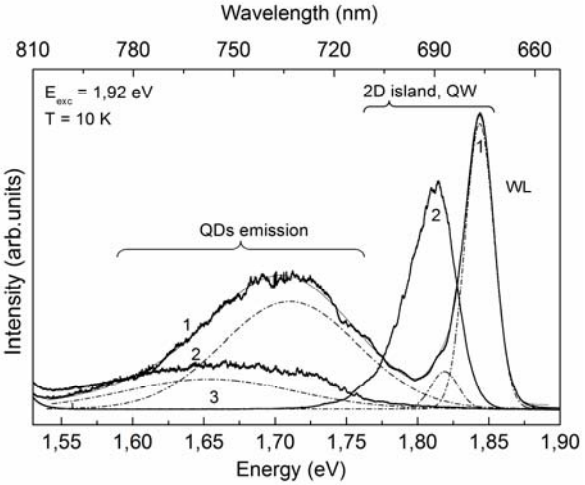


Рис. 1. Спектры ФЛ структур с InAs/AlAs/GaAlAs квантовыми точками с различной толщиной смачивающего: и барьерного слоев: кривая *1* – 1 нм и 7 нм (меньше индия); кривая *2* – 1 нм и 7 нм; кривая *3* – 6 нм и 24 нм

Уширение этой полосы ФЛ с низкоэнергетической стороны обусловлено фононно-индуцированной релаксацией носителей в смачивающем слое (WL). Проведенный анализ электронных энергетических состояний с помощью спектров низкотемпературной люминесценции исследуемых гетероструктур, полученных при сканировании в латеральной плоскости и по толщине структуры, позволил выявить неоднородности структуры, имеющие достаточно общий характер. В частности, обнаружено несколько эффектов, обусловленных изменением толщин и состава барьерных слоев в двухпериодной гетероструктуре. С увеличением толщины барьерного AlAs и

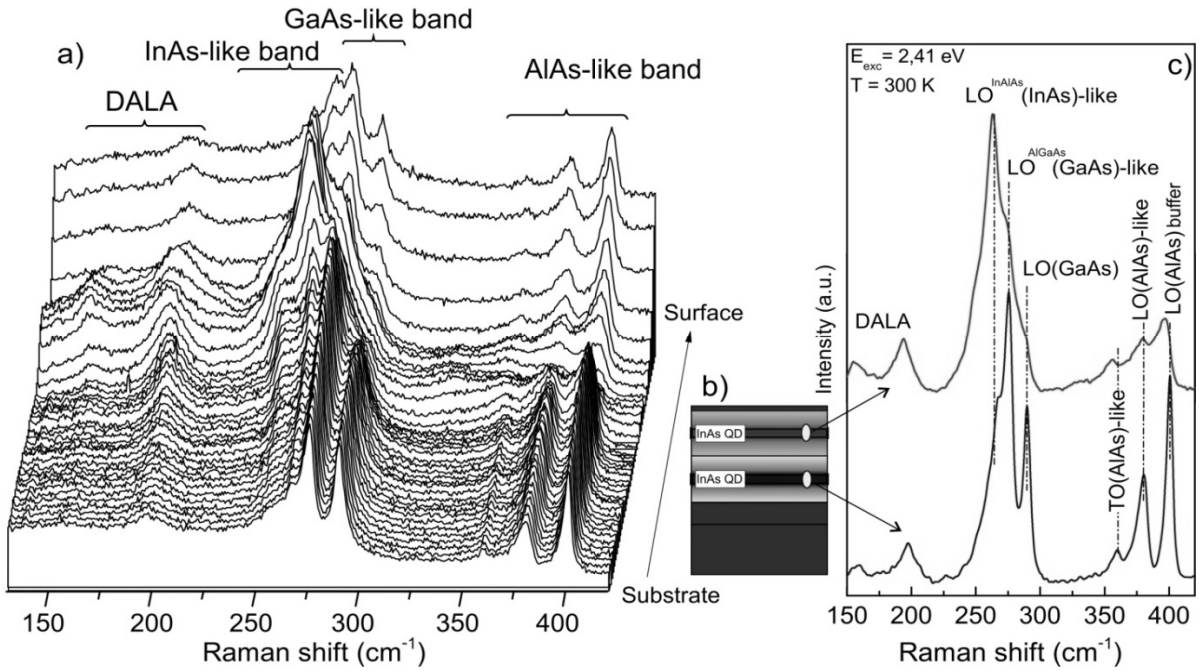


Рис. 2. *a* – спектры конфокального микро-КРС структуры с InAs/AlAs/GaAlAs КТ при сканировании по глубине структуры (от поверхности до подложки образца); *b* – схематическое изображение исследуемой структуры; *c* – серия спектров микро-КРС, полученных при сканировании от подложки к двухпериодной поверхности гетероструктуры с квантовыми точками. $E_{возб}$ = 2.41 эВ ($\lambda_{возб}$ = 514.5 нм). T = 300 К

$Al_{0.36}Ga_{0.64}As$ слоев (с 7 нм (кривая 1) до 24 нм (кривая 3) и с 1 нм до 6 нм соответственно), наблюдается низкоэнергетический сдвиг полосы свечения 2D смачивающего InGaAlAs (50 мэВ), а также гашение и низкоэнергетический сдвиг излучения InAs КТ (см. рис. 1). Обнаруженные изменения энергии нижайшего электронного перехода смачивающего слоя коррелируют с увеличением толщины и концентрации индия в слое, что сопровождается уменьшением как концентрации индия в слое, так и высоты [2].

На рис. 2, *a* приведены микрорамановские спектры InAs/AlAs/GaAlAs гетероструктур при сканировании по глубине гетероструктуры в направлении, перпендикулярном плоскости (100) с шагом 0,1 мкм. При изменении глубины фокусирования в образце имеет место перераспределение интенсивности и изменение частотного положения фононных линий InAs/AlAs/GaAlAs гетероструктуры (рис. 2, *a*, *b*). В микрорамановских спектрах могут быть выделены несколько областей, отвечающих рассеянию на фононных колебаниях от разных слоев двухпериодной гетероструктуры.

В низкочастотной области спектра широкие полосы при 156 $см^{-1}$ и 196 $см^{-1}$ отвечают индуцированному структурным разупорядочением рассеянию на продольных акустических фононах (DALA). Фононные полосы в области 220–300 $см^{-1}$ отвечают LO(InAs)- и LO(GaAs)-подобным колебаниям слоев гетероструктуры. В спектре также присутствует LO(GaAs) фононная линия при ≈290 $см^{-1}$, отвечающая GaAs покрывающему слою и подложке. При фокусировании возбуждающего излучения в область верхнего слоя InAs КТ двухпериодной гетероструктуры в рамановском спектре в области частот при 250–260 $см^{-1}$ присутствует рассеяние на LO(InAs)-, LO(GaAs)-подобных фононах $In_xAl_{1-x}As$ твердого раствора (рис. 2, *c*, верхняя кривая). Наблюдаемое заметное высокочастотное смещение LO(InAs)-по-добной моды может быть обусловлено упругими деформациями сжатия в (001) плоскости $In_xAl_{1-x}As$ слоя. Ранее мы показали, что при температуре осаждения 510 ºС InAs/AlAs слоев образовывается $In_xAl_{1-x}As$ твердый раствор с $x \approx 0.25$ вследствие процессов интердиффузии. В диапазоне частот 350–410 $см^{-1}$ регистрируется рассеяние на LO(GaAs)-подобных фононах в области нижних $Al_{0.64}Ga_{0.36}As$ барьерных слоев двухпериодной гетероструктуры.

Таким образом, проведенные исследования InAs/AlAs/GaAlAs гетероструктур методами сканирующей конфокальной микрорамановской и микро-ФЛ спектроскопии по глубине двухпериодной гетероструктуры позволили исследовать структурные, колебательные и излучательные свойства, характеризовать деформации и кристаллическое совершенство эпитаксиальных InAs/AlAs/GaAlAs-слоев вдоль направления роста с субмикронным пространственным разрешением.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГНТП “Нанотехнологии и наноматериалы” (проект №3.5.2.6/6) и МОН Украины (Проект № М90/2010, Ф38/23/2010, РФФИ (Проект 10-02-00240) и NATO CLG (No.983878).

1. *Т.С. Шамирзаев* // ФТП, **45**, 97 (2011).

2.*T.S. Shamirzaev* et al. // Phys. Rev. B. 78, 085323 (2008).

Динамика мод и особенности выжигания спектральных провалов в сверхизлучающих полупроводниковых лазерах

Н.С. Гинзбург, Е.Р. Кочаровская, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород.
e-mail: katya@appl.sci-nnov.ru

На основе интегро-дифференциальных уравнений Максвелла – Блоха проведён анализ электромагнитных мод, генерация которых ожидается в простейших моделях сверхизлучающих полупроводниковых лазеров с распределённой обратной связью волн. Эти лазеры характеризуются сильным неоднородным уширением спектральной линии активной среды и допускают генерацию большого числа продольных мод, которые могут быть когерентными благодаря модовой суперфлуоресценции и самосинхронизации. В докладе детально исследуются отличия «холодных» и «горячих» лазерных мод в различных режимах импульсной генерации при непрерывной накачке, особенности выжигания спектральных провалов инверсии населённости электрон-дырочных уровней активной среды и его влияние на динамические спектры мод, а также взаимная корреляция импульсов излучения и различных групп мод и их характерные частотные сдвиги и уширения.

Согласно качественному анализу динамики лазеров с достаточно большой пространственной и спектральной плотностью активных центров [1–4], излучение, генерируемое ими при постоянной накачке, в основном представляет собой последовательность подобных импульсов сверхизлучения, создаваемых отдельными модами и напоминающих импульсы коллективного спонтанного излучения Дике. Количество генерируемых мод, их взаимная когерентность, нелинейное взаимодействие, импульсная динамика и другие свойства зависят от конструкции сверхизлучающего лазера и до настоящего времени детально не изучались. В настоящей работе предпринята попытка численно изучить указанный круг вопросов в рамках одномерной модели лазера с распределённой обратной связью встречных волн и большим неоднородным уширением спектральной линии среды.

Неоднородное уширение (с нормированной шириной $\Delta_0 = 1/(T_2^* \nu_c)$) задано функцией Лоренца $f(\Delta) = \Delta_0 / \pi(\Delta^2 + \Delta_0^2)$, где $\Delta = (\omega - \omega_0)/\nu_c$ – отстройка частоты ω перехода активного центра от центральной частоты линии, и введены величины: $\nu_c = \sqrt{2\pi d^2 N_0 \omega_0 / \hbar \bar{\varepsilon}}$ – кооперативная частота среды с концентрацией активных центров N_0, d – дипольный момент рабочего 2-уровневого перехода, $I = \nu_c^2 / \omega_0^2$, $L_c = c/\nu_c\sqrt{\bar{\varepsilon}}$ – кооперативная длина, c - скорость света в вакууме, $\beta = \bar{\beta}/\sqrt{I}$ – безразмерная амплитуда брэгговской модуляции диэлектрической проницаемости ε (отношение полуширины запрещённой зоны к кооперативной частоте), $\Gamma_{1,2} = 1/\nu_c T_{1,2}$ – безразмерные скорости релаксации инверсии n и поляризации p активного центра, n_p – инверсия, создаваемая накачкой.

Интегральные распределённые отражения в образце с длиной B, т.е. с безразмерной длиной $L = B/L_c$, будем характеризовать величиной $b = \beta L \le 1$.

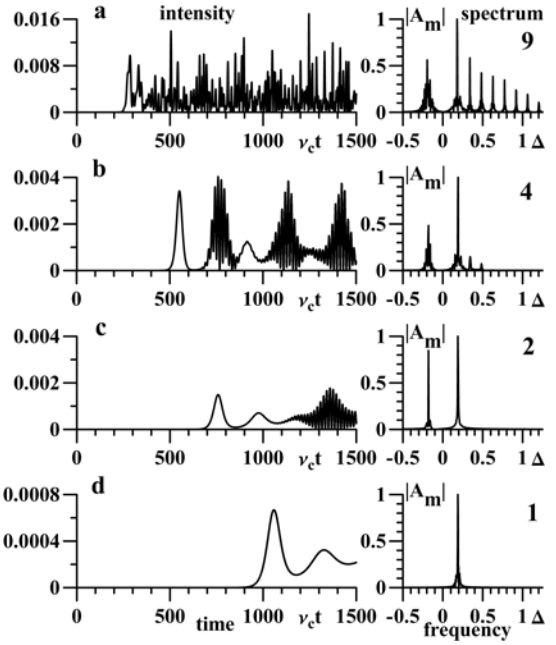


Рис. 1. Осциллограммы интенсивности и спектры поля лазерной генерации для четырёх значений параметра $n_p = 1; 0.75; 0.6; 0.5$ при $L = 20$, $b = 2.5$, $R = 0.1$, $\Delta_0 = 13$, $\Gamma_1 = 0.01$, $\Gamma_2 = 0.03$, $I = 2.3 \cdot 10^{-6}$

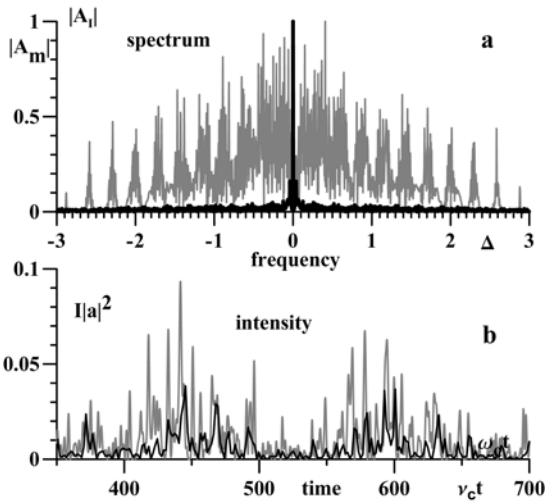


Рис. 2. Осциллограммы интенсивности и спектры комплексной амплитуды поля (серая линия) и модуля амплитуды поля (чёрная линия) лазера с параметрами $n_p = 1$, $L = 10$, $b = 1$, $R = 0.1e^{i\pi/2}$, $\Delta_0 = 4$, $\Gamma_1 = 0.01$, $\Gamma_2 = 0.02$, $I = 25 \cdot 10^{-6}$

(При $b >> 1$ в брэгговском резонаторе вблизи запрещённой зоны частот имеются высокодобротные моды и их квазистационарная генерация исключает эффективный сверхизлучательный режим.) Согласно [2–4] и проведённым в данной работе расчётам, число сверхизлучающих мод и их относительный вес в существенной мере зависят от величины b и коэффициента отражения торцов лазерного резонатора R, а также от величины n_p и скорости накачки Γ_1.

Интересующая нас эффективная сверхизлучательная генерация происходит в условиях [3, 4] $\Gamma_2 << (2\Delta_0)^{-1} \sim \beta \sim L^{-1} << 1$. На рис. 1 изображены характерные осциллограммы интенсивности и спектры излучения в зависимости от уровня накачки, определяющего количество генерируемых мод (1, 2, 4 и 9 соответственно). В сверхизлучательном режиме поля A_m различных мод в существенной мере когерентны (о чём свидетельствуют выраженные биения генерируемых ими импульсов общего поля $a(t)$), хотя и не полностью (о чём свидетельствуют небольшая асимметрия спектра и не строгая периодичность цугов импульсов).

На рис. 2 представлен типичный случай многомодовой генерации. Узость спектра модуля амплитуды указывает на когерентность соседних спектральных компонент, его широкий пьедестал обязан коротким импульсам биений сверхизлучательных мод.

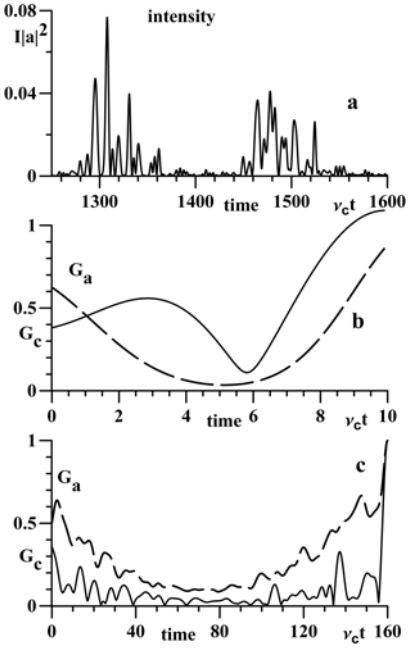


Рис. 3. Осциллограмма интенсивности и корреляционные функции комплексной амплитуды поля (сплошная линия) и модуля амплитуды поля (пунктирная линия) двух соседних наибольших пичков (в середине) и двух соседних цугов импульсов (внизу) лазера с параметрами $n_p = 1$, $L = 10$, $b = 1$, $R = 0$, $\Delta_0 = 4$, $\Gamma_1 = 0.01$, $\Gamma_2 = 0.02$, $I = 25 \cdot 10^{-6}$

На рис. 3 продемонстрированы высокие уровни корреляции двух соседних пичков сверхизлучения наибольшей интенсивности в одном цуге импульсов (средний график) и двух соседних цугов импульсов (нижний график). На рис. 4 показан спектр поля 6-модовой генерации и динамический спектр инверсии, на котором, как видно, выжигание провалов хорошо коррелирует с высвечиванием отдельных импульсов сверхизлучения в двух уширенных сверхизлучательных модах, расположенных по краям брэгговской запрещённой зоны. Остальные 4 спектрально узкие моды в результате самосинхронизации создают короткий импульс, бегающий по резонатору, о чём свидетельствует периодичность корреляционных функций поля на торце лазера, указанная на рис. 4.

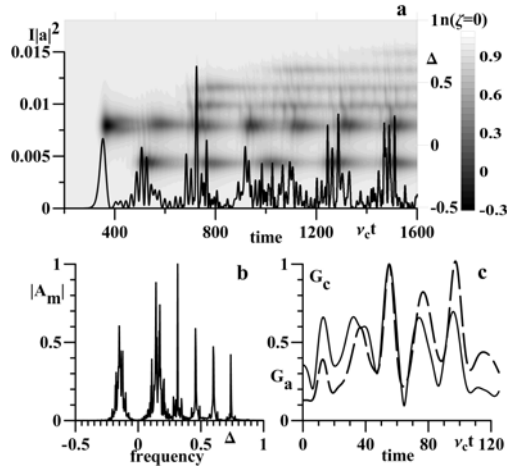


Рис. 4. Спектр поля (вверху), осциллограмма интенсивности и тонированный динамический спектр инверсии (в середине), а также корреляционные функции (внизу) комплексной амплитуды (сплошная линия) и модуля амплитуды (пунктир) поля, вычисленные для части цуга длительностью $\nu_c t \sim 2L$ при $n_p = 1$, $L = 20$, $b = \sqrt{3}$, $R = 0.1$, $\Delta_0 = 13$, $\Gamma_1 = 0.01$, $\Gamma_2 = 0.02$, $I = 2.3 \cdot 10^{-6}$.

В докладе представлен детальный анализ свойств сверхизлучательной генерации, в том числе в режиме самосинхронизации значительной части мод. Данное исследование даёт представление о типичных особенностях динамики и взаимодействия мод и о характерных спектрально-временных параметрах импульсного излучения, генерируемого сверхизлучающими лазерами с распределённой обратной связью при непрерывной накачке. Знание этих особенностей может быть полезным при реализации сверхизлучающих лазеров на активных средах с сильным неоднородным уширением, таких как гетероструктуры с квантовыми ямами и квантовыми точками.

Работа поддержана грантом 1.7.9 Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 21.

1. *A.A. Belyanin, V.V. Kocharovsky, Vl.V. Kocharovsky* // Quantum Semiclass. Opt. 1997. V. 9. P. 1–44.

2. *N.S. Ginzburg, E.R. Kocharovskaya, A.S. Sergeev, A.A. Telnykh* // Proc. of SPIE. 2008. V. 7138. P. 71381c.

3. *Н.С. Гинзбург, Е.Р. Кочаровская, А.С. Сергеев* // Изв. РАН, серия физич. 2010. Т. 74, вып. 7. С. 946–949.

4. *Вл.В. Кочаровский, М.А. Гарасёв, П.А. Калинин, Е.Р. Кочаровская* // Материалы II Симпозиума по когерентному оптическому излучению полупроводниковых материалов и структур / ФИАН, 2010. С. 68–77.

Влияние уровня фотовозбуждения на температурное тушение и динамику люминесценции структур GaAs/AlGaAs с мелкими квантовыми ямами

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

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва.
e-mail: kochievmv@mail.ru

Мелкие квантовые ямы (КЯ) имеют лишь один уровень размерного квантования для каждого типа носителей заряда: электронов, тяжелых и легких дырок. Энергия локализации носителей заряда в мелких КЯ составляет всего 10–20 мэВ; поэтому захват носителей в такие КЯ сопровождается рассеянием на акустических, а не оптических фононах [1, 2]. Энергия связи экситонов в мелких КЯ увеличивается незначительно (в 1,5–2 раза) по отношению к их энергии связи в объемном полупроводнике (в GaAs около 4 мэВ). Таким образом, при температурах больших 20 K должны достаточно интенсивно идти процессы тепловой ионизации экситонов и эмиссии неравновесных носителей заряда из КЯ. В литературе обсуждались две модели, описывающие уменьшение экситонной плотности в мелких КЯ с ростом температуры с учетом тепловой эмиссии носителей заряда из КЯ. В униполярной модели энергия активации температурного тушения люминесценции экситонов равна энергии локализации одного из носителей заряда – электрона (*e*) или тяжелой дырки (*hh*) [3, 4], в биполярной – энергия активации равна сумме энергий локализации *e* и *hh* [5].

В настоящей работе исследовались фотолюминесценция (ФЛ) и кинетика ФЛ номинально нелегированной структуры GaAs/$Al_{0.05}Ga_{0.95}As$, содержащей две туннельно-изолированные КЯ шириной *d* 3 и 4 нм. Толщина барьерного слоя $Al_{0.05}Ga_{0.95}As$ между ними составляла 60 нм (E_g^{GaAs} = 1,519 эВ, E_g^{AlGaAs} = 1,600 эВ при *T* = 4,2 K). Для регистрации спектрально-кинетических зависимостей ФЛ экситонов в КЯ использовалась стрик-камера, сопряженная со спектрометром. Временное разрешение установки составляло ≈ 10 пс, спектральное – 0,6 мэВ. Источником коротких импульсов ИК-излучения, использовавшихся для возбуждения ФЛ структуры, служил перестраиваемый Ti-сапфировый лазер с синхронизацией мод, генерировавший импульсы длительностью 2,5 пс (спектральная ширина ≈ 1 мэВ) с частотой повторения ≈ 76 МГц. Средняя мощность накачки образца изменялась в диапазоне от 0,02 до 85 мВт. Возбуждающее излучение фокусировалось на образец в пятно диаметром ~ 1 мм. Исследования ФЛ проводились при внутриямном возбуждении структуры: энергия квантов возбуждения при любой *T* была на 12 мэВ меньше $E_g^{AlGaAs}(T)$. Образец помещался в оптическом криостате с регулировкой температуры. Измерения проводились в диапазоне температур 5 – 70 K. Интегральные (усредненные) по времени (по периоду повторения возбуждающих импульсов) спектры ФЛ структуры при тех же условиях возбуждения регистрировались при помощи спектрометра с ПЗС-приемником.

На рис. 1 приведено спектрально-временное топографическое изображение интенсивности экситонной ФЛ из КЯ исследуемой структуры, полученное с помощью стрик-камеры при *T* = 40 K и средней мощности возбуждения *P* = 42 мВт. На этом рисунке линии равной интенсивности проведены с постоянным шагом. Спектр ФЛ состоит из двух полос излучения, обусловленных рекомбинацией экситонов с тяжелыми дырками в КЯ шириной 4 нм (W) и 3 нм (N) [1].

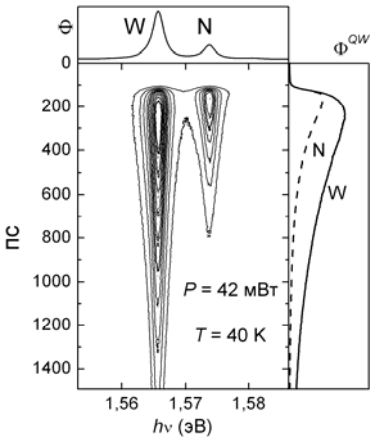


Рис. 1. Спектрально-временное топографическое изображение интенсивности экситонной ФЛ из КЯ структуры при *T* = 40 K и *P* = 42 мВт. *Сверху от изображения* – интегрированный по времени спектр ФЛ, *справа* – кинетики интегральных интенсивностей линий излучения экситонов широкой (W) и узкой (N) КЯ

На рис. 2 показаны кинетические зависимости интегральных интенсивностей экситонных линий ФЛ из КЯ структуры $\Phi^{QW}(t)$, полученные после обработки данного спектрально-временного топографического изображения. Границы диапазонов интегрирования для каждой линии выбирались по уровню ~ 0,1 от интенсивности в ее максимуме, но так, чтобы спектральная ширина этих диапазонов не превышала 4 нм. После импульса возбуждения интенсивность ФЛ экситонов широкой КЯ нарастает в течение ≈ 150 пс и далее затухает с течением времени *t* по закону $\exp(\tilde{t}/\tau_{pl})$ с постоянной времени $\tau_{pl}^{W} \approx 580$ пс. В кинетике экситонного излучения узкой ямы отчетливо наблюдаются два участка экспоненциального затухания ФЛ. На первом – ФЛ затухает более быстро с характерным временем $\tau_{pl}^{N} \approx 280$ пс. На втором на больших временах – с той скоростью, что и в широкой яме.

Причем отношение интенсивностей Φ^N/Φ^W в каждый момент времени на этом временном интервале приблизительно равно $\exp(-\Delta_X/kT)$, где $\Delta_X \approx 8$ мэВ – расстояние между максимумами линий излучения экситонов узкой и широкой КЯ, k – постоянная Больцмана и $T = 40$ K в данном случае. По-видимому, при высоких температурах ($T \geq 40$ K) между экситонами в узкой и широкой КЯ устанавливается тепловое равновесие благодаря обмену неравновесными носителями заряда между КЯ вследствие их эмиссии и последующего захвата.

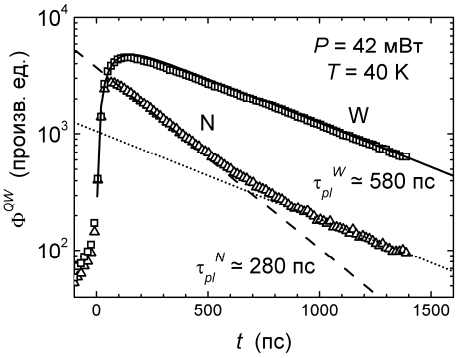


Рис. 2. Кинетики интегральной интенсивности экситонной ФЛ узкой (N) и широкой (W) КЯ, полученные из обработки спектрально-временного изображения ($t = 0$ соответствует моменту возбуждения). Прямые линии – экспоненциальная аппроксимация кинетик затухания ФЛ

Зависимости времени жизни экситонов τ_{pl} в широкой и узкой ямах от обратной температуры при уровнях возбуждения 0,12 и 85 мВт показаны на рис. 3. За время жизни экситонов в широкой яме принималась постоянная времени затухания ФЛ, а в узкой яме – постоянная времени быстрого спада ФЛ (см. рис. 2). На приведенных на рис. 3 зависимостях можно выделить три температурных участка: низкотемпературный участок (от 5 до 10 K), на котором с ростом уровня накачки время жизни экситонов в КЯ незначительно возрастает; участок $10\ \text{K} < T < 30$ K, отвечающий значительному уменьшению времени жизни при увеличении уровня накачки; высокотемпературный участок $30\ \text{K} \leq T < 70$ K, на котором с ростом уровня накачки уменьшается время жизни в широкой и увеличивается в узкой КЯ. Такое поведение времени жизни экситонов в КЯ на этом участке вероятно обусловлено процессами установления теплового равновесия между экситонами, находящимися в различных ямах (см. рис. 2).

При $T > 40$ K логарифм времени жизни в КЯ $\lg(\tau_{pl})$ линейно зависит от $(1/kT)$, т.е. выполняется закон Аррениуса $\tau_{pl} \sim \exp(\Delta/kT)$. Заметим, что при $T > 40$ K интенсивность экситонной ФЛ из КЯ при всех уровнях накачки уменьшается больше чем на порядок величины по сравнению со своим значением при $T \approx 15$ K (см. вставку на рис. 3). Так что $\tau_{pl} \approx \tau_{nr}$ – нерадиационному времени жизни экситонов в КЯ, и уменьшение их времени жизни связано с тепловой эмиссией носителей заряда из ям [3, 6]. Видно также, что при увеличении плотности возбуждения значение энергии тепловой активации Δ для широкой ямы незначительно уменьшается, а для узкой – слабо возрастает. Аппроксимация температурных зависимостей τ_{pl} законом Аррениуса при низком уровне возбуждения дает $\Delta^N \approx 17 \pm 2$ мэВ для узкой и $\Delta^W \approx 27 \pm 2$ мэВ для широкой КЯ.

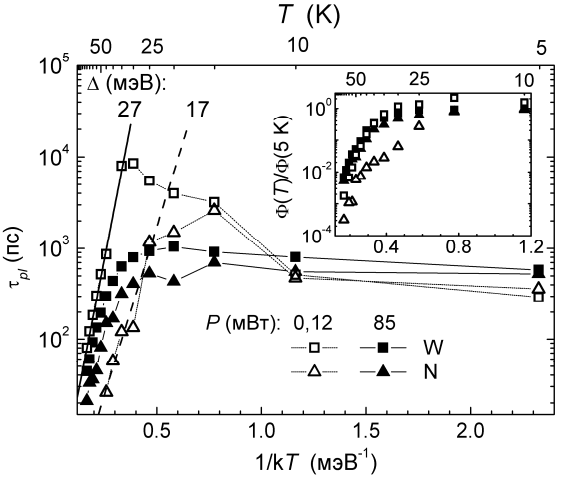


Рис. 3. Зависимости времени жизни экситонов в КЯ τ_{pl} от обратной температуры, полученные при малом (пустые значки) и максимальном (закрашенные значки) уровнях возбуждения. *На вставке:* зависимости $\Phi(T)/\Phi(5\ \text{K})$ от обратной температуры, полученные в тех же условиях. $\Phi(T)$ – усредненная по времени интенсивность экситонной ФЛ.

Полученные значения Δ^N и Δ^W являются энергиями активации температурного тушения экситонной ФЛ в КЯ шириной 3 и 4 нм соответственно и примерно равны сумме энергий локализации в них электронов и тяжелых дырок (биполярная модель) [5, 6].

Эти значения энергий активации для КЯ нашей структуры более чем в два раза превышают значения энергий активации в структурах GaAs/AlGaAs с мелкими КЯ, имеющими близкие к нашим ямам энергии локализации носителей заряда [4]. Разница в результатах может быть связана с различиями в дизайне и качестве структур.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 08-02-01438), Программы Президиума РАН № 21 и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (гос. контракт № П 546).

1. *N.N. Sibeldin, M.L. Skorikov, V.A. Tsvetkov* // Nanotechnology, **5**, 591 (2001).

2. *П.С. Алексеев, М.С. Кипа, В.И. Перель, И Н. Яссиевич* // ЖЭТФ **133**, 921 (2008).

3. *M. Gurioli, J. Martinez-Pastor, M. Colocci, C. Deparis, B. Chastaingt, and J. Massies* // Phys. Rev. B **46**, 6922 (1992).

4. *J. Tignon, O. Heller, Ph. Roussignol, et al.* // Phys. Rev. B **58**, 7076 (1998).

5. *G. Bacher, C. Hartmann, H. Schweizer, T. Held, G. Mahler, H. Nickel* // Phys. Rev. B **47**, 9545 (1993).

6. *М.В. Кочиев, М.Х. Нгуен, В.А. Цветков* // Научно-техн. ведомости СПбГПУ. Физ.-мат. науки № 3 (104), 58 (2010).

Особенности процессов возбуждения редкоземельной примеси эрбия в эпитаксиальных структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$

Л.В. Красильникова[1], М.В. Степихова[1], А.Н. Яблонский[1], В.Г. Шенгуров[2], З.Ф. Красильник[1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
[2] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород.
e-mail: luda@ipm.sci-nnov.ru

Структуры $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ привлекают к себе значительное внимание в связи с возможностью создания эффективных источников излучения на их основе. Излучательный переход в 4f-оболочке иона Er^{3+} лежит в спектральной области максимальной прозрачности кварцевых волоконно-оптических линий связи ($\lambda \approx 1.54$ мкм), а введение германия в легированный эрбием активный слой позволяет формировать в структурах этого типа эффективный волноведущий канал [1]. Создание на базе кремниевых материалов, легированных эрбием, эффективно излучающих приборных структур, включая лазерные, требует детальных представлений о процессах и механизмах возбуждения редкоземельной примеси.

Несмотря на большое число исследований, процессы возбуждения ионов эрбия в кремниевых матрицах остаются недостаточно изученными. Согласно общепринятой точке зрения, передача энергии иону Er происходит через электронную подсистему полупроводника с участием примесных уровней в запрещенной зоне [2], что представляет собой сложный, опосредованный механизм. В работах [3, 4] было показано, что значительный сигнал эрбиевой ФЛ в структурах на основе кремния может наблюдаться при энергиях кванта возбуждающего излучения существенно меньших, чем ширина запрещенной зоны кремния.

В настоящей работе представлены результаты детальных исследований спектров возбуждения эрбиевой ФЛ в эпитаксиальных структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ с содержанием германия от 10 до 31%. Изменению содержания германия в этом диапазоне соответствует изменение ширины запрещенной зоны гетеослоя от 1.11 эВ (x = 10%) до 1.04 эВ (x = 31%), T = 77 K.

Исследованные структуры $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ были выращены методом сублимационной МЛЭ в среде GeH_4 [5]. При формировании активного слоя поток атомов Er создавался испарением поликристаллического источника Si, легированного эрбием. Поступление германия в активный слой осуществлялось за счет разложения газа GeH_4 на разогреваемой током поверхности роста. Образцы выращивались на подложках *c*-Si марки КЭФ-4.5 (100), толщина подложек составляла ~500 мкм. Структурные свойства и элементный состав выращенных слоев анализировались методами рентгеновской дифракции и вторичной ионной масс-спектрометрии. Согласно результатам этих исследований, распределение примеси эрбия в слоях $Si_{1-x}Ge_x:Er$ носит однородный характер с концентрацией $\sim (0.7–5)\cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. Толщина исследованных эпитаксиальных слоев $Si_{1-x}Ge_x:Er$ составляла ~ 2 мкм. Содержание Ge в гетеослоях изменялось от 10 до 31%, величина остаточных упругих напряжений (RES), характеризующая степень релаксации, 21÷9 %.

Для исследования спектров возбуждения эрбиевой ФЛ использовался параметрический генератор света MOPO-SL (Spectra-Physics) с накачкой лазером Nd:YAG. Длина волны возбуждающего излучения перестраивалась в диапазоне 760–1400 нм. Диаметр пучка возбуждающего излучения составлял ~ 3 мм, средняя мощность 0,02–31 мВт. Размеры исследуемых структур не превышали 2×2 мм, в результате чего реализовался режим однородного возбуждения по всей площади образца. Регистрация сигнала ФЛ с наносекундным временным разрешением осуществлялась с помощью решеточного спектрометра Acton 2300i, ФЭУ на основе InP/InGaAs (Hamamatsu, диапазон 0.95–1.7 мкм) и цифрового осциллографа WS 432 (Le Croy). Исследования спектров возбуждения ФЛ проводились при температуре 77 K.

Во всех исследованных гетероэпитаксиальных структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ с x от 10 до 31%, значительный сигнал эрбиевой ФЛ наблюдался как при условиях межзонного возбуждения, так и при энергиях кванта возбуждающего излучения существенно меньших, чем ширина запрещенной зоны твердого раствора $Si_{1-x}Ge_x$ (рис. 1). Интересно отметить, что в области длин волн 760–980 нм зависимость интенсивности эрбиевой фотолюминесценции от длины волны возбуждения соответствует поглощению кремния и совпадает с зависимостью для структур с активным слоем Si:Er (штрихпунктирная линия на рис. 1, *а*, *б*), несмотря на то что в нашем случае активной средой является $Si_{1-x}Ge_x:Er$. Данный факт, очевидно, говорит о том, что в области длин волн 760–980 нм в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ возбуждение ионов эрбия происходит с участием экситонов, формирующихся в кремнии. В данной области длин волн поглощение света в $Si_{1-x}Ge_x:Er$ (толщина слоя ~ 2 мкм) вносит малый вклад в полное поглощение света исследуемыми структурами.

В спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ исследованных структур $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ в области длин волн 1040–1050 нм наблюдается максимум. В структурах Si/Si:Er возникновение аналогичного пика в спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ [6] наблюдалось при большой мощности излучения накачки и связывалось с переходом от режима об-

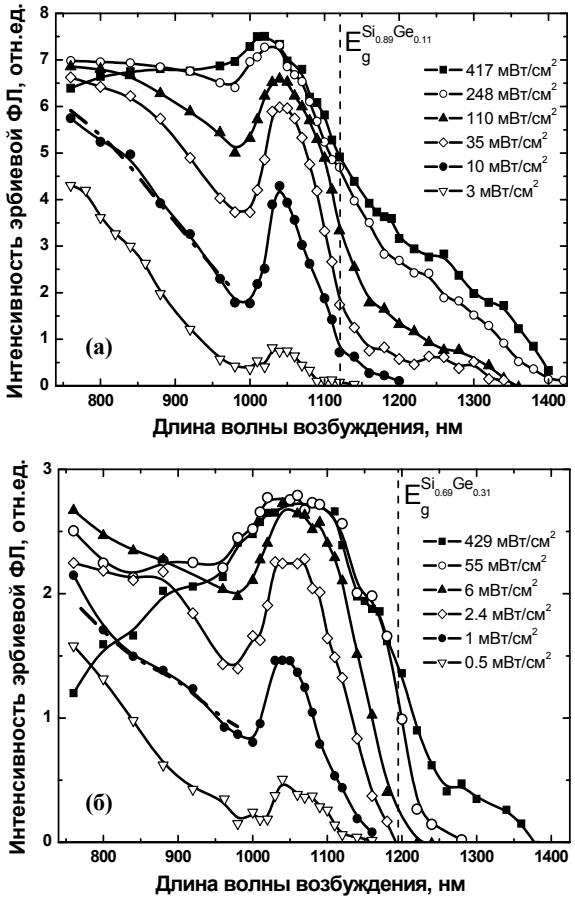


Рис. 1. Спектры возбуждения эрбиевой ФЛ в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si с содержанием германия x = 11% (*а*) и x = 31% (*б*) при различной мощности оптического возбуждения, T = 77 K. Пунктиром показана ширина запрещенной зоны для слоев $Si_{1-x}Ge_x$:Er. Штрихпунктирной линией в области 760–980 нм для мощности 10 мВт/см^2 (*а*) и 1 мВт/см^2 (*б*) показана зависимость спектров возбуждения эрбиевой ФЛ для слоев Si:Er

разования электронно-дырочной плазмы, где эффективность возбуждения ионов Er существенно снижена, к режиму генерации свободных экситонов. Как видно из рис. 1, в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si пик в спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ наблюдается в широком диапазоне плотности мощности оптического возбуждения: от 3 до 417 мВт/см^2 для слоев с x = 11%, и от 0.5 до 429 мВт/см^2 для слоев с x = 31%. При этом значения плотности мощности 3 и 10 мВт/см^2 (рис. 1, *а*) для слоев $Si_{0.89}Ge_{0.11}$:Er, и значения 0.5 и 1 мВт/см^2 (рис. 1, *б*) для слоев $Si_{0.69}Ge_{0.31}$:Er, соответствуют области линейной зависимости эрбиевой ФЛ от интенсивности оптического возбуждения (рис. 2). В таком режиме возбуждения концентрация электронно-дырочных пар недостаточна для реализации режима образования электронно-дырочной плазмы. Дальнейшее увеличение мощности возбуждения и переход в режим насыщения эрбиевой ФЛ приводит к уширению максимума в области длин волн 1040–1050 нм в спектрах возбуждения. В коротковолновой части спектра, 760–980 нм, с увеличением плотности оптического возбуждения наблюдается насыщение сигнала эрбиевой ФЛ и, при достижении максимальной мощности, происходит его спад.

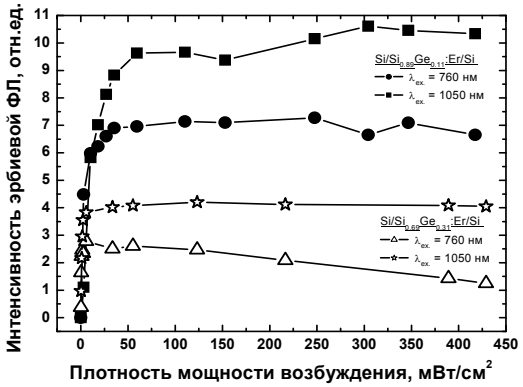


Рис. 2. Зависимость интенсивности эрбиевой ФЛ в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si с содержанием германия x = 11% (закрашенные символы) и x = 31% (открытые символы) от плотности мощности оптического возбуждения при возбуждении светом с длиной волны 760 и 1050 нм

Особенностью спектров возбуждения эрбиевой ФЛ в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si является значительный сигнал ниже ширины запрещенной зоны Si (1060 нм), связанный с поглощением света в активном гетеролосле $Si_{1-x}Ge_x$:Er. Интенсивный сигнал люминесценции наблюдается как вблизи края поглощения $Si_{1-x}Ge_x$ ($h\nu_{ex} \geq E_g^{Si_{1-x}Ge_x}$, рис. 1), так и при энергиях кванта возбуждающего излучения существенно меньших, чем ширина запрещенной зоны твердого раствора. Как видно из рис. 1, характер наблюдаемых спектров возбуждения в длинноволновой области значительным образом определяется величиной ширины запрещенной зоны $Si_{1-x}Ge_x$. Наблюдение сигнала эрбиевой люминесценции при возбуждении квантами света с энергией меньше ширины запрещенной зоны $Si_{1-x}Ge_x$ может быть связано с существованием энергетических уровней в запрещенной зоне твердого раствора, образованных, в частности, дефектами гетероструктуры. В этом случае поглощение кванта света с энергией $h\nu_{ex} < E_g^{Si_{1-x}Ge_x}$ может приводить к возбуждению электронов из валентной зоны непосредственно на энергетические уровни в запрещенной зоне и к их последующей безызлучательной рекомбинации с передачей энергии иону Er^{3+}. Возможной причиной наблюдаемого роста эрбиевой ФЛ вблизи края межзонного поглощения кремния (область 1000–1050 нм) может быть увеличение эффективной интенсивности возбуждения в гетеролосле, обусловленное процессами переотражения в структурах. Не поглотившееся и переотраженное в кремнии излучение может поглощаться в более узкозонном слое $Si_{1-x}Ge_x$:Er, где образовавшиеся впоследствии экситоны участвуют в возбуждении эрбия.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы.

1. *M. Stepikhova et al.* // J. Cryst. Growth, **288**(1), 65 (2006).
2. *М.С. Бреслер и др.* // ФТТ, **38**(5), 1474 (1996).
3. *A.N. Yablonskiy et al.* // Opt. Materials, **27**(5), 890 (2005).
4. *Б.А. Андреев и др.* // ФТТ, **47**(1), 97 (2005).
5. *С.П. Светлов и др.* // Изв. РАН, сер. физ., **65**(2), 203 (2001).
6. *А.Н. Яблонский и др.* // ФТП, **44**(11), 1519 (2010).

Хрупкая релаксация напряжений несоответствия в люминесцирующих структурах Si(001)/SiGe/Si

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

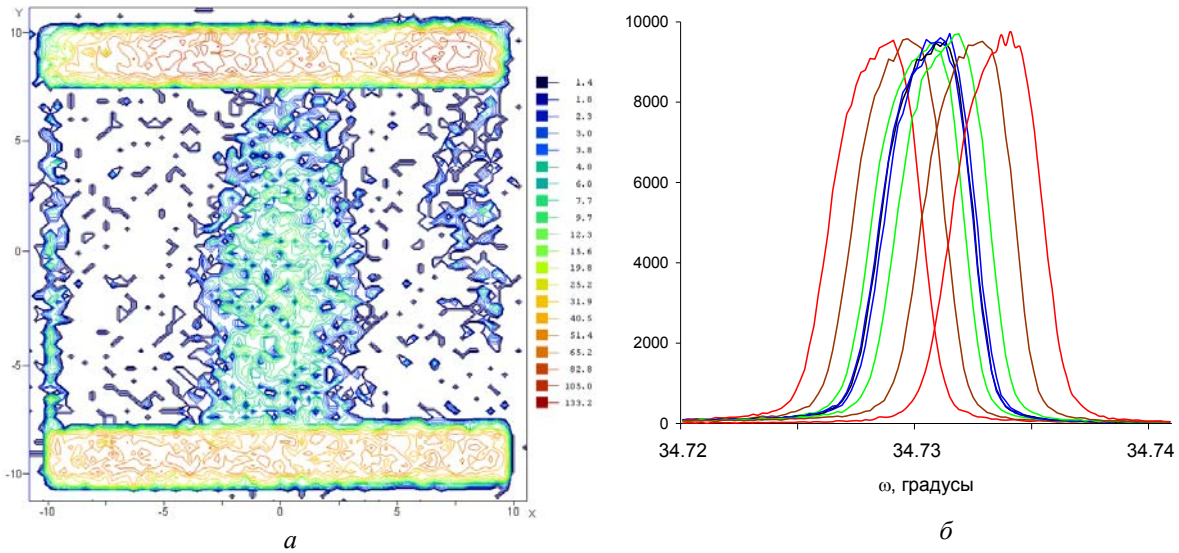
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва.

В напряженных эпитаксиальных слоях Si(001)/$Si_{1-x}Ge_x$ и периодических структурах с квантовыми точками Ge(Si), разделенных слоями кремния толщиной около 67 нм, обнаружена промежуточная стадия роста между потерей плоского фронта кристаллизации и развитием дислокаций несоответствия, характеризующаяся возрастанием на 4–5 порядков неравновесной концентрации вакансий. Ее появление может быть объяснено частичным отталкиванием германия при упруго-напряженном росте, накоплением его в адсорбционном слое с последующим лавинообразным вхождением вместе с вакансиями. Этому способствует десятикратное превышение экспериментальных критических толщин по сравнению с расчетными толщинами из-за повышенной энергии образования дислокаций при росте слоев на бездислокационных подложках [1].

Повышенная концентрация вакансий в эпитаксиальных слоях проявляется на двумерных областях обратного пространства в виде диффузного рассеяния вблизи пика слоя и в виде тонких особенностей спектров низкотемпературной фотолюминесценции [2]. Но главным свойством вакансий является их повышенная в 30–100 раз скорость диффузии по сравнению с диффузией атомов [3], поскольку вблизи вакансии всегда есть атом, с которым она может поменяться местами, тогда как вблизи атома германия вакансии может и не быть. Для вакансий характерно также стремление к выходу на поверхность или к коагуляции в микропоры, что наблюдалось в бездислокационных монокристаллах кремния больших диаметров [4]. Такие микропоры становятся концентраторами напряжений, способствующими развитию микротрещин в подложке, хотя она в десятки тысяч раз толще эпитаксиального слоя. В отличие от обычных трещин микротрещины не достигают тыльной стороны подложки и характеризуются частичными надрывами подложки по плоскостям {111}.

При одной и той же толщине слоя с ростом концентрации германия микротрещины сначала появляются вблизи двух противоположных краев, затем вблизи всех четырех краев, а впоследствии проникают и в центральные области образцов. Их можно наблюдать как области повышенной интенсивности на двумерных картинах *X*–*Y*-сканирования в положении счетчика импульсов, отклоненного на –0.1° от точного значения брэгговского угла подложки, в котором дифракция от совершенных областей подложки незначительна. В областях с микротрещинами отсутствует кривизна образца, хотя никакой пластической релаксации напряжений несоответствия не наблюдается.

На рис. 1, *а* приведена картина *X*–*Y*-сканирования образца № 1128, в котором вблизи краев образца изображения от многочисленных микротрещин перекрываются с образованием двух сплошных областей повышенного контраста. Повышенная интенсивность наблюдается также в центральной области образца. Серия кривых качания на рефлексе (004), записанных при последовательных сдвигах образца справа налево с интерва-



а *б*

Рис. 1. *а*) *X*–*Y*-сканирование образца № 1228 на рефлексе (004) со сдвигом счетчика со щелью 200 мкм на угол Δ(2θ) = –0.1°. Области повышенной интенсивности содержат микротрещины. *б*) Исчезновение кривизны в центральной области образца № 1228, выявляемое при последовательной записи кривых качания (004) справа налево с шагом 2.1 мм

лом 2.1 мм вдоль оси *X* (рис. 1, *б*), позволяет сделать вывод об отсутствии кривизны в центральной области 6.3 мм, поскольку положения трех центральных кривых практически совпадают.

Известно, что в присутствии вакансий возрастает диффузия германия [5]. Структурным методом выявления размытия границ раздела является запись рефлектометрических кривых с использованием первичных монохроматоров. На рис. 2 приведены экспериментальные и расчетные рефлектометрические кривые образца №1184 с десятью слоями квантовых точек Ge(Si), разделенных слоями кремния по 67 нм. На кривой, записанной с применением 4-кристального монохроматора Ge(220), лучше видно разрешение отдельных пиков, тогда как на гибридном монохроматоре лучше прописывается диапазон больших углов в силу большей интенсивности монохроматизированного излучения. Сравнение расчетных кривых с экспериментальными кривыми позволяет определить период структуры и толщину слоя Ge(Si). Видно также, что в формировании картины принимают участие только пять верхних пар из десяти, а с ростом угла дифракции их число уменьшается до двух. Причем лучшее совпадение интенсивностей на экспериментальных и расчетных кривых достигается при допущении уменьшающейся на 0.8 нм толщины каждого следующего от поверхности слоя кремния. Это можно рассматривать как свидетельство диффузионного размытия германия из-за присутствия вакансий. Заметная диффузия наблюдалась нами также в слоях $Si_{1-x}Ge_x$ толщиной более 20 нм с концентрацией германия более 15%.

Следует различать размытие границ из-за сегрегации германия и из-за диффузии германия. В первом случае при малой концентрации германия (4–6%) наблюдается постепенное возрастание концентрации германия в слое толщиной 1–2 нм за счет уменьшения поверхностной энергии адсорбционного слоя при возрастании германия в нем и частичного отталкивания германия ростовой поверхностью. Если толщина слоя SiGe не превышает 4–6 нанометров, то при последующем нарастании слоя кремния накопленный в адсорбционном слое германий постепенно входит в него, в результате чего образуются ямы с треугольным распределением германия без заметного диффузионного размытия даже в сверхрешетках с 50 периодами. Тогда как при возрастании неравновесной концентрации вакансий наблюдается увеличение толщины переходного слоя с ростом глубины его залегания от исследуемой поверхности пропорционально длительности его высокотемпературной выдержки в процессе роста следующих слоев.

1. *Jain S.C., Willander M. and Maes H.* Semicond. Stresses and strains in epilayers, stripes and quantum structures of III-V compound semiconductors // Sci. Technol. 1996. V. 11. P. 641–671.

2. *Мартовицкий В.П., Кривобок В.С.* Хрупко–пластическая релаксация напряжений несоответствия в системе $Si(001)/Si_{1-x}Ge_x$ // ЖЭТФ. 2011. (в печати).

3. *Fahey P.M., Griffin P.B., and Plummer J.D.* Point defects and dopant diffusion in silicon // Rev. Mod. Phys. 1989. V. 61. P. 289–384.

4. *Itsumi M., Tomita M., Yamawaki M.* The origin of defects in SiO_2 thermally grown on Czochralski silicon substrates. J. Appl. Phys. 1995. V. 78. P. 1940–1943.

5. *Venezuela P., Dalpian G.M., da Silva A.J.R., Fazzio A.* Vacancy-mediated diffusion in disordered alloys: Ge self-diffusion in $Si_{1-x}Ge_x$ // Phys. Rev. 2002. V. B 65. P. 193306-4.

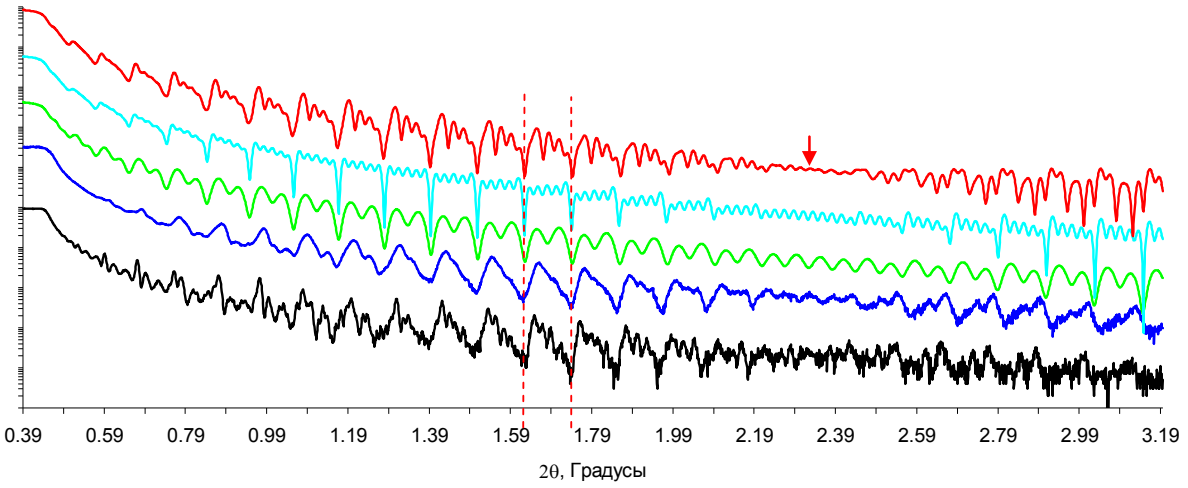


Рис. 2. Снизу вверх: экспериментальные рефлектометрические кривые образца №1184, полученные с 4-х кристальным и гибридным монохроматорами, а также расчетные кривые для двух периодов, пяти периодов и пяти периодов с уменьшающейся глубиной каждого следующего слоя кремния на 0.8 нм

Оптические свойства четверных полупроводниковых твердых растворов $GaN_xAs_yP_{1-x-y}$

Н.В. Крыжановская, А.Ю. Егоров, Е.В. Пирогов, М.С. Соболев

Санкт-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН,
ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург.
e-mail: kryj@mail.ioffe.ru

Класс твердых растворов GaNAsP имеет огромный потенциал для создания оптоэлектронных приборов, способных к интеграции с кремниевой электроникой. Во-первых, GaNAsP твердые растворы могут быть псевдоморфно выращены на подложке Si с сохранением высокого структурного качества [1]. Во-вторых, добавление в непрямозонный GaP небольшого количества азота (~0.5%) и (или) мышьяка делает его прямозонным и пригодным для создания эффективных приборов оптоэлектроники [2]. Несмотря на то, что монокристаллические слои GaN_xAs_{1-x} и GaN_xP_{1-x} с содержанием азота на уровне нескольких процентов были синтезированы уже к концу 90-х годов и была создана модель, описывающая формирование новой зонной структуры при замещении небольшой доли элементов пятой группы (As, P) атомами N [3], в настоящее время имеются весьма скудные сведения касательно ширины запрещенной зоны твердого раствора GaNAsP, эффективной массы электрона и оптического качества структур на его основе.

В настоящей работе методами фотолюминесценции (ФЛ) и спектроскопии возбуждения люминесценции проведены исследования оптических свойств слоев четверных полупроводниковых твердых растворов $GaN_xAs_yP_{1-x-y}$ (толщина слоя 1 мкм) и квантовых ям $GaN_xAs_yP_{1-x-y}$/GaP (толщина слоя КЯ 5 нм), выращенных на поверхности подложки GaP (100) методом газофазной эпитаксии. Величина мольной доли азота в твердых растворах $GaN_xAs_yP_{1-x-y}$ варьировалась в диапазоне x=0.006–0.012, а мольной доли мышьяка y=0.00–0.18. Количество слоев $GaN_xAs_yP_{1-x-y}$/GaP квантовых ям в исследованных структурах варьировалось от 10 до 25.

Для всех структур наблюдалась интенсивная фотолюминесценция в спектральном диапазоне 600–650 нм при комнатной температуре. Был проведен сравнительный анализ энергетического положения максимума линии ФЛ и края поглощения слоев $GaP_xN_yAs_{1-x-y}$ от элементного состава четверного твердого раствора. Зависимость ширины запрещенной зоны твердого раствора $GaP_xN_yAs_{1-x-y}$, полученная с помощью «band anticrossing model» [4] для различных концентраций азота показана на рис. 1. Константа взаимодействия при расчете была выбрана C_{NM}=3.8. Экспериментальные значения ширины запрещенной зоны, определенные на основании результатов исследования спектров ФЛ и поглощения эпитаксиальных слоев, показаны на рис. 1. Наблюдается хорошее совпадение результатов моделирования с экспериментальными данными, что свидетельствует о возможности применения «band anticrossing model» для описания свойств $GaP_xN_yAs_{1-x-y}$ твердых растворов.

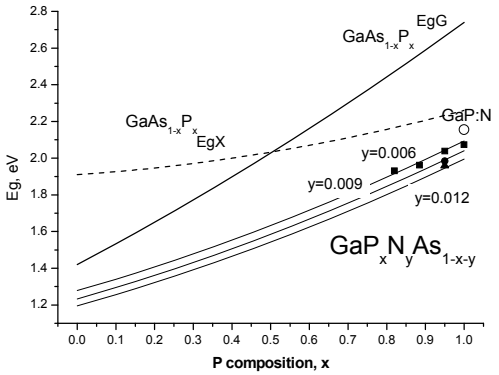


Рис. 1. Зависимость ширины запрещенной зоны твердого раствора $GaP_xN_yAs_{1-x-y}$ при различных концентрациях азота (0%, 0,6%, 0,9%, 1,2%)

На рис. 2 представлены спектры ФЛ, полученные при комнатной температуре от структуры A1, содержащей 10 слоев $GaN_{0.006}As_{0.18}P_{0.814}$ квантовых ям, от структуры A2, содержащей 25 слоев $GaN_{0.006}As_{0.18}P_{0.814}$ квантовых ям и от структуры A3, представляющей собой слой $GaN_{0.006}As_{0.18}P_{0.814}$ толщиной 0.1 мкм. Отсутствие сдвига размерного квантования у структур A1 и A2 по сравнению со структурой A3 обусловлено высоким значением эффективной массы электрона в твердых растворах GaNAsP.

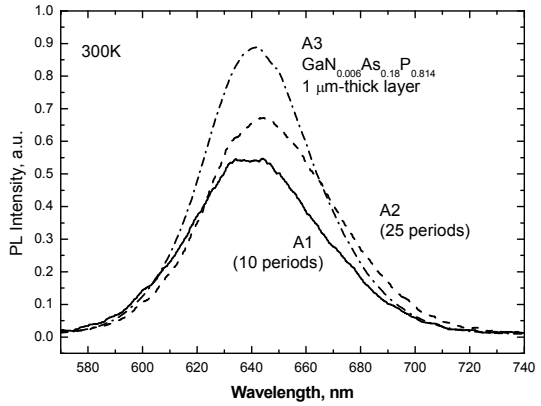


Рис. 2. Спектры ФЛ структур A1, A2 и A3, зарегистрированные при температуре 300 K

Увеличение количества периодов квантовых ям с 10 (структура A1) до 25 (структура A2) не приводит к падению интенсивности ФЛ, что сви-

детельствует о сохранении псевдоморфого роста при осаждении большого количества квантово-размерных слоев $GaN_{0.006}As_{0.18}P_{0.814}$ на подложке GaP.

Спектры структур A1–A3 сильно уширены, величины ширины спектров на половине высоты (FWHM) при низкой температуре (77 К) достигают 107 мэВ, а при комнатной температуре 150 мэВ. Подобное уширение спектров излучения наблюдалось для твердых растворов InGaAsN, в которых из-за образования In- и N-обогащенных кластеров формировались потенциальные минимумы для носителей. Мы полагаем, что в случае GaNAsP твердого раствора также происходит формирование N-обогащенных кластеров. Учитывая то, что добавление незначительного количества азота в GaP существенно меняет ширину запрещенной зоны, даже незначительная флуктуация состава азота в слое GaNAsP может привести к наблюдаемому уширению спектров ФЛ.

Для детального исследования оптических свойств выращенных слоев твердых растворов $GaN_xAs_yP_{1-x-y}$ проведена серия экспериментов по исследованию спектров ФЛ слоев $GaN_{0,006}P$ и $GaN_{0,009}As_{0.05}P$ в температурном диапазоне 20–300 К. Температурные зависимости полуширины спектров ФЛ показаны в верхней части рис. 3, интегральной интенсивности ФЛ – в середине и энергетическое положение максимума спектра ФЛ – внизу. S-образные зависимости положение максимума спектра ФЛ свидетельствуют о существенной композиционной неоднородности твердого раствора и о присутствии по крайней мере двух характерных локальных областей с различным композиционным составом. При высоких температурах в спектрах доминирует ФЛ областей с большим значением ширины запрещенной зоны, то есть с меньшей долей азота, при низких температурах начинает доминировать ФЛ более из областей с большей локализацией носителей заряда, то есть с повышенной долей азота. В диапазоне 100–250 К наблюдается «смешенная» ФЛ, что приводит к уширению спектров. При температуре 220 К наблюдается максимум на температурной зависимости полуширины спектров фотолюминесценции, что значительно отличается от свойств классических однородных твердых растворов, для которых характерно монотонное уменьшение полуширины линии ФЛ при уменьшении температуры наблюдения. Зависимость ширины запрещенной зоны однородных твердых растворов хорошо описывается выражением Варшни (Varshni):

$$E(\mathrm{T}) = E(0) - \alpha T^2/(T+\beta), \qquad (1)$$

где α и β – подгоночные параметры.

Зависимость Варшни для твердого раствора $GaN_{0,009}As_{0.05}P$, пересекающая экспериментальную кривую при температуре 300 К и проходящая через точку, сдвинутую относительно максимума ФЛ при 77 К на 79 мэВ (энергетический зазор между максимумом ФЛ и краевым поглощением СВЛ при 77 К), с параметрами $\alpha=7.1\cdot10^{-4}$ эВ/К и β=350 К, приведена на рис. 3 в виде пунктирной линии. На основании построенной зависимости увеличение ширины запрещенной зоны твердого раствора $GaN_{0,009}As_{0.05}P$ при уменьшении температуры от 300 К к 77 К составляет примерно 85 мэВ, что является типичным значением, например, для GaAs. Как можно заметить, наблюдается существенное отличие температурной зависимости положения максимума ФЛ от закономерности описываемой выражением Варшни. Очевидно, это является следствием существенной композиционной неоднородности твердого раствора. Интенсивность ФЛ при увеличении температуры от 20 К до 100 К меняется слабо, а с дальнейшим увеличением температуры до 300 К падает в ~100 раз, что свидетельствует о высокой безызлучательной рекомбинации в обеих структурах и необходимости проведения дополнительных технологических операций, направленных на улучшение качества слоев.

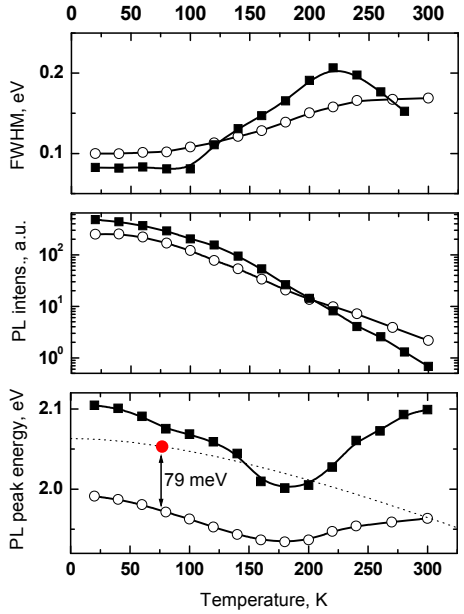


Рис. 3. Влияние температуры наблюдения на фотолюминесцентные характеристики слоев твердых растворов $GaN_{0,006}P$ (квадратные символы) и $GaN_{0,009}As_{0.05}P$ (круглые символы). Полуширина спектров ФЛ – вверху; интегральная интенсивность ФЛ – по середине; энергетическое положение максимума спектра ФЛ – внизу

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН №27, проекта РФФИ 09-02-01444-а.

1. *H. Yonezu*, Control of structural defects in group III–V–N alloys grown on Si/ *H. Yonezu* // Semicond. Sci. Technol. 2002. V. 17, № 8. P. 762–768.

2. *W. Shan, W. Walukiewicz, K.M. Yu, J. Wu, J.W. Ager III, E.E. Haler, X.P. Xin and C.W. Tu*, Nature of the fundamental band gap in GaNxP1−x alloys // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76, № 22. P. 3251–3253.

3. *P.R.C. Kent and Alex Zunger*, Theory of electronic structure evolution in GaAsN and GaPN alloys // Phys. Rev. B. V. 64. P. 115208.

4. *R. Kudrawiec*, Parameterization of the band gap energy for $GaN_xAs_{1-x-z}P_z$ alloys // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. P. 116101.

Влияние квантово-размерного эффекта Штарка на экситонную фотолюминесценцию в одиночных и двойных туннельно-связанных квантовых ямах

В.Я. Алешкин[1], Л.В. Гавриленко[1], Д.М. Гапонова[1], З.Ф. Красильник[1], Д.И. Крыжков[1], Д.В. Курицын[1],С.М. Сергеев[1], В.Г. Лысенко[2], Claus B. Sørensen[3]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.
[2] Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Институтская, 6, Черноголовка, Россия.
[3] Mikroelektronik Centret, Danmarks Tekniske Universitet, Denmark.
e-mail: krizh@ipm.sci-nnov.ru

Введение. Определение профиля распределения электрического поля в сложных гетероструктурах (например, сверхрешётках), непростая задача. Так, в работе [1] показано, что при гелиевых температурах КЯ GaAs/AlGaAs в общем случае содержат значительные концентрации носителей заряда, которые зависят не только от интенсивности надбарьерного фотовозбуждения, но и от напряжения между затворами. Эти заряды создают дополнительное поле, которое совместно с приложенным напряжением определяет суммарное локальное поле. Реакция сверхрешеток на изменение внешней разности потенциалов также подтверждает неоднородность распределения поля внутри структуры [2], но не позволяет однозначно связать поле с координатой. Замена одинаковых КЯ на последовательность одиночных или двойных КЯ со слегка различными толщинами позволила бы связать их спектры излучения и штарковские сдвиги с их координатами.

В работе исследованы спектры излучения *n*-*i*-*n*-GaAs/Al(Ga)As-гетероструктуры с 5 двойными туннельно-связанными квантовыми ямами, расположенными в центральной нелегированной части структуры, и двумя одиночными квантовыми ямами, расположенными вблизи легированных областей. Анализ эволюции линий экситонной фотолюминесценции (ФЛ) в широком диапазоне приложенного внешнего напряжения позволил восстановить распределение электрического поля по глубине гетероструктуры.

Эксперимент. Исследовавшаяся GaAs/Al(Ga)As *n*-*i*-*n*-гетероструктура содержала пять двойных туннельно-связанных квантовых ям (ДКЯ) GaAs/AlAs/GaAs, разделенных туннельно-непрозрачными барьерами $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ шириной 30 нм. Параметры ДКЯ и барьеров между ними собраны в табл. 1. Структура выращивалась на легированной GaAs(001)-подложке *n*-типа (n~10^{18} см$^{-3}$) методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Сначала на подложке выращивалась широкая квантовая яма толщиной 350 Å (в дальнейшем QW350). Далее находился активный слой, содержащий пять ДКЯ. Затем выращивалась ещё одна широкая квантовая яма толщиной 300 Å (в дальнейшем QW300). На поверхности структуры находились слой GaAs толщиной 400 Å, легированный Si до концентрации $2\cdot10^{18}$ см$^{-1}$. Широкие КЯ использовались, чтобы отделить область с ДКЯ от сильно легированных областей. На структуре литографическим способом были изготовлены мезы размером 1×1 мм и сделаны металлические контакты.

Таблица 1

Номер ДКЯ	Ширина 1-й КЯ нм	Ширина 2-й КЯ, нм	Ширина барьера, нм
1	12.4	12.1	1.1
2	10.2	9.9	1.7
3	8.8	8.5	2.3
4	7.6	7.3	2.8
5	6.5	6.2	3.4

Измерения спектров ФЛ проводились при температуре 4 К. Длина волны возбуждающего излучения 730 нм, мощность возбуждения изменялась от 0.5 до 5 мВт. В отдельных экспериментах использовалась дополнительная подсветка непрерывным излучением с энергией кванта больше ширины запрещенной зоны барьеров AlGaAs. Для подачи внешнего напряжения использовался генератор постоянного напряжения в режиме ограничения по току (до 5 мкА). Ограничение по току было выбрано из опасения пробить структуру и позволило исследовать диапазон прикладываемого к образцу напряжения от 1 до –3 В. Регистрация спектров ФЛ производилась при помощи решеточного спектрометра с разрешением 0.5 нм оснащенного высокочувствительной CCD-камерой.

На рис. 1 приведены спектры ФЛ исследовавшейся гетероструктуры, полученные в условиях слабого оптического возбуждения (0.5 мВт), при изменении внешнего электрического напряжения от 1 до –3 В с шагом 0.1 В, в условиях дополнительной подсветки. Жирным выделен спектр, полученный без приложения внешнего напряжения.

Стрелками на рисунке отмечены положения пиков ФЛ-относящихся к переходам в одинарных широких КЯ (QW300 и QW350) и двойных КЯ (DQW1-5). Тонкая структура пиков ФЛ от ДКЯ обусловлена расщеплением уровней размерного квантования в туннельно-связанных КЯ и, как следствие, возможностью существования прямых (внутриямных) и пространственно непрямых (межъямных) экситонов [3]. При увеличении напряженности электрического поля в спектрах появляется отщепляющаяся от основной линия, со-

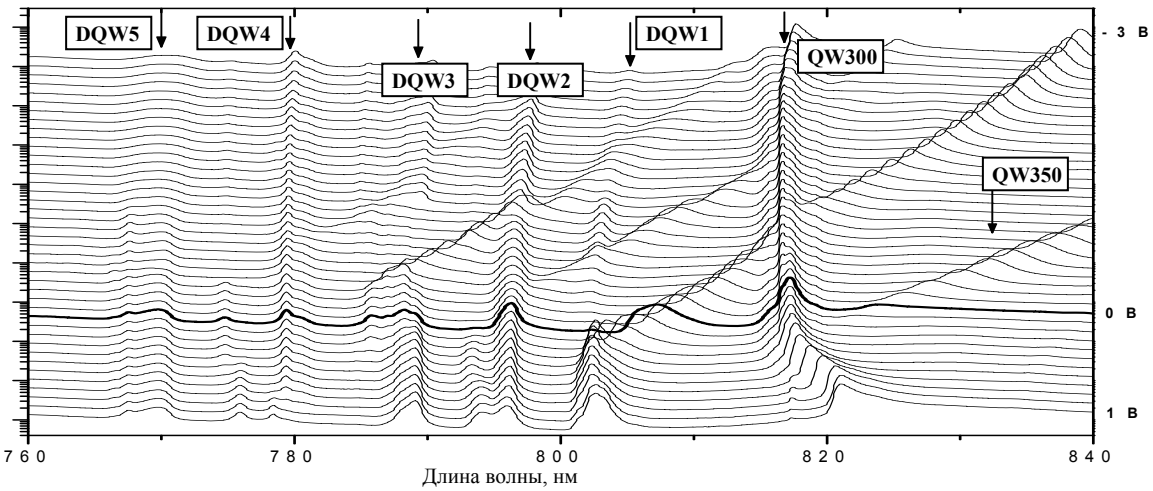


Рис. 1. Серия спектров ФЛ исследуемой гетероструктуры с одиночными КЯ шириной 300 Å (QW300) и 350 Å (QW350) и пятью ДКВ (DQW1-5) при изменении внешнего электрического напряжения от 1 до –3 В. Дополнительная подсветка непрерывным излучением

ответствующая рекомбинации непрямого экситона. Положение линии, соответствующей прямым переходам, не изменяется, однако ее интенсивность падает при значительном увеличении внешнего напряжения. Положение линии непрямого экситона зависит от поля линейно.

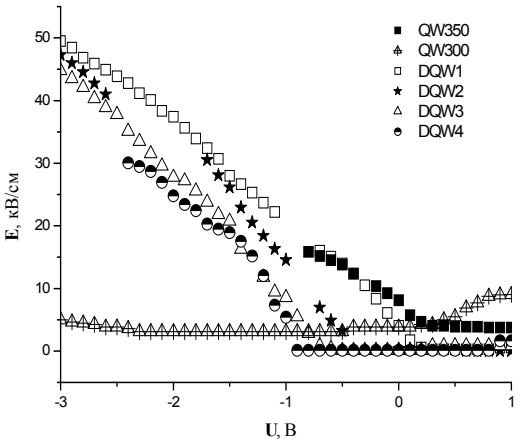


Рис. 2. Зависимость локального электрического поля в области одиночных и двойных КЯ от приложенного напряжения

Обсуждение результатов. Изменение ширины КЯ от пары к паре позволяет наблюдать эволюцию пиков ФЛ для широкого диапазона прикладываемых внешних напряжений для каждой пары в отдельности. На основе проделанного расчёта величины штарковского сдвига для КЯ гетероструктуры по виду спектра было определено поле в области каждой одиночной и двойной КЯ. Результаты приведены на рис. 2 (для DQW5 поле равно 0 и не приводится). Поскольку положение каждой ямы в пространстве известно, становится возможным восстановить распределение локального электрического поля в гетероструктуре.

Было выполнено численное моделирование распределения поля в структуре при разных значениях приложенного напряжения. Необходимо отметить, что хотя расчёты качественно описывают изменение распределения поля в зависимости от приложенного напряжения, количественно они очень сильно отличаются от экспериментально наблюдающегося распределения поля. Кроме того, было обнаружено, что распределение встроенного электрического поля в гетероструктуре существенно зависит от условий возбуждения структуры (мощность и длина волны возбуждения, наличие дополнительного межзонного подсвета), а также от тяжело контролируемых условий охлаждения образца до температуры измерения. По-видимому, это связано с тем, что распределение встроенного поля в значительной степени определяется распределением неравновесных носителей, локализованных в квантовых ямах и на глубоких примесных центрах, которое в свою очередь сложным образом зависит от условий возбуждения и предыстории охлаждения структуры.

1. *В.В. Соловьев и др.*, Непрямые экситоны и двойные электронно-дырочные слои в широкой одиночной квантовой яме в сильном электрическом поле, Письма в ЖЭТФ **38**, 647 (2006).

2. *H.T. Grahn et al.*, Electric-field domains in semiconductor superlattices: A novel system for tunneling between 2D systems, Phys. Rev. Lett. **67**, 1618, (1991).

3. *А.В. Ларионов и др.*, Коллективное поведение межъямных экситонов в GaAs/AlGaAs двойных квантовых ямах, Письма в ЖЭТФ **71**, 174, (2000).

Оже-девозбуждение ионов эрбия в кремниевых диодных структурах, выращенных методом сублимационной МЛЭ

К.Е. Кудрявцев, В.Б. Шмагин, Д.В. Шенгуров, В.П. Кузнецов, З.Ф. Красильник

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

Практическое использование светоизлучающих структур на основе кремния, легированного эрбием, сдерживается сильным температурным гашением эрбиевой фото- (ФЛ) и электролюминесценции (ЭЛ), обусловленным в основном процессами безызлучательной релаксации ионов эрбия, в частности оже-девозбуждением ионов Er^{3+} при взаимодействии с равновесными носителями заряда [1–3]. В полной мере вышесказанное относится к структурам Si:Er/Si, выращиваемым методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ) [4], демонстрирующим наиболее высокие на сегодняшний день квантовую эффективность и интенсивность эрбиевой фотолюминесценции в области гелиевых температур [5].

В данной работе исследованы особенности оже-девозбуждения ионов эрбия в диодных СМЛЭ-структурах Si:Er/Si с разными типами эрбиевых оптически активных центров (ОАЦ), проведено сопоставление результатов кинетических исследований с данными о составе электрически активных примесей и дефектов структуры, ответственных за оже-девозбуждение ионов Er^{3+}.

Исследованные образцы были выращены на подложках КЭФ-4.5 или КДБ-0.2 с ориентацией (100). Толщина слоя Si:Er составляла в полученных образцах $d_{Si:Er}$~0.7–1 мкм, температура роста слоя варьировалась от 500 °C до 400 °C для получения образцов с различным составом излучающих центров иона Er^{3+}. Так, при высокой температуре роста (T_{gr}~500 °C) формируются ОАЦ преципитатного типа, для которых характерна относительно широкая (~50 $см^{-1}$) полоса люминесценции. В то же время по мере уменьшения температуры роста (до ~400 °C) происходит постепенный переход к излучающим центрам с линейчатой структурой спектра люминесценции в виде отдельных интенсивных линий с характерной спектральной шириной ~1 $см^{-1}$ (преобладающими ОАЦ в структурах, выращенных при 400 °C, были центры типа Er-O1). Непосредственно на активный слой (без буферных слоев) наносились алюминиевые контакты для емкостных измерений, часть поверхности образцов была оставлена свободной для люминесцентных измерений.

При исследовании кинетики люминесценции образец накачивался короткими (~10 нс) лазерными импульсами. Люминесценция эрбия вблизи длины волны λ=1.54 мкм выделялась решеточным монохроматором и регистрировалась с помощью ФЭУ на основе InGaAs/InP. Время отклика системы составляло менее 10 мкс. Образец располагался в гелиевом криостате замкнутого цикла, температура изменялась в диапазоне T=30–150 K.

Электрически активные примеси и дефекты, определяющие тип проводимости и равновесную концентрацию носителей заряда в слое Si:Er, исследовались методом адмиттанс-спектроскопии с температурным сканированием. Измерения проводились в планарной геометрии, для чего на образец со стороны слоя Si:Er наносились омический контакт и контакт Шоттки. Это позволяло проводить измерения при температурах ниже температуры вымораживания носителей в подложке и, тем самым, исследовать мелкие примеси с энергией ионизации, меньшей по сравнению с энергией ионизации бора и фосфора, традиционно используемых для легирования кремниевых подложек. Частота тестового сигнала составляла F=1–100 кГц, температурное сканирование проводилось в диапазоне T=15–100 K; при этом регистрировались резистивная и емкостная компоненты адмитанса.

Образцы Si:Er/Si, выращенные при различной температуре, обладают совершенно различным составом эрбиевых ОАЦ. Кроме того, по данным C-V-профилирования, в зависимости от температуры роста изменяется и концентрация электрически активных примесей (дефектов) в слое Si:Er: от $N_D=(1–2)\cdot10^{16}$ $см^{-3}$ при T_{gr}=500 °C до $N_D=(2–3)\cdot10^{17}$ $см^{-3}$ при T_{gr}=400 °C. По этим причинам следует ожидать по крайней мере количественных различий в оже-девозбуждении ионов Er^{3+} в структурах с ОАЦ преципитатного типа и выращенных при более низкой температуре структурах с центрами типа Er-O1.

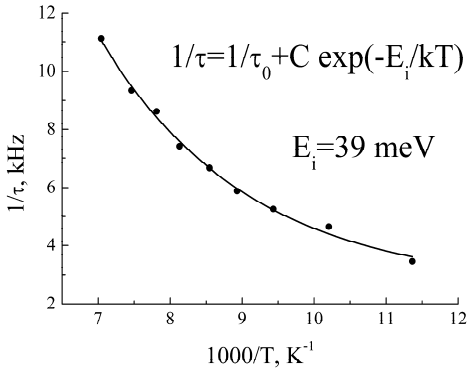


Рис. 1. Время спада эрбиевой люминесценции в зависимости от температуры для образца с центрами эрбия в составе SiO_2-подобных преципитатов (T_{gr}=500 °C). Точки – эксперимент, сплошная линия – аппроксимация выражением (1)

На рис. 1 в координатах Аррениуса приведена зависимость времени спада эрбиевой люминесценции от температуры для образца с SiO_2-

подобными излучающими центрами. Изменение наблюдаемого времени спада определяется включением оже-релаксации эрбия по мере повышения температуры. Аппроксимация экспериментальных данных модельной зависимостью вида [3]

$$1/\tau = 1/\tau_0 + C_A \cdot n_0 \cdot \exp(-E_i/kT), \quad (1)$$

где τ_0 – излучательное время жизни иона Er^{3+}, C_A – коэффициент Оже, E_i – энергия ионизации мелкой примеси, дает величину E_i=39 мэВ.

Адмиттанс-спектры емкости C(T) и проводимости G(T) того же образца представлены на рис. 2. В данном случае возникновение ступеньки на графике C(T) и пика на графике G(T) в области температур T=20–40 K связано с вымораживанием носителей заряда в электрически нейтральной части слоя Si:Er.

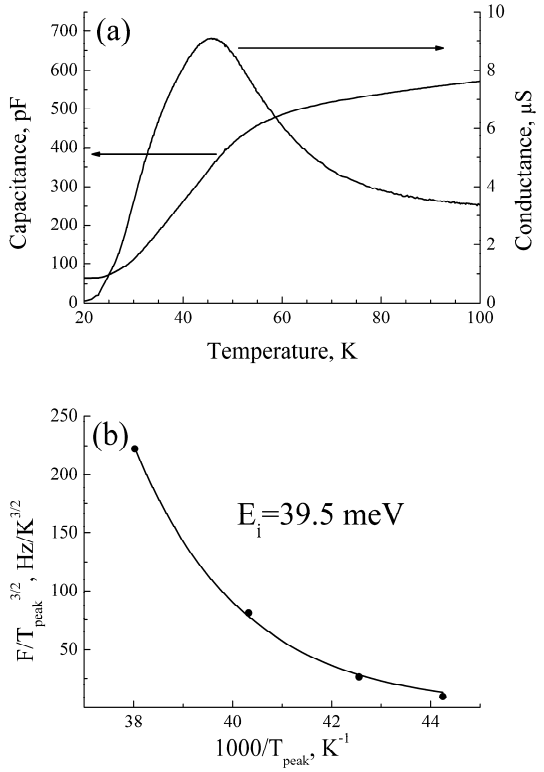


Рис. 2. Адмиттанс-спектры емкости и проводимости образца с ОАЦ преципитатного типа при частоте тестового сигнала F=10 кГц (*a*) и определение энергии ионизации мелкой примеси (*b*)

Определяемая из данных адмиттанс-спектроскопии величина энергии ионизации примесей составляет E_i=39.5 мэВ. Это с хорошей точностью совпадает с получаемой из оптических измерений энергией активации оже-девозбуждения. Отметим, что при измерениях в вертикальной геометрии (через подложку) на этих же структурах получается E_i=43–44 мэВ, что соответствует вымораживанию носителей в подложке. Таким образом, в исследуемых слоях Si:Er присутствуют примесные состояния более мелкие, чем доноры V группы, и обусловленные, по-видимому, формированием эрбий-кислородных комплексов. Тепловая эмиссия носителей с этих состояний является основной причиной оже-релаксации ионов Er^{3+} в исследуемых структурах в условиях малой интенсивности накачки (т.е. когда отсутствует релаксация эрбия на избыточных носителях заряда, наличие которых обусловлено мощной накачкой).

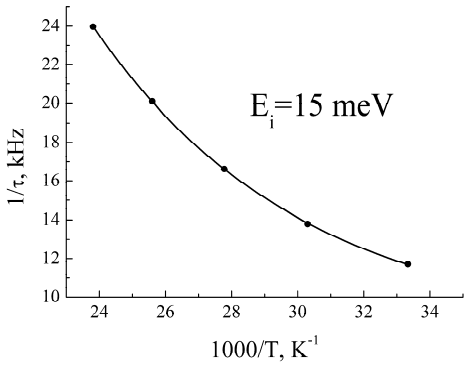


Рис. 3. Время спада эрбиевой люминесценции в зависимости от температуры для образца с излучающими центрами типа Er-O1 (T_{gr}=400 °C)

На рис. 3 приведена температурная зависимость времени спада эрбиевой ФЛ для структуры с излучающими центрами типа Er-O1. В этом случае получено значение энергии активации процесса девозбуждения E_i=15 мэВ. Отметим, что наличие в низкотемпературных СМЛЭ Si:Er/Si структурах примесных центров с близкой энергией ионизации подтверждается также и в [6], где были исследованы сходные СМЛЭ-структуры.

В целом, процессы оже-девозбуждения ярко выражены в кинетике люминесценции структур с линейчатым спектром люминесценции, даже при достаточно низких температурах (T~30 K) [7], в отличие от структур ОАЦ преципитатного типа. Это происходит по двум причинам: во-первых, концентрация примесей в этом случае более чем на порядок величины превосходит наблюдаемую для преципитатных (T_{gr}=500 °C) структур. Во-вторых, примесные комплексы, формирующиеся при более низкой температуре роста являются более мелкими и ионизуются при меньших температурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (09-02-00898) и программ президиума РАН.

1. *S. Coffa et al.* // Phys. Rev. B, **49**(23), 16313 (1994).
2. *F. Priolo et al.* // Phys. Rev. B, **57**(8), 4443 (1998).
3. *J. Palm et al.* // Phys. Rev. B, **54**(24), 17603 (1996).
4. *В.П. Кузнецов и др.* // ФТП, **34**(5), 519 (2000).
5. *Б.А. Андреев и др.* // Известия РАН, сер. Физ. 67(2), 273 (2003).
6. *В.Б. Шмагин и др.* // ФТП, **36**(2), 178 (2002).
7. *K.E. Kudryavtsev et al.* // Physica B, **404**, 4593 (2009).

Фонтанные лазерные схемы дальнего инфракрасного диапазона на полупроводниковых наногетероструктурах

В.А. Кукушкин

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород.
e-mail: vakuk@appl.sci-nnov.ru

В настоящее время дальнее инфракрасное (ИК) излучение находит всё более широкое применение как в фундаментальных исследованиях, так и в многочисленных приложениях, среди которых можно отметить информационно-телекоммуникационные технологии, неразрушающую диагностику живых систем, терапию, мониторинг состояния атмосферы и др. Однако достаточно мощные, компактные и дешевые источники электромагнитного поля этого спектрального диапазона до сих пор не созданы. Одними из наиболее перспективных кандидатов на их роль являются полупроводниковые наногетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ). Основанные на них квантовые каскадные лазеры (ККЛ) хорошо зарекомендовали себя в среднем ИК-диапазоне, однако их продвижение в дальнюю ИК-область наталкивается на серьёзные проблемы. Они связанны, в частности, с трудностью создания с помощью токовой накачки инверсии населённостей между близкими подзонами размерного квантования в КЯ и с сильным поглощением генерируемого дальнего ИК-излучения в сверхрешёточных подзонах, формируемых в ККЛ для протекания поперечного по отношению к плоскости КЯ накачивающего тока [1].

Вследствие этого представляют интерес альтернативные схемы генерации дальнего ИК-поля с использованием накачки внешним когерентным излучением. Отказ от токовой накачки, с одной стороны, облегчает создание инверсии между близкими подзонами размерного квантования. С другой стороны, устранив необходимость обеспечения поперечного по отношению к плоскости КЯ электронного транспорта, он позволяет изолировать КЯ друг от друга, избежав тем самым формирования сверхрешёточных подзон и в результате уменьшив потери дальнего ИК-излучения. Кроме того, когерентная накачка открывает возможность использования не только инверсного, но и безынверсного механизма усиления [2].

К указанным схемам относятся фонтанные (или, что то же, резонансные рамановские) лазеры [3] (см. рис. 1, *а*). В них создание инверсии на переходе $3 \to 2$ между подзонами размерного квантования зоны проводимости достигается за счёт когерентной накачки с частотой $\omega = \omega_{31}$ подзоны 3 из лежащей в зоне проводимости подзоны 1 и быстрого опустошения подзоны 2 вследствие резонансного излучения продольного оптического (ПО) фонона с энергией $\hbar\omega_p = \hbar\omega_{21}$. При этом усиление пробного поля с частотой $\omega' = \omega_{32}$ объясняется не только инверсным, но и безынверсным механизмом, обусловленным созданием накачкой когерентности на переходе $3 \leftrightarrow 1$. До сих пор такие устройства были реализованы лишь в среднем ИК-диапазоне при криогенном охлаждении. При повышении их рабочей температуры T происходило тепловое заселение подзоны 2 из подзоны 1, в результате чего инверсия на переходе $3 \leftrightarrow 2$ уменьшалась и генерация прекращалась.

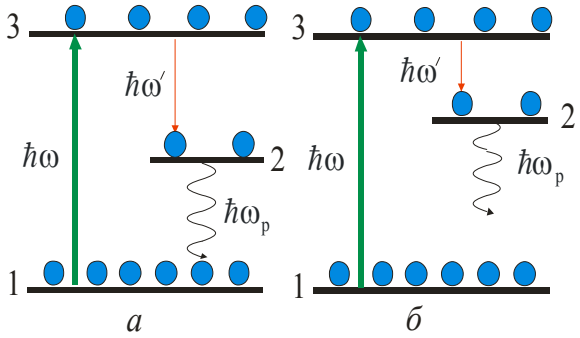


Рис. 1. Схема фонтанного лазера среднего ИК-диапазона с использованием излучения продольного оптического фонона (*а*) и предлагаемая схема дальнего ИК фонтанного лазера без использования излучения продольного оптического фонона (*б*)

Отказ от использования резонансного излучения ПО-фонона для опустошения подзоны 2 в таких схемах позволяет увеличить T вплоть до комнатных величин и перейти к генерации дальнего ИК-излучения. Действительно, рассмотрим при $T = 300$ К схему с большой $\hbar\omega_{21} >> k_B T \sim \hbar\omega_p$, предотвращающей тепловое заселение подзоны 2 из подзоны 1, и лежащей в дальнем ИК-диапазоне $\hbar\omega_{32} = 12$ мэВ, которая удовлетворяет условию $\hbar\gamma_{21} < \hbar\omega_{32} < k_B T$, где $\hbar\gamma_{21} \sim 6$ мэВ – ширина линии перехода $2 \leftrightarrow 1$ (см. рис. 1, *б*). В этом случае заселение оптической накачкой подзоны 2 подавлено и число электронов в ней, n_2, оценивается из уравнения $n_2 / \tau_{23} + n_2 / \tau_{21} = n_3 / \tau_{32}$, где n_3 – число электронов в подзоне 3, τ_{ij} – времена релаксации из подзоны i в подзону j. При указанных условиях все τ_{ij} одного порядка и n_3 может вдвое превышать n_2, что означает создание инверсии на переходе $3 \leftrightarrow 2$.

Здесь следует также заметить, что даже если в предлагаемой схеме инверсия населённостей на лазерном переходе, т.е. разность $n_3 - n_2$, окажется малой, то всё равно на нём может осуществляться усиление дальнего ИК-излучения за счёт безынверсного механизма, связанного с созданием

накачкой когерентности на переходе $3 \leftrightarrow 1$. В этом состоит важное преимущество использующих когерентную накачку фонтанных лазеров по сравнению с использующими токовую накачку инжекционными лазерами, где создание достаточно большой инверсии является необходимым условием генерации.

Данный доклад посвящён детальному теоретическому рассмотрению работы фонтанных лазеров дальнего ИК-диапазона. В качестве активной среды для них рассмотрена сверхрешетка из КЯ, разделённых столь широкими барьерами, что каждую КЯ можно рассматривать независимо от других. В качестве материала для её изготовления предполагается использовать гетеросистему AlGaAs. Каждая КЯ в такой сверхрешетке является двойной (ДКЯ), т.е. состоит из двух КЯ (широкой и узкой), разделённых узким туннельно-прозрачным барьером. Огибающая волновая функция подзоны 1 сосредоточена в основном в широкой КЯ, а огибающие волновые функции подзон 2 и 3 существенно отличны от нуля как в широкой, так и в узкой КЯ. Для обеспечения достаточно большой ($\sim 10^{12}$ см$^{-2}$) концентрации электронов в ДКЯ в разделяющие их барьеры вблизи их центральных плоскостей предполагается вводить донорную примесь Si с концентрацией $5 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$. Такое модуляционное допирование необходимо для частичной изоляции заполняющих ДКЯ электронов от ионизованных доноров и уменьшения таким образом уширения межподзонных переходов в ДКЯ, связанного с электрон-донорным рассеянием.

Параметры ДКЯ (с учётом кулоновского потенциала, возникающего вследствие пространственного разделения электронов и ионизованных доноров) были подобраны таким образом, чтобы частота перехода $3 \leftrightarrow 1$ соответствовала вакуумной длине волны 10.6 мкм, т.е. была равна рабочей частоте CO_2-лазера, который предполагается использовать в качестве источника когерентной накачки для рассматриваемой схемы.

Волновод для дальнего ИК-излучения предполагается сформировать с помощью помещения активного слоя между двух высокопроводящих слоёв с отрицательными значениями действительной части диэлектрической проницаемости ε в дальнем ИК-диапазоне (так называемый двойной плазмонный волновод, см. рис. 2). Нижний слой образован GaAs, сильно допированным акцепторной примесью C, а верхний – высокопроводящим металлом, например Pd. Дальнее ИК-излучение распространяется в таком волноводе в виде TM-моды с волновым вектором $\mathbf{k}'$, а вертикально поляризованное накачивающее излучение CO_2-лазера с волновым вектором $\mathbf{k}$ вводится через его боковую грань. При требуемых для достижения дальней ИК генерации интенсивностях (см. ниже) вначале оно распространяется в режиме насыщения и практически не ослабляется на расстоянии ≈ 6 мкм, а затем начинает спадать, существенно уменьшаясь на глубине ≈ 10 мкм.

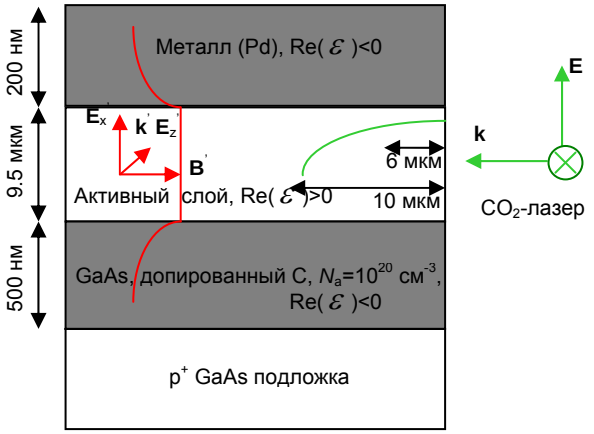


Рис. 2. Двойной плазмонный волновод для дальнего ИК-излучения и способ ввода в него излучения накачки

Латеральное ограничение дальнего ИК-поля при этом достигается за счёт распределённого коэффициента усиления, обусловленного указанным затуханием накачивающего излучения. Верхний металлический слой и проводящая подложка обеспечивают возможность приложения к структуре постоянного внешнего напряжения, подбирая величину которого за счёт эффекта Штарка можно добиться компенсации расхождения между расчетными и реальными энергиями подзон, возникающего вследствие несовершенств технологического процесса.

Расчёты показывают, что для описанной структуры пороговая интенсивность накачки в активном слое, при которой начинается генерация дальнего ИК-излучения, ≈ 300 кВт/см^2, а инверсный механизм обеспечивает примерно 43% от общего порогового коэффициента усиления. Остальная его часть обусловлена безынверсным механизмом. Выходная мощность такого лазера быстро возрастает с увеличением интенсивности накачки сверх порогового значения и при трёхкратном превышении порога достигает примерно 0.25 Вт.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 09-02-00909-а).

1. *Williams, B.S.* Terahertz quantum-cascade lasers / B.S. Williams // Nature Photonics 2007. V. 1. P. 517–525.

2. *Belyanin, A.* Inversionless lasing with self-generated driving field / A. Belyanin, C. Bentley, F. Capasso, O. Kocharovskaya, and M.O. Scully // Phys. Rev. A. 2001. V. 64, № 1. P. 013814.

3. *Gauthier-Lafaye, O.* Long-wavelength ($\approx 15.5\,\mu$m) unipolar semiconductor laser in GaAs quantum wells / O. Gauthier-Lafaye, P. Boucaud, F.H. Julien, S. Sauvage, S. Cabaret, V. Thierry-Mieg and R. Planel // Applied Phys. Lett. 1997. V. 71, № 25. P. 3619–3621.

Исследование циклотронного резонанса полупроводниковых наноструктур с квантовыми ямами на основе HgCdTe

А.А. Ластовкин[1], А.В. Иконников[1], К.Е. Спирин[1], М.С. Жолудев[1], В.И. Гавриленко[1], С.А. Дворецкий[2], Н.Н. Михайлов[2], Ю.Г. Садофьев[3], Н. Самал[3]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
[2] Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск.
[3] Trion Technology, Tempe, AZ 85281, USA.
e-mail: lastovkin@ipm.sci-nnov.ru

В последнее время появился большой интерес к структурам с квантовыми ямами на основе HgCdTe из-за перспективности создания фотоприемников в широкой области ИК-диапазона. До настоящего времени исследования гетероструктур HgTe/CdHgTe в основном были ограничены образцами, выращенными на подложках с кристаллографической ориентацией (001) (см., например, [1]). В последние годы в Институте физики полупроводников СО РАН развита технология молекулярно-пучковой эпитаксии МПЭ гетероструктур HgTe/CdHgTe на подложках с «низкосимметричной» кристаллографической ориентацией (013). Достоинством этого метода является на два порядка большая (чем на подложках с ориентацией (001)) скорость роста при сохранении по крайней мере того же качества структур (см., например, обзор [2]), что может иметь решающее значение при росте многослойных структур с большим числом квантовых ям, необходимым для создания межзонных приемников терагерцового излучения. В гетероструктурах HgTe/CdHgTe в основном проводилось изучение транспорта в образцах с двумерным электронным газом (см., например, работы [3]). Большое число работ по межзонным оптическим переходам в сверхрешетках HgTe/CdTe было выполнено в 80–90-е годы применительно к средней ИК-области спектра, т.е. в сравнительно широкозонных структурах (см., например, [4]). В терагерцовой области спектра выполнены лишь единичные исследования циклотронного резонанса [2, 5, 6]. В настоящей работе были проведены измерения спектров циклотронного резонанса (ЦР) в гетероструктурах HgTe/CdHgTe (013) при различных концентрациях двумерного электронного газа в квантовых ямах.

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs(013). Последовательно выращивались буферные слои ZnTe и CdTe, нижний барьерный слой $Cd_xHg_{1-x}Te$, квантовая яма $Cd_yHg_{1-y}Te$, верхний барьерный слой $Cd_xHg_{1-x}Te$ и защитный слой CdTe. Барьерные слои некоторых образцов легировались In. Параметры исследуемых образцов представлены в таблице.

Параметры исследуемых образцов

№ образца	x	y	Ширина квантовой ямы, нм	Концентрация In, $см^{-3}$
1	0.64	0	8	$6.5\cdot10^{16}$
2	0.72	0	7	$6.3\cdot10^{16}$
3	0.72	0.16	30	0
4	0.64	0.18	33	0

Исследования циклотронного резонанса проводились при T=4.2 К на образцах размером 5×5 мм с двумя полосковыми омическими контактами по краям. В качестве источников СВЧ-излучения использовали лампу обратной волны ЛОВ-74 (0,42–0,72 ТГц) и квантовый каскадный лазер (ККЛ) фирмы «Trion Technology» (3 ТГц). Для регистрации прошедшего через образец излучения для квантового каскадного лазера использовался Ge:Ga-приемник, а для ЛОВ-74 – приемник n-GaAs. Лазер, образец и приемник располагались в световодном модуле в жидком гелии в криомагнитной вставке транспортного гелиевого сосуда Дьюара СТГ-40. Все измерения проводились при фарадеевской конфигурации: плоскость образца была перпендикулярна магнитному полю и направлению распространения излучения. В ходе эксперимента имелась возможность подсвечивать исследуемые структуры излучением ИК-светодиода, что позволяло изменять концентрацию носителей в квантовой яме. Светодиод располагался в жидком гелии вблизи образца. Использовались два метода измерений ЦР: модуляция СВЧ-излучения при постоянной подсветке образца и модуляция подсветки при постоянном излучении. Преимущество второго метода заключается в возможности изучать ЦР в структурах с малой концентрацией носителей в квантовой яме. При этом регистрируемый на приемнике сигнал соответствует относительным изменениям концентрации носителей в квантовой яме, появившиеся во время импульса подсветки за счет межзонной генерации. Одновременно со спектром циклотронного резонанса производилась запись сопротивления образца от магнитного поля, что позволяло определить концентрацию двумерного электронного газа в квантовой яме.

Для определения энергетического спектра носителей был выполнен численный расчет на основе модели Кейна (гамильтониан 8×8, см., например, [7]) с учетом деформационных слагаемых, которые возникают из-за несоответствия постоянных решеток квантовой ямы и барьеров. Спектр электронов находился с помощью разложения огибающей волновой функции электрона по плоским волнам и диагонализацией гамильтониана в этом базисе.

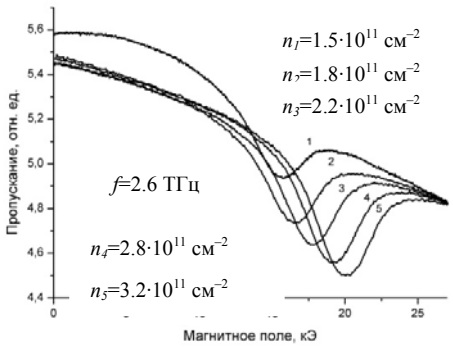


Рис. 1. Спектры ЦР в образце № 2 при различной концентрации носителей в квантовой яме. Измерения при модуляции источника СВЧ-излучения

На рисунке 1 представлены спектры ЦР в структуре № 1 при различных концентрациях носителей в квантовой яме, снятых при модуляции СВЧ-излучения и постоянной ИК-подсветке. Общий наклон кривых связан с изменением чувствительности Ge:Ga-приемника с ростом магнитного поля. Видно, что рост концентрации двумерного электронного газа в квантовой яме приводит к сдвигу линии ЦР в более сильные магнитные поля. При этом циклотронная масса изменяется от $0.017m_0$ при n_s=1.9 см$^{-2}$ до $0.022m_0$ при n_s=3.3 см$^{-2}$, где m_0 – масса свободного электрона, n_s – концентрация двумерного электронного газа в квантовой яме. Подобные результаты были получены и для другой структуры № 2. Экспериментально определённые циклотронные массы при различной концентрации носителей в квантовых ямах в структурах № 1 и № 2 хорошо соответствуют кривым, построенных на основе теоретического расчета зонных спектров данных структур (рис. 2).

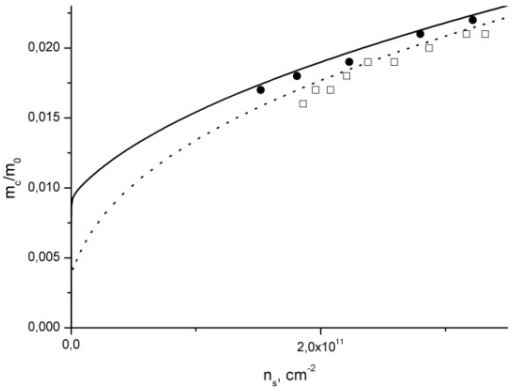


Рис. 2. Теоретическая зависимость циклотронных масс от концентрации двумерного электронного газа для структур № 1 (сплошная кривая) и № 2 (пунктирная кривая). Кружки и квадраты – измеренные значения циклотронных масс при разной концентрации электронов в квантовой яме для структуры № 1 и 2 соответственно

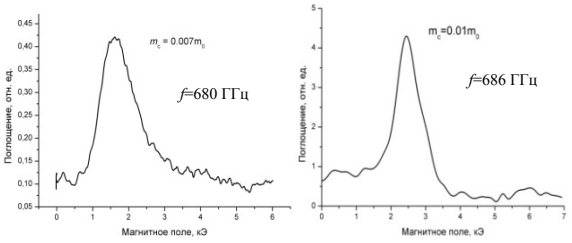


Рис. 3. Спектры ЦР в образцах № 3 (слева) и № 4 (справа). Измерения при модуляции ИК-подсветки

На рисунке 3 представлены спектры ЦР структур № 3 и № 4. Данные результаты получены при модуляции ИК-подсветки и постоянном излучении СВЧ-источника. Образцы специально не легировались. По нашим оценкам в образце № 3 темновая концентрация электронов в квантовой яме менее n_s=3.8·10^{10} см$^{-2}$, а в структуре № 4 n_s=2·10^{10} см$^{-2}$. Несмотря на относительно низкие концентрации электронов в квантовых ямах указанный метод позволил наблюдать в данных образцах линии ЦР, положение которых соответствуют циклотронным массам $0.007m_0$ в образце № 2 и $0.01m_0$ в образце № 4.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт № 16.740.11.0321), а также при поддержке Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (государственный контракт № 8231 р/13080).

1. *H.C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner et. al.* Phys. Rev., B 63, 245305 (2001).

2. *З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Н.Н. Михайлов, Д.А. Козлов*, ФНТ, 35(10), с. 10 (2009).

3. *Y. S. Gui, C. R. Becker, N. Dai et al.* Phys. Rev. B 70, 115328 (2004).

4. *Z.Yang, Z.Yu, Y.Lansari et al.* Phys. Rev. B 49, 8096 (1994).

5. *З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Н.Н. Михайлов, Д.А. Козлов*, ФНТ, 35(10), с. 10 (2009).

6. *M. Schultz, F. Heinrch, U. Merkt et al.* Semicond. Sci. Technol. 11, 1168 (1996).

7. *M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag et al.* Phys. Rev. B 57, 14772 (1998).

8. *E.G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth et al.* Phys. Rev. B 72, 035321 (2005).

Сравнительный анализ радиационного воздействия на электролюминесценцию кремния и SiGe/Si(001)-гетероструктур с самоформирующимися нанооствровками

З.Ф. Красильник[1], К.Е. Кудрявцев[1], А.Н. Качемцев[2], Д.Н. Лобанов[1], А.В. Новиков[1], С.В. Оболенский[3], Д.В. Шенгуров[1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Афонино.
[2] ФГУП ФНПЦ НИИИС им. Ю.Е. Седакова, ул. Тропинина, 47, Нижний Новгород.
[3] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород.
e-mail: dima@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время Ge/Si-гетероструктуры с самоформирующимися нанооствровками и квантовыми точками, выращенные на Si(001)-подложках, рассматриваются как один из перспективных материалов для создания эффективных источников [1] и приемников [2] света в диапазоне длин волн 1.3–1.55 мкм. Интерес к подобным структурам усиливается совместимостью технологии их получения с современной кремниевой технологией. Изменения транспортных и оптических свойств полупроводниковых наноструктур в результате радиационного воздействия являются одним из параметров, характеризующих новые разрабатываемые устройства на их основе.

Проведенные ранее исследования показали [3], что сигнал фотолюминесценции (ФЛ) от Ge(Si) самоформирующихся островков характеризуется повышенной стойкостью к различного рода радиационному воздействию по сравнению с сигналом ФЛ от объемного Si и SiGe квантовых ям. Рост радиационной стойкости связывается с пространственной локализацией носителей заряда в Ge(Si)-островках и их окрестности, которая препятствует диффузии носителей заряда к центрам безызлучательной рекомбинации, связанным с радиационными дефектами [3]. Меньшая чувствительность излучательных свойств структур с Ge(Si) нанооствровками к радиационному воздействию указывает на то, что оптоэлектронные устройства на их основе будут иметь более высокую радиационную стойкость по сравнению с приборами на объемном кремнии. В данной работе представлены результаты сравнительных исследований влияния нейтронного облучения на электролюминесценцию (ЭЛ) кремниевого диода и диодов с GeSi с самоформирующимися нанооствровками [4].

Исследованные структуры были выращены методом МПЭ на подложках p^+-Si(001). Структуры представляли собой p-i-n-диоды, в нелегированную i-область которых была встроена 20-периодная решетка с Ge(Si) самоформирующимися нанооствровками. Для сравнения в качестве образца был выращен Si-диод, толщина нелегированной области которого была близка к толщине i-области в структурах с Ge(Si)-островками. Более подробно описание методики получения структур представлено в работе [4].

Проведенные экспериментальные исследования показали, что облучение Si-диода нейтронами с флюенсом 10^{13} см$^{-2}$ приводит к существенному падению интенсивности сигнала межзонной ЭЛ от Si в спектрах, измеренных при 77 К, и появлению сигнала от радиационных дефектов в области длин волн $\lambda > 1250$ нм [5], среди которых наибольшей интенсивностью выделяется так называемая G-линия (рис. 1, *а*). При увеличении флюенса облучения до 10^{15} см$^{-2}$ интенсивность сигнала ЭЛ от дефектов при 77 К продолжает быстро расти, а интенсивность сигнала ЭЛ, связанного с межзонной рекомбинацией в кремнии, быстро падает и при флюенсе облучения 10^{15} см$^{-2}$ уже не наблюдается.

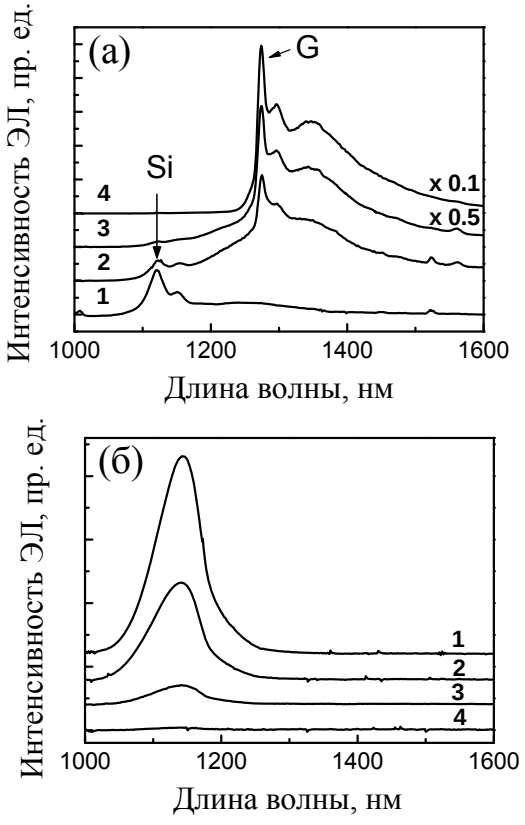


Рис. 1. Спектры ЭЛ кремниевого диода, измеренные при 77 К (*а*) и комнатной температуре (*б*) до облучения (*1*) и после облучения нейтронами с различными флюенсами: 10^{13} см$^{-2}$ (*2*), 10^{14} см$^{-2}$ (*3*) и 10^{15} см$^{-2}$ (*4*). Спектры нормированы на спектральную характеристику детектора и разнесены по вертикальной оси для наглядности

После облучения в измеренных при комнатной температуре спектрах ЭЛ кремниевого диода

новых линий не наблюдается. Это связано с сильным температурным гашением сигналов ЭЛ от радиационных дефектов (рис. 1, *б*). В то же время интенсивность сигнала ЭЛ, связанного с межзонной рекомбинации в Si, с увеличением флюенса облучения быстро уменьшается, и при флюенсе облучения ~ 10^{15} см$^{-2}$ при комнатной температуре отсутствует какой-либо сигнал ЭЛ от кремниевого диода.

При исследовании ЭЛ диодов, в нелегированную область которых была встроена решетка с Ge(Si) самоформирующимися островками, было обнаружено, что с увеличением флюенса нейтронов происходит постепенное уменьшение интенсивности сигнала ЭЛ от Ge(Si)-островков. Тем не менее он наблюдается как при 77 K, так и при комнатной температуре даже после облучения с максимальным используемым флюенсом 10^{15} см$^{-2}$ (рис. 2). Появления каких-либо особенностей и дополнительных линий, связанных с радиационными дефектами, в спектрах ЭЛ облученных диодов с Ge(Si)-наноостровками при этом не наблюдается.

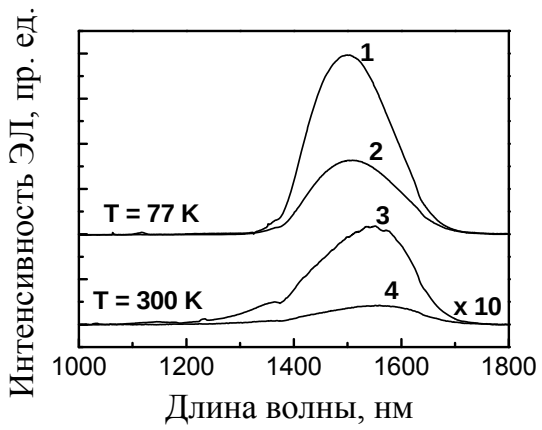


Рис. 2. Спектры ЭЛ диода с Ge(Si) самоформирующимися наноостровками. Спектры были измерены при 77 K (*1* и *2*) и комнатной температуре (*3* и *4*). *1* и *3* – спектры ЭЛ диода до облучения нейтронами, *2* и *4* – после облучения нейтронами флюенсом 10^{15} см$^{-2}$

На рисунке 3 суммированы результаты исследований по влиянию нейтронов на интенсивности сигналов ЭЛ от островков и от кремниевого диода. Из полученных результатов хорошо видно, что интенсивность сигнала ЭЛ от кремниевого диода с увеличением флюенса нейтронов спадает значительно быстрее, чем интенсивность сигнала ЭЛ от Ge(Si)-островков (рис. 3). Это говорит о значительно большей стойкости к радиационному воздействию светоизлучающих структур с Ge(Si) самоформирующимися наноостровками по сравнению с объёмным кремнием.

Повышенная радиационная стойкость многослойных структур с самоформирующимися Ge(Si)-островками связывается с эффективной пространственной локализацией носителей заряда в них (трехмерной для дырок в островках и двумерной для электронов в Si-слоях, разделяющих соседние слои с островками). Локализация носителей заряда препятствует их диффузии к радиационным дефектам и последующей безызлучательной рекомбинации на них.

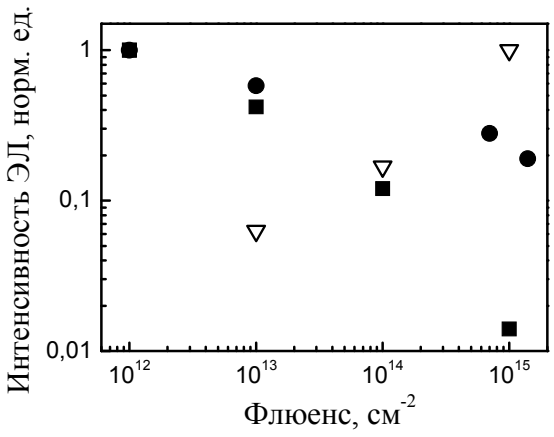


Рис. 3. Зависимости интегральной интенсивности ЭЛ диода с Ge(Si)-островками (●), кремниевого диода (■) при комнатной температуре и интенсивности G-линии в спектре кремниевого диода при 77 K (▽) от флюенса нейтронов. Интенсивности сигнала ЭЛ от островков и от Si при комнатной температуры нормированы на интенсивность соответствующих сигналов от необлученных структур, а G-линии – на интенсивность сигнала от структуры, облученной флюенсом 10^{15} см$^{-2}$

Следует отметить, что точечные дефекты, возникающие снаружи островков, могут за счет диффузии перераспределяться, в том числе и накапливаться на границах островков, давая вклад в деградацию люминесценции. Однако согласно полученным экспериментальным данным этот процесс в структурах с Ge(Si) самоформирующимися островками подавлен.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Программы Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред ».

1. *Talalaev, V.G.* Room temperature electroluminescence from Ge/Si quantum dots superlattice close to 1.6 μm / V.G. Talalaev, G.E. Cirlin, A.A. Tonkikh, N.D. Zakharov, P. Werner // Phys. Stat. Sol. (a) 2003. V. 198, № 1. P. R4–R6.

2. *Якимов, А.И.* Фотодиоды Ge/Si со встроенными слоями квантовых точек Ge для ближней инфракрасной области (1.3–1.5 мкм) / А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, А.И. Никифоров, С.В. Чайковский, С.А. Тийс // ФТП. 2003. Т. 37, вып. 11. С. 1383–1388.

3. *Новиков, А.В.* Влияние радиационного воздействия на люминесцентные свойства низкоразмерных SiGe/Si(001)-гетероструктур / А.В. Новиков, А.Н. Яблонский, В.В. Платонов, С.В. Оболенский, Д.Н. Лобанов, З.Ф. Красильник // ФТП. 2010. Т. 44, вып. 3. С. 346–351.

4. *Красильник, З.Ф.* Сравнительный анализ радиационного воздействия на электролюминесценцию кремния и SiGe/Si(001)-гетероструктур с самоформирующимися наноостровками / З.Ф. Красильник, К.Е. Кудрявцев, А.Н. Качемцев, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, С.В. Оболенский, Д.В. Шенгуров // ФТП. 2011. Т. 45, вып. 2. С. 230–234.

5. *Davies, G.* The optical properties of luminescence centres in silicon / G. Davies // Physics Reports 1989. V. 176. P. 83–188.

Кинетика фотолюминесценции и фотопроводимость структур с квантовыми точками InAs

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

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.
e-mail: lmd@ipm.sci-nnov.ru

Изучение динамики носителей в структурах с квантовыми точками (КТ) необходимо для понимания работы и оптимизации приборов, разрабатываемых на основе этих структур, таких как лазеры и фотодетекторы [1, 2].

В работе [3] мы исследовали гетероструктуры InAs/GaAs с квантовыми точками для фотоприёмников среднего ИК-диапазона. Полученные структуры демонстрируют внутризонную ИК-фотопроводимость, обусловленную переходами из связанных состояний в квантовых точках в состояния континуума в области 3–6 мкм вплоть до 200 К при нормальном падении излучения на образец. Максимальное значение достигается при T=90 К. В данной работе исследовалась временная динамика фотовозбуждённых носителей подобных структур.

Структуры выращивались на подложках GaAs (100) методом МОГФЭ пониженного давления и содержали 10 слоёв квантовых точек InAs. Мы исследовали кинетику фотолюминесценции структур с помощью двух различных измерительных систем. Для регистрации коротких времён с пикосекундным временным разрешением применялся метод up-conversion и система FOG-100 (femtosecond optically gated fluorescence kinetic measurement system). Использовался Ti-сапфировый лазер Spectra-Physics Tsunami 3960. Фотолюминесценция возбуждалась импульсами длительностью 80 фс, с энергией 1.61 эВ и частотой повторения 80 МГц. Сигнал суммарной частоты детектировался фотоумножителем в режиме счёта фотонов. Длина волны возбуждающего излучения 770 нм. На рис. 1 приведены зависимости от времени интенсивности фотолюминесценции при температуре 77 К на длинах волн, соответствующих излучению из смачивающего слоя (870 нм), основного (1100 нм) и первого возбуждённого (1020 нм) состояния КТ.

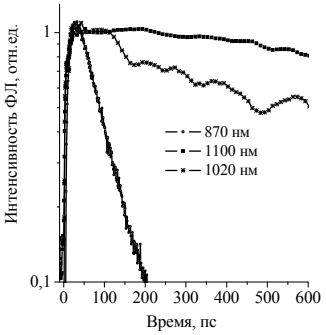


Рис. 1. Нормированные зависимости интенсивности фотолюминесценции от времени, полученные методом up-conversion с пикосекундным разрешением

Для более надёжного измерения длинных времен (> нс) была использована следующая система. Сигнал фотолюминесценции возбуждался лазерным излучением регенеративного усилителя “Spitfire” (Spectra Physics) с длиной волны 400 нм, длительностью 130 фс, с частотой повторения 5 кГц и подавался на вход двойного 0.5 м монохроматора с вычитанием дисперсии. Кинетика фотолюминесценции регистрировалась методом времякоррелированного счета фотонов при помощи однофотонного сверхпроводящего детектора на основе NbN, находившегося во вставке с контркриостатом, помещенной в транспортный сосуд Дьюара. Временное разрешение системы регистрации (приемник и электроника счета фотонов) составляло около 100 пс. Время накопления сигнала составляло 10–20 мин. На рис. 2 приведена зависимость от времени интенсивности фотолюминесценции при T=77 К на длине волны, соответствующей излучению из основного состояния КТ (1100 нм).

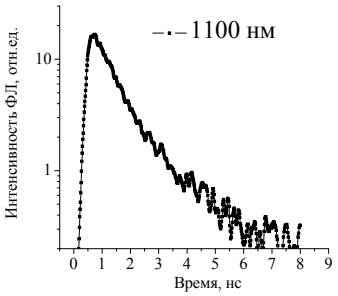


Рис. 2. Нормированные зависимости интенсивности фотолюминесценции от времени для больших времён. Разрешение 100 пс

Времена нарастания фотолюминесценции, связанной с краем зоны смачивающего слоя и фотолюминесценции от КТ, составляют около 25 пс. Это время складывается из времени диффузии носителей фотовозбуждённых в барьере GaAs в область, где расположены КТ и смачивающие слои, времени захвата носителей в квантовую яму или точку и времени релаксации энергии в квантовой точке или яме. Время релаксации энергии в квантовой яме чрезвычайно мало благодаря релаксации через рассеяние на продольных оптических фононах. Поэтому наблюдаемое в эксперименте время нарастания 25 пс, скорее всего, определяется временем транспорта носителей в барьере GaAs [4]. Время захвата носителей в точки короче и может быть определено из дополнительных измерений с резонансным возбуждением фотолю-

минесценции. Интенсивность фотолюминесценции основного состояния КТ в течение первых 200 пс после достижения максимума остаётся приблизительно постоянной, что объясняется заполнением состояний основного уровня. Если аппроксимировать зависимости экспоненциальной функцией, временные константы затухания составляют 900 пс для основного состояния КТ и 700 пс для возбуждённого состояния. Долгое время жизни носителей в возбуждённом состоянии КТ играет положительную роль при использовании таких структур в качестве ИК-фотоприёмника на внутризонных переходах в КТ. Возбуждённые ИК-светом из КТ электроны могут быть снова захвачены в КТ. Однако, если время межуровнего рассеяния больше времени захвата, есть конечный шанс для электрона в возбуждённом состоянии протуннелировать сквозь треугольный барьер и снова дать вклад в фототок [2].

Были проведены первые измерения кинетики внутризонной фотопроводимости исследуемых гетероструктур в вертикальной геометрии электронного транспорта. Структуры выращивались на проводящих подложках n^+-GaAs, сверху структуры выращивался дополнительный n^+-слой GaAs. Слои квантовых точек селективно легировались слоями δ:Si, расположенными на расстоянии 2.5 нм перед каждым слоем КТ. Методом фотолитографии были изготовлены мезаструктуры, омические контакты AuGeNi формировались в виде кругов на лицевой стороне и сплошные – со стороны подложки. Для измерения фотопроводимости с временным разрешением использовался двухступенчатый параметрический генератор света (ПГС) на основе кристаллов KTP и ZGP ($ZnGeP_2$). Импульсный лазер накачки с длиной волны излучения 1.06 мкм ($Nd:YVO_4$) используется для накачки ПГС на основе кристалла KTP для получения излучения в диапазоне 1.95–2.35 мкм. Далее, полученное излучение с длиной волны вблизи 2 мкм используется для накачки ПГС на основе кристаллов ZGP. Длительность импульса возбуждения составляла ~10 нс, частота следования импульсов 10 Гц. Мощность в импульсе составляла до 40 кВт. Образец помещался в заливной азотный криостат, излучение собиралось на образец линзой из ZnSe. Смещение подавалось с помощью прецизионного источника напряжения Keithley K2400 и составляло 1.7 В. Сигнал фотоотклика записывался с помощью цифрового осциллографа LeCroy WS432. Измерения проводились при температуре 77 К.

Длина волны возбуждающего излучения была равна 3.9 мкм, что соответствовало максимуму в спектре фотопроводимости. В течение первых 500 нс после выключения возбуждения наблюдался экспоненциальный спад фотоотклика с временной константой порядка τ_1=300–500 нс. Присутствует также значительно меньшая по величине более медленная компонента релаксации фотопроводимости порядка сотен мкс. На данном этапе исследования мы не можем сделать окончательных выводов о природе наблюдаемой временной зависимости фотопроводимости. Эффект "слабозатухающей фотопроводимости", связанный с перезарядкой структурных дефектов известен для δ-легированного GaAs [5]. Медленная компонента в нашем случае может быть связана с этим эффектом. Время τ_1 мы связываем с захватом фотовозбуждённых из квантовой точки носителей другими квантовыми точками. Величина τ_1 значительно больше ожидаемой для фотодетектора на квантовых точках, поскольку захват фотовозбуждённых носителей в квантовую точку происходит за значительно меньшее время. Большое время жизни, возможно, связано с тем, что вертикальная фотопроводимость измеряется в сильном электрическом поле. Известно, что в электрических полях выше $4\cdot10^5$В/см электроны в GaAs *n*-типа начинают переходить в верхние долины зоны проводимости, сначала в *L*-, а затем в *X*-точки зонной структуры [6]. Благодаря закону сохранения импульса захват электронов из состояний в этих долинах в Г-подобные связанные состояния в квантовых точках затруднён. Уменьшение сечения захвата электронов в точки приводит к увеличению времени жизни.

1. *Norris, T.V.* Density and temperature dependence of carrier dynamics in self-organized InGaAs quantum dots / T.V. Norris, K. Kim, J. Urayama, Z.K. Wu, J. Singh, P.K. Bhattachariya // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38. P. 2077.

2. *Wu, Z.-K.* Ultrafast Electronic Dynamics in Unipolar n-Doped InGaAs–GaAs Self-Assembled Quantum Dots / Wu, H. Choi, X. Su, S. Chakrabarti, P. Battacharya, T.B. Norris // IEEE J. Quantum Electronics. 2007. V. 43, № 6. P. 486.

3. *Молдавская, Л.Д.* Сэндвич-структура InGaAs/GaAs с квантовыми точками для инфракрасных фотоприемников / Л.Д. Молдавская, Н.В. Востоков, Д.М. Гапонова, В.М. Данильцев, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, В.И. Шашкин // ФТП. 2008. Т. 42, вып. 1. С. 101.

4. *Raymond, S.* State filling and time-resolved photoluminescence of excited states in $In_xGa_{1-x}As$/GaAs self-assembled quantum dots / S. Raymond, S. Fafard, P.J. Poole, A. Wojs, P. Hawrylak, S. Charbonneau, D. Leonard, R. Leon, P.M. Petroff, J.L. Merz // Phys. Rev. B. 1996. V. 54, № 16. P. 11548.

5. *Chen, C. Y.* Persistent photoconductivity in Si delta-doped GaAs at low doping concentration / C.Y. Chen, T. Thio, K.L. Wang, K.W. Alt, P.C. Sharma // Phys. Lett. 1998. V. 73. P. 3235.

6. *Blakemore, J.S.* Semiconducting and other major properties of gallium arsenide / J.S. Blakemore // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 123.

Исследования времен жизни носителей в графеноподобных гетероструктурах с квантовыми ямами $Hg_yCd_{1-y}Te/Cd_{1-x}Hg_xTe$ методом терагерцовой pump-probe-спектроскопии

С.В. Морозов[1], М.С. Жолудев[1], А.В. Антонов[1], В.В. Румянцев[1], В.И. Гавриленко[1], А.А. Дубинов[1], O. Drachenko[2], S. Winnerl[2], H. Schneider[2] and M. Helm[2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
[2] Forschungszentrum Dresden-Rossendorf Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, Dresden, D-01314, Bautzner Landstraβe, 400.
e-mail: more@ipm.sci-nnov.ru

Введение. На протяжении многих лет одним из перспективных кандидатов для создания приемников терагерцового и субтерагерцового диапазона являлась комбинация материалов HgTe и CdTe (КРТ). Известно, что HgTe является бесщелевым полупроводником, в котором в отличие от широко используемых полупроводников зона проводимости образована функциями симметрии Г8, а валентная зона функциями симметрии Г6 (говорят, что данный материал обладает инвертированной зонной структурой или отрицательной шириной запрещенной зоны). Благодаря этому свойству в твердом растворе или гетероструктурах на основе HgTe и CdTe можно получить произвольную ширину запрещенной зоны от 0 до 1.6 эВ. На сегодняшний день существующие приемники на основе CdHgTe хорошо работают в среднем инфракрасном диапазоне (см., например, [1]). Продвижение в область низких частот для них затруднено тем, что флуктуации в твердом растворе размывают края зон. Использование гетероструктур HgTe/CdTe позволяет избежать сложностей, связанных с контролем состава, и повысить качество структур за счет отсутствия в них флуктуаций.

Молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) позволяет проводить контролируемое выращивание сверхрешеток и квантовых ям $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с высокой однородностью и точностью состава и толщины с *in situ* эллипсометрическим контролем [2]. Продемонстрировано высокое качество структур HgTe/CdHgTe с двумерным электронным газом, выращенных на подложках GaAs, в которых подвижность носителей достигала величин $(5–6)\cdot10^5$ см^2/(В·с) [3]. С другой стороны гетероструктуры на основе КРТ с близкой к нулю шириной запрещенной зоны имеют графеноподобный закон дисперсии. То есть зависимости энергии от квазиимпульса в зоне проводимости и валентной зоне близки к линейной и имеют одинаковый наклон в Г-точке, а эффективная масса стремится к нулю (вставка рис. 1). Основываясь на теоретических оценках возможности создания лазеров терагерцового диапазона на основе графена [4, 5] и учитывая графеноподобный закон дисперсии, который можно получить при подборе параметров гетероструктур HgTe/CdHgTe или $Hg_xCd_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$ (рис. 1), можно исследовать и вопрос о возможности создания терагерцового лазера на основе таких гетероструктур.

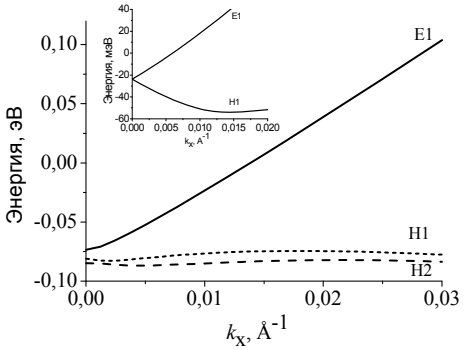


Рис. 1. Рассчитанный энергетический спектр гетероструктуры № 1225_1. На вставке рассчитанный энергетический спектр электронов в квантовой яме HgTe/CdTe (013) шириной 70 Å. Скорость электронов и дырок вблизи $k_x = 0$ составляет $5{,}6\cdot10^7$ см/с

Методика эксперимента. Исследуемые в данной работе образцы выращены методом МЛЭ на полуизолирующей подложке GaAs (013) и имели, исходя из расчетов, неинвертированную зонную структуру. Активная часть структуры выращивалась на релаксированном буферном слое CdTe. В уже исследованной структуре № 1225_1 активная часть состояла из нижнего барьера $Cd_yHg_{1-y}Te$ ($y \sim 0.6$) толщиной около 30 нм, квантовой ямы $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x < 0.14$) шириной 15 нм, аналогичного верхнего барьера $Cd_yHg_{1-y}Te$ и покрывающего слоя CdTe толщиной 40 нм.

Для проектирования лазеров и приемников важно знать не только спектр и транспортные свойства изучаемых объектов, но и времена релаксации носителей в зоне. Последнее можно определить из исследований времен жизни носителей для разных энергетических состояний. Из существующих на сегодняшний день методов исследования времен жизни носителей наиболее информативным и точным является оптический метод pump-probe-спектроскопии. В основе этого метода лежит эффект модуляции пропускания (или поглощения) в зависимости от времени на определенной энергии кванта за счет управляемой задержки излучения probe относительно излучения pump.

Pump-probe-спектроскопия позволяет непосредственно измерять время рекомбинации носителей при возбуждении структуры квантом с энергией, равной ширине запрещенной зоны.

Результаты и обсуждение. В данной работе с помощью лазера на свободных электронах (ЛСЭ) (длительность импульса излучения 10 пс) для различных длин волн возбуждения и в зависимости от мощности выполнен цикл исследований по изучению времен жизни носителей в континууме квантовой ямы гетероструктуры № 1225_1 методом терагерцовой pump-probe-спектроскопии. Предварительно методом фурье-спектроскопии при T=4.2 К были измерены спектры фотопроводимости данной структуры при разных смещениях. Анализ спектров показал наличие сигнала в широкой области от 60 до 300 см$^{-1}$ (рис. 2), связанного с межзонным поглощением в квантовой яме $Hg_{0.64}Cd_{0.36}Te/Cd_{0.86}Hg_{0.14}Te$, с характерным максимумом в области ~ 103 см$^{-1}$ и с локальными минимумами в области 129 и 147 см$^{-1}$, связанными с поглощением на оптических фононах в материале CdHgTe.

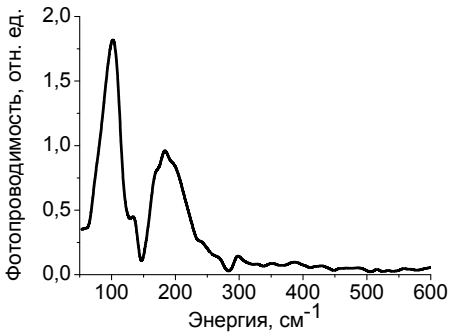


Рис. 2. Спектр фотопроводимости структуры № 1225_1 при T=4,2 К

Согласно проведенным расчетам зонной структуры (рис. 1), которые подтверждаются измерениями спектров фотопроводимости (рис. 2), ширина запрещенной зоны в k=0 равна 7,4 мэВ. Времена жизни носителей в данной структуре в основном изучались на длине волны 88 мкм (энергия кванта 14 мэВ), т.е. носители «забрасывались» в высокие состояния в зоне проводимости. Методом терагерцовой pump-probe-спектроскопии при исследовании на длине волны ЛСЭ 88 мкм (14 мэВ) обнаружено, что длительность релаксации сигнала пропускания растет при увеличении мощности возбуждения pump и составляет 10 пс при мощности возбуждения 60 мВт и ~ 50 пс при мощностях возбуждения 100; 150 и 200 мВт. Интересным является не только рост времени релаксации с увеличением мощности излучения pump, но и качественное изменение формы релаксации от гаусообразной к экспоненциальной (см., например, рис. 3).

Скорее всего, гауссообразная форма релаксации сигнала пропускания при 60 мВт означает, что процессы релаксации, ответственные за времена жизни носителей на этом состоянии, происходят за время меньшее, чем временное разрешение используемой экспериментальной методики, которое составляло 10 пс.

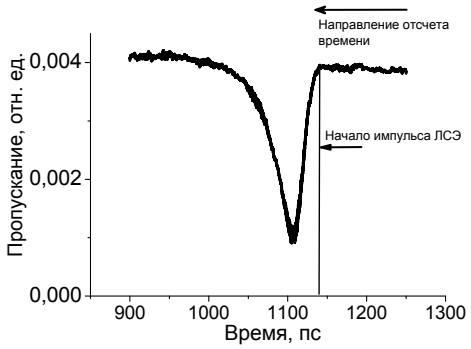


Рис. 3. Зависимость сигнала пропускания при возбуждении длиной волны 88 мкм для структуры №1225_1 от времени при мощности pump – 150 мВт. T = 4,2 К

Такая быстрая релаксация определяется, на наш взгляд, процессами взаимодействия дырок с акустическими фононами, частота рассеяния на которых благодаря высокой плотности состояний в валентной зоне и большей, чем у электронов, эффективной массы в данной гетеросистеме составляет ~ 10^{11} с$^{-1}$. Стоит отметить заметно меньшую частоту рассеяния электронов на акустических фононах в данной структуре, которая по оценкам составляет ~ $5\cdot10^{9}$ с$^{-1}$ и связана с их рекордно малой эффективной массой ~ $0{,}003m_0$ и заметно меньшим, чем, например, в GaAs (~ –11 эВ), деформационным потенциалом ~ –4,6 эВ. Увеличение мощности излучения pump увеличивает заселенность валентной зоны, что приводит к ограничению внутризонной релаксации принципом Паули. В такой ситуации время жизни дырок определяется в основном скоростью, с которой освобождаются нижележащие состояния валентной зоны, т.е. процессами межзонной безызлучательной рекомбинации носителей.

В данной работе методом терагерцовой pump-probe-спектроскопии в гетероструктуре $Hg_{0.64}Cd_{0.36}Te$ / $Cd_{0.86}Hg_{0.14}Te$ предварительно определены времена межзонной безызлучательной рекомбинации дырок.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт № 16.740.11.0321).

1. *M.A. Kinch* // J. Electron. Mater. **29**, 809 (2000).

2. *S. Dvoretsky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov et al.* // J. Electron. Mater. **39**, 918 (2010).

3. *Z.D. Kvon, S.N. Danilov, N.N. Mikhailov et al.* // Physica E **40**, 1885 (2008).

4. *V. Ryzhii, M. Ryzhii et al.* // J. Appl. Phys., 106, 084507 (2009).

5. *V. Ryzhii, A. A. Dubinov et al.* // J. Appl. Phys., 107, 054505 (2010).

Модель температурной зависимости фотолюминесценции нанокристаллов кремния в матрице диоксида кремния

С.Н. Нагорных[1,2], В.И. Павленков[1,3], А.Н. Михайлов[1], А.И. Белов[1], Л.В. Красильникова[4,1], В.А. Бурдов[1], Д.И. Тетельбаум[1]

[1] Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород.
[2] Нижегородский государственный педагогический университет, ул. Ульянова, 1, Нижний Новгород.
[3] Арзамасский государственный педагогический институт им. А.П. Гайдара, ул. Карла Маркса, 36, Арзамас.
[4] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: algoritm@sandy.ru

Известно большое число работ, посвященных теории фотолюминесценции (ФЛ) нанокристаллов (НК) Si в матрице SiO_2, но до сих пор отсутствует единое представление о детальных механизмах этого явления. Так, открытым остается вопрос о природе температурной зависимости ФЛ. Согласно модели Calcott et al. [1], эта зависимость связана с квантово-размерным межзонным механизмом (КРММ) и расщеплением возбужденного энергетического состояния экситона, пространственно ограниченного в квантовой точке (КТ) кремния, на синглетное и триплетное. При этом вероятности (времена) излучательных переходов с этих уровней на основной уровень существенно различны: переход с верхнего (синглетного) уровня гораздо более вероятен, чем переход с нижнего (триплетного). Заселенность же верхнего уровня возрастает с температурой, и этими двумя факторами определяется характер температурной зависимости ФЛ. Величина расщепления зависит от размера НК: каждому значению размера соответствует свое значение энергии термической активации ФЛ. Другим следствием размерного квантования является зависящее от размера КТ увеличение оптической щели НК Si по сравнению с объемным материалом на величину энергии квантового ограничения (E_{QC}) [2]. Таким образом, исследование температурной зависимости спектра ФЛ дает возможность судить о справедливости КРММ.

Нами измерены спектры ФЛ в диапазоне длин волн 650–900 нм при температурах 10–300 К для разных образцов SiO_2:nc-Si, полученных путем ионной имплантации Si^+ в термические пленки SiO_2 (при разных дозах кремния) и последующего отжига при 1100 °С. Типичные зависимости спектров ФЛ от температуры измерения для массивов НК Si, отличающихся средним размером и распределением по размеру [3], приведены на рис. 1.

Теоретически рассмотрены температурные зависимости ФЛ на основе кинетических моделей ФЛ, учитывающих различные схемы электронных переходов при возбуждении и рекомбинации. В частности, рассмотрена кинетика экситонной люминесценции для трехуровневой модели с использованием аномальной температурной зависимости скорости безызлучательной рекомбинации – типа Бертелота – Стрита [4]. (Аномалия заключается в небольцмановской форме температурной зависимости.) В этом случае с использованием аппроксимации экспериментальных данных по температурной зависимости интенсивности ФЛ на разных длинах волн получено качественное согласие зависимости энергии расщепления от ширины оптической щели (размера НК) с моделью [1] в диапазоне энергий фотона от 1,6 до 1,9 эВ.

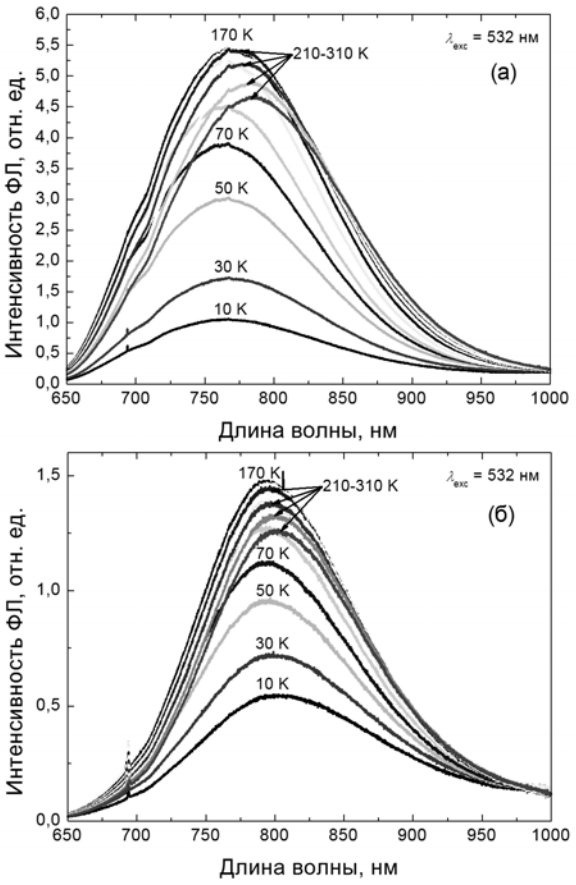


Рис. 1. Спектры ФЛ, измеренные при различных температурах, для пленок SiO_2 с НК Si, синтезированными при дозах ионов Si^+ $5\cdot10^{16}$ см$^{-2}$ (*а*), $3\cdot10^{17}$ см$^{-2}$ (*б*) и температуре отжига 1100 °С

Использование аномальной температурной зависимости не вполне физически обосновано. Поэтому нами также рассмотрена другая – четырехуровневая модель ФЛ (рис. 2) с использованием только больцмановских термоактивационных членов в кинетических уравнениях. В этом случае интенсивность ФЛ I_{PL} в зависимости от температуры T описывается соотношением

$$I_{PL}(T)=\frac{A\cdot\exp\left(-\frac{E_{23}}{kT}\right)+B}{C\cdot\exp\left(-\frac{E_{23}}{kT}\right)+D\cdot\exp\left(-\frac{E_{24}}{kT}\right)+1}, \qquad (1)$$

где A, B, C и D – константы, E_{23} и E_{24} – энергии переходов α_{23} и β_{24} соответственно. Найденные путем аппроксимации экспериментальных температурных зависимостей для разных энергий фотонов E_{PL} значения E_{23} и E_{24} приведены на рис. 3. На рис. 3, *а* штриховой линией показана также степенная зависимость, построенная по модели Calcott et al. [1], – формула (2) при a = 0,018 и b = 1,7 (энергии даны в эВ):

$$E_{23}=a(E_{PL}-1{,}12)^{3/b}=aE_{QC}^{\ 3/b}. \qquad (2)$$

Видно удовлетворительное согласие между найденной зависимостью энергии активации E_{23} от энергии фотона и зависимостью величины расщепления уровня на синглетный и триплетный по Calcott et al. [1]. Значение показателя b = 1,7 характерно для наличия высокого энергетического барьера на границе НК Si с термическим оксидом SiO_2 (в простейшем случае b = 2 для бесконечно высокого барьера [2]).

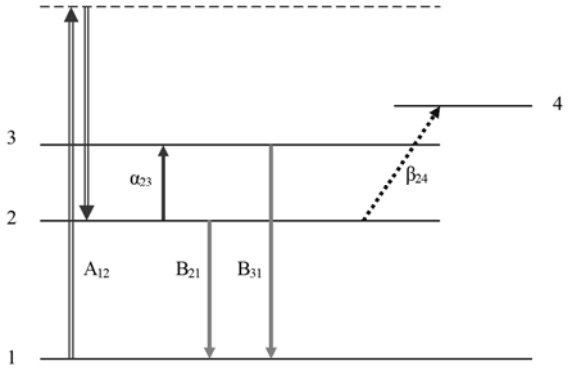


Рис. 2. Четырехуровневая схема переходов в НК кремния. A_{12} – переход при возбуждении лазерным излучением, α_{23} – термоактивируемый переход с триплетного на синглетный уровень экситона, B_{21} и B_{31} – излучательные переходы, β_{24} – термоактивируемый переход

В четырехуровневой модели предполагается, что переход β_{24} приводит к выбыванию КТ из коллектива излучающих в данной области спектра. При этом уровень 4 можно трактовать, например, как уровень, находящийся на интерфейсе КТ с матрицей SiO_2 [5]. В этом случае увеличение E_{14} с уменьшением E_{PL} (рис. 3, *б*) следует рассматривать как следствие приближения основных уровней КТ к краю соответствующих зон массивного Si по мере роста размера КТ (уменьшения E_{QC}). Можно трактовать переход β_{24} и как переход в соседнюю КТ через потенциальный барьер, но это требует учета баланса между приходом и уходом носителей при такого рода переходах и соответствующего усложнения кинетических уравнений.

Рассмотрена также модель, учитывающая ожерекомбинацию, возможную при большой интенсивности возбуждения или в легированных КТ, то есть в случае возникновения в одном НК нескольких экситонов. Найдена температурная зависимость монохроматической составляющей интенсивности ФЛ, качественно согласующаяся с экспериментальными результатами.

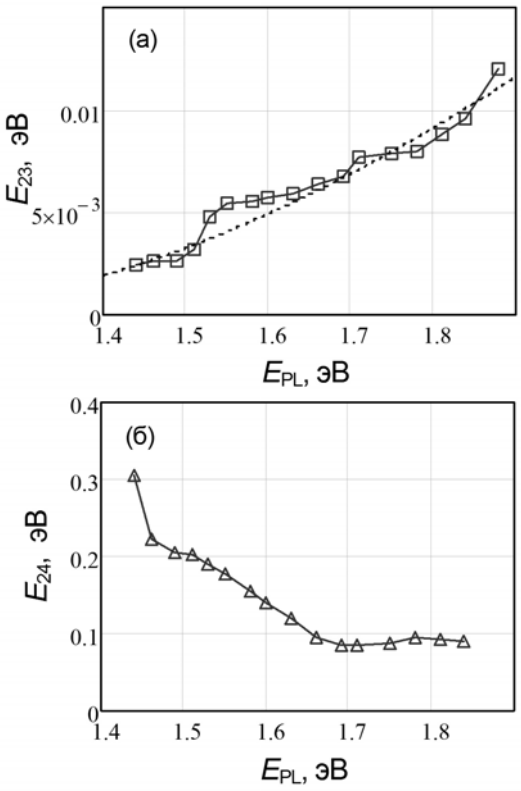


Рис. 3. Зависимости энергии активации E_{23} излучательной рекомбинации (*а*) и энергии E_{24} активации безызлучательного перехода (*б*) от энергии E_{PL} излучаемого фотона

Выбор той или иной модели ФЛ требует дальнейшего более строгого анализа, в том числе с учетом энергетического обмена между отдельными КТ в массивах с различной плотностью и морфологией.

Работа выполнена частично в рамках АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и гранта РФФИ (10-02-00995).

1. *Calcott, P.D.J.* Identification of radiative transitions in highly porous silicon / P.D.J. Calcott, K.J. Nash, L.T. Canham, M.J. Kane, D. Brumhead // J. Phys: Condens. Matter. 1993. V. 5. P. L91–L98.

2. *Бурдов, В.А.* Зависимость ширины оптической щели кремниевых квантовых точек от их размера / В.А. Бурдов // ФТП. 2002. Т. 36, № 10. С. 1233–1236.

3. *Тетельбаум, Д.И.* Свойства нанокристаллов кремния, сформированных и легированных методом ионной имплантации в различных оксидных матрицах / Д.И. Тетельбаум, А.Н. Михайлов, О.Н. Горшков [и др.] // Нанотехника. 2006. № 3. С. 36–52.

4. *Kapoor, M.* Origin of the anomalous temperature dependence of luminescence in semiconductor nanocrystallites / M. Kapoor, V.A. Singh, G.K. Johri // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 195313.

5. *Wolkin, M.V.* Electronic states and luminescence in porous silicon quantum dots: The role of oxygen / M.V. Wolkin, J. Jorne, P.M. Fauchet, G. Allan, C. Delerue // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82, № 1. P. 197–200.

Оптические свойства самоформирующихся кремниевых наноструктур на подложках ВОПГ и сапфира

А.В. Нежданов, А.И. Машин, А.В. Ершов, В.Г. Шенгуров, А.Ю. Афанаскин

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород.
e-mail: nezhdanov@phys.unn.ru

В последние годы кластеры и нанопроволоки стали объектом интенсивных исследований. Особенный интерес проявляется к нанокластерам и нанопроволокам на основе кремния [1–4]. Следует отметить, что свойства (электрические, оптические, магнитные и механические) кремниевых нанокластеров, существенно зависят от их размеров и структуры, что требует совершенно нового подхода для синтеза приборов на их основе.

При изучении влияния отжига в вакууме на структуру ближнего порядка и свойства аморфного кремния [5] нами был получен кремний со структурой ближнего порядка, отличной от тетраэдрической. Новый материал оставался аморфным, однако, согласно электроно-графическим исследованиям и данным ультрамягкой рентгеновской спектроскопии, в таком материале большая часть атомов кремния должна находиться в sp^2-гибридном состоянии. В противоположность структуре углеродного фуллерена пустая кремниевая клеть является нестабильной, так как sp^2-гибридизация не свойственна кремнию, но при некоторых условиях возможна [5]. Т.е. возможно образование нестабильного кремниевого фуллерена, в отличие от стабильного углеродного. Предполагаемым, предсказанным теоретическими исследованиями выходом из подобной ситуации является помещение атома металла в центр кремниевого кластера [6]. Важно, что инкапсулированные металлом кластеры являются высокостабильными к распаду и поэтому могут быть использованы в качестве составных элементов для построения наноструктур с уникальными свойствами.

В развитие вышеизложенного в данной работе исследуется влияние условий получения подложки на морфологию поверхности и оптические свойства самоформирующихся кремниевых наноструктур.

Исследованные образцы формировались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в МЛЭ-камере двухкамерного сверхвысоковакуумного (СВВ) комплекса Omicron Multiprobe RM (Research MBE). Кремний осаждался из электронно-лучевого испарителя Omicron EFM-3, в качестве подложек использовался высокоориентированный пиролитический графит (ВОПГ) и сапфир (C(0001)- и R(1102)-ориентации). Температура подложек (T_s) составляла 20 °C, давление остаточных газов в МЛЭ-камере ~ 10^{-9} Торр. Толщина осаждённого слоя Si (d_{Si}) измерялась при помощи калиброванных кварцевых весов Syscom STM-100/MF.

Морфология и атомная структура конденсата кремния на поверхности подложек исследовались методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ) в неконтактной моде, *in situ* при помощи СВВ АСМ/СТМ Omicron UHV AFM/STM LF1, присоединённого к аналитической камере СВВ-комплекса Omicron Multiprobe RM, при комнатной температуре.

Исследования оптических свойств самоорганизованных кремниевых наноструктур проводились *ex situ* методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) при помощи микро/спектроскопического комплекса NT MDT Ntegra Spectra. Спектры КРС измерялись при комнатной температуре. Возбуждение осуществлялось полупроводниковым лазером с длиной волны излучения 473 нм и мощностью 0,2–2,4 мВт. Детектирование проводилось в диапазоне 150–1000 $см^{-1}$ со спектральным разрешением 0,7 $см^{-1}$. Для предотвращения окисления кремниевого конденсата в окружающей атмосфере при извлечении образцов из шлюзовой камеры СВВ-комплекса Omicron Multiprobe RM последняя заполнялась высокочистым азотом и поверхность образца заливалась в атмосфере азота вакуумным маслом для диффузионных насосов ВМ-1. Слой масла предохранял конденсат кремния на поверхности подложки от окисления.

На рис. 1 приведено СТМ-изображение поверхности конденсата Si/ВОПГ при толщине осаждённого слоя кремния d_{Si} = 0,24 нм.

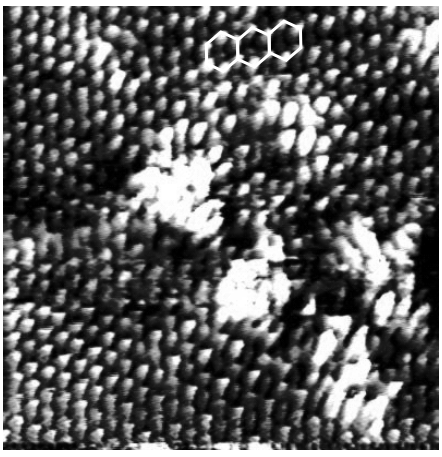


Рис. 1. СТМ-изображения поверхности конденсата Si/ВОПГ при d_{Si} = 0,24 нм (скан 5,5×5,5 нм)

При T_s = 20 °C и толщинах порядка одного монослоя на поверхности ВОПГ формируются двумерные островки Si с кристаллической структурой, схожей со структурой графена, но с межатомным расстоянием ≈ 2,4 Å.

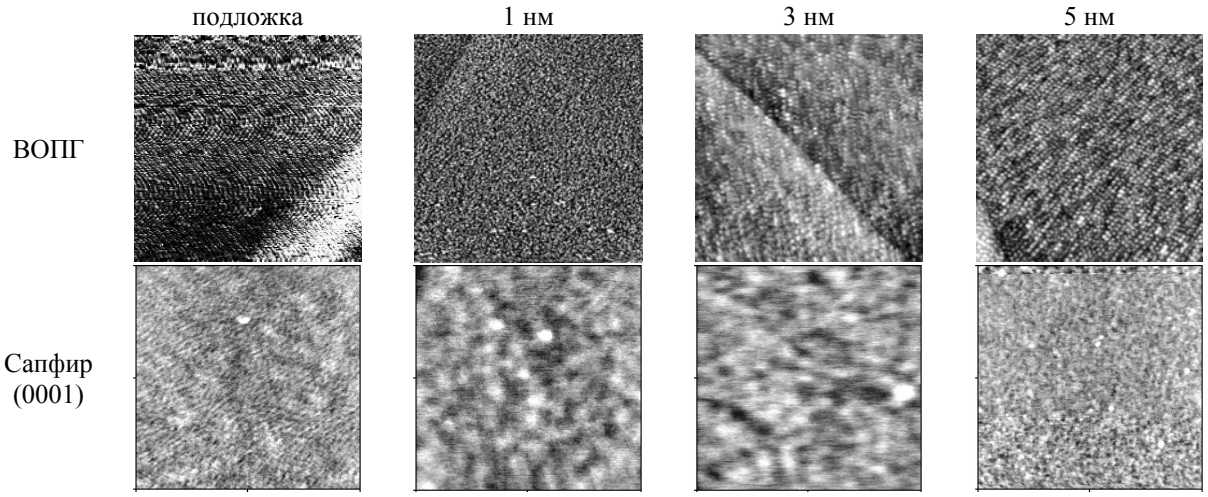


Рис. 2. СЗМ-изображения конденсата кремния на поверхности ВОПГ (скан 300×300 нм) и сапфира (0001) (скан 500×500 нм) с различными значениями номинальной толщины осаждённого слоя

На рис. 2 приведены СЗМ-изображения конденсата кремния на поверхности ВОПГ и сапфира (0001) с различными значениями номинальной толщины осаждённого слоя.

При d_{Si} = 1 нм на сапфире наблюдается образование плоских (квазидвумерных) островков с латеральными размерами ≈ 20 нм. При увеличении d_{Si} до 3 нм размеры островков увеличиваются до ≈ 50 нм, в то время как их высота существенно не меняется. При увеличении d_{Si} до 5 нм характер поверхности кардинально меняется: поверхность имеет шероховатый характер с размерами неровностей 15–20 нм и высотой 1,5–2 нм.

Исследованы спектры комбинационного рассеяния света конденсата Si на подложках сапфира (0001) в зависимости от толщины осаждённого слоя Si (рис. 3).

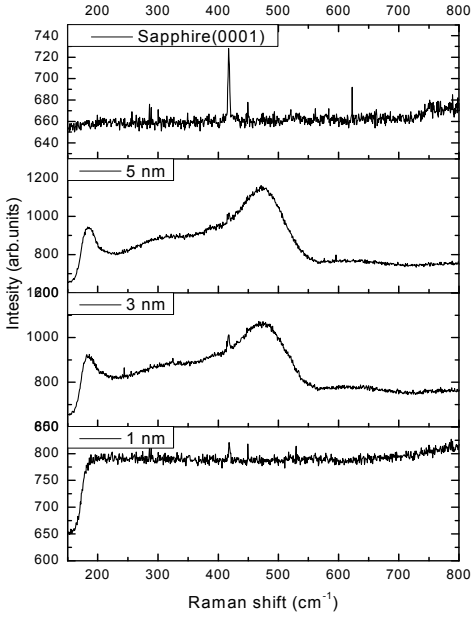


Рис. 3. Спектры КРС конденсата Si на сапфире (0001) с различными значениями d_{Si}, со слоем вакуумного масла

При d_{Si} = 1 нм обнаружить спектр КРС-ответственный за наличие Si на поверхности сапфира, не удалось. Для пленок с толщинами 3 и 5 нм были получены КРС-спектры, имеющие форму, сходную со спектрами толстых пленок аморфного Si [7] на монокристаллических кремниевых подложках. При дальнейшем анализе (разложение спектров на гауссианы, соответствующие TO, LO и LA фононным колебаниям кремния) [7] было обнаружено смещение в положении пиков (на ≈8 см$^{-1}$) по сравнению со спектром толстой пленки аморфного кремния [7]. Также имеет место сдвиг между максимумами, соответствующими TO-фононам, от образцов с толщинами 3 и 5 нм (на ≈2 см$^{-1}$). Схожий эффект наблюдается для образцов, полученных на подложках ВОПГ [8].

1. *Saitta A.M.* Ab initio molecular-dynamics study of electronic and optical properties of silicon quantum wires: Orientational effects / Saitta A.M., Buda F., Giaquinta P.V. // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. P. 1446–1451.

2. *Ng V.* Nonlinear electron transport characteristics in ultrathin wires of recrystallized hydrogenated amorphous silicon / Ng V., Ahmed H., Shimada T. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. P. 972.

3. *Zhou G.W.* Transmission electron microscopy study of Si nanowires / Zhou G.W., Zhang Z., Yu D.P. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. P. 677.

4. *Papadimitriou D.* Polarized Raman and photoluminescence study on silicon quantum wires / Papadimitriou D., Nassiopoulou A.G. // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. P. 1059.

5. *Хохлов А.Ф., Машин А.И.* Аллотропия кремния : монография. Н. Новгород : Изд-во Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 2002.

6. *Hidefumi H.* Formation of Metal-Encapsulation Si Cage Clusters / H. Hidefumi, M. Takehide, R. Toshihiko // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 1733–1736.

7. *Smit C.* Determining the material structure of microcrystalline silicon from Raman spectra / C. Smit, R.A.C.M.M. van Swaaij, H. Donker et al. // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. P. 3582.

8. *Нежданов А.В.* Морфология, электронная структура и оптические свойства самоформирующихся кремниевых наноструктур на поверхности высокоориентированного пиролитического графита / А.В. Нежданов, Д.О. Филатов, Д.А. Антонов, С.Ю. Зубков, А.И. Машин, А.В. Ершов // Физика и техника полупроводников. 2010. Т. 45. С. 57–61.

Резонансное рассеяние света в нанопроволоках ZnTe, ZnMnTe

Н.Н. Мельник[1], И.В. Кучеренко[1], Т.Н. Заварицкая[1], О.С. Пляшечник[1],
T. Wojtowicz[2], E. Janic[2]

[1] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Ленинский пр., 53.
[2] Институт физики Польской академии наук, Варшава, Польша.
e-mail: lelya.reshma@mail.ru

Нанопроволоки на основе A_2B_6 являются подходящим объектом для исследования с помощью комбинационного рассеяния света благодаря их хорошей кристаллической структуре.

В данной работе измерены спектры комбинационного рассеяния света и люминесценции при комнатной температуре нанопроволок ZnTe, ZnMnTe. Нанопроволоки диаметром 10–30 нм и длиной 1–2 мкм выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием пленки Au в качестве катализатора. Данные образцы исследовались дополнительно с помощью просвечивающего электронного микроскопа и рентгеновской дифракции [1].

Спектры регистрировались на спектрометре U-1000, соединенном с микроскопом, в геометрии обратного рассеяния с разрешением 1.5 $см^{-1}$. В качестве источника лазерного возбуждения использовались 8 линий Ar-Kr-лазера с энергией излучения в диапазоне 2.18–2.72 эВ. При данном разбросе энергии возможны два процесса: комбинационное рассеяние света ($E_{изл} < E_0$, $E_{изл}$ – энергия лазерного возбуждения, E_0 – ширина запрещенной зоны полупроводника) и рассеяние, резонансное по рассеянному свету ($E_{изл} > E_0$).

При энергии лазера $E_{изл} > E_0$ на спектре наблюдаются острые пики *LO*-фононных повторений, наложенные на широкую полосу краевой люминесценции (см. рис. 1). Выполняется условие: $E_{рас} = E_{изл} - n\hbar\omega_{LO}$ ($E_{рас}$ – энергия рассеянного света, ω_{LO} – энергия *LO*-фонона).

1. ZnTe. Максимум краевой люминесценции соответствует энергии электронного перехода полупроводника $E_0 \approx 2.28$ эВ. Наблюдается сдвиг максимума краевой люминесценции в сторону больших энергий относительно объемных образцов на 0.03 эВ. Данный сдвиг объясняется увеличением ширины запрещенной зоны вследствие эффекта размерного квантования и описывается выражением $\Delta E = (h/2\pi)^2 \cdot k^2/2\mu$ (μ – приведенная масса электрона и дырки, k находится из граничных условий) [2]. Исходя из сдвига оценен радиус нанопроволоки – 25 нм, что совпало с данными электронной микроскопии.

На относительную интенсивность I_{nLO}-пиков, а также на отношение I_{aS} / I_s (I_{aS} – интенсивность линии в антистоксовой части спектра, I_s – интенсивность линии в стоксовой части спектра) оказывают влияние резонансные условия.

Отношение интенсивностей I_{nLO}/I_{1LO} для 4 линий возбуждения представлены в таблице. Видно влияние резонансных условий на интенсивность пиков: при $E_{изл}$=2.33 эВ наиболее интенсивна линия 2*LO*, при $E_{изл}$=2.41 эВ – линия 5*LO*, при $E_{изл}$=2.47 эВ – линия 7*LO*. Эти линии расположены вблизи максимума люминесценции E_0=2.28 эВ (см. рис. 1).

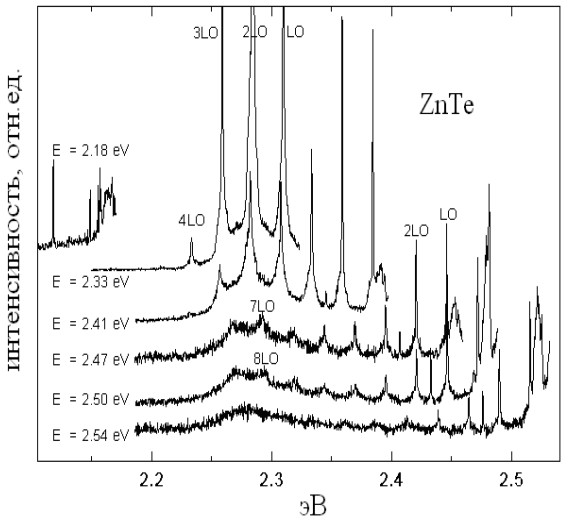


Рис. 1. Сравнение спектров ZnTe при различных энергиях возбуждения

Также анализировалось отношение стоксовых и антистоксовых линий спектров комбинационного рассеяния при одинаковой мощности возбуждающего лазера. Отношение интенсивностей при нерезонансном комбинационном рассеянии пропорционально заселенности состояний и описывается распределением Гаусса:

$$I_{aS} / I_S = [(\omega_{laser} + \omega_{LO}) / (\omega_{laser} - \omega_{LO})]^4 \times \exp(-\hbar\omega_{LO} / kT) . \quad (1)$$

Λ, нм	*E*, эВ	1*LO*	2*LO*	3*LO*	4*LO*	5*LO*	6*LO*	7*LO*	8*LO*
568.1	2.18	1							
530.9	2.33	1	2.3	0.48	0.0042				
514.5	2.41	1	1.34	0.83	0.65	1.43	0.2		
501.7	2.47	1	1.1	0.67	0.51	0.41	1.4	1.43	0.17
496.5	2.5	1	0.95	0.48	0.33	0.8	1.1		

Зависимости отношения I_{aS} / I_s от сдвига частот *nLO*-линий относительно энергий возбуждения для стокс (*S*)- и антистокс (*aS*)-спектров в нанопроволоках ZnTe представлены в логарифмическом масштабе на рис. 2. Также приведена теоретическая зависимость, рассчитанная по формуле (1) (кривая *1*). Рассеянные фотоны имеют различные энергии для стоксовых и антистоксовых процессов, они соответственно равны $E_{изл} - n\hbar\omega_{LO}$ и $E_{изл} + n\hbar\omega_{LO}$. Рассмотрим случай, когда $E_{изл} < E_0$, что соответствует энергии возбуждения $E_{изл}$ = = 2.18 эВ (рис. 2, кривая *2*). В данном случае интенсивность антистоксовых линий КП ZnTe больше, чем стоксовых для n = 1 и 2. Это связано с тем, что энергия рассеянного света при антистоксовом рассеянии приближается к энергии электронного перехода E_0 = 2.28 эВ, а при стоксовом удаляется. Поэтому на рис. 2 экспериментальные точки лежат значительно выше расчетной кривой *1*. Остальные экспериментальные данные (кривые *3*, *4*, *5*) относятся к случаю $E_{изл} > E_0$. При $E_{изл}$ = = 2.33 эВ резонанс по рассеянному свету, как показано выше, наступает при n = 2 (рис. 1, 2), что приводит к значительному усилению интенсивности стоксовых линий фононных повторений. Поэтому точки, соответствующие этой энергии возбуждения, расположены значительно ниже теоретической кривой (рис. 2, кривая *3*). В этом случае для n = 2 и 3 отношение стоксовых и антистоксовых интенсивностей на два порядка больше, чем в классическом, нерезонансном случае. С ростом энергии возбуждения резонанс по рассеянному свету наступает при энергиях, меньше $E_{изл}$ на $n\hbar\omega_{LO}$. При $E_{изл}$ = 2.41 эВ резонанс достигается при n = 5 (рис. 1), а при $E_{изл}$ = 2.54 эВ при n = 10. Из рис. 2 видно, что при $E_{изл}$ = 2.54 эВ (кривая *5*) отношения I_{aS} / I_S приближаются к расчетной кривой.

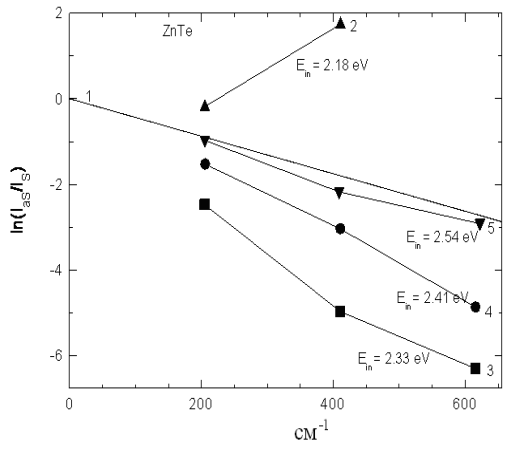


Рис. 2. Зависимости отношения I_{aS} / I_s от сдвига частот *nLO* линий относительно энергий возбуждения

2. ZnMnTe. В нанопроволоках сплава $Zn_{1-x}Mn_xTe$, как и для ZnTe, наблюдается сдвиг максимума краевой люминесценции относительно объмных образцов (для x=0.49 сдиг составляет 0.18 эВ). Спектры характеризуются поведением, промежуточным между одно- и двухмодовым, наблюдается *LO*-фононное повторение (рис. 3). В исследуемых нами образцах проявляются моды $n{\cdot}LO_1{+}LO_2$, где LO_1 – частота ZnTe-подобного фонона, LO_2 – частота MnTe-подобного фонона (рис. 3). По полученным спектрам построена зависимость частот LO_1 и LO_2 в зависимости от концентрации x (рис. 4). Качественно результаты согласуются с зависимостями от x в объемных ZnMnTe [3].

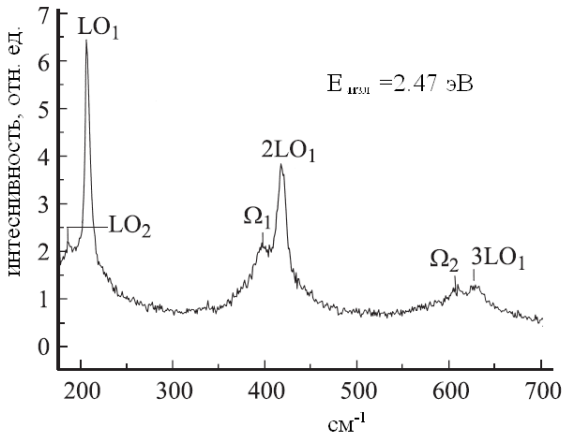


Рис. 3. Спектр $Zn_{1-x}Mn_xTe$, x=0.24

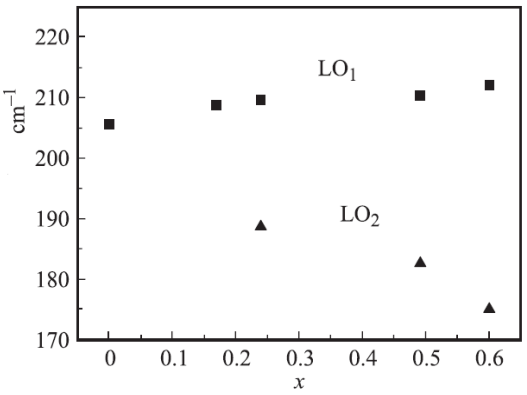


Рис. 4. Частоты оптических фононов $Zn_{1-x}Mn_xTe$ в зависимости от состава x

1. *W. Szuskiewicz, J.F. Morhange, E. Dynowska, et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 92, 012040 (2007).

2. *В.С. Виноградов, Т.Н. Заварицкая, G. Karczewski, и др.* // ФТТ 52, 1634 (2010).

3. *D.L. Peterson, A. Petrou, W. Giriat и др.* // Phys. Rev. B 33, 1169 (1986).

Усиление плазмонных резонансов в транзисторной структуре с решеточным затвором на мембранной подложке

В.В. Попов[1,2], Д.В. Фатеев[1,2], О.В. Полищук[1,2], С.А. Никитов[2,3], M.S. Shur[4]

[1] Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, 410019 Саратов.
[2] Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, 410012 Саратов.
[3] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, 125009 Москва.
[4] Department of Electrical, Computer, and System Engineering and Center for Integrated Electronics, CII 9015, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, 12180 New York, USA.
e-mail: popov_slava@yahoo.co.uk

Свойства плазменных колебаний (плазмонов) в планарных периодических структурах с двумерным электронным газом (2МЭГ) исследовались в целом ряде работ (см. обзоры [1–3]). Для получения периодической модуляции электронной плотности в 2МЭГ используется периодический затворный электрод. Вследствие взаимодействия плазменных колебаний в различных элементарных ячейках периодической структуры в таких структурах формируются коллективные плазмонные моды, распределенные по всей площади структуры. Поэтому планарные периодические структуры с 2МЭГ представляют собой, по существу, планарные плазмонные кристаллы. Плазмонный спектр в таких структурах ожет плавно перестраиваться электрическим образом при изменении электрического напряжения на затворном электроде.

В последнее десятилетие полупроводниковые структуры с 2МЭГ с решеточным затвором (планарные плазмонные кристаллы) исследовались с целью их использования для детектирования и генерации терагерцового (ТГц) излучения [4–7]. Периодическая металлическая решетка затворного электрода большой площади (сравнимой с характерной площадью поперечного сечения сфокусированного ТГц-пучка) является эффективной приемной антенной [8], и, таким образом, отпадает необходимость в дополнительных антенных элементах для связи плазмонного детектора с падающим ТГц-излучением. Связь между плазмонами в 2МЭГ и ТГц-излучением существенно возрастает при использовании узкощелевого решеточного элемента связи [8].

В недавней работе [9] было экспериментально установлено, что размещение ТГц плазмонного детектора на основе полупроводниковой гетероструктуры с 2МЭГ с решеточным затвором на «мембранной» подложке (с толщиной значительно меньше длины ТГц-волны) приводит к значительному возрастанию чувствительности плазмонного детектора. Поскольку в работе [9] использовался болометрический механизм детектирования при возбуждении плазмонного резонанса в 2МЭГ, увеличение чувствительности плазмонного детектора на мембранной подложке связывалось авторами указанной работы с лучшей термоизоляцией мембранной подложки по сравнению с термоизоляцией традиционно используемой массивной подложки.

В данной работе теоретически показано, что интенсивность плазмонных резонансов в планарной плазмонно-кристаллической структуре значительно увеличивается при размещении структуры на тонкой (мембранной) подложке и одновременном использовании узкощелевого решеточного затвора за счет существенного усиления плазмонных резонансов в такой структуре. Исследована трансформация плазмонных резонансов в планарной плазмонно-кристаллической структуре на мембранной подложке при изменении электрического напряжения на решеточном затворном электроде.

Наглядное представление о физике взаимодействия ТГц-излучения с планарными плазмонными кристаллами, изображенными схематически на вставках к рис. 1, *а* и *б*, можно получить, используя простейшую модель двумерного резонансного слоя. Поскольку толщина плазмонно-кристаллического слоя намного меньше, чем длина ТГц-волны, отклик всей структуры на ТГц электрическое поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t)$ может быть описан поверхностным адмитансом [10, 11]

$$Y(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} Y_n(\omega) = i\bar{\sigma}_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2\beta_n^2 \omega \gamma_e}{\omega^2 - \omega_{pn}^2 + 2i\gamma_e \omega}, \qquad (1)$$

где $\bar{\sigma}_0 = e^2 \bar{N}_s \tau / m^*$ – проводимость 2МЭГ, $\bar{N}_s$ – усредненная по периоду структуры равновесная концентрация электронов, e и m^* – соответственно заряд и эффективная масса электрона, ω_{pn} – частота n-го плазмонного резонанса, $\gamma_e = 1/2\tau$ – диссипативное затухание плазмонов, вызванное электронным рассеянием в 2МЭГ с характерным временем электронного рассеяния τ, β_n^2 – феноменологический коэффициент связи между ТГц-излучением и n-й плазмонной модой. При $\gamma_e << \omega$ и $\omega \approx \omega_{pn}$ (т.е. вблизи n-го плазмонного резонанса) имеем

$$Y(\omega) \approx Y_n(\omega) \approx i\bar{\sigma}_0 \frac{\beta_n^2 \gamma_e}{\omega - \omega_{pn} + i\gamma_e}. \qquad (2)$$

Используя известные формулы преломления и отражения электромагнитных волн для случая нормального падения волны на границу среды с диэлектрической постоянной ε (подложка), обладающую поверхностной проводимостью (2), мож-

но получить следующее выражение для коэффициента поглощения мощности ТГц-волны в плазмонно-кристаллической структуре:

$$A_n(\omega) = \frac{2\gamma_e\gamma_{rn}(1-\sqrt{R_0})}{(\omega-\omega_{pn})^2+(\gamma_e+\gamma_{rn})^2}, \qquad (3)$$

где $R_0 = (\sqrt{\varepsilon}-1)^2/(\sqrt{\varepsilon}+1)^2$ – отражательная способность подложки в отсутствие резонансного проводящего слоя и

$$\gamma_{rn} = \frac{e^2\bar{N}_s}{2m^*}\frac{Z_0\beta_n^2}{(\sqrt{\varepsilon}+1)} \qquad (4)$$

– радиационное затухание n-й плазмонной моды, Z_0 – волновой импеданс свободного пространства. Из выражения (3) следует, что максимальная величина поглощения на частоте n-го резонанса достигается при $\gamma_e = \gamma_{rn}$ и составляет $A_{\text{res}}^{\max} = 0.5(1-\sqrt{R_0})$. Условие $\gamma_e = \gamma_{rn}$ можно реализовать на частоте основного плазмонного резонанса при использовании узкощелевого решеточного затвора [8]. Однако для высших плазмонных резонансов имеет место неравенство $\gamma_{rn} \ll \gamma_e$, и поэтому величина поглощения на частотах высших резонансов составляет $A_{res} \approx 2\gamma_{rn}(1-\sqrt{R_0})/\gamma_e$. Поскольку в структуре на мембранной подложке $R_0 \to 0$, а радиационное затухание γ_{rn} согласно формуле (4) увеличивается в $(\sqrt{\varepsilon}+1)/2$ раз, поглощение на частотах высших резонансов возрастает примерно в пять раз по сравнению со структурой на объемной подложке с $\varepsilon \approx 13$.

В рамках вышеописанной модели поверхностного резонансного слоя частота плазмонного резонанса ω_{pn} и радиационное затухание плазмонной моды γ_{rn} являются феноменологическими параметрами, значения которых могут быть получены из экспериментальных плазмонных спектров или вычислены в рамках самосогласованного электродинамического подхода. Рисунок 1 демонстрирует плазмонные спектры в плазмонно-кристаллических структурах на объемной и мембранной подложках, вычисленные в рамках самосогласованного электродинамического подхода [12]. Параметры моделируемой структуры соответствуют параметрам реальных структур, экспериментально исследованных в [4, 5]: L = 4 мкм, h = 4 мкм, $\tau = 8.5\cdot10^{-12}$ с, $\varepsilon \approx 12.8$, $m^* = 0.069m_0$, где m_0 – масса свободного электрона, равновесная концентрация электронов в 2МЭГ при нулевом напряжении на решеточном затворе $N_s = 4.14\cdot10^{11}$ см$^{-2}$ и d = 0.4 мкм, что соответствует пороговому значению напряжения полного обеднения 2МЭГ –2.3 В.

Результаты строгого электродинамического расчета подтверждают качественно и количественно выводы о значительном увеличении интенсивности плазмонных резонансов в плазмонно-кристаллической структуре на мембранной подложке, сделанные выше в рамках модели поверхностного резонансного слоя. Указанный эффект может давать существенный вклад в увеличение чувствительности плазмонного детектора на мембранной подложке, наблюдаемое в [9].

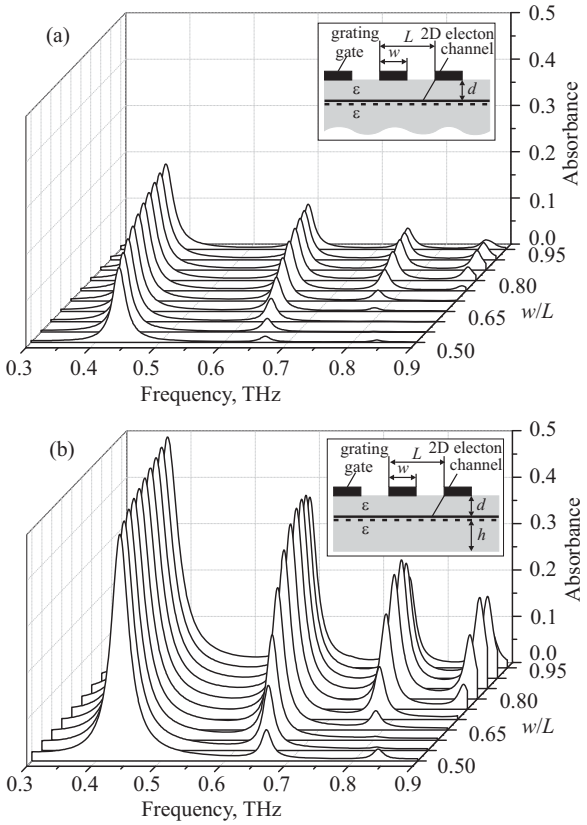


Рис. 1. Спектры плазмонных резонансов в плазмонно-кристаллических структурах на объемной (*а*) и мембранной (*б*) подложках при величине затворного напряжения –1 В

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 10-02-93120 и гранта 11.G34.31.0030 Правительства РФ для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования.

1. *T.N. Theis*, Surface Science **98**, 515 (1980).
2. *A.V. Chaplik*, Surf. Sci. Reports **5**, 289 (1985).
3. *D. Heitmann*, Surface Science **170**, 332 (1986).
4. *X.G. Peralta, S.J. Allen, M.C. Wanke et al.*, Appl. Phys. Lett. **81**, 1627 (2002).
5. *E.A. Shaner, M. Lee, M.C. Wanke et al.*, Appl. Phys. Lett. **81**, 193507 (2005).
6. *T. Otsuji, Y.M. Meziani, T. Nishimura et al.*, J. Phys.: Condensed Matter **20**, 384206 (2008).
7. *D. Coquillat, S. Nadar, F. Teppe et al.*, Optics Express **18**, 6020 (2010).
8. *V.V. Popov, M. S. Shur, G.M. Tsymbalov, and D.V. Fateev*, Int. J. High Speed Electronics and Systems **17**, 557 (2007).
9. *E.A. Shaner, M.C. Wanke, A.D. Grine, S.K. Lyo, J.L. Reno, and S.J. Allen*, Appl. Phys. Lett. **90**, 181127 (2007).
10. *D.S. Tsui, S.J. Allen, Jr., R.A. Logan, A. Kamgar, and S.N. Coppersmith*, Surface Science **73**, 419 (1978).
11. *V.V. Popov, O.V. Polischuk, T.V. Teperik, X.G. Peralta, S.J. Allen, N.J.M. Horing, and M.C. Wanke*, J. Appl. Phys. **94**, 3556 (2003).
12. *D.V. Fateev, V.V. Popov, and M.S. Shur*, ФТП **44**, 1455 (2010).

Усиление высокочастотных гармоник в полупроводниковых СР

Ю.Ю. Романова

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: jul@ipm.sci-nnov.ru

Интерес к полупроводниковым сверхрешеткам (СР) в значительной степени связан с возникновением в них блоховских осцилляций электрона (БО) в сравнительно слабых электрических полях, которые приводят в сильной нелинейность тока. Нелинейность вольт-амперной характеристики позволяет использовать СР в качестве умножителей, причём наблюдаемые гармоники лежат в терагерцовом диапазоне (см., например, [1]). При этом возникает проблема усиления генерируемого сигнала. В [2, 3] было показано, что в режиме подавления доменной неустойчивости гармоническое поле E_1 можно усилить до значительной величины путем медленного (по сравнению с максвелловской релаксацией) увеличения статического поля E_c, двигаясь по кривой $\sigma_1(E_C, E_1)=0$ адиабатически (σ_1 – проводимость СР на частоте внешнего сигнала). В настоящей работе мы рассмотрим условия усиления гармоник поля.

Для начала рассмотрим поведение полупроводниковой СР в поле вида

$$E(t) = E_C + E_1\cos(\omega_1 t - \delta_1) + E_2\cos(\omega_2 t - \delta_2)\,.$$

Ограничимся случаем $\omega\tau<<1$, что в сильно легированных СР ($\tau\sim10^{-13}$ с – время релаксации функции распределения) соответствует терагерцовому диапазону. Тогда $j(t) = \sigma_0\,E(t)\big/\left(1+\left[E(t)/E_*\right]^2\right)$, $E_*=edE/\hbar$ и ток в СР в приближении слабого поля E_2 будет описываться проводимостями [2]:

$$\sigma_C(\rho_C,\rho_1) = \frac{1}{2}\sigma_3(0;\rho_C,\rho_1) = \frac{\sigma_0}{\sqrt{2}\rho_C}\left[\frac{\sqrt{A^2+4\rho_C^2}-A}{A^2+4\rho_C^2}\right]^{1/2},$$

$$\sigma_3(n\omega_1;\rho_C,\rho_1) = \frac{2\sigma_0}{\rho_1^{n+1}}\mathrm{Re}\left[\frac{\left(\sqrt{A+2i\rho_C}-1-i\rho_C\right)^n}{i^{n-1}\sqrt{A+2i\rho_C}}\right],$$

$$\sigma_2(\omega_2+n\omega_1;\rho_C,\rho_1) = \frac{2\sigma_0}{\rho_1^{|n|}}\mathrm{Re}\left[\frac{\left(\sqrt{A+2i\rho_C}-1-i\rho_C\right)^{|n|}}{i^{|n|}\left(A+2i\rho_C\right)^{3/2}}\times\right.$$

$$\left.\times\left(1+i\rho_C+|n|\sqrt{A+2i\rho_C}\right)\right], \qquad (1)$$

$$A = 1+\rho_1^2-\rho_C^2, \quad \rho_{1,C} = E_{1,C}\big/E_*, \quad \mathrm{Re}\sqrt{A+2i\rho_C}>0\,.$$

Нелинейная проводимость $\sigma_C(\rho_C, \rho_1)$ определяет измененную интенсивным гармоническим полем E_1 статическую ВАХ СР. Проводимость $\sigma_3(n\omega; \rho_C, \rho_1)$ с $n\geq2$ описывает генерацию n-й гармоники поля E_1, а при n=1 есть измененная статическим полем нелинейная проводимость СР на основной частоте. Заметим, что $\sigma_2(\omega_2;\rho_C,\rho_1) = \overline{\sigma}_d$ – дифференциальная проводимость СР. Т.е. в случае несоизмеримых частот область неустойчивости поля E_2 будет совпадать с областью доменной неустойчивости (кривая *1* на рис. 1), что не представляет интереса. Рассмотрим случай кратных частот $\omega_2=n_0\omega_1$ и найдем средние за период потери энергии n_0 гармоники поля.

$$\overline{j_{\omega_2}(t)E_2(t)} = \frac{1}{2}(\sigma 2(\omega_2;\rho_C,\rho_1) + \\ + \sigma 2(\omega_2-2n_0\omega_1;\rho_C,\rho_1)\cos\left[2(\delta_2-n_0\delta_1)\right]. \qquad (2)$$

При $\rho_1>>1$ и конечном n_0 отношение проводимостей $\left|\sigma_2(\omega_2-2n_0\omega_1)/\sigma 2(\omega_2)\right| \approx 2n_0\rho_1\left(1-\rho_1^{-1}\right)^{2n_0} > 1$. Поэтому при благоприятном сдвиге фаз энергия поля E_1 будет частично перекачиваться в свои гармоники, усиливая их. Для четных гармоник скорость перекачки энергии максимальна при $\varphi=\delta_2-n_0\delta_1=\pm\pi$, для нечетных при φ=0; π/2. Важно, что фазовые условия для усиления чётных гармоник отличаются от условий генерации статического поля (которая при $\omega\tau<<1$ возможна только бигармоническом поле). Отличительной особенностью нечетных гармоник является возможность параметрической генерации их без начальной флуктуации (для генерации четных гармоник последняя необходима), так как существует обычная их генерация нелинейными токами. Отметим, что в процессе временной эволюции сдвиг фаз взаимодействующих полей меняется. Поэтому возможна ситуация, когда на начальном этапе гармоника затухает до некоторого значения и лишь потом начинает нарастать (см., например, [4]).

Из (1)–(2) следует, что усиление n_0 гармоники начинается при $\rho_1>\rho^*(n_0)>1$, где $\rho^*(n_0)$ определяется уравнением

$$\left(1+2n_0\sqrt{1+\rho^2}\right)\left(\sqrt{1+\rho^2}-1\right)^{2n_0} = \rho^{2n_0}\,. \qquad (3)$$

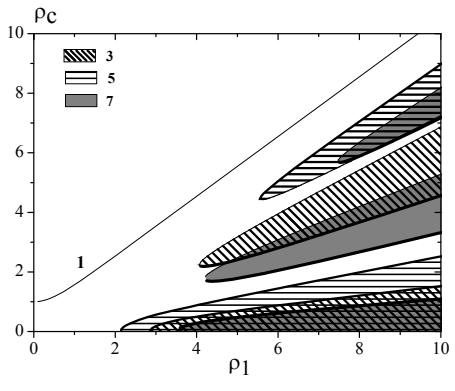


Рис. 1. Области усиления 3, 5 и 7-й гармоник поля. $\delta=\pi$

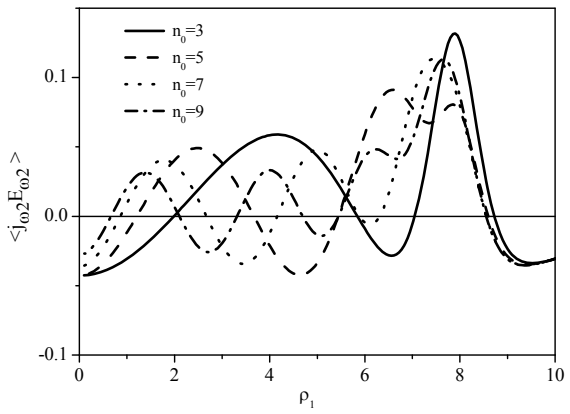


Рис. 2. Зависимость потерь на n_0-й гармонике поля от величины статического поля $\rho_1=8$, $\delta=\pi$

Численное решение уравнения (3) даёт $\rho^*(2)\approx1.73$, $\rho^*(3)\approx2.13$, $\rho^*(4)\approx2.5$, $\rho^*(5)\approx 2.85$. Следовательно, при умеренной амплитуде E_1 усиливаться может лишь небольшое число первых гармоник. Максимальная перекачка энергии поля E_1 в n_0 гармонику реализуется при амплитуде

$$\rho_1^2 = \frac{1}{2} n_0 \left(n_0 + \sqrt{n_0^2 + 4} \right). \qquad (4)$$

Дальнейший анализ усиления гармоник необходимо проводить для конкретной электродинамической системы.

1. *Вакс В.Л., Панин А. Н. и др. //* Известия вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 7. С. 569.

2. *Romanov, Y.A., Romanova, J.Y., Mourokh, L.G. //* Journal of Applied Physics. 2006. V. 99, № 1. P. 013707.

3. *Романова Ю.Ю., Романов Ю.А., Келейнов И.В.* // VII Российская конференция по физике полупроводников, Москва, 18–23 октября 2005 г. С. 190.

4. *Bloembergen N.* Nonlinear optics. New York ; Amsterdam, 1965. 424 p.

Особенности релаксации примесной фотопроводимости в объемном кремнии, легированном бором

С.В. Морозов, В.И. Гавриленко, В.В. Румянцев, Л.В. Гавриленко, А.В. Антонов, К.Е. Кудрявцев, И.В. Ерофеева

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород.
email: rumyantsev@ipmras.ru

Введение. Задача исследования темпов релаксации примесной фотопроводимости (ФП) в полупроводниках актуальна как с точки зрения изучения фундаментальных свойств материалов, так и для создания инверсной населенности с участием примесных переходов. Детальные исследования процессов релаксации примесной ФП позволяют получить информацию о временах жизни носителей в зоне, временах захвата на основное и возбужденное состояния примеси, а также влияние разогрева носителей на процессы внутризонной и примесной елаксации, в частности при приложении электрического поля.

В данной работе был проведен цикл исследований по изучению релаксации примесной ФП в объемном кремнии, легированном бором (энергия ионизации основного состояния 45,7 мэВ), с концентрацией мелких акцепторов p=8·10^{14} см$^{-3}$ в зависимости от постоянного электрического поля (от 10 В/см до 500 В/см) для различных длин волн возбуждающего излучения, в диапазоне 588–909 см$^{-1}$.

Методика эксперимента. Для исследования времени жизни фотовозбужденных носителей использовался прямой метод измерения времени релаксации сигнала примесного фотоотклика при внутризонном импульсном фотовозбуждении. Измерения проводились при температуре жидкого гелия. Сигнал ФП, регистрируемый на цифровом осциллографе «Le Croy» с верхней граничной частотой 1 ГГц, выводился с помощью 50-омного кабеля и усиливался усилителем с 50-омными входным и выходным сопротивлением с полосой пропускания 350 МГц. Временное разрешение экспериментальной методики определялось длительностью импульсов возбуждающего излучения, которое составляло ~ 5 нс.

Результаты и обсуждение. На рис. 1 изображен классический спектр ФП кремния легированного бором, который был предварительно измерен на фурье-спектрометре Bruker Vertex 80v. Особенности спектра (такие как пики, связанные с переходом резонансные состояния и спин-отщепленную зону, а также провалы, соответствующие переходам на акцепторные уровни с участием оптических фононов) хорошо согласуются со структурой валентной зоны Si:B, которая приведена на рис. 2. На спектре также отмечен диапазон, в пределах которого производилась перестройка частоты узкополосного возбуждающего излучения. Для всех частот возбуждающего излучения зависимость времени релаксации фотопроводимости от приложенного электрического поля демонстрирует рост на начальном участке электрического поля (рис. 3). Впервые тот эффект был обнаружен [1] и интерпретирован [2] в работах по объемному Si:B моделью каскадного захвата с испусканием акустических фононов. Подобное поведение времени релаксации фотопроводимости нами было обнаружено и в объемном p-Ge [3, 4], а также в гетероструктурах Ge/GeSi [4]. В [2] увеличение времени релаксации фотопроводимости объяснялось «разогревом» носителей в электрическом поле, который ведет к возрастанию времени их пребывания в зоне относительно каскадного захвата на притягивающие кулоновские центры, а также с разрушением верхних возбужденных примесных состояний вследствие асимметричного «наклона» примесного потенциала при приложении поля. Оба этих процесса приводят к уменьше-

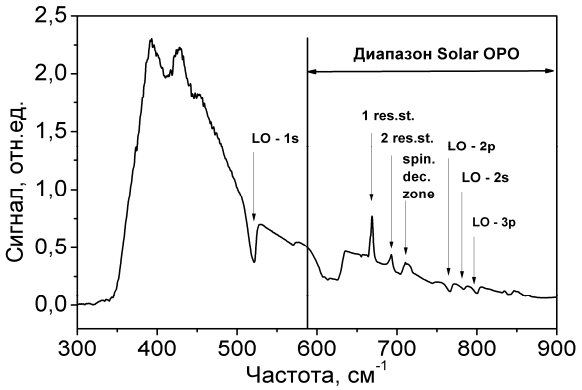


Рис. 1. Спектр фотопроводимости Si:B

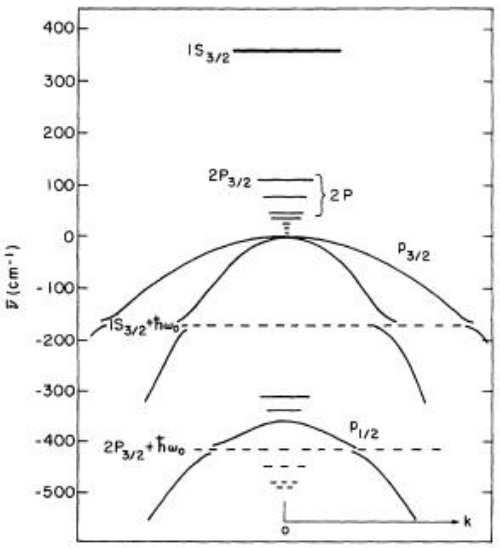


Рис. 2. Зонная структура Si:B [5]

нию скорости релаксации носителей на основное состояние примеси.

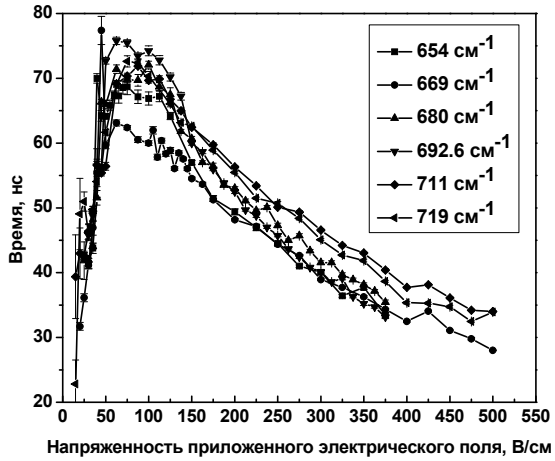


Рис. 3. Зависимость времени релаксации примесной фотопроводимости от приложенного электрического поля для различных частот возбуждающего излучения

Уменьшение времени релаксации примесной ФП в более сильных электрических полях, скорее всего, связано с включением механизмов релаксации с участием оптического фонона. При достижении носителями высоких энергий происходит релаксация испусканием оптического фонона, что является гораздо более быстрым процессом по сравнению с каскадным захватом. В таких условиях все больший разогрев носителей в электрическом поле должен приводить к усилению данного эффекта, то есть к уменьшению времени релаксации ФП с ростом поля, что и наблюдается в эксперименте.

При фотовозбуждении носителей с энергией кванта, соответствующей переходу в первое резонансное состояние (1res.st. = 666 $см^{-1}$) во всем интервале электрических полей не наблюдалось заметного изменения времен релаксации фотопроводимости относительно фотовозбуждения других участков на спектре. Оцененное по ширине пика а спектре фотопроводимости время жизни носителей в резонансном состоянии составило ~10^{-11} с, что более чем на порядок меньше времени каскадного захвата. Временное разрешение нашей экспериментальной методики не позволяет заметить вклад таких быстрых процессов в релаксацию ФП.

Хорошо известно, что кремний является неполярным материалом, соответственно оптический фонон в кремнии имеет деформационную природу и не может напрямую взаимодействовать с излучением, как, например, в GaAs. В неполярном материале излучение взаимодействует с оптическими фононами через возбуждение носителей заряда. В частности, на спектрах ФП для объемного Si:B практически всегда хорошо заметны характерные «провалы» (рис. 1), связанные с поглощением на LO-фононах с участием примесных уровней бора в кремнии (LO-1s=521 $см^{-1}$, LO-2p=767 $см^{-1}$, LO-2s=784 $см^{-1}$, LO-3p=801 $см^{-1}$). Ограничение по перестройке длины волны возбуждающего импульсного излучения в диапазоне 588–909 $см^{-1}$ не предоставляет возможность исследовать времена релаксации в области LO-1s=521 $см^{-1}$, где эффект поглощения с участием оптического фонона заметнее, чем в LO-2p=767 $см^{-1}$. Однако предварительные исследования релаксации ФП при фотовозбуждении носителей с энергией кванта, соответствующей переходу в 2p состояние с испусканием оптического фонона (LO-2p = 767 $см^{-1}$) продемонстрировали заметный (~15%) эффект уменьшения времени релаксации фотопроводимости по сравнению с частотами, далеко отстоящими от области переходов в возбужденные состояния с участием оптических фононов (рис. 3) и, кроме того, обнаружили немонотонную зависимость времени релаксации ФП от приложенного электрического поля (рис. 4).

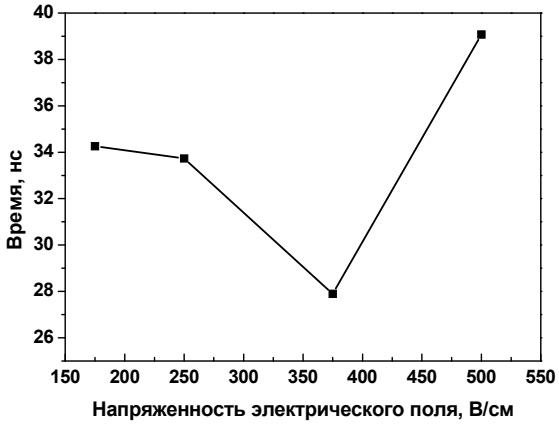


Рис. 4. Эффект уменьшения времени релаксации на частотах, близких к переходам с участием оптических фононов (LO-2p=767 $см^{-1}$). Частота возбуждающего излучения равна 764 $см^{-1}$

1. *Э.Э. Годик, Ю.А. Курицын, В.П. Синис,* ФТП. Т. 12. С. 351 (1978).

2. *В.Н. Абакумов, П.М. Крещук, И.Н. Яссиевич*, ФТП. Т. 12. С. 264 (1978).

3. *Морозов С.В., Маремьянин К.В., Ерофеева И.В. и др.* ФТП. Т. 44, вып. 11. С. 1523 (2010).

4. *S.V. Morozov, K.V. Marem'yanin, A.V. Antonov, et al.* // Proc. 18th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", St. Petersburg, Russia, June 21–26, p. 75 (2010).

5. *Watkins, G.D.* Resonant interaction of optical phonons with acceptor continuum states in silicon / G.D. Watkins, W.B. Fowler // Phys. Rev. B. 1977. V. 17. P 4524–4529.

Межзонная люминесценция GaAs/AlGaAs ТГц ККЛ структур при нулевом напряжении смещения

Ю.Г. Садофьев[1], N. Samal[1], В.И. Козловский[2]

[1]Trion Technology, 1025 52nd Street, Tempe, AZ 85281, USA.
[2]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва.
e-mail: sadofyev@hotmail.com

Квантовые каскадные лазеры терагерцового диапазона частот (ТГц ККЛ) перспективны в качестве компактного источника электромагнитного излучения. Единичный каскад прибора включает в себя 4, 3 или 2 квантовых ямы различной ширины [1–3], разделенных туннельно-прозрачными барьерами различной толщины. Обычно полная толщина квантово-размерной части структуры составляет 10 мкм, и количество квантовых ям в структуре превышает 700. При этом отклонение от заданных параметров по толщинам слоев не должно превышать 1%.

ТГц ККЛ являются униполярными приборами, использующими межподзонные переходы между различными уровнями размерного квантования электронов в каскаде в условиях туннельного резонанса, обеспечиваемых приложением внешнего электрического смещения к структуре. В данной работе проведено исследование межзонной люминесценции ТГц ККЛ структур $GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ в отсутствие внешнего смещения с целью получения информации о качестве эпитаксиального роста. Кроме того, выполнен расчет энергии локализованных состояний электронов и дырок в каскаде и проведено сопоставление экспериментальных данных с результатами расчетов.

Эпитаксиальные структуры, предназначенные для генерации частот 4.5–2.0 ТГц были выращены на установке EPINEAT фирмы Riber. Спектры фотолюминесценци при комнатной температуре (RT PL) и катодолюминесценции при температуре около 20 К (LT CL) были измерены для структур, выращенных при различных условиях. Типичный вид RT PL кривой **I(λ)** и ее производной **dI/dλ** представлен на рис. 1 для структуры с 4 квантовыми ямами на каскад, предназначенной для генерации излучения на частоте 4.6 ТГц. Толщины восьми слоев каскада равны **4.8**/8.19/**1.7**/6.78/**3.96**/16.39/**3.39**/9.04 нм. Барьерные слои выделены жирным шрифтом. Квантовая яма инжектора толщиной 16.39 нм легирована донорной примесью кремния. Концентрация доноров составляет $1.9\cdot10^{16}$ $см^{-3}$. Полное количество каскадов в структуре 183. Образец был выращен при температуре 580 °C.

Пик RT PL для ряда выращенных нами подобных структур располагается на длине волны (860.2±0.2) нм ((1.4415±0.0003) эВ). Он обусловлен электронно-дырочным переходом между квантовыми уровнями каскада, произошедшими от основных состояний электронов и тяжелых дырок в наиболее широкой (16.39 нм) квантовой яме инжектора. Расчетное значение энергии этого перехода составляет 1.4416 эВ. Зависимость ширины запрещенной зоны арсенида галлия от температуры $E_g(T)$ рассчитывали как $E_g(T) = 1.519 - \alpha T^2/(T+\beta)$ [эВ], при α = 0.895 мэВ/К и β = 538 К [4]. Плечо вблизи 850 нм (1.4588 эВ) соответствует подобному переходу во второй по ширине (9.04 нм) квантовой яме, являющейся в данной структуре второй квантовой ямой инжектора. Несколько особенностей, проявляющихся на длинноволновом крыле кривой RT PL, обусловлены модуляцией интенсивности сигнала вследствие интерференции излучения в квантово-размерной части структуры толщиной 10 мкм. Слой с высоким (x = 0.9) содержанием алюминия, расположенный под квантово-размерной частью и предназначенный для отделения эпитаксиальных слоев от подложки GaAs при последующем изготовлении ТГц ККЛ лазеров, является отражателем излучения.

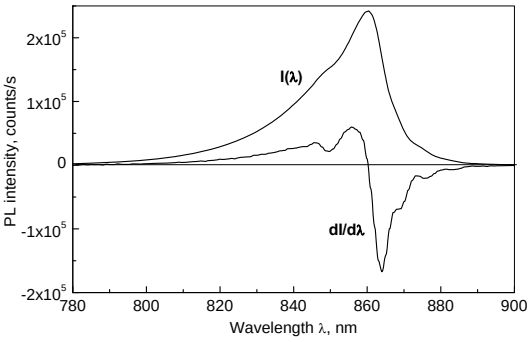


Рис. 1. Спектр фотолюминесценции **I(λ)** и его производная **dI/dλ** для структуры ТГц ККЛ с каскадом, состоящим из 4 квантовых ям. Спектр измерен при комнатной температуре. Рабочая частота генерации прибора 4.6 ТГц

В спектрах LT CL данной структуры, измеренных при энергиях электронного пучка 10–30 кэВ, наблюдается несколько узких линий (рис. 2).

Основной пик люминесценции, наблюдаемый при комнатной температуре при λ ~ 860 нм, расщеплен при низкой температуре в дублет узких линий вблизи λ ~ 810 нм (1.5309 эВ). Энергетический зазор между линиями дублета составляет 2 мэВ. Кроме того, имеется плечо при λ ~ 808 нм (1.5346 эВ). Расчет энергетического положения уровней размерного квантования электронов и дырок в каскаде ТГц ККЛ в отсутствие электрического смещения показывает, что энергетический

зазор между основными состояниями тяжелых и легких дырок в наиболее широкой квантовой яме инжектора близок к 7 мэВ. Отсутствуют квантовые уровни, способные привести к наблюдаемому расщеплению главного пика величиной 2 мэВ.

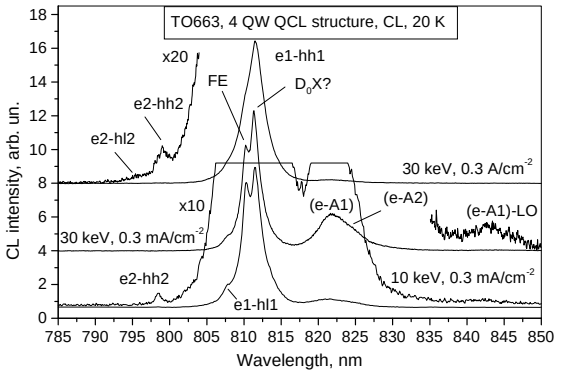


Рис. 2. Спектры LT CL-структуры, кривые комнатной фотолюминесценции которой приведены на рис. 1. Энергия электронного пучка при измерении КЛ 10–30 кэВ, плотность возбуждения $3\cdot10^{-4}$ – $3\cdot10^{-1}$ А/см$^{-2}$

Одной из возможных причин расщепления может быть образование ступеней на интерфейсах квантово-размерных слоев. Расчеты показывают, что для обеспечения наблюдаемого расщепления необходимо иметь ступени высотой ±2 монослоя. На поверхности арсенида галлия и родственных соединений наблюдаются обычно ступени высотой в один монослой. Кроме того, спектры рентгеновской дифракции исследуемых структур содержат серию узких и интенсивных линий сателлитов, что не подтверждает предположение о существенном огрублении микрорельефа на интерфейсах, количество которых в данной структуре превышает 1400. Мы считаем, что наблюдаемое расщепление обусловлено сосуществованием экситонов двух типов, один из которых является свободным, а второй – связанным на донорной примеси. Плечо при $\lambda \sim 808$ нм может быть обусловлено переходами с участием уровня легких дырок или проявлением возбужденного состояния экситонов. Пик, наблюдаемый вблизи $\lambda \sim 798$ нм (1.5539 эВ), связан с электронно-дырочным переходом между основными состояниями размерного квантования электронов и тяжелых дырок во второй квантовой яме инжектора. Этот пик проявляется как плечо при $\lambda \sim 850$ нм в спектре RT PL, приведенном на рис. 1.

Определенные в эксперименте значения энергий оптических переходов по крайней мере в двух квантовых ямах структуры позволяют сопоставить их с расчетными величинами соответствующих энергий, что открывает возможность оценки точности изготовления структуры без изготовления и тестирования ТГц ККЛ лазера. Однако аккуратное проведение этой процедуры требует дополнительных знаний о типе и энергии связи экситонов в каждой квантовой яме структуры, состоящей из набора квантовых ям различной ширины и туннельно-прозрачных барьеров.

На рис. 3 приведены спектры RT PL пяти структур, имеющих тот же дизайн, что приведен выше. Структуры выращены при различных температурах подложки в интервале 470–610 °C. Все спектры измерены при неизменных условиях возбуждения. Как видно из рис. 3, изменение температуры роста приводит к изменению интенсивности сигнала на три порядка величины и перенормировке спектра, без сдвига пиков ФЛ по энергии. Стабильность энергетического положения пиков ФЛ в серии многократно повторяемых ростов идентичных ТГц ККЛ структур является одним из признаков воспроизводимости роста, а амплитуда сигнала ФЛ несет информацию об оптическом качестве структур.

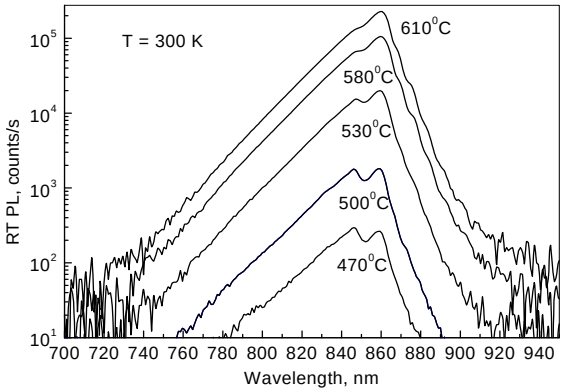


Рис. 3. Спектры RT PL структур ТГЦ ККЛ, выращенных при различных температурах

Спектры фото- и катодолюминесценции структур, каскад которых состоит из трех квантовых ям, качественно подобны описанным выше (см. рис. 4). По крайней мере две наиболее широких квантовых ямы дают вклад в сигнал люминесценции. Однако в данном случае второй по ширине оказывается квантовая яма, ответственная за формирование верхнего рабочего состояния лазера при приложении внешнего электрического смещения.

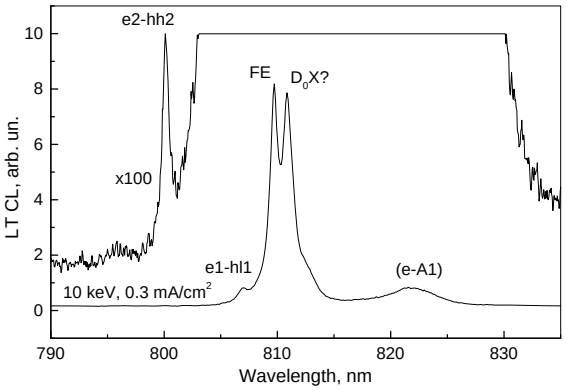


Рис. 4. Спектры LT CL ТГц ККЛ структуры с каскадом, включающим три квантовых ямы. Толщины слоев 4.8/**8.19**/1.98/**7.35**/4.24/**16.10** нм. Квантовые ямы выделены жирным шрифтом

Из наших наблюдений следует, что спектры межзонной люминесценции ТГц ККЛ структур

при нулевом электрическом смещении, измеренные до проведения любых постростовых технологических операций по изготовлению лазера, могут быть использованы как для оценки воспроизводимости эпитаксиального роста и оптического качества структур, так и для определения положения уровней размерного квантования по крайней мере в двух квантовых ямах каскада. Для аккуратного сопоставления расчетных и экспериментальных данных необходимо иметь детальную информацию о типах и энергиях связи экситонов, формирующихся в ТГц ККл структуре.

1. *Williams, B.S., Kumar, S., Hu. Q., Reno, J.L* . High-power terahertz quantum-cascade lasers // Electronics Letters, 2006. V. 42, № 2. P. 89–90.

2. *Luo, H., Laframboise, S.R., Wasilewski, Z.R., Aers, G.C., Liu, H.C*. Terahertz quantum-cascade lasers based on a three-well active module //Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. 041112.

3. *Kumar, S., Chan, C.W.I., Hu, Q., Reno, J.* Two-well terahertz quantum-cascade laser with direct intrawell phonon depopulation //Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. 141110.

4. *Vurgaftman, I., Meyer J.R., Ram-Mohan L. R*. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys // J. Appl. Phys. 2001. V. 89, № 11. P. 5815–5875.

Диагностика квантовых каскадных структур оптическими методами в ближнем ИК-диапазоне

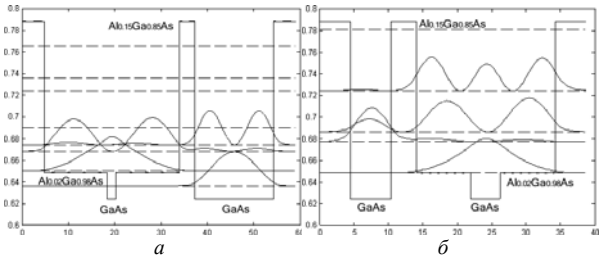
Д.И. Крыжков[1], С.В. Морозов[1], Д.М. Гапонова[1], С.М. Сергеев[1], В.И. Гавриленко[1], Д.И. Курицын[1], Ю.Г. Садофьев[2], N. Samal[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.
[2]Trion Technology, Tempe, Arizona, USA.
e-mail: sj@ipm.sci-nnov.ru

Введение. За последние 20 лет исследованию классической межзонной фотолюминесценции (ФЛ) в диапазоне около 800 нм и кинетики её релаксации в гетеросистеме GaAs/AlGaAs посвящено большое количество работ [см., например, 1–2]. Как правило, исследовались гетероструктуры с одиночными квантовыми ямами (КЯ) или массивом КЯ GaAs/AlGaAs, разделенных туннельно-непрозрачными барьерами [3–4]. В настоящее время активно развивается тематика квантово-каскадных лазеров (ККЛ) терагерцового диапазона (60–250 мкм) на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs. Хорошо известно, что в таких структурах наличие туннельной прозрачности между квантовыми ямами инжекционной и активной области одного каскада при соответствующем дизайне зонной структуры – одно из необходимых условий квантовой каскадной генерации. В этом случае эффекты туннелирования между соседними ямами одного каскада могут существенно влиять на времена жизни носителей на уровнях размерного квантования в КЯ, что важно учитывать при последующем изготовлении терагерцовых ККЛ на основе таких структур. Время-разрешенные исследования ФЛ позволяют определять времена жизни носителей на основных и возбужденных состояниях в КЯ и могут быть полезны для предварительной диагностики соответствия выращенных структур расчетному дизайну.

Результаты и обсуждение. В данной работе представлены результаты, цикла исследований спектров и кинетики релаксации межзонной ФЛ в ближнем ИК-диапазоне квантовых каскадных гетероструктур GaAs/AlGaAs терагерцового диапазона. Были исследованы две структуры #750 и #751 с расчетным дизайном квантовой каскадной генерации в области ~ 4.4 и 5.2 ТГц соответственно. Структуры содержали двести периодов каскадов, каждый из которых состоял из двух туннельно-связанных квантовых ям $Al_{0.02}GaAs_{0.98}/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$/ GaAs (рис. 1). В этом случае одна КЯ – инжектор, вторая, в которой и возникает фотон при межподзонном переходе между электронными уровнями – активная. Для структуры #750 период составляет 40 нм, для #751 – 60 нм, общая толщина структур: #750 – 8 мкм, #751 – 12 мкм (рис. 1).

Исследования спектров и кинетики межзонной ФЛ при температуре 4.2 К проводились при возбуждении мощным импульсным фемтосекундным перестраиваемым лазером с диапазоном перестройки от 720 нм до 950 нм, частотой повторения 80 МГц, длительностью импульса 120 фс и средней мощностью до 900 мВт. Мощность оптической накачки варьировалась в диапазоне от 5 мкВт до 675 мВт. Кинетика ФЛ измерялась с помощью streak-камеры с временным разрешением до 5 пс. Для измерения спектров использовался решеточный монохроматор с разрешением до 0,5 нм, оснащенный высокочувствительной CCD-камерой.



а *б*

Рис. 1. Расчетный дизайн зоны проводимости одного периода ККЛ структуры: #750 (*а*), #751 (*б*)

При малых мощностях оптического возбуждения (5 мкВт) в спектрах ФЛ наблюдалось две линии, связанные с межзонными переходами e1-hh1, e1-lh1 (806 нм и 805 нм для #750, 813 нм и 812 нм для #751 соответственно). При увеличении мощности возбуждения происходила «заливка» первого уровня размерного квантования в КЯ, что приводило к некоторому уширению ФЛ и возникновению линий в спектре, отвечающих переходам между следующими уровнями размерного квантования электронов и дырок. Для структуры #750 при максимальной мощности накачки наблюдался один возбуждённый уровень размерного квантования (788.7 нм), для структуры #751 – два (804 нм, 795.6 нм) (рис. 2).

Было проведено измерение кинетики ФЛ, соответствующей переходам, как с основного, так и с возбужденных электронных уровней. При малых мощностях возбуждения время нарастания ФЛ составляло 65 пс и 25 пс, время спада – 200 пс и 50 пс для структур #750 и #751 соответственно. При увеличении мощности накачки свыше ~ 9 мВт происходило резкое изменение формы кинетических кривых: наблюдалось сильное увеличение времени нарастания (вплоть до 500 пс) и спада, значительно более чем 1 нс (рис. 3). Интересно, что обычно при увеличении мощности возбуждения в КЯ наблюдается уменьшение времени нарастания ФЛ, в то время как мы наблюдали обратную зависимость. Отметим также, что мощность, при которой происходит резкое изменение времени нарастания ФЛ (~ 9 мВт), значительно меньше мощности, при которой происходит изменение вида спектра ФЛ (~ 600 мВт). Возможно, увеличение времени нарастания сигнала ФЛ с увеличением мощ-

ности накачки связано с подключением процесса диффузии носителей при насыщении КЯ, расположенных ближе к поверхности. В этом случае КЯ, расположенные вблизи поверхности, насыщаются и при дальнейшем увеличении мощности дополнительные носители не могут поглотиться в приповерхностных КЯ и начинают диффундировать вглубь структуры и захватываются квантовыми ямами в глубине структуры. Таким образом, именно диффузия, процесс гораздо более длительный, чем межуровневая релаксация, определяет наблюдаемое время нарастания сигнала ФЛ.

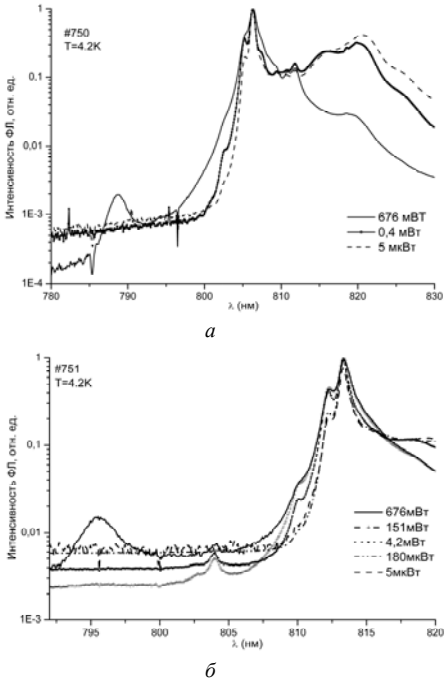


Рис. 2. Спектры ФЛ ККЛ гетероструктур #750 (*а*) и #751 (*б*) при различных мощностях возбуждения

Также при больших мощностях возбуждения (~ 600 мВт) была измерена кинетика возбужденных состояний структуры. Обнаружено, что при уменьшении длины волны наблюдения ФЛ от 806 нм для структуры #750 и 713 нм для #751 (длина волны основного перехода) наблюдается значительное уменьшение времени нарастания и спада ФЛ, которое при длине волны наблюдения менее 770 нм становится меньше временного разрешения streak-камеры (5 пс) (рис. 4).

Заключение. Было выполнено исследование спектров и кинетики низкотемпературной (4.2 К) межзонной ФЛ структур ККЛ в условиях мощного импульсного возбуждения. При высоких уровнях возбуждения (~ 600 мВт) наблюдалась ФЛ, отвечающая переходам как между основными, так и между возбуждёнными состояниями двух туннельно-связанных ям. Кинетические измерения показали, что при уменьшении длины волны наблюдения ФЛ, время нарастания и спада сильно уменьшается, вплоть до временного разрешения измерительной системы (~ 5 пс) при длинах волн < 770 нм. К сожалению, пока не удалось подобрать экспериментальные режимы измерений, при которых могут проявиться особенности в кинетических кривых сигнала ФЛ, связанных с люминесценцией при переходах между подзонами, отвечающими различным уровням размерного квантования в паре КЯ (e1-h1, e2-h2 и т.д.). По-видимому, это связано с тем, что в данном случае мы наблюдали «квазиравновесную» ФЛ горячего электрон-дырочного газа (T_e, T_h >> 4.2 K), возникающего при большой мощности возбуждающего импульсного излучения.

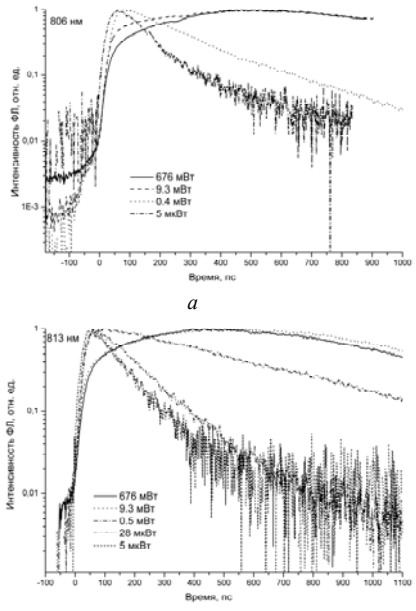


Рис. 3. Кинетики ФЛ ККЛ структур #750 (*а*) и #751 (*б*) на длинах волн 806 нм и 813 нм соответственно

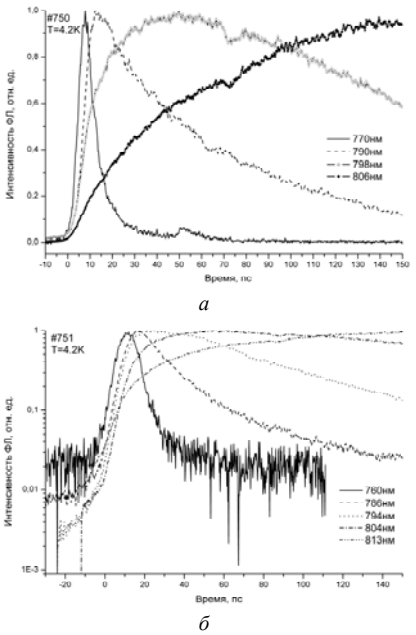


Рис. 4. Кинетики ФЛ ККЛ гетероструктур #750 (*а*) и #751 (*б*) на различных длинах волн

1. *S. Adachi,* J. Appl. Phys. V. 58. P. R1 (1985).

2. *L. Kappei, J. Szczytko, F. Morier-Genoud, and B. Deveaud,* Phys. Rev. Lett. 94, 147403 (2005).

3. *K.W. Sun et al.,* Physica B 272 (1999) 387.

4. *W.H. Knox, C. Hirliman, D.A.B Miller et al.*, Phys. Rev. Lett., 56, 1191, (1986).

Излучающие свойства волноводных гетероструктур $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$

М.В. Степихова[1], Л.В. Красильникова[1], Ю.Н. Дроздов[1], З.Ф. Красильник[1], В.Ю. Чалков[2], В.Г. Шенгуров[2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
[2] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород.
e-mail: mst@ipm.sci-nnov.ru

Перспективы развития структур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si обусловлены, прежде всего, возможностью создания на их основе эффективных источников излучения и лазеров, интегрируемых в схемы современной кремниевой оптоэлектроники.

Гетероэпитаксиальный слой $Si_{1-x}Ge_x$:Er в структурах этого типа играет роль активного волновода, обеспечивающего высокую степень локализации оптических мод в активном слое. Можно показать, что степень локализации оптических мод в таких волноводах достигает значений $\Gamma \sim 0.98$ [1]. Последнее, как правило, реализуется в структурах с высоким содержанием германия, при толщинах гетерослоя $Si_{1-x}Ge_x$, значительно превышающих критические.

В работе рассмотрены люминесцентные свойства структур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si, полученных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в атмосфере германа [2]. Исследовались структуры с содержанием германия ~30% и толщиной гетерослоя $Si_{1-x}Ge_x$:Er, варьируемой в диапазоне от 11 до 700 нм. Зависимости, описывающие волноводный характер распространения излучения в таких структурах, в частности, рассчитанные значения фактора оптического ограничения ТЕ-мод в гетеослое приведены на рис. 1.

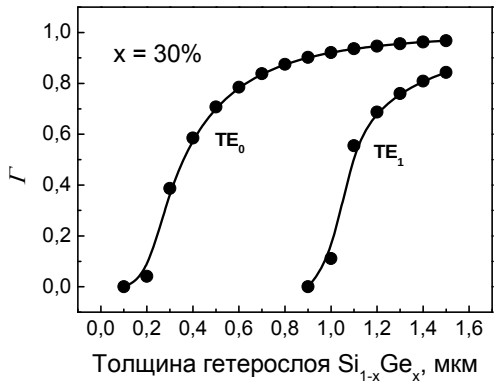


Рис. 1. Зависимости коэффициента оптического ограничения ТЕ-мод в волноводных структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si от толщины гетерослоя. Данные получены для структур с содержанием германия x = 30%, толщина покровного слоя Si, d_{Si} = 200 нм

Исследованные структуры $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si выращивались на подложках кремния марки КЭФ-4.5 (100). При формировании активного гетерослоя $Si_{1-x}Ge_x$:Er поток атомов Er создавался испарением поликристаллического источника poly-Si:Er. Рост проводился при температуре подложки 480 °C, давление газа германа в камере роста ~ $5 \cdot 10^{-4}$ Торр. Буферный и покровный слои кремния выращивались из источников кремния марки КЭФ-100 (d_{Si} ~ 200 нм). Толщина гетерослоя $Si_{1-x}Ge_x$:Er варьировалась изменением времени роста. Параметры исследованных структур приведены в таблице 1. Как видно из таблицы, следствием увеличения толщины гетерослоя при незначительных вариациях содержания германия является увеличение степени релаксации (фактор RES – residual elastic strain, табл. 1). По данным рентгеновской дифракции для структур данной серии значение критической толщины, при которой наблюдается релаксация слоя, составляет ~ 40 нм.

Таблица 1

Параметры гетероструктур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si

	Параметры слоя $Si_{1-x}Ge_x$:Er		
Образец	x, %	d, нм	RES, %
# 478	24	11	100
# 468	26	21	100
# 470	27	3·10	100
# 465	28±2	40	92±20
# 462	27.5±1.5	110	80±15
# 458	26.9±0.7	400	31±8
# 455	30.6±1.5	600	18±9
# 441	26.6±0.5	700	20±5

Интерес в работе представляло исследование влияния процессов релаксации гетерослоя на люминесцентные свойства структур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si. Полученные спектры фотолюминесценции (ФЛ) исследованной серии структур приведены на рис. 2.

Измерения проводились при температурах 77 и 4.2 К на фурье-спектрометре BOMEM DA3 с разрешением до 0.5 $см^{-1}$. Сигнал ФЛ регистрировался охлаждаемым германиевым детектором. Для возбуждения сигнала ФЛ использовался Nd:YAG-лазер, длина волны возбуждающего излучения 532 нм, мощность возбуждения ~ 200 мВт.

Как видно из рис. 2, люминесцентный отклик структур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si преимущественно определяется оптически активной примесью Er. Спектры ФЛ структур с напряженными гетерослоями и структур с релаксированными слоями $Si_{1-x}Ge_x$:Er достаточной толщины (d > 110 нм, рис. 2) представлены характерными спектрами ФЛ, связываемыми с присутствием в структурах оптически активных центров иона Er^{3+}. Можно показать, что преимущественный вклад в люминесцентный отклик структур исследованной серии вносят так называемые германийсодержащие центры иона Er^{3+}, наблюдающиеся, как правило, в структурах

с содержанием германия ≥ 25% [3]. Тонкая структура спектров ФЛ исследованных образцов с напряженным и отрелаксированным гетеослоем $Si_{1-x}Ge_x$:Er приведена на рис. 3 (данные получены при T = 4.2 К). Как видно из рисунка, в спектрах ФЛ обеих структур преобладает серия линий ФЛ оптически активного центра Er-Ge1, относящегося к серии германийсодержащих центров иона Er^{3+}. В наблюдаемых сериях линий ФЛ значение ширины линии основного перехода на полувысоте составляет ~ 1 мэВ, что свидетельствует о наличии неоднородного уширения. Последнее, очевидно, вызвано присутствием в слоях $Si_{1-x}Ge_x$:Er напряжений и структурных дефектов. Дополнительное расщепление линии ФЛ основного перехода наблюдается в структурах с полностью напряженным гетеослоем (см. вставку на рис. 3).

Результаты проведенных исследований показали, что влияние релаксации проявляется лишь в относительно узком (d ~ 40–110 нм) диапазоне толщин гетеослоя, где спектр ФЛ представлен широкой линией дефектной (дислокационной) природы (рис. 2). В случае напряженных и релаксированных структур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si интенсивность сигнала ФЛ, связываемого с эрбиевой примесью, непосредственно зависит от толщины гетеослоя (рис. 4).

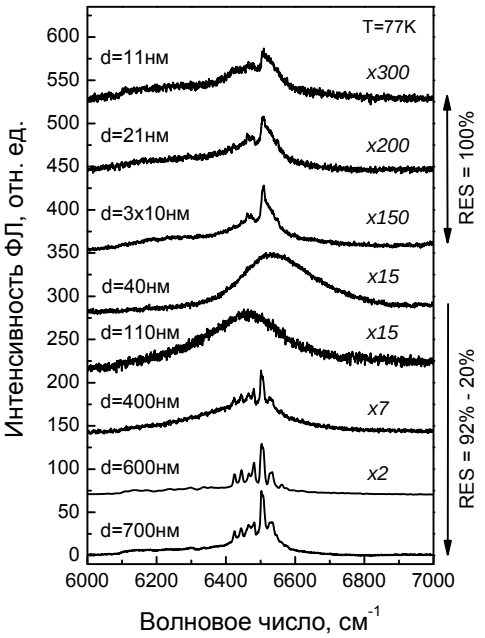


Рис. 2. Низкотемпературные (T = 77 К) спектры ФЛ структур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si с варьируемой толщиной гетеослоя $Si_{1-x}Ge_x$:Er (d = 11–700 нм). Приведенный на рисунке фактор RES отражает изменение степени релаксации гетеослоя $Si_{1-x}Ge_x$:Er

Значение внешней квантовой эффективности ФЛ полученных структур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si составило ~ $6.3\cdot10^{-5}$ при T = 77 К (λ_{exc} = 532 нм, P_{exc} = = 84 мВт), что сравнимо с лучшими результатами, достигаемыми в образцах Si/Si:Er.

Работа поддержана РФФИ и программами фундаментальных исследований ОФН РАН.

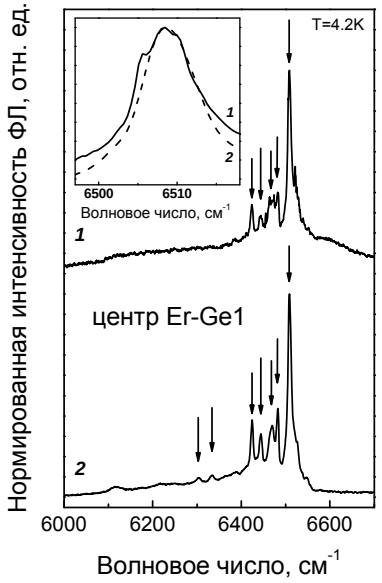


Рис. 3. Спектры ФЛ высокого разрешения структур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si с полностью напряженным (*1*) и отрелаксированным (*2*) гетеослоем. Данные получены для образцов # 470 и # 441 (см. табл. 1). Стрелками приведено положение линий ФЛ оптически активного центра Er-Ge1, наблюдающегося в слоях твердого раствора $Si_{1-x}Ge_x$: Er с содержанием германия ≥ 25% [3]. На вставке в увеличенном масштабе показана линия основного перехода

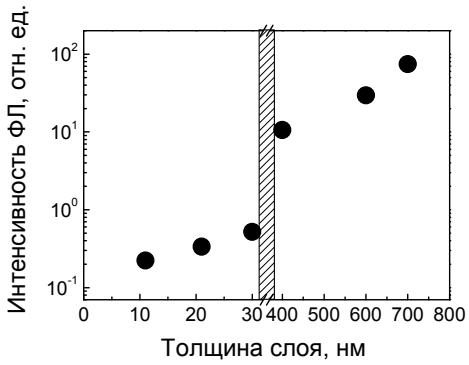


Рис. 4. Зависимость интенсивности сигнала ФЛ структур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si от толщины гетеослоя. Приведены значения интенсивности сигнала ФЛ в максимуме (λ = = 1.536–1.538 мкм). Заштрихованная область соответствует интервалу толщин гетеослоя, где преимущественный вклад в сигнал ФЛ вносят линии дефектной (дислокационной) природы (см. рис. 2)

1. *Stepikhova, M.V.* Si/SiGe:Er/Si structures for laser realization: Theoretical analysis and luminescent studies / M.V. Stepikhova, L.V. Krasil'nikova, Z.F. Krasil'nik, V.G. Shengurov, V.Yu. Chalkov, S.P. Svetlov, D.M. Zhigunov, V.Yu. Timoshenko, P.K. Kashkarov // J. Crystal Growth. 2006. V. 288. P. 65–69.

2. *Tolomasov, V.A.* Heteroepitaxy of $Si_{1-x}Ge_x$ layers on Si(100) substrates from atomic Si and molecular GeH_4 beams / V.A. Tolomasov, L.K. Orlov, S.P. Svetlov, R.A. Rubtsova, A.D. Gudkova, A.V. Kornaukhov, A.V. Potapov, Y.N. Drozdov // Crystallography Reports. 1998. V. 43. P. 493–498.

3. *Красильникова, Л.В.* Оптически активные центры иона Er^{3+} в гетероструктурах $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er / Л.В. Красильникова, М.В. Степихова, Н.А. Байдакова, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, В.Ю. Чалков, В.Г. Шенгуров // ФТП. 2009. Т. 43, вып. 7. С. 909–916.

Расчет внутриподзонных переходов в квантово-каскадных структурах на основе соединений Si/Ge

Д.В. Ушаков[1], В.К. Кононенко[1,2]

[1]Белорусский государственный университет, 220030 Минск, Беларусь.
[2]Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь.
e-mail: ushakovdv@bsu.by

В последнее время отмечается растущий интерес к изучению межподзонных оптических переходов в ТГц-диапазоне в полупроводниковых многопериодных квантово-каскадных структурах. Все реализованные в настоящее время квантово-каскадные лазеры (ККЛ) ТГц-диапазона созданы преимущественно на основе каскадных структур GaAs/AlGaAs [1–3], что в принципе не позволяет таким приборам работать в спектральной области 30–40 мкм и вблизи нее из-за сильного поглощения на оптических фононах в полярном материале. Одним из перспективных подходов к преодолению этого ограничения считается создание ККЛ на основе неполярных материалов – гетероструктур Si/Ge. Несколько исследовательских групп сообщили о наблюдении ТГц-электролюминес-ценции из SiGe/Si квантово-каскадных структур *p*-типа [4–6], однако лазерный эффект до настоящего времени не получен. Поскольку величина разрыва в зоне проводимости в SiGe/Si-структурах невелика, в большинстве работ использовался транспорт в валентной зоне, которая, однако, имеет более сложный характер, и вследствие присутствия уровней размерного квантования из различных дырочных подзон в таких структурах трудно обеспечить условия возникновения инверсии населенностей. В работе [7] был предложен альтернативный подход, связанный с использованием компенсированных по упругой деформации каскадных структур Ge/SiGe *n*-типа, которые могут быть выращены на стандартной подложке Si (001) при использовании толстого релаксированного буфера SiGe. Как показали расчеты, при использовании тонких барьерных слоев SiGe электронный транспорт в такой структуре происходит по состояниям L-долины, где разрывы зон могут составлять более 100 мэВ. Интересными с точки зрения практической реализации являются Ge/GeSiSn структуры [8], выращенные на подложке Si при использовании Ge или GeSn буферных слоев. В таких структурах возможно создание ненапряженных Ge/GeSiSn-слоев с глубиной потенциальных ям в зоне проводимости ~ 140 мэВ.

В настоящей работе проведены расчеты уровней энергии, волновых функций, а также матричных элементов дипольных переходов для ненапряженных прямозонных Ge/GeSiSn-структур с точки зрения их перспективного использования в качестве квантово-каскадных лазеров.

Значения энергии, вид волновых функций, а также профиль потенциальной энергии находились **k·p**-методом в расширенной модели Бастарда [9, 10] на основе самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона [11].

Таблица 1

Параметры расчета зонной структуры

Параметры	γ_1	γ_2	γ_3	E_p (эВ)	ΔS_0 (мэВ)	E_g (эВ)	m_c/m_e
$Ge_{0.49}Si_{0.4}Sn_{0.11}$	5.500	0.551	1.878	23.096	237	1.085	0.048
Ge	13.38	4.240	5.690	26.300	290	0.800	0.032

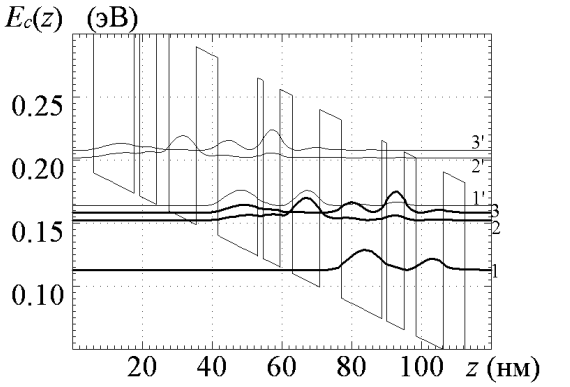


Рис. 1. Диаграмма зоны проводимости $E_c(z)$ и квадраты модулей волновых функций электронов, рассчитанные для Ge–$Ge_{0.49}Si_{0.4}Sn_{0.11}$ с толщинами слоев в нм /6.1/**11.6** /1.5/**4.9**/3.6/**7.8**. Квантовые ямы (КЯ) Ge выделены жирным**.** ΔE_c = 141 мэВ, E = 14 кВ/см

В общем случае параметры численного расчета для соединений $Ge/Ge_zSi_xSn_y$ ($z = 1–x–y$) аппроксимировались по экспериментальным и теоретическим данным согласно [8]:

$$G_{Ge_zSi_xSn_y}(x,y) = zG_{Ge} + xG_{Si} + \\ + yG_{Sn} - zxb_{SiGe} - zyb_{GeSn} - xyb_{SiSn}.$$

Здесь вместо G следует подставлять эффективные массы электронов m_c, энергию спин-орбитального отщепления ΔS_0, энергию Кейна E_p. Характеристики, необходимые для расчета зонной структуры соединений $Ge/Ge_zSi_xSn_y$, представлены в табл. 1.

Учитывая, что массы носителей заряда в КЯ малы по сравнению с каскадными структурами на основе GaAs/AlGaAs, стандартные схемы для работы в ТГц-области спектра на основе активных областей с 4 КЯ с дизайном "резонансное испускание оптического фонона" в структурах Ge–$Ge_{0.49}Si_{0.4}Sn_{0.11}$ требуют большей высоты потенциальных барьеров и толщины активных слоев либо переход к дизайну с 3 КЯ.

В работе проведена оптимизация конструкции квантово-каскадной структуры на основе Ge–$Ge_{0.49}Si_{0.4}Sn_{0.11}$ с 3 КЯ. Результаты расчетов диаграммы зоны проводимости, уровней энергии, квадратов модулей волновых функций электронов,

а также толщины слоев представлены на рис. 1 и в табл. 2.

Таблица 2

Уровни энергии (мэВ)
и эффективные массы электронов

$E = 14.0$ кВ/см					
E_1	m_1/m_e	E_2	m_2/m_e	E_3	m_3/m_e
112.8	0.035	152.3	0.036	158.2	0.037
$E_{1'}$	$m_{1'}/m_e$	$E_{2'}$	$m_{2'}/m_e$	$E_{3'}$	$m_{3'}/m_e$
163.7	0.035	201.9	0.036	207.7	0.037
$E = 14.5$ кВ/см					
E_1	m_1/m_e	E_2	m_2/m_e	E_3	m_3/m_e
115.3	0.035	156.0	0.036	161.4	0.037
$E_{1'}$	$m_{1'}/m_e$	$E_{2'}$	$m_{2'}/m_e$	$E_{3'}$	$m_{3'}/m_e$
167.8	0.035	207.4	0.036	212.6	0.037
$E = 15.0$ кВ/см					
E_1	m_1/m_e	E_2	m_2/m_e	E_3	m_3/m_e
117.7	0.035	159.5	0.036	164.6	0.037
$E_{1'}$	$m_{1'}/m_e$	$E_{2'}$	$m_{2'}/m_e$	$E_{3'}$	$m_{3'}/m_e$
172.0	0.035	212.6	0.036	217.5	0.037

Таблица 3

Матричные элементы дипольных переходов z_{nm} (нм)
и соответствующие энергии переходов (мэВ)

$E = 14.0$ кВ/см								
$n \to m$	z_{nm}	$h\nu_{nm}$	$n \to m$	z_{nm}	$h\nu_{nm}$	$n \to m$	z_{nm}	$h\nu_{nm}$
$2 \to 1$	2.34	39.5	$3 \to 2$	10.88	5.9	$1' \to 3$	12.53	5.4
$3 \to 1$	3.35	45.4	$1' \to 2$	2.15	11.3	$2' \to 3$	0.59	43.7
$1' \to 1$	1.01	50.9	$2' \to 2$	0.22	49.6	$3' \to 3$	0.33	49.5
$E = 14.5$ кВ/см								
$n \to m$	z_{nm}	$h\nu_{nm}$	$n \to m$	z_{nm}	$h\nu_{nm}$	$n \to m$	z_{nm}	$h\nu_{nm}$
$2 \to 1$	2.57	40.7	$3 \to 2$	11.52	5.4	$1' \to 3$	10.98	6.4
$3 \to 1$	3.01	46.1	$1' \to 2$	2.00	11.8	$2' \to 3$	0.28	46.0
$1' \to 1$	0.62	52.5	$2' \to 2$	0.17	51.4	$3' \to 3$	0.26	51.2
$E = 15.0$ кВ/см								
$n \to m$	z_{nm}	$h\nu_{nm}$	$n \to m$	z_{nm}	$h\nu_{nm}$	$n \to m$	z_{nm}	$h\nu_{nm}$
$2 \to 1$	2.69	41.8	$3 \to 2$	12.00	5.0	$1' \to 3$	9.79	7.4
$3 \to 1$	2.43	46.9	$1' \to 2$	1.53	12.5			
$1' \to 1$	0.32	54.3	$2' \to 2$	0.16	53.1	$3' \to 3$	0.71	52.9

Расчет матричных элементов дипольных переходов проводился согласно [12, 13]. Рассчитанные значения матричных элементов дипольных переходов представлены в табл. 3. Для обеспечения инверсии населенностей между уровнями зонная схема каскада подобрана таким образом, что энергетический зазор между уровнями 2–1 был близок к энергии продольного оптического фонона в Ge. Переходы происходят между рабочими уровнями 3–2, а также 1'–3. Как видно из табл. 3 и рис. 1, при таком дизайне усиление может иметь место в области 1.3–1.8 ТГц в зависимости от напряженности электрического поля.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований по проекту БРФФИ № Ф10Р–091.

1. *Ajili, L.* High power quantum cascade lasers operating at (lambda) ~ 87 and 130 μm / L. Ajili, G. Scalari, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, and G. Davies // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85, № 18. P. 3986–3988.

2. *Williams, B.S.* Operation of terahertz quantum-cascade lasers at 164 K in pulsed mode and at 117 K in continuous-wave mode / B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno // Opt. Express. 2005. V. 13, № 9. P. 3331–3339.

3. *Williams, B.S.* Terahertz quantum-cascade lasers / B.S. Williams // Nature Photonics. 2007. V. 1. P. 517–525.

4. *Dehlinger, G.* Intersubband electroluminescence from silicon-based quantum cascade structures / G. Dehlinger, L. Diehl, U. Gennser, H. Sigg, J. Faist, K. Ensslin, D.Grützmacher, and E. Müller // Science. 2000. V. 290. P. 2277–2280.

5. *Bormann, I.* Midinfrared intersubband electroluminescence of Si/SiGe quantum cascade structures / I. Bormann, K. Brunner, S. Hackenbuchner, G. Zandler, G. Abstreiter, S.Schmult, and W. Wegscheider // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. P. 2260.

6. *Lynch, S.A.* Intersubband electroluminescence from Si/SiGe cascade emitters at terahertz frequencies / S.A. Lynch, R. Bates, D.J. Paul, D.J. Norris, A.G. Cullis, Z. Ikonić, R.W. Kelsall, P. Harrison, D.D. Arnone, and C.R. Pidgeon // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 1543.

7. *Driscoll, K.* Design of n-type silicon-based quantum cascade lasers for terahertz light emission / K. Driscoll, R. Paiella // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. P. 093103.

8. *D'Costa, V.R.* Ternary GeSiSn alloys: New opportunities for strain and band gap engineering using group-IV semiconductors / V.R. D'Costa, Y.-Y. Fang, J. Tolle, J. Kouvetakis, and J. Menéndez // Thin Solid Films. 2010. V. 518. P. 2531–2537.

9. *Yoo, K.H.* Effect of nonparabolicity in GaAs/$Ga_{1-x}Al_xAs$ semiconductor quantum wells / K.H. Yoo, L.R. Ram-Mohan, and D.F. Nelson // Phys. Rev. B. 1989. V. 39, № 17. P. 12808–12813.

10. *Sirtori, C.* Nonparabolicity and a sum rule associeated with bound-to-bound and bound-to-continuum intersubabnd transitions in quantum wells / C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, S. Scandolo // Phys. Rev. B. 1994. V. 50, № 12. P. 8663–8674.

11. *Ушаков, Д.В.* Самосогласованный расчет спектральных характеристик квантово-каскадных структур / Д.В. Ушаков // Мат. XIV Междунар. Симпозиума "Нанофизика и Наноэлектроника". Нижний Новгород 15–19 марта 2010. Т. 2. С. 484–485.

12. *Ушаков, Д.В.* Двухпериодная модель расчета населенностей уровней подзон многопериодных квантово-каскадных сверхрешеточных структур / Д.В. Ушаков, И.С. Манак // Журнал прикладной спектроскопии. 2007. Т. 74, № 6. С. 801–804.

13. *Ушаков, Д.В.* Энергетические и излучательные характеристики квантово-каскадных структур на сверхрешетках / Д.В. Ушаков, И.С. Манак // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 104, № 5. С. 847–852.

Влияние флуктуаций состава и эффекта сегрегации на оптические свойства туннельно-связанных квантовых ям InGaAs/GaAs

Н.В. Байдусь[2], С.В. Хазанова[1], В.Е. Дегтярев[1]

[1] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород.
[2] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород.
e-mail: khazanova@phys.unn.ru

Гетероструктуры InGaAs/GaAs с квантовыми ямами вызывают значительный интерес благодаря их широкому применению в современной оптоэлектронике. В последнее время возрос интерес к источникам излучения в среднем и дальнем ИК-диапазонах. Принцип действия подобных источников во многих случаях основан на межподзонных переходах квантовых ям. При создании высокоточных и быстродействующих приборов современной наноэлектроники одной из важных задач технологии остается создание атомно-гладких резких границ в гетеросистемах. Однако физические ограничения, такие как рост островков, диффузионное размытие концентрационных профилей, продолжают быть серьезной помехой в достижении этой цели [1]. Известно, что оптические свойства структур с квантовыми ямами весьма чувствительны к распределениям состава и упругих деформаций, которые определяются деталями процесса роста. Можно ожидать, что размытие профиля от прямоугольного приведет к заметным изменениям в расчетах энергий оптических переходов. Ранее было показано [2], что на степень размытия профиля значительным образом влияет температура, скорость потока осаждаемых атомов, начальная морфология ростовой грани.

Модельный рост гетероэпитаксиальной структуры осуществляется методом Монте-Карло. МК-моделирование роста, используя микроскопический подход, обеспечивает достаточно реалистичное описание поверхностной сегрегации индия при молекулярно-лучевой эпитаксии $In_cGa_{1-c}As$/GaAs в терминах энергии связи компонентов и параметров процесса роста [3]. Алгоритм моделирования включает в себя два процесса: осаждение на подложку атомов In и Ga и их поверхностную диффузию. Поверхностная диффузия адатомов происходит с вероятностью $h = h_0 \exp(-E_d / kT)$, где h_0 – частота колебаний адатомов (~ 10^{13} $с^{-1}$), T – температура подложки, E_d – энергия активации, которая определяется как энергией связи с подложкой, так и количеством латеральных связей. Вследствие реконструкции поверхности диффузия анизотропна:

$$E_d = E_s + pE_{[110]} + qE_{[1\bar{1}0]} + E_e, \qquad (1)$$

где E_s – энергия связи адатома с подложкой, различная для атомов Ga и In (1.3 эВ и 1.15 эВ соответственно [3]), p и q обозначают число соседей по катионной подрешетке (0, 1 или 2), а $E_{[110]}$ и $E_{[1\bar{1}0]}$ – энергии их взаимодействия в направлениях $[110]$ и $[1\bar{1}0]$ соответственно.

В работе исследовалась структура с двумя квантовыми ямами $In_cGa_{1-c}As$, разными по ширине (d= 8 нм и d=18 нм) и по составу c=0.08, 0.1, разделенные барьером 4 нм. Методика моделирования позволяет имитировать рост как в кристаллографическом направлении [001] (ось z), так и в близком к нему в случае вициальной подложки. Необходимо отметить, что данный способ моделирования также учитывает влияние изоморфной деформации нижележащих слоев на энергетические параметры диффузии адатомов в растущем монослое. В качестве примера на рис. 1 показаны профили состава, полученные моделированием.

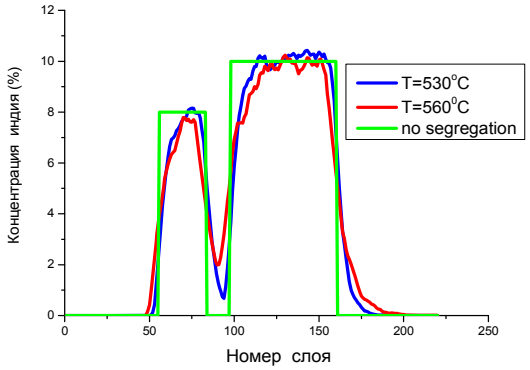


Рис. 1. Профили состава в структуре, полученные с помощью моделирования с учетом сегрегации на подложке (001)

Рассчитанный таким образом профиль $\bar{V}_z(z)$ использовался для вычисления энергетических характеристик в структурах GaAs/InGaAs/GaAs с туннельно-связанными квантовыми ямами.

Данные расчеты проводились на основе согласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Были рассчитаны значения положения электронных уровней и матричных элементов, определяющих вероятности переходов. Результаты расчетов показывают, что учет сегрегации индия в процессе роста оказывает значительное влияние на положение уровней в узкой яме (7–10 мэВ). Наличие же флуктуаций состава приводит к уширению линий переходов (см. рис. 2), возрастая с увеличением температуры роста. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными, основанными на измерениях фотолюминесценции и фотопроводимости.

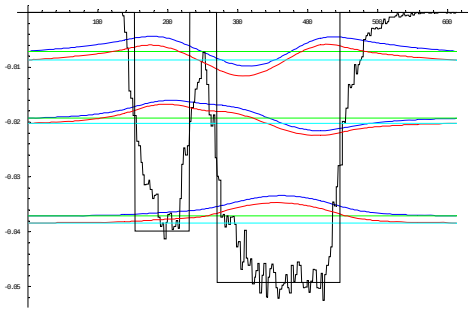


Рис. 2. Потенциал реальных туннельно-связанных ям, полученный с помощью моделирования с учетом сегрегации и флуктуаций состава

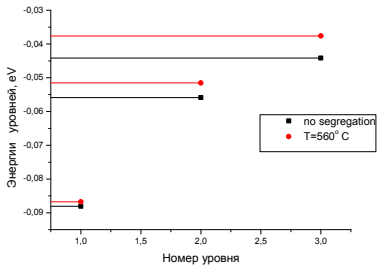


Рис. 3. Изменение положения уровней в двойной квантовой яме в зависимости от температуры роста

Таким образом, при температурах роста (560 °C и выше) мы можем наблюдать заметные отклонения от первоначальной структуры с резкими гетерограницами. В первую очередь сегрегация приводит к искажению формы более узкой ямы и барьера между ямами, что в свою очередь сказывается на положении энергий квантовых состояний. Волновая функция основного состояния практически целиком локализована в более широкой яме. При этом можно считать, что положение данного уровня не меняется с увеличением размытия гетерограниц. Второй уровень и третий уровни обобщенные, но более локализованы в узкой КЯ. Второе и третье состояния больше подвержены влиянию этого эффекта. Мы видим, что форма барьера становится почти треугольной, увеличивая тем самым эффективную ширину барьера и уменьшая его высоту.

1. *Ю.Н. Дроздов, Н.В.Байдусь, Б.Н. Звонков,* ФТП **37**, 203 (2003).

2. *S. V. Khazanova and M. I. Vasilevskiy,* Semicond. Sci. Technol. **25,** 085008 (2010).

3. *N. Grandjean, J. Massies, and M. Leroux,* Phys. Rev. B **53**, 998 (1996).

Микродисковые резонаторы на основе светоизлучающих структур Si/SiGe:Er: теоретический расчет и технология формирования

Н.В. Юрасова[1], М.В. Степихова[1], Л.В. Красильникова[1], З.Ф. Красильник[1], В.Г. Шенгуров[2], А.С. Коломийцев[3], А.Л. Громов[3], О.И. Ильин[3], О.А. Агеев[3]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
[2] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород.
[3] Технологический институт Южного федерального университета, ГСП-17А, пер. Некрасовский, 44, Таганрог.
e-mail: yurasova@ipm.sci-nnov.ru

Значительный интерес, проявляемый в последнее время к микрорезонаторным структурам, обусловлен, с одной стороны, возможностями их использования в качестве модельных объектов для исследования фундаментальных законов квантовой электродинамики, с другой – возможностями формирования на их основе перспективных устройств оптоэлектроники [1]. Кольцевые, дисковые микрорезонаторы и микрорезонаторы на основе фотонных кристаллов разрабатываются в настоящее время с целью создания приборных структур кремниевой оптоэлектроники [2, 3]. Существенным преимуществом подобных резонаторов являются высокие значения добротности, которые за счет сильной локализации поля могут достигать $\sim 10^8$.

В данной работе приводятся результаты расчета характеристик микродискового резонатора на основе светоизлучающих структур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er, представляющих интерес с точки зрения создания лазера на кремнии [4]. В качестве модельного резонатора был рассмотрен цилиндр из $Si_{0.7}Ge_{0.3}$ (показатель преломления n = 3.6) с радиусом основания a = 6.75 мкм и высотой h = 0.2 мкм. Теоретически исследован модовый состав резонатора в выделенном диапазоне длин волн, соответствующих оптическим переходам центров иона Er^{3+}, которые вносят преимущественный вклад в люминесцентный отклик структур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er. Значения собственных частот и продольных волновых чисел (k_z) мод шепчущей галереи найдены из соответствующих характеристических уравнений [5, 6]. В частности, показано, что условие резонанса на длине волны 1.537 мкм, представляющейся наиболее перспективной в кремниевой нанофотонике, выполняется для моды шепчущей галереи с азимутальным индексом m = 91. Данная мода ТЕ-поляризована и имеет одну вариацию по радиальной координате: q = 1. Другими словами, поле такой волны «прижато» к боковой поверхности цилиндра, а в центре практически равно нулю (см. рис.1). Зависимость поля от азимутального угла φ имеет вид $e^{\pm im\varphi}$ и соответствует волнам, распространяющимся по окружности в противоположных направлениях. Радиальная зависимость полей определяется функцией Бесселя порядка m и ее производной. Зависимость от аксиальной координаты z представляет собой суперпозицию волн с волновым числом k_z, бегущих в положительном и отрицательном направлениях z. Модовый объем составляет около 10% от объема резонатора, что свидетельствует о высокой степени локализации поля внутри резонатора.

Оценки излучательной добротности диэлектрического цилиндра показали, что потери энергии за счет излучения из резонатора для рассматриваемых мод пренебрежимо малы. Основными факторами, ограничивающими добротность микродисковых резонаторов, являются рассеяние на шероховатостях поверхности и внутренних неоднородностях, а также поглощение энергии в среде.

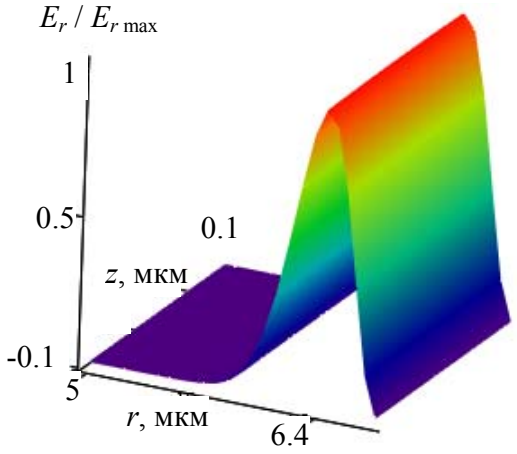


Рис. 1. Зависимость нормированной компоненты E_r моды $TE_{91\,1}$ от радиальной (r) и аксиальной (z) координат

Аналогичным образом можно определить характеристики микродискового резонатора с радиусом основания 27 мкм, представляющего практический интерес. Как показывают расчеты, в этом случае резонанс на длине волны 1.537 мкм выполняется для моды шепчущей галереи с азимутальным индексом m = 397.

Показаны возможности практической реализации микродисковых резонаторов на основе $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er. Для формирования микродисков использовался метод высокопрецизионного травления фокусированным ионным пучком (ФИП). В основе метода лежит локальное ионно-лучевое травление материалов ионами галлия при размерах ионного пучка ~ 10–15 нм [7]. Формирование микродисковых резонаторов производилось на электронном микроскопе с системой ФИП Nova

NanoLab 600 (FEI Company, Нидерланды). Для определения оптимальных режимов формирования микрорезонаторов параметры ионно-лучевого травления варьировались в широких пределах: ток ионного пучка от 1 до 20 нА, время воздействия пучка в каждой точке от 400 нс до 1 мкс, величина ускоряющего напряжения составляла 30 кэВ.

При разных режимах травления ФИП был сформирован ряд микродисковых резонаторов диаметром 54 мкм (рис. 2). В качестве исходных подложек в работе использовались структуры $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$, выращенные методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в атмосфере германа [8]. Толщина активного гетеослоя в процессируемых структурах составляла ~ 1.1 мкм, содержание германия $x = (23\pm1)\%$.

Дисковые резонаторы с наименьшей шероховатостью граней и минимальным отклонением грани от вертикали были получены при условии дополнительной низкотоковой (~ 0.3 нА) полировки поверхности фокусированным ионным пучком.

Наименьшее отклонение граней микрорезонатора от вертикали в данном случае составило ~ 5.6º, шероховатость граней ~ 0.7% диаметра диска (РЭМ-изображение поперечного сечения микродискового резонатора и данные атомно-силовой микроскопии полученных микродисковых структур приведены на рис. 3).

Работа поддержана РФФИ и программами фундаментальных исследований ОФН РАН.

1. *Vahala, K.J.* Optical microcavities / K.J. Vahala // Nature. 2003. V. 424. P. 839–846.

2. *Daldosso, N.* Nanosilicon photonics / N. Daldosso, L. Pavesi // Laser & Photon. Rev. 2009. V. 3, № 6. P. 508–534.

3. *Xia, J.S.* Resonant photoluminescence from Ge self-assembled dots in optical microcavities / J.S. Xia, R. Tominaga, N. Usami, S. Iwamoto, Y. Ikegami, K. Nemoto, Y. Arakawa and Y. Shiraki // J. Cryst. Growth. 2009. V. 311. P. 883–887.

4. *Stepikhova, M.V.* Si/SiGe:Er/Si structures for laser realization: Theoretical analysis and luminescent studies / M.V. Stepikhova, L.V. Krasil'nikova, Z.F. Krasil'nik, V.G. Shengurov, V.Yu. Chalkov, S.P. Svetlov, D.M. Zhigunov, V.Yu. Timoshenko, P.K. Kashkarov // J. Crystal Growth. 2006. V. 288. P. 65–69.

5. *Кириченко, А.Я.* Микроволновый генератор с резонатором «шепчущей галереи» / А.Я. Кириченко, Ю.Ф. Лонин, В.Г. Папкович, А.Г. Пономарев, Ю.В. Прокопенко, В.Т. Уваров, Ю.Ф. Филиппов // Вопросы атомной науки и техники. 2010. № 2. С. 135–139.

6. *Wang, R.P.* Theory of optical modes in semiconductor microdisk lasers / R.P. Wang, M.M. Dumitrescu // J. Appl. Phys. 1997. V. 81, № 8. P. 3391–3397.

7. Нанотехнология: физика, процессы, диагностика/ под ред. В.В. Лучинина, Ю.М. Таирова. М. : Физматлит, 2006. 552 с.

8. *Tolomasov, V.A.* Heteroepitaxy of $Si_{1-x}Ge_x$ layers on Si(100) substrates from atomic Si and molecular GeH_4 beams / V.A. Tolomasov, L.K. Orlov, S.P. Svetlov, R.A. Rubtsova, A.D. Gudkova, A.V. Kornaukhov, A.V. Potapov, Y.N. Drozdov // Crystallography Reports. 1998. V. 43. P. 493–498.

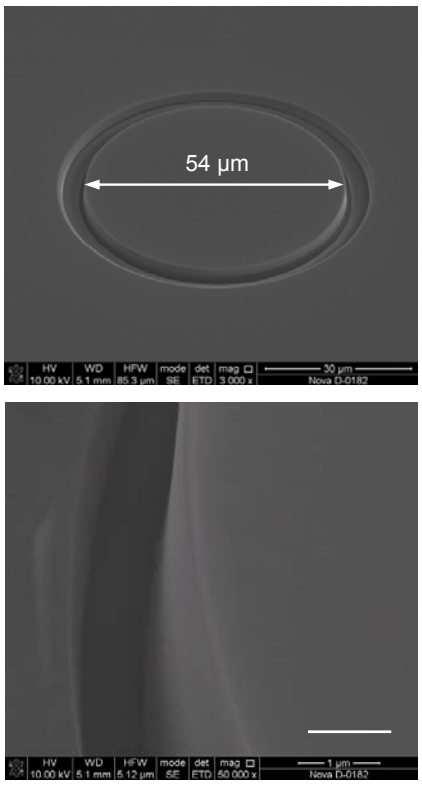
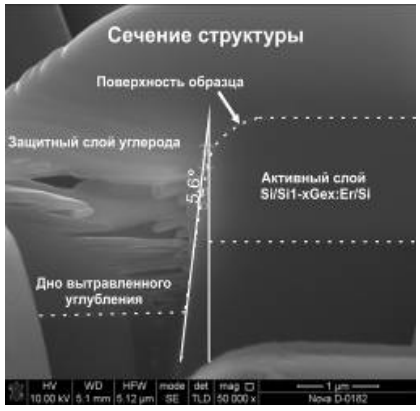
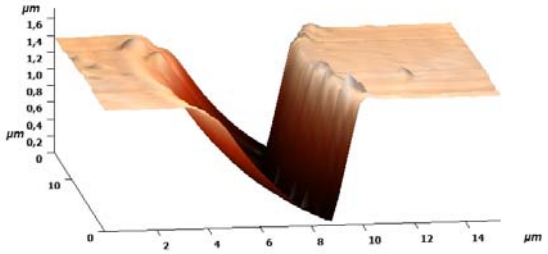


Рис. 2. РЭМ-изображения сформированного микродискового резонатора диаметром 54 мкм. На нижнем рисунке приведен снимок грани диска в увеличенном масштабе (масштаб на рисунке – 1 мкм)



а)



б)

Рис. 3. Поперечное сечение микродискового резонатора, сформированного методом ФИП (ток ионного пучка в процессе травления 3 нА, время воздействия пучка в каждой точке 1 мкс) после дополнительной низкотоковой полировки поверхности (*а*); данные атомно-силовой микроскопии (*б*)

Спектры возбуждения 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, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: yablonsk@ipm.sci-nnov.ru

Кремний, легированный эрбием, привлекает значительное внимание в связи с тем, что длина волны излучательного перехода $^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ в 4f-оболочке иона Er^{3+} лежит в спектральной области максимальной прозрачности кварцевых волоконно-оптических линий связи ($\lambda \approx 1.54$ мкм). Несмотря на большое число исследований, механизмы возбуждения ионов эрбия через электронную подсистему кремния, а также девозбуждения эрбиевой ФЛ в структурах Si:Er/Si до сих пор не достаточно изучены. В настоящей работе мы представляем результаты исследования спектров возбуждения эрбиевой ФЛ в эпитаксиальных структурах Si:Er/Si и Si:Er/SOI в условиях интенсивной импульсной оптической накачки.

Исследуемые структуры Si:Er/Si и Si:Er/SOI, аналогичные описанным ранее, были выращены методом сублимационной МЛЭ [1, 2]. Спектры возбуждения эрбиевой ФЛ были исследованы с использованием параметрического генератора света (ПГС) MOPO-SL "Spectra-Physics" в широком спектральном диапазоне излучения накачки ($h\nu_{ex}$ = = 0.9–1.6 эВ) при температуре 77 К. Сигнал эрбиевой ФЛ регистрировался с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i, ФЭУ Hamamatsu на основе InP/InGaAs (спектральный диапазон 0.75–1.35 эВ) и цифрового осциллографа LeCroy.

Ранее нами было обнаружено [3, 4], что в эпитаксиальных структурах Si:Er/Si, Si:Er/SOI и SiGe:Er/Si в условиях интенсивного импульсного оптического возбуждения сигнал ФЛ ионов эрбия наблюдается как при межзонной накачке, так и при возбуждении излучением с энергиями фотона, существенно меньшими, чем ширина запрещенной зоны кремния (подзонное возбуждение), вплоть до энергии излучательного перехода $^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} (~ 0.8 эВ). При высокой мощности оптической накачки в спектральной области, соответствующей краю межзонного поглощения в кремнии, наблюдается резкое возрастание интенсивности ФЛ эрбия и в спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ возникает пик с максимумом $h\nu_{ex} \sim 1.20$ эВ (рис. 1). Наблюдение данного пика в спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ связывалось нами ранее с резким возрастанием безызлучательного девозбуждения ионов эрбия при увеличении концентрации свободных носителей заряда [4] и со снижением эффективности экситонного механизма возбуждения ионов эрбия вследствие генерации электронно-дырочной плазмы [5] при переходе от подзонного к межзонному оптическому возбуждению. В работах других авторов для объяснения этого эффекта предлагались модели резонансного возбуждения иона эрбия через экситоны, связанные на глубоком донорном уровне [6], или нерезонансного возбуждения через виртуальный оже-процесс [7].

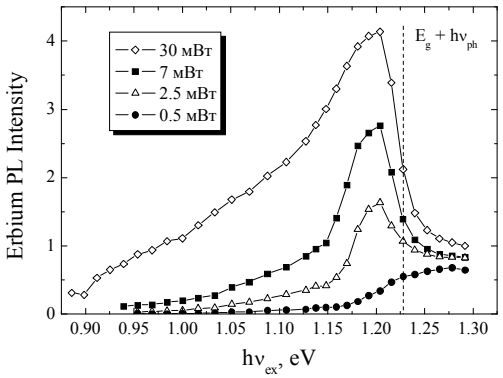


Рис. 1. Спектры возбуждения эрбиевой ФЛ в структуре Si:Er/Si при различной мощности оптической накачки

Существующие предположения о природе пика не согласуются с рядом полученных экспериментальных результатов. В частности, увеличение концентрации носителей заряда в структуре при дополнительной непрерывной или импульсной межзонной накачке не приводило к исчезновению пика.

Наблюдаемые зависимости интенсивности пика от размеров образца и пятна фокусировки возбуждающего излучения, позволили связать появление пика вблизи $h\nu_{ex} \sim 1.20$ эВ в спектре возбуждения эрбиевой ФЛ с увеличением размеров излучающего слоя, возбуждаемого при энергиях кванта, меньше ширины запрещенной зоны кремния, когда кремниевая подложка становится прозрачной для возбуждающего излучения. В этом случае излучение накачки может эффективно распространяться в объеме структуры вследствие многократного отражения от границ образца и возбуждать ионы эрбия в областях активного слоя Si:Er, расположенных вне пятна фокусировки лазерного излучения.

Это предположение было подтверждено в следующем эксперименте. Поверхность исследуемой структуры Si:Er/Si размером 10×10 мм была закрыта алюминиевой фольгой как со стороны активного слоя, так и со стороны подложки. С обеих сторон образца в фольге были сделаны отверстия размером ~ 1×1 мм, разнесенные на расстояние ~ 10 мм (см. вставку к рис. 2). На одно из отверстий направлялся луч возбуждающего излучения, второе отверстие служило для вывода сигнала эрбиевой ФЛ. На рис. 2 приведены спектры возбуждения эрбиевой ФЛ, полученные при возбуждении со стороны активного слоя Si:Er (*1*) и со стороны Si подложки (*2*).

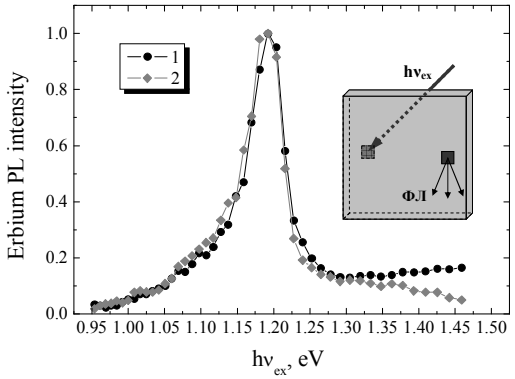


Рис. 2. Спектры возбуждения эрбиевой ФЛ в структуре Si:Er/Si, полученные в схеме с двумя апертурами, при возбуждении со стороны активного слоя Si:Er (*1*) и со стороны Si подложки (*2*). На вставке: схема эксперимента

Резкое возрастание сигнала эрбиевой ФЛ в области 1.25–1.20 эВ свидетельствует о том, что в условиях подзонного возбуждения ($h\nu_{ex} < 1.25$ эВ) излучение накачки эффективно распространяется в структуре Si:Er/Si и возбуждает ионы эрбия во всем объеме активного слоя, как вблизи "входной" апертуры, так и в остальных областях. Аналогичный эффект приводит к возникновению пика в спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ при стандартной схеме измерения (возбуждение и регистрация сигнала ФЛ со стороны активного слоя Si:Er), если возбуждающее излучение засвечивает небольшую часть поверхности исследуемой структуры при фокусировке пучка.

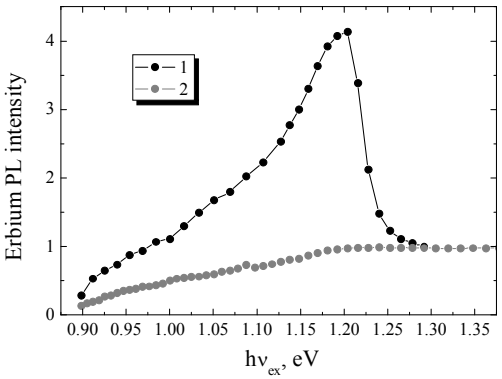


Рис. 3. Спектры возбуждения эрбиевой ФЛ в структуре Si:Er/Si: *1* – структура 10×10 мм, область возбуждения ~ 2 мм; *2* – чип 2×2 мм, однородное возбуждение. Спектры нормированы на интенсивность ФЛ при межзонной накачке

Для подтверждения сделанного вывода из образца Si:Er/Si был выколот чип размером 2×2 мм, что позволило измерить спектр возбуждения эрбиевой ФЛ при однородной засветке всей поверхности активного слоя Si:Er. Полученный спектр возбуждения приведен на рис. 3 (кривая *2*). Как видно из рисунка, при возбуждении всей площади активного слоя наблюдается монотонное падение интенсивности эрбиевой ФЛ при уменьшении энергии возбуждения и пик в спектре возбуждения эрбиевой ФЛ отсутствует.

Наблюдение в конфигурации *1* (рис. 2) заметного сигнала эрбиевой ФЛ при межзонной оптической накачке (область 1.30–1.50 эВ) свидетельствует об эффективном распространении излучения ионов эрбия (с энергией ~ 0.8 эВ) в исследуемых структурах от области возбуждения до выходной апертуры.

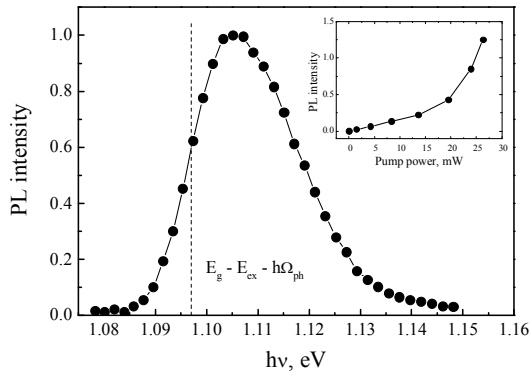


Рис. 4. Спектр экситонной ФЛ в структуре Si:Er/Si в условиях подзонного оптического возбуждения ($h\nu_{ex}$ = = 0.95 эВ). На вставке: зависимость интенсивности экситонной ФЛ от мощности возбуждающего излучения

Для установления механизма возбуждения эрбиевой ФЛ в условиях подзонной оптической накачки было проведено сравнительное исследование спектров возбуждения эрбиевой и межзонной (экситонной) ФЛ. Было обнаружено, что несмотря на резкое падение интенсивности экситонной ФЛ при $h\nu_{ex} < E_g$ генерация экситонов в исследуемых структурах Si:Er/Si осуществляется и при подзонном оптическом возбуждении. На рис. 4 приведен спектр межзонной ФЛ кремния, полученный при энергии возбуждения $h\nu_{ex} = 0.95$ эВ, т.е. существенно ниже края запрещенной зоны кремния. Полученный спектр ФЛ соответствует излучательной рекомбинации свободных экситонов в кремнии с испусканием ТО-фонона [8]. Соотношение интенсивностей эрбиевой и экситонной ФЛ, полученное при межзонном и подзонном возбуждении, свидетельствует о том, что возбуждение ионов эрбия в кремнии при подзонной оптической накачке осуществляется, как и в случае межзонного возбуждения, вследствие генерации в исследуемых структурах свободных электронно-дырочных пар (экситонов). Генерация экситонов в указанных условиях осуществляется, по-видимому, в результате двухступенчатого процесса поглощения с участием глубоких примесных состояний в запрещенной зоне кремния, что подтверждается суперлинейной зависимостью интенсивности экситонной ФЛ от мощности возбуждающего излучения (см. вставку к рис. 4).

Работа поддержана грантами РФФИ, программами Минобрнауки и РАН.

1. *В.П. Кузнецов, Р.А. Рубцова*. ФТП, 34, 2000, 519.
2. *Б.А. Андреев и др.* Изв. РАН. Сер. физ., 64, 2000, 269.
3. *A.N. Yablonskiy et al.* Opt. Mat., 27(5), 2005, 890.
4. *Б.А. Андреев и др.* ФТТ, 47(1), 2005, 97.
5. *А.Н. Яблонский и др.* ФТП, 44(11), 2010. С. 1519.
6. *I. Izeddin et al.* PRL 99, 077401, 2007. P. 1.
7. *I.N. Yassievich*. Opt. Mat., 2010, in press.
8. *G. Davies.* Physics Reports, 176, 1989, 83–188.

Исследование режимов локального анодного окисления эпитаксиальных структур арсенида галлия

О.А. Агеев, В.И. Авилов, М.С. Солодовник, В.А. Смирнов

Технологический институт Южного федерального университета, пер. Некрасовский, 44, Таганрог.
e-mail: sva@fep.tti.sfedu.ru

Метод локального анодного окисления (ЛАО) является одним из перспективных методов зондовой нанолитографии, который позволяет формировать структуры элементов наноэлектроники и наносистемной техники на поверхности широкого диапазона материалов (металлы, полупроводники, органические и неорганические соединения и т.д.) с высокой разрешающей способностью и воспроизводимостью [1]. Основными достоинствами зондовых методов нанолитографии по отношению к стандартной фотолитографии являются: отсутствие существенных ограничений, связанных с использованием источников света, работающих на длине волны ниже 100 нм; формирование наноструктур без использования фоторезистов и сложных операций травления; снижение загрязнения окружающей среды. Формирование оксидных наноразмерных структур (ОНС) методом ЛАО происходит за счет воздействия на поверхность путем подачи к системе проводящий зонд – подложка импульсов напряжения. При этом под острием зонда протекает электрохимическая реакция с участием электролита, основу которого составляет адсорбированная на поверхности подложки вода, поставляющая заряженные частицы к поверхности растущего окисла.

Целью работы является исследование режимов формирования ОНС методом ЛАО для эпитаксиальных структур арсенида галлия, выявление влияния амплитуды напряжения и относительной влажности внутри технологической камеры на особенности формирования оксидных наноразмерных структур арсенида галлия, исследование электрических параметров сформированных структур.

В качестве экспериментальных образцов использовались структуры слоя арсенида галлия, легированного кремнием (толщина слоя порядка 500 нм, концентрация электронов $5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$), выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке арсенида галлия с помощью многофункционального сверхвысоковакуумного нанотехнологического комплекса НАНОФАБ НТК-9 (ЗАО “НТ-МДТ”, г. Зеленоград).

Исследование режимов формирования ОНС методом ЛАО проводилось с помощью сканирующего зондового микроскопа Solver P47 PRO (ЗАО “НТ-МДТ”, г. Зеленоград). Относительная влажность воздуха внутри технологической камеры контролировалась с помощью цифрового измерителя влажности Oregon Scientific ETHG913R. С использованием кремниевых кантилеверов марки DSP 20 с проводящим углеродным покрытием при приложении импульсов напряжения амплитудой от 5 до 10 В и длительностью 100 мс на поверхности пленки арсенида галлия формировались матрицы, состоящие из 49 островковых ОНС (рис. 1).

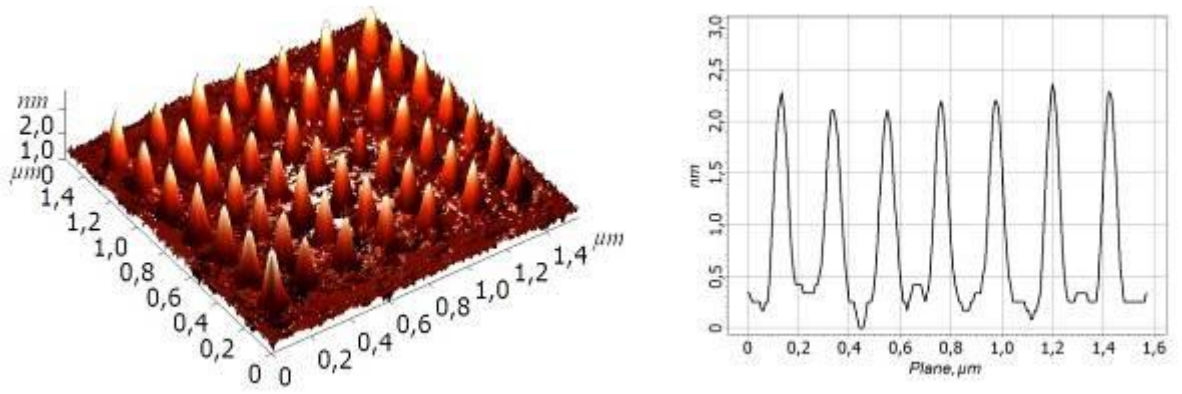
Статистическая обработка полученных АСМ-изображений с определением геометрических параметров ОНС (высоты и диаметра) производилась с использованием программного пакета Image Analysis 2.0 (производитель ЗАО “Нанотехнология-МДТ”, г. Зеленоград) по разработанной методике выполнения измерений, аттестованной в соответствии с ГОСТ Р 8.563-96.

Анализ полученных зависимостей (рис. 2) показал, что при увеличении относительной влажности с 60 до 90% происходило снижение амплитуды порогового напряжения проведения ЛАО с 7 до 6 В, а также увеличение высоты ОНС арсенида галия с 2,28 до 4,23 нм и диаметра с 95,8 до 156,9 нм соответственно.

Для измерения электрических свойств была сформирована тестовая оксидная наноструктура арсенида галлия с латеральными размерами 1×1 мкм, АСМ-изображение которой приведено на вкладке рис. 3, *а*. Затем в режиме отображения сопротивления растекания контактным методом получено АСМ-изображение распределения тока на поверхности этой структуры, которое приведено на рис. 3, *а*. Анализ полученных АСМ-изображений показал, что при напряжении смещения зонд – подложка амплитудой порядка 3 В средний ток растекания на поверхности арсенида галлия составил порядка 12 нА, при этом проводимости на поверхности оксидной наноструктуры арсенида галия не регистрировалось. Полученные результаты были подтверждены путем проведения I(V) спектроскопии в точках 1 и 2 на поверхности образца (рис. 3, *а*) контактным методом АСМ. В результате была получена ВАХ, приведенная на рис. 3, *б*.

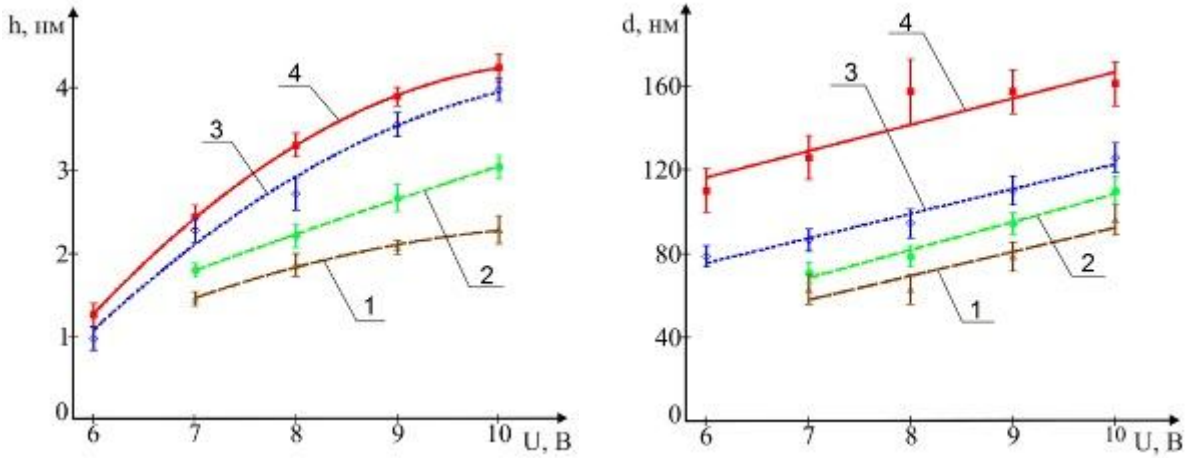
В результате проведенных исследований определены режимы формирования ОНС в эпитаксиальных структурах на основе арсенида галлия методом ЛАО. Исследованы электрические свойства полученных ОНС. Результаты работы могут использоваться при разработке технологических процессов изготовления наноразмерных структур элементов наноэлектроники.

1. *Агеев, О.А.* Фотоактивация процессов формирования наноструктур методом локального анодного окисления пленки титана / О.А. Агеев, Б.Г. Коноплев, В.А. Смирнов и др. // Известия вузов. Электроника. 2010. № 2 (82). С. 23-30.



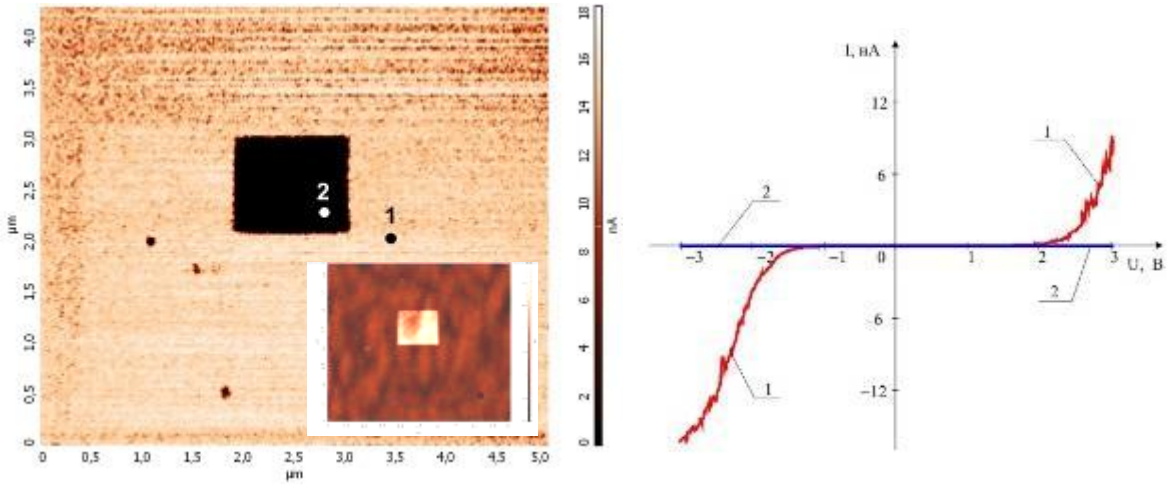
а *б*

Рис. 1. АСМ-изображение (*а*) и профилограмма (*б*) ОНС после проведения ЛАО слоя арсенида галлия



а *б*

Рис. 2. Зависимость высоты (*а*) и диаметра (*б*) ОНС арсенида галлия от амплитуды приложенного напряжения при относительной влажности: *1* – 60 %; *2* – 70 %; *3* – 80 %; *4* – 90 %



а *б*

Рис. 3. АСМ-изображение распределения тока по поверхности эпитаксиальной структуры GaAs (*а*). Вольт-амперная характеристика на поверхности образца в точках *1* и *2* (*б*)

Исследование методов изготовления и модификации зондов для сканирующей туннельной микроскопии

О.А. Агеев, А.С. Коломийцев, А.С. Пустовой, В.А. Смирнов

Технологический институт Южного федерального университета, пер. Некрасовский, 44, Таганрог.
e-mail: sva@fep.tti.sfedu.ru

Сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) является одним из основных методов исследования поверхности проводящих материалов, позволяющих визуализировать морфологию поверхности на атомном уровне. Принцип работы СТМ основан на детектировании изменений туннельного тока, протекающего в системе проводящий зонд – подложка, что может быть использовано при исследовании локальных свойств поверхности, дефектов кристаллической решетки, адсорбированных наноструктур и динамических явлений на поверхности проводящих твердых тел. В качестве зонда для СТМ используется заготовка из металлической проволоки диаметром от 100 до 500 мкм, на одном из концов которой формируют острие. Пространственная разрешающая способность СТМ определяется эффективным поперечным размером области взаимодействия между зондом и подложкой. Поэтому для получения положительных результатов СТМ-зонд должен иметь минимальный радиус закругления вплоть до моноатомного. Анализ литературных данных показал, что для изготовления СТМ-зондов большое распространение получил метод электрохимического травления (ЭХТ).

Метод фокусированных ионных пучков (ФИП) позволяет формировать микро- и наноразмерные структуры различной сложности и может использоваться для модификации острия СТМ-зонда путем травления под действием ионного пучка с высоким разрешением и воспроизводимостью параметров.

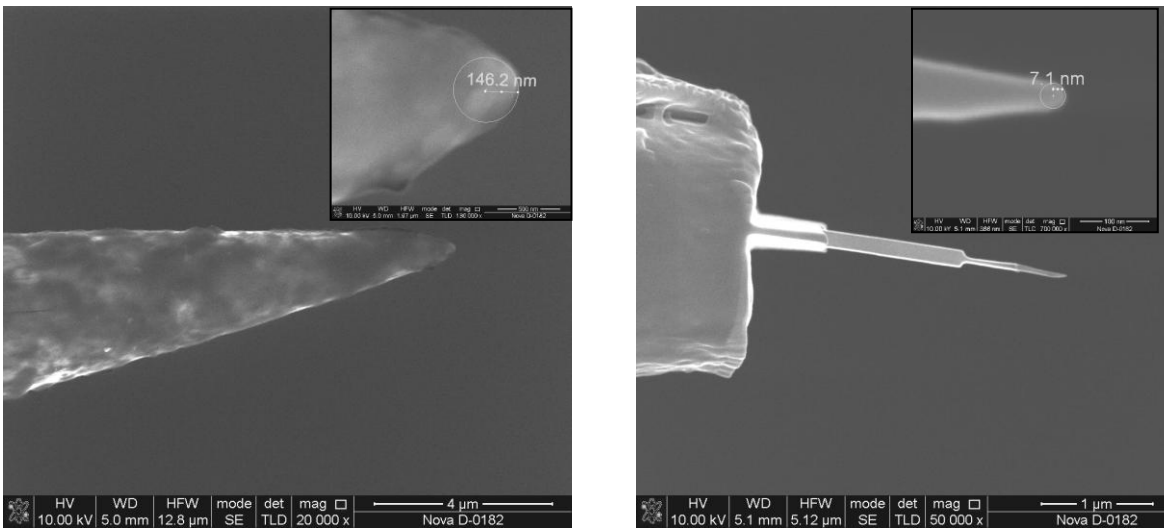
Целью работы является сравнительное исследование методов изготовления зондов для СТМ и определение параметров зондов, полученных методом ЭХТ и ФИП.

Изготовление экспериментальных образцов зондов методом ЭХТ проводилось на специализированной установке путем травления заготовки из вольфрамовой проволоки диаметром 100 мкм в 8 % растворе КОН. Модификация СТМ-зондов методом ФИП и исследование их параметров проводилось на сверхвысоковакуумном нанотехнологическом комплексе НАНОФАБ НТК-9 (ЗАО «Нанотехнология-МДТ г. Зеленоград) и растровом электронном микроскопе (РЭМ) с ионной колонной Nova 600 NanoLab (FEI Company, Нидерланды). При этом сначала зонд затачивался электрохимически, а затем передавался в камеру травления методом ФИП. На рис. 1 приведены РЭМ-изображения зондов, полученных методом ЭХТ и ФИП. Анализ РЭМ-изображений показал, что зонды, полученные методом ЭХТ и ФИП, имели радиус закругления острия порядка 146 и 7 нм, соответственно.

Экспериментальные исследования полученных зондов проводились в зондовой нанолаборатории NTEGRA VITA (ЗАО «Нанотехнология-МДТ», г. Зеленоград). В режиме СТМ-спектроскопии с использованием экспериментальных образцов СТМ-зондов были получены $I(z)$-характеристики на поверхности высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ), приведенные на рис. 2. На рис. 3 приведено СТМ-изображение поверхности ВОПГ с атомарным разрешением, полученное СТМ-зондом, модифицированным методом ФИП.

Вольфрамовые зонды могут быть также использованы в комплексной учебно-исследовательской мини-лаборатории по нанотехнологии – сканирующем зондовом микроскопе (СЗМ) NanoEducator (ЗАО «Нанотехнология-МДТ», г. Зеленоград), который является базовым комплексом для подготовки квалифицированных кадров в области нанотехнологий. На рис. 4 представлены СТМ-изображения поверхности линейной меры периода TDG01 Au, полученные на СЗМ NanoEducator, с использованием зондов, изготовленных ЭХТ- и ФИП-методом. Из анализа СТМ-изображений видно, что при сканировании зондом, модифицированным методом ФИП, наблюдается значительное увеличение разрешающей способности СТМ, при этом высота элементов меры (рис. 4, *б*) соответствовала паспортным данным (порядка 50 нм). Тогда как высота элементов меры TDG01 Au, измеренная СТМ-зондом, изготовленным методом ЭХТ, составила 22 нм. Значительная погрешность связана с большим радиусом закругления острия зонда.

В результате работы были исследованы экспериментальные образцы вольфрамовых зондов для СТМ, изготовленных методом ЭХТ и ФИП. Показано, что метод ФИП позволяет получать зонды с радиусом закругления острия менее 10 нм. Полученные результаты могут быть использованы при разработке технологических процессов изготовления вольфрамовых СТМ-зондов для платформ СЗМ различного уровня сложности.



а *б*

Рис. 1. РЭМ-изображения вольфрамовых СТМ-зондов, изготовленных методом ЭХТ(*а*) и ФИП (*б*)

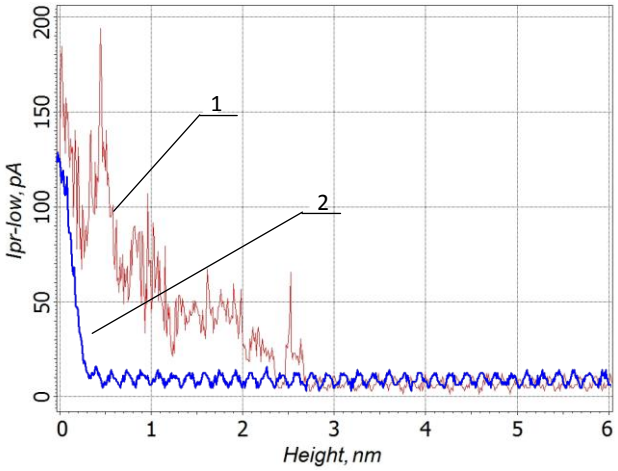


Рис. 2. *I*(*z*)-характеристики на поверхности ВОПГ, полученные с помощью СТМ-зондов, изготовленных методом ЭХТ (*1*) и ФИП (*2*)

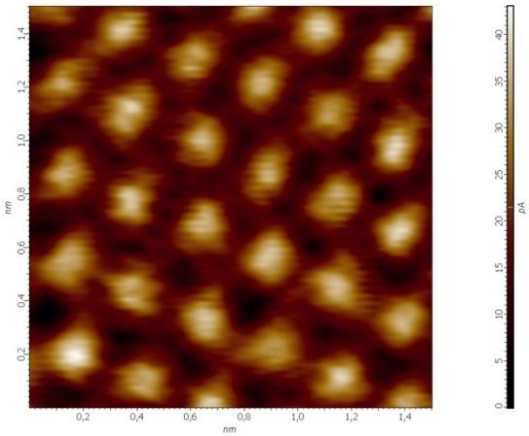
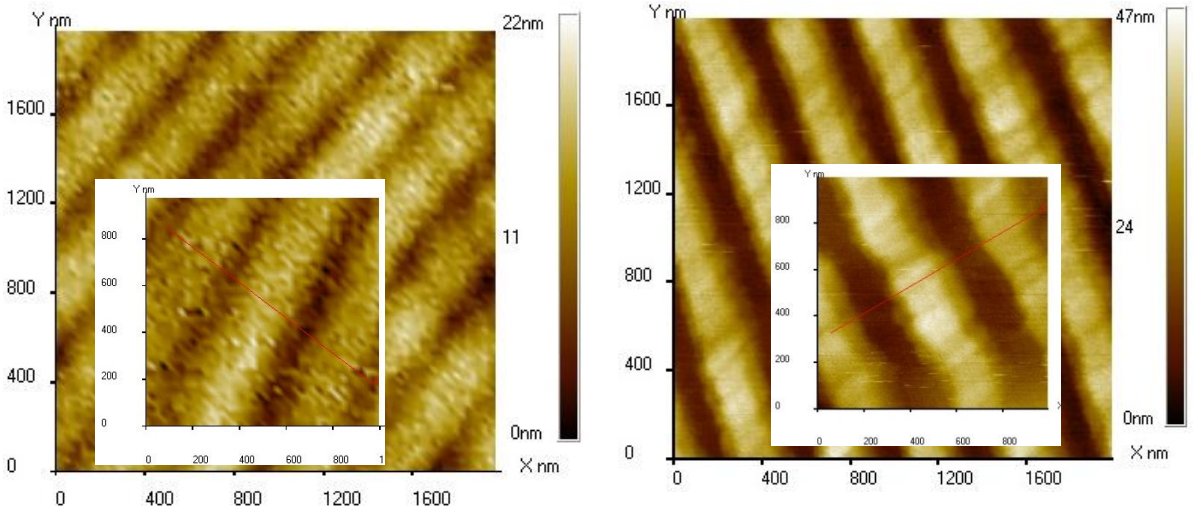


Рис. 3. СТМ-изображение поверхности ВОПГ, полученное зондом, модифицированным методом ФИП



а *б*

Рис. 4. СТМ-изображения поверхности линейной меры периода TDG01 Au, полученные зондами, изготовленными с использованием метода ЭХТ (*а*) и ФИП (*б*)

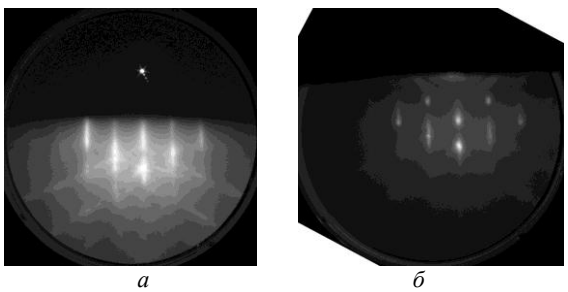
Использование метода гидрирования в процессе жидкофазного травления для низкотемпературной очистки поверхности Si(001) перед МЛЭ: исследование методами СТМ и ДБОЭ

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

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва.
e-mail: arapkina@kapella.gpi.ru

Использование метода гидрирования поверхности Si(001) на последней стадии жидкофазного травления дает возможность снизить температуру процесса предростовой очистки в камере молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Температура очистки поверхности зависит от состава травителей, используемых для гидрирования [1, 2]. Обычно для гидрирования поверхности используются растворы на основе HF с pH, меняющимся от 2 до 7. При реакции атомов водорода с поверхностью Si на ней образуется ряд гидридов, наиболее распространенные из которых моногидрид и дигидрид кремния. С увеличением значения pH раствора доля дигидрида на поверхности увеличивается. Моногидрид имеет наибольшую температуру десорбции с поверхности Si(001).

В данной работе мы представляем результаты исследования свойств чистой поверхности Si(001) методами СТМ и ДБОЭ. Исследования проводились с использованием установки МЛЭ Riber EVA32, соединенной со сканирующим туннельным микроскопом GPI-300. Образцы Si(001) КДБ-12 первоначально подвергались жидкофазному травлению по методу RCA, на последней стадии которого применялось травление в растворах, содержащих HF. Мы использовали растворы со значениями pH = 2, 4 и 7: разбавленные растворы HF (5 %, 0.5 %); буферный раствор NH_4F + HF; раствор NH_4F. В результате были получены поверхности с различной шероховатостью, что было установлено в результате СТМ-исследования гидрированных поверхностей. Наибольшая шероховатость наблюдалась у образцов, обработанных в растворах, содержащих NH_4F. Методом ДБОЭ установлено, что независимо от вида раствора, используемого для гидрирования поверхности, дифракционные картины всегда соответствовали нереконструированной поверхности (1×1) (рис. 1).

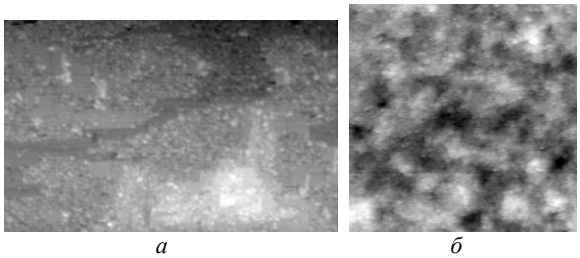


а *б*

Рис. 1. Дифракционные картины, полученные на гидрированных поверхностях образцов, обработанных в различных травителях: *а* – pH = 2; *б* – pH = 7 (направление [110], E = 10 кэВ)

Для образцов, обработанных в растворах на основе HF, дифракционные картины характеризовались «широкими» линиями основных рефлексов. Для образцов, обработанных в растворах на основе NH_4F, линии основных рефлексов имеют форму, соответствующую сильно развитой поверхности моноатомного масштаба (сигналы 3D).

После травления образцы подвергались термообработке в условиях сверхвысокого вакуума. Отжиг проводился в две стадии: (i) предварительная термообработка при 300 ºС в течение 2 часов и (ii) термообработка при более высокой температуре: 650, 610, 570, 550 или 530 ºС. Длительность второй стадии отжига выбиралась по виду картин ДБОЭ. Образцы сравнения с известной структурой поверхности получались при высокотемпературном отжиге (800 ºС, 5 мин) в камере МЛЭ. Методом СТМ установлено, что для получения чистой поверхности Si(001) можно применять отжиги в интервале температур от 530 до 650 ºС. Качество получаемой поверхности зависит от температуры отжига и способа гидрирования. Температуры отжига выше 600 ºС способствуют получению поверхностей с широкими моноатомными ступенями. На таких поверхностях мы наблюдали реконструкцию типа c(4×4). При увеличении времени отжига при температуре более 600 ºС на поверхности возможно появление островков SiC. Отжиг при температуре от 530 до 600 ºС приводит к формированию шероховатой поверхности, образованной узкими моноатомными ступенями. Использование растворов на основе NH_4F при любом низкотемпературном отжиге приводит к образованию поверхностей с узкими моноатомными ступенями.



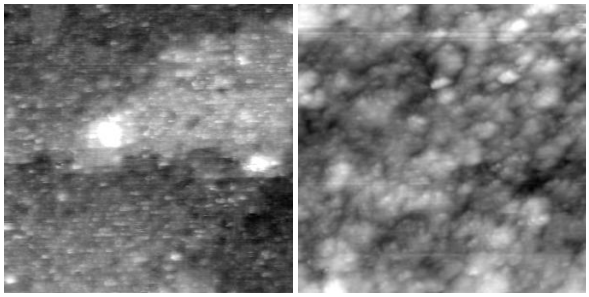
а *б*

Рис. 2. СТМ-изображение поверхности Si(001) после термодесорбции атомов водорода при: 610 ºС в течение 10 минут, 100×63 нм, U_t = – 2,8 В, I_t = 0,1 нА (*а*); 570 ºС в течение 20 минут, 101×101 нм, U_t = +2,8 В, I_t = 0,08 нА (*б*)

На рис. 2 представлены СТМ-изображения чистых поверхностей Si(001), полученных в ре-

зультате отжигов при 610 ºС (рис. 2, *а*) и 570 ºС (рис. 2, *б*) образцов, гидрированных в разбавленном растворе HF (pH = 2).

На рис. 3 представлены СТМ-изображения чистых поверхностей Si(001), полученных в результате отжигов при 650 ºС (рис. 2, *а*) и 550 ºС (рис. 2, *б*) образцов, гидрированных в растворе NH_4F (pH = 7).



а *б*

Рис. 3. СТМ-изображение поверхности Si(001) после термодесорбции атомов водорода при: 650 ºС в течение 5 минут, 40×40 нм, U_t = +2,2 В, I_t = 0,1 нА (*а*) ; 550 ºС в течение 35 минут, 60×60 нм, U_t = +2,2 В, I_t = 0,12 нА (*б*)

Использование растворов, содержащих NH_4F, и длительных отжигов при температурах ниже 600 ºС приводит к получению поверхностей более шероховатых, чем поверхности образцов, обработанных в разбавленных растворах HF.

Отжиг при температурах выше 600 ºС приводит к образованию гладких поверхностей с широкими моноатомными ступенями. Дифракционные картины таких поверхностей соответствуют структуре *c*(4×4). При температурах отжига ниже 600 ºС дифракционные картины чистых поверхностей, полученные на образцах, обработанных в растворах с pH = 2, соответствовали структуре (2×1). На образцах, обработанных в растворах на основе NH_4F, дифракционные картины соответствовали нереконструированной поверхности (1×1), они были подобны картине ДБОЭ, показанной на рис. 1, *б*, но с более вытянутыми 3D-сигналами.

Сравнение результатов СТМ и ДБОЭ заставляет сделать вывод о том, что ДБОЭ не может применяться в качестве единственного метода контроля степени очистки и состояния гидрированных поверхностей. Картины дифракции на гидрированных поверхностях соответствовали структуре (1×1). Поверхности, очищенные в результате последующего отжига в интервале температур 530–650 ºС, имели структуру (1×1), (2×1) или *c*(4×4). Таким образом, в ряде случаев в результате отжига не происходило смены типа дифракционных картин, однако вид дифракционных картин, соответствующих структуре (1×1), до и после отжига образцов различался.

Итак, в работе проведено исследование структурных свойств поверхности Si(001) после десорбции атомов водорода и установлено, что чистая поверхность Si(001) может быть получена в интервале температур 550–650 ºС.

Работа выполнена в рамках государственного контракта П2367 с Министерством образования и науки Российской Федерации.

1. *Thanh V.L., Bouchier D., Hincelin G.* Low-temperature formation of Si(001) 2×1 surfaces from wet chemical cleaning in NH_4F solution // J. Appl. Phys. **87** (2000) 3700.

2. *Sakamoto K., Matsuhata H., Miki K., Sakamoto T.* Adsorption and desorption of atomic hydrogen on Si(001) and its effects on Si MBE // J. Cryst. Grow. **157** (1995) 295.

СТМ-исследование процесса роста тонких слоев Ge на поверхности Si(001)

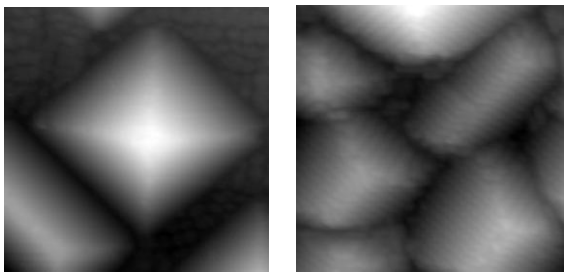
Л.В. Арапкина, Л.А. Крылова, В.А. Чапнин, К.В. Чиж, В.А. Юрьев

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва.
e-mail: arapkina@kapella.gpi.ru

Исследования проводились с использованием установки молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) Riber EVA32 и соединенного с ней сканирующего туннельного микроскопа GPI-300. Образцы вырезались из пластины Si(100) марки КДБ-12. Удаление оксидной пленки проводилось методом кратковременного высокотемпературного отжига при $T \sim 925$ ºС. На чистую поверхность Si(001) наносились тонкие слои атомов Ge при температурах подложки 360, 530, 600 и 650 ºС. Толщина пленки Ge (h_{Ge}) составляла от 3,5 ML до 6 ML. Скорость нанесения атомов Ge ~ 0.01 нм/с. Поверхность образцов исследовалась методами ДБОЭ и СТМ.

Рассматриваемый интервал температур позволяет исследовать особенности зарождения квантовых точек Ge (*QD* Ge) разного типа. Известно, что при низких температурах роста (до ~ 550 ºС) преобладающим типом *QD* Ge являются hut-кластеры. При температурах роста выше 600 ºС наблюдается образование *QD* Ge двух типов: hut-кластеры и dome-кластеры. Низкотемпературный и высокотемпературный интервалы отличаются процессами диффузии атомов Ge на поверхности, что влияет на процесс образования QD Ge.

При низких температурах роста образуются hut-кластеры двух видов: с основанием в форме квадрата (пирамида); с основанием в форме прямоугольника (клин). Оба вида кластеров имеют грани {105}. На рис. 1 представлено СТМ-изображение таких кластеров.



а *б*

Рис. 1. СТМ-изображение hut-кластеров Ge различных форм: *а* – пирамида (квадратное основание), размер кадра 55,5×55,5 нм; *б* – клин (прямоугольное основание), размер кадра 28×28 нм

Основное отличие в структуре кластеров наблюдается в строении их вершин и верхних ребер (гребней). Подробно СТМ-изображения и структурные модели кластеров обсуждаются в статьях [1, 2]. Наблюдаемое различие структуры вершин пирамид и гребней клиновидных кластеров говорит о том, что перестройка пирамидального hut-кластера в клиновидный за счет простого разращивания кластера в одном из направлений <001> невозможна.

На основе экспериментальных данных построены структурные модели зародышей hut-кластеров обоих видов и схемы их разращивания. Процесс роста клиновидного hut-кластера имеет некоторые отличия от процесса роста пирамидального hut-кластера. Увеличение высоты клиновидного hut-кластера с 1 до 2 ML над поверхностью блока смачивающего слоя (переход от образования зародыша hut-кластера к процессу его разращивания) сопровождается «фазовым переходом», т. е. изменением структуры первого слоя кластера [1]. Процесс разращивания кластеров может идти в соответствии с одним из двух сценариев.

1) *Равномерное присоединение атомов* Ge *к четырем граням кластера.* В этом случае невозможно объяснить наблюдаемое методом СТМ существование клиновидных hut-кластеров, всегда имеющих одинаковое строение вершины независимо от высоты кластера. В рамках этой модели клиновидные hut-кластеры разной высоты должны иметь различное строение гребней (ширина гребня и расположение атомов на нем). В экспериментах мы наблюдали клиновидные hut-кластеры только с одной структурой гребня, которая, согласно данной модели роста, должна появляться при увеличении высоты кластера через каждые 5 ML, повторяя структуру гребня кластера высотой 2 ML.

2) *Неравномерное присоединение атомов* Ge *к граням hut-кластеров.* В этом случае строение вершин обоих видов hut-кластеров не зависит от высоты кластеров.

При высоких температурах роста процесс образования *QD* Ge имеет существенные отличия. На начальных стадиях роста образуются hut-кластеры в виде пирамид существенно большего размера (рис. 2), чем при низкотемпературном росте при тех же значениях толщины слоя Ge.

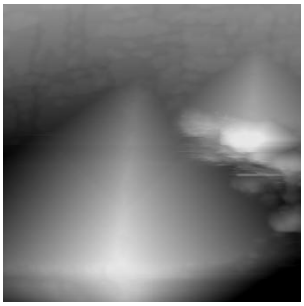
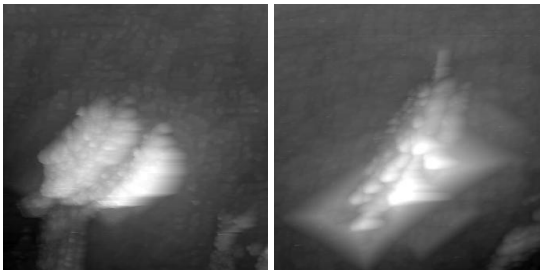


Рис. 2 СТМ-изображение пирамидальных hut-кластеров Ge, образовавшихся при 650 ºС (h_{Ge} = 6 Å); размер кадра 62×62 нм

При высокой температуре зарождение кластеров Ge может идти по крайней мере по двум путям.

1) Процесс, аналогичный процессу роста в низкотемпературном интервале. В образцах, выращенных при 650 ºС, наблюдались зародыши hut-кластеров, характерные для низкотемпературного роста. Концентрация их была мала, и располагались они в основном в области близкой к уже сформировавшимся hut-кластерам большого размера, которая состоит в основном из узких моноатомных ступеней.

2) При малых толщинах нанесенного слоя Ge на поверхности наблюдаются области с избыточным содержанием атомов Ge, которые на СТМ-изображениях не «разрешаются» в какую-либо структуру (рис. 3, *а*).



а *б*

Рис. 3. СТМ-изображение поверхности Si(001) со слоем Ge (h_{Ge} = 5 Å), нанесенным при 650 ºС; образцы подвергались различным послеростовым термообработкам: *а* – образец после закалки (размер кадра 77×77 нм); *б* – образец после выдержки при температуре 650 ºС в течение 7 мин и последующей закалки (размер кадра 94×94 нм)

Концентрация таких областей составляет ~10^9 $см^{-2}$. При проведении эксперимента с остановкой роста и выдержкой образцов при температуре роста в этих областях образуются объемные структуры Ge, полностью или частично ограненные плоскостями {105} (рис. 3, *б*). Также на образцах с большой толщиной слоя Ge наблюдается образование hut-кластеров в виде пирамид с «недостроенными» вершинами и hut-кластеров большого размера с широкими плоскими вершинами. И в низкотемпературном, и в высокотемпературном интервалах наблюдалось сосуществование на поверхности hut-кластеров, сильно различающихся в размерах.

В ходе работы также было проведено исследование структуры смачивающего слоя. Согласно данным СТМ толщина смачивающего слоя составляет не менее 3 ML. При температуре осаждения Ge ~ 360 ºС первые зародыши hut-кластеров появляются на (*M*×*N*)-блоках смачивающего слоя при $h_{Ge} \approx 5{,}1$ Å [3]. Исследование образцов методом ДБОЭ позволило определить начальный момент образования *QD* Ge в низкотемпературном режиме роста. Сигналы, соответствующие переходу от 2D- к 3D-росту, появляются при толщине слоя Ge более 3 ML. При исследовании структуры смачивающего слоя методом ДБОЭ в процессе высокотемпературной МЛЭ получен следующий результат: во время нанесения Ge дифракционные картины в направлении [110] состояли лишь из основных рефлексов, а рефлексы, соответствующие структуре (2×1), появлялись только во время охлаждения образцов, когда их температура была ниже 600 °С. Данный результат позволяет сделать предположение, что одной из причин наблюдаемого различия в процессах зарождения кластеров Ge в разных температурных интервалах является различие в процессах миграции атомов Ge на поверхности.

1. *Arapkina, L.V., Yuryev, V.A.* Nucleation of Ge quantum dots on the Si(001) surface // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. P. 045315.

2. *Arapkina, L.V., Yuryev, V.A.* Atomic structure of Ge quantum dots on the Si(001) surface // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91, вып. 6. С. 301.

3. *Arapkina, L.V., Yuryev, V.A.* CMOS compatible dense arrays of Ge quantum dots on the Si(001) surface: Hut cluster nucleation, atomic structure, and array life cycle during UHV MBE growth // Nanoscale Research Letters. 2011, [in press]. arXiv:1009.3831.

Изучение морфологии поверхности и химического состава тонких пленок флюоритов

К.И. Борыгина[1], Е.А. Сульянова [2], П.Г. Ульянов[1], С.И. Федосеенко[1]

[1] Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7-9, Санкт-Петербург.
[2] Институт кристаллографии РАН, Ленинский пр., 59, Москва.
e-mail: boryginaki@bk.ru

Фториды щелочноземельных металлов (флюориты) CaF_2, BaF_2 широко используются в производстве оптических стекол для УФ- и ИК-области спектра и в различных оптических устройствах (линзы, призмы, объективы и т.п.). Эти стекла имеют фиксированный (однокомпонентный) химический состав, определяющий свойства традиционных фторидных кристаллов, что в свою очередь ограничивает возможность их вариации. Для решения современных технических задач (разработки низкопороговых лазеров, «быстрых» сцинтилляторов, переизлучателей, химических сенсоров на фтор, фоторефрактивных сред и др.) требуется существенное расширение спектра фторидных материалов, диапазона их свойств и возможность получения тонких слоев на их основе, поскольку тонкопленочные системы обладают во многих случаях большей гибкостью в технологии их получения и в их использовании, чем кристаллы флюоритов.

В современном материаловедении предпринимаются активные попытки решения этих проблем. Наиболее важными и перспективными для практического использования являются кристаллы с дефектной структурой типа флюорита (CaF_2) с общей формулой $M_{1-x}R_xF_{2+x}$ (M – Ca, Sr, Ba, Cd, Pb; R – 15 редкоземельных элементов). Возможностью направленного и контролируемого изменения свойств нестехиометрические кристаллы обязаны своему необычному атомному строению – кластерам структурных дефектов. Эти кластеры имеют отличный от кристаллической матрицы химический состав и искаженную кристаллическую (локальную) структуру. Нанометровые линейные размеры одиночных кластеров делают кристаллы $Sr_{1-x}R_xF_{2+x}$ наноструктурированными материалами (НСМ). Такие новые кристаллы флюоритовых фаз $Sr_{1-x}R_xF_{2+x}$ (R – редкоземельные элементы) выращиваются в ИК РАН [1].

Целью данной работы являлось определение химического состава и топографии поверхности тонких слоев, полученных из исходных кристаллов состава по шихте SrF_2, $Sr_{0.9}Y_{0.1}F_{2.1}$, $Sr_{0.71}Ce_{0.29}F_{2.29}$. Тонкие слои были получены методом термического напыления в вакууме на подложку SiO_2(естественный окисел)/Si при комнатной температуре.

Для определения химического состава полученных слоев использовался метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, реализованный на электронном спектрометре ESCALAB-5, а для характеризации топографии поверхности использовался атомно-силовой микроскоп Solver PRO M.

В результате проведенных исследований установлен химический состав слоев: $SrF_{2.11}$, $Sr_{0.85}Y_{0.15}F_{2.15}$, $Sr_{0.76}Ce_{0.24}F_{2.24}$ соответственно. Показано, что пленки являются поликристаллическими. Наблюдаются отдельные островки/кристаллиты с типичным диаметром порядка ~50–70 нм и высотой ~ 5–8 нм (рис. 1 и 2). Аналогичные результаты получены и для тонких слоев состава $SrF_{2.11}$, $Sr_{0.85}Y_{0.15}F_{2.15}$. Средние размеры кристаллитов составляют: диаметр ϕ ~ 70–100 нм и высота h ~ 7 нм для пленок $SrF_{2.11}$, ϕ ~ 50–70 нм и h ~ 5–7 нм для пленок состава $Sr_{0.85}Y_{0.15}F_{2.15}$.

Средние размеры кристаллитов составляют: диаметр φ ~70–100 нм и высота h ~7 нм для пленок состава $SrF_{2.11}$, φ ~ 50–70 нм и h ~ 5–7 нм для пленок состава $Sr_{0.85}Y_{0.15}F_{2.15}$, φ ~50–70 нм и h ~ 5–8 нм для пленок состава $Sr_{0.76}Ce_{0.24}F_{2.24}$.

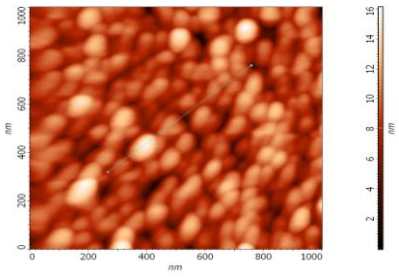


Рис. 1. АСМ- изображение поверхности пленки $Sr_{0.71}Ce_{0.29}F_{2.29}$

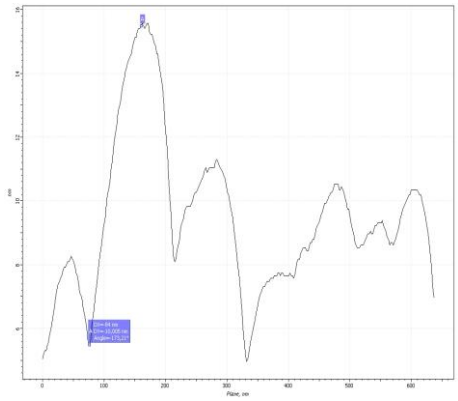


Рис. 2. Профиль пленки $Sr_{0.71}Ce_{0.29}F_{2.29}$

1. *Соболев Б.П., Каримов Д.Н., Сульянов С.Н., Жмурова З.И.* // Кристаллография. 2009. Т. 54, №1. С. 129-137.

Образование поверхностных наноразмерных структур в процессе термодиффузии редкоземельных примесей в кристаллах щелочно-земельных фторидов

Л.И. Брюквина[1], Н.В. Леонова[2], А.В. Леонова[2]

[1]Иркутский филиал института лазерной физики СО РАН, ул. Лермонтова, 130А, Иркутск.
[2] Иркутский государственный технический университет, ул. Лермонтова, 83, Иркутск.
e-mail: baikal@ilph.irk.ru

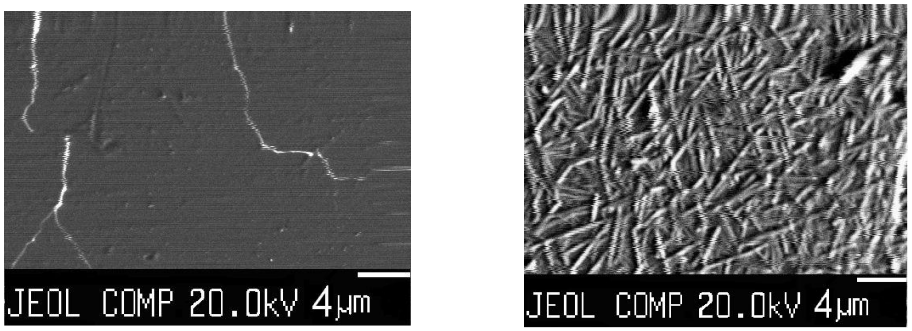
Целью нашего исследования является обнаружение общих закономерностей образования поверхностных структур примесного и решеточного металлов в процессе термического отжига ионных кристаллов. Ранее о таких структурах (размерами от микрон до сотен и менее нанометров) в щелочных и щелочно-земельных фторидах с примесями переходных и редкоземельных металлов сообщалось авторами работ [1, 2]. В настоящем исследовании анализируются структура, состав, размеры и механизмы образования поверхностных структур монокристаллов CaF_2:Tm, полученных в процессе термообработки кристалла. Исследуемые кристаллы, так же как и другие щелочно-земельные фториды с редкоземельными примесями, широко применяются как термолюминесцентные и сцинтилляционные детекторы, поэтому изучение процессов внутрикристаллической термодиффузии и образования поверхностных структур является актуальным не только для физики кристаллов, но и для практических применений.

Нами установлено, что в результате высокотемпературного отжига кристалла CaF_2:Tm происходит образование поверхностных структур (рис. 1). Никаких других, кроме тулия, примесных дефектов в кристалле не было. С помощью электронно-зондового микроанализатора было показано, что примесь тулия распределена неоднородно по поверхности отожженного кристалла. Весовое содержание примеси, взятое в различных точках поверхности, колебалось от 0,15 вес. % до 0,00 вес. %.

Неоднородное распределение примеси в кристалле не искажает решетку монокристалла, поскольку повышенное содержание примеси наблюдается вдоль дислокаций, границ блоков мозаики кристалла, в микрокристаллитах [1, 2].

В процессе роста кристалла почти неизбежно образуются макроскопические дефекты – включения, напряжённые области и т. д. Как правило, реальные кристаллы содержат значительное количество точечных, линейных и планарных дефектов. Линейные по своей геометрии дефекты – это в основном дислокации. Ядрами дислокаций могут быть внедренные атомы примесей или другие точечные дефекты. Планарными дефектами монокристаллов прежде всего являются границы между зернами или мозаичными блоками. Реальные кристаллы имеют мозаичное строение: они разбиты на блоки мозаики размером ~10^{-6} м. Количество дефектов монокристалла связано с условиями роста. Если присутствуют отклонения в скорости вытягивания кристалла из расплава, в поддержании строго определенной температуры расплава, наличие загрязнений шихты, то получить совершенный монокристалл не представляется возможным. Исследуемый нами кристалл CaF_2:Tm был выращен с добавлением в расплав соли CaF_2 солей фторида тулия и фторида кадмия. Последний добавлялся для избавления от кислородных примесей. Соединения кадмия не входят в кристалл, поскольку в процессе роста выходят из расплава из-за значительно более низкой температуры плавления, чем у соли CaF_2. Однако эти процедуры, а также объективно присутствующие незначительные флуктуации параметров роста, вызвали образование дислокаций и блоков мозаики в кристалле CaF_2:Tm.

Вследствие высокотемпературной обработки кристалла на воздухе произошло несколько процессов: 1) выход скопившихся вдоль дислокаций и границ блоков мозаики атомов и молекул примеси, а также кальция и фтора на поверхность кристалла; 2) частичное «залечивающее» действие отжига кристалла, т.е. уменьшение числа дислока-



а *б*

Рис. 1. Изображения поверхности образцов CaF_2:Tm во вторичных электронах, выполненные на рентгеновском электронно-зондовом микроанализаторе Superprobe-733 фирмы Jeol (Япония): *а* – исходного выращенного, *б* – отожженного при 873 К на воздухе

ций и других дефектов в кристалле; 3) взаимодействие образовавшихся поверхностных дефектов с молекулами и соединениями атмосферы. Известно, что среди последних соединений основную роль играют молекулы H_2O, O_2, CO, CO_2 [3].

С помощью электронно-зондового микроанализатора нами произведены оценки состава поверхностной пленки, представленной на рис. 1, которые отражены в таблице.

Состав поверхностной пленки до и после отжига

Элемент	Кристалл исходный		Кристалл после отжига	
	Вес%	Ат%	Вес%	Ат%
Ca	37.28	22.01	46.27	29.93
F	62.62	77.98	6.69	9.12
Tm	0.10	0.01	0.00	0.00
O	0.00	0.00	47.04	60.95
Общее содержание	100.00	100.00	100.00	100.00

Из таблицы следует, что на поверхности исходного кристалла не было кислородных примесей. Тулий присутствовал в количестве 0,10 вес.%. После высокотемпературного отжига кристалла на воздухе содержание фтора на поверхности стало почти в 10 раз меньше, чем в исходном кристалле, тулия при такой оценке не выявилось. В то же время на поверхности появилась кислородная примесь, в процентном содержании сопоставимая с кальцием. Данный результат говорит о том, что образовавшиеся кристаллические структуры вдоль дислокаций и границ блоков мозаики, состоят из кальция и кислорода. Содержание других катионных примесей, не указанных в таблице, было незначительным. Другие анионные примеси, кроме фтора и кислорода, не анализировались. Ранее была выявлена роль углерод-кислородных и водород-кислородных примесей при выращивании и термообработке щелочно-земельных фторидов [2, 3]. В нашем случае, учитывая, что поверхностная пленка состоит преимущественно из кальция и кислорода, можно указать ряд возможных реакций. Конечно, и это широко известно, на поверхности образуется оксид кальция CaO. Затем возможна обратимая реакция:

$$CaO + CO_2 \leftrightarrow CaCO_3.$$

Также путём взаимодействия с атмосферными водяными парами (процесс имеет название «гашение извести») получается гидроксид кальция:

$$CaO + H_2O \rightarrow Ca(OH)_2$$

Гидроксид кальция, как и другие сильные основания, может реагировать с углекислым газом:

$$Ca(OH)_2 + CO_2 \rightarrow CaCO_3\downarrow + H_2O.$$

Гидроксид кальция также может реагировать с угарным газом при температуре около 400 ºС:

$$Ca(OH)_2 + \underline{CO}\ (t^\circ) \rightarrow \underline{CaCO_3}\downarrow + \underline{H_2}\uparrow.$$

Следовательно, основными поверхностными продуктами отжига являются оксид кальция CaO и карбонат кальция $\underline{CaCO_3}$. На рис. 1, *б* видны преимущественно игольчатые и в виде вытянутых параллелепипедов кристаллические образования. Это характерно для кристаллов карбоната кальция.

Таким образом, примесь тулия, введенная в кристалл при выращивании, является не основной составляющей при образовании поверхностных кристаллических структур. В состав малоразмерных кристаллических поверхностных структур входят преимущественно кальций и кислород. Однако среди многих термообработанных нами в аналогичных условиях кристаллов щелочноземельных фторидов с другими редкоземельными примесями, например, с европием, церием, диспрозием, самарием, только кристаллы CaF_2 с тулием имеют упорядоченные некоторым образом поверхностные кристаллические структуры (рис. 1 *б*). Возможно, особенности физико-химических реакций, происходящих в расплаве CaF_2 с примесью TmF_3, приводят к образованию монокристалла с изученным здесь типом линейных и планарных дефектов. В последствии катионные и анионные дефекты, накопленные в дислокациях и границах блоков, выходят на поверхность и при высокотемпературном отжиге на воздухе образуют выстроенные определенным образом кристаллические структуры.

1. *Брюквина Л.И.* Металлические пленки на поверхности ЩГК, образованные в процессе термодиффузии внутрикристаллической примеси / Л.И. Брюквина, Е.А. Ермолаева, С.Н. Пидгурский, Л.Ф. Суворова, В.М. Хулугуров // ФТТ. 2006. Т. 48, вып. 1. С. 64-69.

2. *Брюквина Л.И.* Исследование спектральных характеристик поверхностных пленок кристаллов CaF_2 и BaF_2, активированных Eu, Ce, Sm, Tm, спектроскопическими методами / Л.И. Брюквина, С.Н. Пидгурский, Е.А. Ермолаева, Л.Ф. Суворова // Оптический журнал. 2007. Т. 74, № 6. С. 65-69.

3. *Брюквина Л. И.* Образование центров окраски в процессе выращивания кристаллов щелочноземельных фторидов / Л.И. Брюквина, Э.Э. Пензина // ЖПС. 2010. Т. 77, № 1. С. 113-118.

Исследование сегнетоэлектрических свойств сверхтонких пленок $BaTiO_3$ методами атомно-силовой микроскопии

А.С. Батурин[1], К.В. Булах[1,*], А.В. Зенкевич[2], М.Н. Миннекаев[2], А.А. Чуприк[1]

[1] Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный.
[2] Национальный исследовательский ядерный институт «МИФИ», Каширское ш., 31, Москва.
* e-mail: kvant755@gmail.com

Перспективным подходом к созданию новых технологий энергонезависимой памяти является использование сверхтонких слоёв функциональных сегнетоэлектриков (СЭ) в структурах металл/СЭ/металл. Запись информации производится путём изменения ориентации дипольного момента (поляризации) СЭ, что приводит к изменению формы потенциального барьера туннельно-прозрачных слоёв СЭ и, как следствие, туннельного тока [1]. При этом использование в качестве электродов ферромагнитных металлов открывает перспективу использования таких структур в приложениях спинтроники [2].

Одним из широко исследуемых в настоящее время СЭ-материалов для тонкопленочных структур является титанат бария ($BaTiO_3$) [3]. Из-за высокой проводимости сверхтонких пленок $BaTiO_3$ стандартные макроскопические методы не применимы для изучения их СЭ-свойств. С этой точки зрения актуальным является использование методов атомно-силовой микроскопии (АСМ), когда токопроводящий зонд обеспечивает электрический контакт нанометровой площади к поверхности пленки, что позволяет снизить влияние токов утечек через сверхтонкий СЭ-слой.

В данной работе исследовались пленки $BaTiO_3$ толщиной 2 нм, 4 нм и 15 нм. Рост пленок осуществлялся методом импульсного лазерного осаждения на подложки MgO(100) с предварительно выращенным эпитаксиальным слоем Fe толщиной 10 нм. Нанесение пленки $BaTiO_3$ производилось из стехиометрической мишени в условиях сверхвысокого вакуума при остаточном давлении $5\cdot10^{-6}$ Па. Температура подложки поддерживалась T=250 °C и T=450 °C при росте Fe и $BaTiO_3$ соответственно.

Оценка качества эпитаксии и толщины слоев осуществлялась методом обратного резерфордовского рассеяния, в том числе в режиме каналирования ионов. На рис. 1 представлены спектры обратного резерфордовского рассеяния, полученные для структуры MgO/Fe(10 нм)/$BaTiO_3$(4 нм). Снижение интенсивности пика Fe на спектре, полученном в режиме каналирования, позволяет сделать вывод об эпитаксии слоя Fe. Из-за наличия капель $BaTiO_3$ на поверхности пленки (неориентированная фаза) сделать вывод о её эпитаксиальности по полученным данным сложно.

СЭ-свойства сверхтонких слоев $BaTiO_3$ исследовались методом микроскопии пьезоотклика и методом зонда Кельвина с помощью АСМ Ntegra (NT-MDT, Зеленоград, Россия). Метод микроскопии пьезоотклика заключается в локальном электрическом воздействии на образец, при котором из-за обратного пьезоэлектрического эффекта изменяются геометрические размеры СЭ. В данной работе функцию нижнего электрода выполнял Fe-слой, верхнего – зонд токопроводящего кантилевера. Поляризация $BaTiO_3$-слоя осуществлялась путем сканирования поверхности $BaTiO_3$ в контактном режиме с постоянным положительным или отрицательным напряжением смещения.

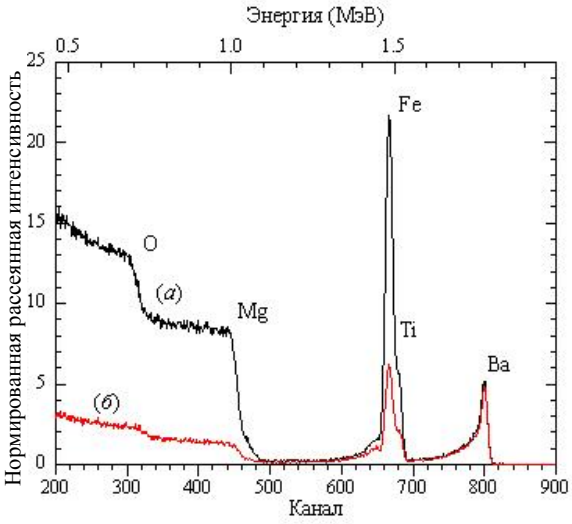
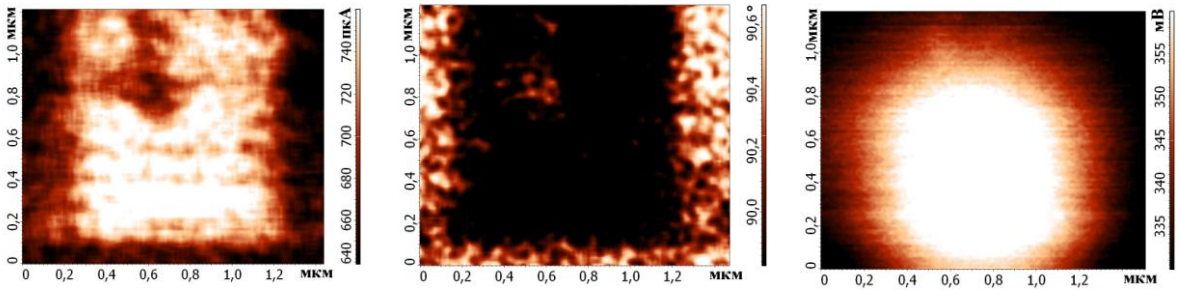


Рис. 1. Спектры обратного резерфордовского рассеяния для структуры MgO/Fe(100 нм)/$BaTiO_3$(4 нм). «Ориентированный» (режим каналирования) (*а*) и «разориентированный» спектры (*б*)

Для исследования СЭ-свойств область пленки $BaTiO_3$ размером 1 × 1 мкм была поляризована при положительном напряжении смещения 3 В на зонде относительно подложки. В результате выполнения измерений методом микроскопии пьезоотклика и методом зонда Кельвина для слоя $BaTiO_3$ толщиной 2 нм были получены карты распределения амплитуды и фазы нормальных колебаний кантилевера, а также карта распределения потенциала по поверхности $BaTiO_3$ (рис. 2), которые говорят о наличии пьезоэлектрических свойств данной пленки. Аналогичные результаты были получены для слоев $BaTiO_3$ толщиной 4 нм и 15 нм.

Используя карту распределения амплитуды вертикальных колебаний кантилевера, полученную методом микроскопии пьезоотклика, можно оценить значение пьезомодуля d_{zz} для $BaTiO_3$ по формуле

$$d_{zz} = \frac{A}{\gamma \cdot U_{\omega}} \cdot \frac{a}{h},$$



а *б* *в*

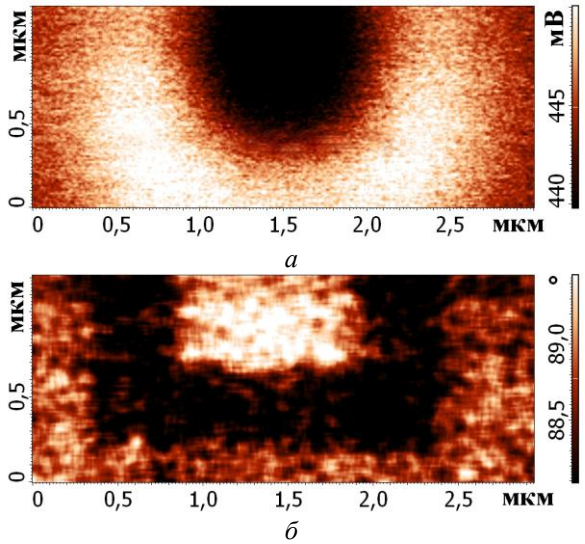
Рис. 2. Карты распределения амплитуды (*а*), фазы (*б*) нормальных колебаний кантилевера и карта распределения потенциала (*в*) по поверхности $BaTiO_3$ толщиной 2 нм

где A – средняя амплитуда нормальных колебаний кантилевера на поляризованной области [нА], γ – чувствительность оптического детектора [нА/нм], U_ω – амплитуда переменного напряжения, при котором выполнялись измерения методом микроскопии пьезоотклика [В], a = 0.404 нм – постоянная решетки $BaTiO_3$ [4], h – толщина пленки [нм].

Для исследуемых пленок $BaTiO_3$ были получены следующие значения пьезомодуля: для пленки толщиной 2 нм d_{zz} = (3.5±0.5) пкм/В, для 4 нм d_{zz} = (1.7±0.4) пкм/В, для 15 нм d_{zz} = (2.4±0.7) пкм/В. Данные значения пьезомодуля достаточно хорошо согласуются с результатами, полученными в других работах [5].

Для исследования обратимости поляризации область пленки $BaTiO_3$ размером 2 × 2 мкм была поляризована при положительном напряжении смещения 3 В на зонде относительно подложки. Затем внутри этого квадрата область размером 1 × 1 мкм переполяризовывалась напряжением той же величины, но противоположной полярности. Полученные методом микроскопии пьезоотклика и методом зонда Кельвина для слоя $BaTiO_3$ толщиной 4 нм карты распределения поверхностного потенциала и фазы нормальных колебаний кантилевера представлены на рис. 3. Наличие сдвига фаз нормальных колебаний кантилевера между областями, поляризованными положительным и отрицательным напряжением, указывает на различное направление вектора поляризации в них. Данный результат подтверждает способность к обратимой поляризации сверхтонкой пленки $BaTiO_3$.

Для исследования стабильности поляризации пленки $BaTiO_3$ выполнялась поляризация двух областей с противоположными направлениями поляризации. Во избежание модификации поляризованных областей последующее отслеживание эволюции поляризации во времени осуществлялось бесконтактным методом зонда Кельвина. При наблюдении в течение 16 часов существенного изменения поляризации не наблюдалось.



а

б

Рис. 3. Карты распределения потенциала (*а*) и фазы (*б*) нормальных колебаний кантилевера по поверхности $BaTiO_3$ толщиной 4 нм

Таким образом, было установлено, что сверхтонкие пленки $BaTiO_3$, выращенные методом импульсного лазерного осаждения, являются СЭ и обладают необходимыми свойствами (способность к переполяризации и стабильность поляризации) для реализации технологии СЭ туннельного перехода.

1. *Tsymbal, E.Y.* Tunneling across a Ferroelectric / *E.Y. Tsymbal, H. Kohlstedt* // Science. 2006. V. 313. P. 181–183.

2. *Garcia, V.* Ferroelectric Control of Spin Polarization / *V. Garcia, M. Bibes, L. Bocher et al.* // Science. 2010. V. 327. P. 1106–1110.

3. *Gruverman, A.* Tunneling Electroresistance Effect in Ferroelectric Tunnel Junctions at the Nanoscale / *A. Gruverman, D. Wu, H. Lu et al.* // Nano lett. 2009. V. 9. P. 3539–3543.

4. *Peter, F.* Piezoresponse Force Microscopy and Surface Effects of Perovskite Ferroelectric Nanostructures / *F. Peter.* – Forschungszentrum Jülich GmbH, 2006. – 125 p.

5. *Garcia, V.* Giant tunnel electroresistance for non-destructive readout of ferroelectric states // *V. Garcia, S. Fusil, K. Bouzehouane1 et al.* // Nature. 2009. V. 460. P. 81–84.

Применение СЗМ-нанолитографии для формирования магнитных микро- и наноструктур

Д.А. Бизяев[1], А.А. Бухараев[1,2], Н.И. Нургазизов[1], Т.Ф. Ханипов[2]

[1] Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань.
[2] Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань.
e-mail: a_bukharaev@kfti.knc.ru

Сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ) все шире используется как инструмент нанолитографии, дополняя, а порой и заменяя известные методы фото- и электронной литографии [1–3]. Одной из актуальных задач нанолитографии является получение на диэлектрической подложке металлических нанопроволок с заранее заданными размерами. Кроме изучения свойств полученных структур, интерес представляет использование нанопроволок для создания непроводящей щели шириной 1–2 нм, которую можно сформировать за счет эффекта электромиграции [4]. Подобная структура может использоваться для изучения эффектов прохождения спин-поляризованного тока через наночастицу или отдельную молекулу, осажденную в такую нанощель [5].

В данной работе отрабатывалась методика получения методом зондовой литографии на диэлектрической подложке ферромагнитной нанопроволоки, соединяющей две контактные площадки. Также изучалась возможность создания ферромагнитных частиц нужного размера в заранее заданном месте.

Для формирования подобных структур с помощью СЗМ-нанолитографии за основу была взята методика, описанная в работе [6]. В качестве диэлектрической подложки использовалась пластина Si, покрытая слоем SiO_2 толщиной 260 нм. Для создания на поверхности диоксида кремния нанолитографических масок использовался раствор poly-methyl(methacrylate) (PMMA) в хлорбензоле. Данный раствор наносился на поверхность вращающегося образца для получения однородного по толщине покрытия. После высушивания, как показали последующие СЗМ-измерения, на поверхности SiO_2 образовывалась пленка PMMA толщиной 20 нм. Для проведения исследований использовался СЗМ Solver P47 (фирмы НТ-МДТ).

Далее в полученном покрытии из PMMA формировалась маска для осаждения металла. С помощью СЗМ, который работал в полуконтактном или контактном режимах, в PMMA-покрытии прорезались канавки на всю глубину пленки. Ширина получаемых канавок, как показали измерения, зависит от режима работы СЗМ при нанолитографии и составляет от 300 до 500 нм (рис. 1). В полуконтактном режиме ширина прорезанной канавки была одинаковой по всей длине, в то время как при использовании контактного метода канавка часто получалась с разрывами и имела неоднородную ширину. Для прорезания (наногравировки) канавок в защитной пленке PMMA использовался зонд марки NSG20 с жесткостью 48 Н/м (фирмы НТ-МДТ). После окончания формирования маски проводилась процедура полимеризации PMMA путем отжига образца при температуре 80 ºС в течение 30 минут.

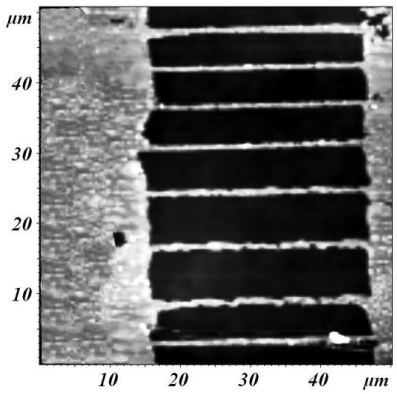


Рис. 1. АСМ-изображение кобальтовых нанопроволок, соединяющих две Co контактные площадки

Для изготовления контактных площадок, между которыми формировалась нанопроволока, использовалось построчное сканирование в режиме наногравировки. Таким образом были очищены от PMMA участки поверхности размером 50×50 мкм. Кроме того, данные площадки использовались как точки отсчета при наведении иглы СЗМ с помощью оптического микроскопа.

На следующем этапе при помощи установки Multiprobe P (фирмы Omicron) на поверхность образца со сформированной маской наносился слой кобальта. Для этого использовался метод распыления Co-мишени электронным пучком в вакууме $5 \cdot 10^{-9}$ мбар. Скорость напыления составляла примерно 0,1 нм/мин. Толщина напыляемого металла составляла 10–12 нм. Выбор такой толщины был обусловлен толщиной защитной пленки PMMA (20 нм), для того чтобы можно было применить методику lift-off для удаления на завершающем этапе ненужного металла. После растворения пленки PMMA в хлорбензоле на поверхности образца оставался металл в тех местах, где защитная пленка была удалена с помощью зонда.

В результате всех этих процедур были получены: структура, в которой нанопроволоки из Co соединяют две кобальтовые контактные площадки (рис. 1); отдельные металлические ферромагнитные полоски длинной от 1 до 30 мкм и шириной от 300 до 500 нм (рис. 2); ферромагнитные частицы эллипсоидальной или круглой формы диаметром от 200 до 1000 нм (рис. 3). В последнем случае при формировании маски в PMMA иглой

АСМ были сделаны отдельно лежащие ямки в заданных местах.

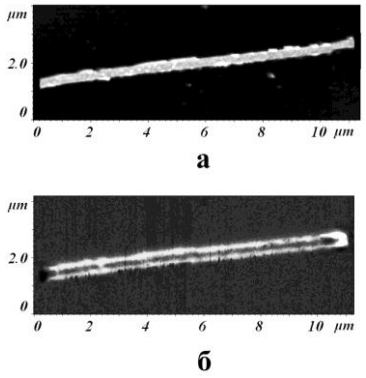


Рис. 2. АСМ-изображение отдельной кобальтовой нанопроволоки (*а*) и соответствующее МСМ-изображение (*б*)

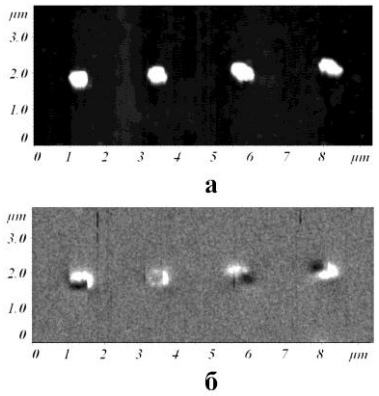


Рис. 3. АСМ-изображение отдельных кобальтовых наночастиц (*а*), соответствующее МСМ изображение (*б*)

Для того чтобы сформировать щель между двумя нанопроволками, часть длинных полосок была разрезана на более короткие с помощью СЗМ, работающего в контактном режиме (рис. 4). Для данной процедуры также использовался зонд NSG20.

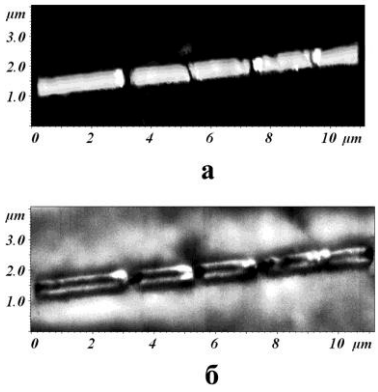


Рис. 4. АСМ-изображение кобальтовой нанопроволоки, разрезанной иглой АСМ в нескольких местах (*а*), и соответствующее МСМ изображение (*б*)

Для визуализации распределения намагниченности в полученных объектах использовался двухпроходной метод магнитно-силовой микроскопии (МСМ). Измерения проводились магнитными зондами NSC19/Co-Cr (MikroMasch). Из полученных МСМ-изображений видно, что структура намагниченности нанопроволок и наночастиц с размерами менее 400 нм близка к однородной (рис. 2–4).

Работа выполнена при частичной поддержке Программ ОФН РАН и РФФИ (09-02-00568).

1. *Z. Cui*, Nanofabrication: Principles, Capabilities and Limits (Springer, New York, 2008).

2. *A.P. Malshe et al.*, CIRP Annals - Manufacturing Technology **59**, 628 (2010).

3. *Q. Tang, S.Q. Shi and L. Zhou*, J. Nanosci. Nanotech. **4**, 948 (2004).

4. *M. Misiorny, and J. Barnas* Phys. Rev. B **75**, 134425 (2007).

5. *J. J. Henderson, C. M. Ramsey, and E. del Barco* J. App. Phys. **101**, 09E102 (2007).

6. *Y. J. Chen, J. H. Hsu and H. N. Lin*, Nanotechnology **16,** 1112 (2005).

Формирование методами ионной имплантации наноразмерных частиц золота в матрицах $ZrO_2(Y)$ и GeO_2

О.Н. Горшков, И.Н. Антонов, М.Е. Шенина, А.Ю. Дудин, А.П. Касаткин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского – Национальный исследовательский университет.
e-mail: gorshkov@nifti.unn.ru

В настоящее время представляет значительный интерес создание многофункциональных наноструктурированных диэлектрических матриц с металлическими нанокристаллами (nc-M) [1–3]. Наличие nc-M в диэлектрических матрицах существенно расширяет функциональные свойства этих матриц, определяя их оптическую нелинейность, сенсибилизацию оптически активных центров, оптическое поглощение, одноэлектронные и плазмонные эффекты. Наиболее детально свойства наностуктурированных материалов с nc-M были изучены лишь для некоторых оксидных матриц, и прежде всего для диоксида кремния [1, 2]. К перспективным оксидным матрицам относятся также диоксид германия и фианиты, в частности стабилизированный диоксид циркония (СДЦ) [4–7].

Исследование процессов формирования nc-M в этих материалах представляет большой практический интерес, однако эти вопросы к настоящему времени мало изучены.

Одним из эффективных методов формирования наноструктурированных материалов и модификации свойств nc-M является метод ионной имплантации, позволяющий с высокой точностью управлять концентрацией вводимой примеси [1].

В настоящей работе исследовано влияние роли матрицы на формирование nc-Au на примере объемных монокристаллов СДЦ и тонких аморфных пленок GeO_2, облученных многозарядными химически не активными ионами (Au^+ со средней энергией 160 кэВ и дозами $5\cdot10^{15}$, 10^{16}, $2\cdot10^{16}$, $4\cdot10^{16}$, $5\cdot10^{16}$ и 10^{17} см$^{-2}$) и прошедших постимплантационный отжиг при различных температурах.

Оптические спектры пропускания облученных образцов демонстрируют характерные полосы поглощения (рис. 1), связанные с образованием в этих матрицах nc-Au, параметры которых оценены в рамках теории Ми.

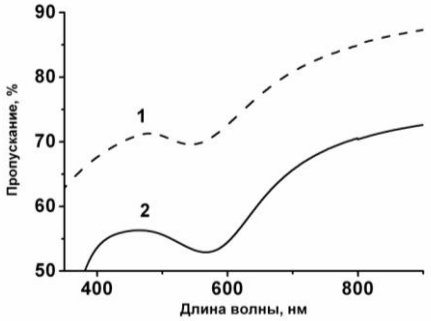


Рис. 1. Спектры пропускания тонкой аморфной пленки GeO_2 (*1*) и объемного монокристалла СДЦ (*2*), облученных ионами Au^+ с дозой $4\cdot10^{16}$ см$^{-2}$

Для объемных монокристаллов стабилизированного диоксида циркония обнаружено, что в случае дозы $5\cdot10^{15}$ см$^{-2}$ вначале формируются nc-Zr, которые исчезают при отжиге с температурой T=400 °C. По нашему мнению, образование nc-Zr обусловлено коагуляцией выбитых из узлов кристаллической решетки ионов циркония в результате перемешивания ионной бомбардировкой и перегруппировки компонент матрицы. Нанокристаллы Au при этой дозе формируются, начиная с температуры отжига ~700 °C, и их объемная доля (определяющая, в частности, нелинейные оптические свойства пленок [1]) увеличивается с ростом температуры (рис. 2, кривая *1*). При дозах $\geq 1\cdot10^{16}$ см$^{-2}$ формируется сложная полоса поглощения, обусловленная наличием nc-Zr и nc-Au. Модификация этой полосы с отжигом свидетельствует об уменьшении концентрации nc-Zr и росте концентрации nc-Au. В случае доз $4\cdot10^{16}$ см$^{-2}$ существенным является то обстоятельство, что процессы формирования nc-Au обнаруживают насыщение.

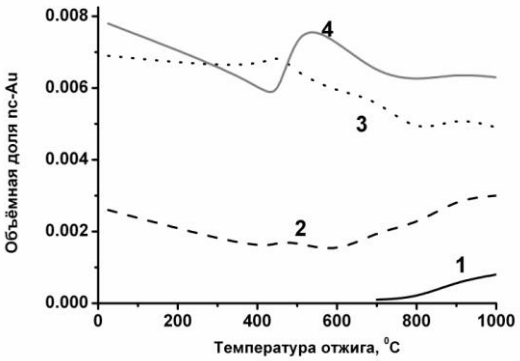


Рис. 2. Зависимость объемной доли nc-Au в объемных монокристаллах СДЦ от температуры постимплантационного отжига. Доза облучения ионами золота: $5\cdot10^{15}$ (*1*), 10^{16} (*2*), $2\cdot10^{16}$ (*3*), $4\cdot10^{16}$ см$^{-2}$ (*4*)

Для тонких аморфных пленок диоксида германия установлено, что пороговая доза образования nc-Au в облученном слое без отжига оказалась выше, чем в случае матрицы СДЦ, и составила величину ~$2\cdot10^{16}$ см$^{-2}$. Пороговая доза образования nc-Au при отжиге уменьшается с увеличением температуры отжига (см. рис. 3). Средний размер нанокристаллов Au менялся в интервале 0,7–3,5 нм в зависимости от условий их формирования. Было обнаружено, что объемная доля nc-Au зависит немонотонно от температуры отжига (см. рис. 3). В области ~ 600 °C происходит фазовый переход аморфной модификации GeO_2 в гексаго-

нальную, и уменьшение объёмной доли nc-Au при увеличении температуры в этой области и выше может быть связано с этим переходом.

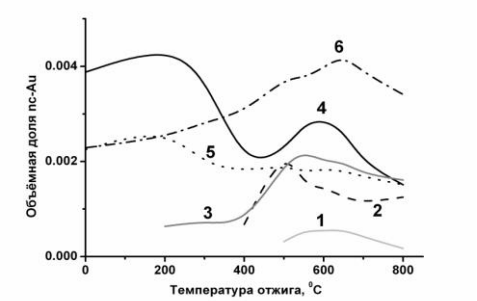


Рис. 3. Зависимость объемной доли nc-Au в аморфных пленках диоксида германия от температуры постимплантационного отжига. Доза облучения ионами золота: $5\cdot10^{15}$ (*1*), 10^{16} (*2*), $2\cdot10^{16}$ (*3*), $4\cdot10^{16}$ (*4*), $5\cdot10^{16}$ (*5*) и 10^{17} см$^{-2}$ (*6*)

Таким образом, приведённые результаты показывают, что формирование и свойства nc-M даже в случае химически неактивного металла (золота) могут существенно определяться свойствами матрицы.

Работа выполнена в рамках АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и гранта Президента РФ (МК-185.2009.2).

Авторы работы выражают благодарность ведущему инженеру НИФТИ ННГУ Дудину Ю.А. за помощь в проведении ионной имплантации.

1. *Mattei G., Mazzoldi P., Bernas H.* // Topics Appl. Physics. 2010. V. 116. P. 287–316.

2. *Meldrum A. et al.* // Topics Appl. Physics. 2010. V. 116. P. 255–285

3. *Zhu S., Dua C., Fu Y.* // Opt. Mat. 2009. V. 31. P. 1608–1613.

4. *Кузьминов Ю.С., Ломонова Е.Е., Осико В.В.* Тугоплавкие материалы из холодного тигля. М. : Наука, 2004. 369 с.

5. *Девятых Г.Г., Дианов Е.М., Карпычев Н.С. и др.* // Квантовая электроника. 1980. Т. 7, № 7. С. 1563–1566.

6. *Дианов Е.М., Буфетов И.А.* // LIGHTWAVE / russian edition. 2004. № 4. С. 44–49.

7. *Yin Z., Garside B.K.* // Appl. Optics. 1982. V. 21, № 23. P. 4324–4328.

Сканирующая зондовая микроскопия проводимости гетерограницы аморфный – кристаллический кремний

Е.В. Гущина [1], О.А. Маслова [2,3], J. Alvarez [2], W. Favre [2], R. Varache [2], M.E. Gueunier-Farret [2], А.С. Гудовских [3], А.В. Анкудинов [1], Е.И. Теруков[1], J.P. Kleider[2]

[1] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург.
[2] Laboratoire de Génie Électrique de Paris, CNRS UMR8507; SUPELEC; Univ. Paris-Sud; UPMC Univ. Paris 06; 11 rue Joliot-Curie, Plateau de Moulon, F-91192 Gif-sur-Yvette Cedex, France.
[3] Санкт-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, ул. Хлопина, д. 8, к. 3, 194021, Санкт-Петербург.
katgushch@yandex.ru

В последнее время кремниевые гетероструктуры стали объектом интенсивных исследований. В частности, для развития солнечной энергетики практический интерес представляют солнечные элементы (СЭ) с p-n-гетропереходом между аморфным гидрогенизированным (a-Si:H) и кристаллическим (c-Si) кремнием. Максимальная эффективность таких СЭ может быть более 22% [1]. В них тонкие слои a-Si:H осаждаются на кристаллический кремний «солнечного качества» (время жизни носителей заряда в таком кремнии составляет десятки миллисекунд). Под действием света в электрическом поле гетероинтерфейса a-Si:H/c-Si происходит разделение неравновесных электронов и дырок. В этом процессе, напрямую связанном с КПД СЭ, ключевую роль играет ход энергетических зон через гетерограницу, изучение которого и является главным предметом нашего исследования.

В работе с помощью сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) исследовались сколы приборных структур СЭ, а также их прототипов, изготовленных на подложках c-Si с n- и p-типом проводимости. Изучаемые образцы были получены методом плазмохимического осаждения из газовой фазы (PECVD) при температуре подложки 200 °C. Ширина аморфного слоя варьировалась в различных образцах от 20 до 300 нанометров. Структуры скалывались в условиях обычной атмосферы и в ацетоне, кроме того, изучались сколы, пассивированные водородом для защиты поверхности от окисления.

Все измерения проводились на сканирующем зондовом микроскопе «Интегра Аура» (НТМДТ, Россия) [2], который оборудован столиком для детектирования сверхмалых токов растекания в диапазоне от 0.03 до 100 пА.

Проведенные таким образом СЗМ-исследования рельефа поверхностей и токовых топографий соответствующих сколов (рис. 1) показали особенность в проводимости этих структур.

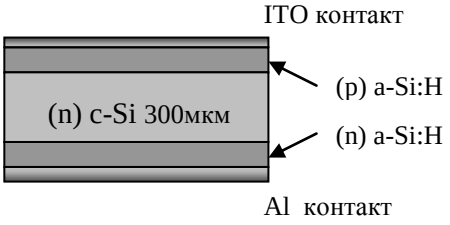
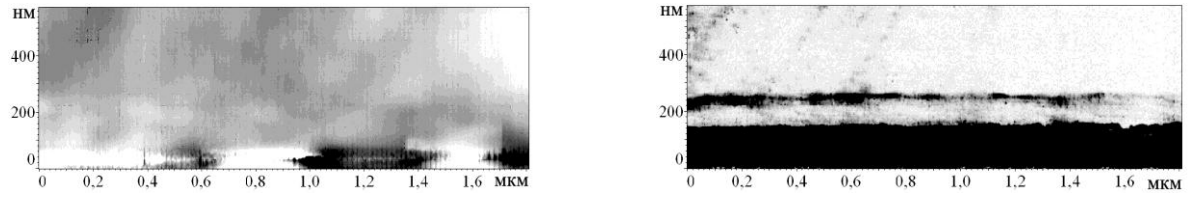


Рис. 1. Пример изучаемой гетероструктуры на подложке a-Si:H n-типа ((n) a-Si)

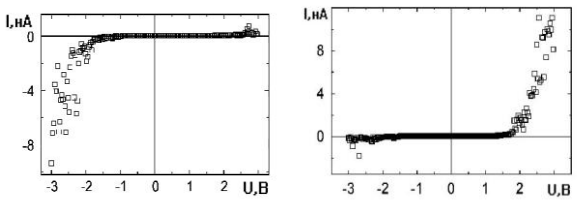
На гетерогранице a-Si:H/c-Si со стороны подложки был выявлен слой толщиной примерно 100 нм, проводимость которого больше проводимости прилегающих к нему областей (рис. 2, *б*). Анализируя полученную одновременно с рис. 2, *б* топографию на рис. 2, *а*, можно утверждать, что наличие проводящего канала не является артефактом рельефа, т.е. не связано с какой-либо особенностью на поверхности, например с внутренним углом или гребнем в районе интерфейса. Также обнаружено, что независимо от толщины аморфного слоя, типа легирования подложки и контактов (прозрачный ITO или Al) может возникать такой канал, с типом проводимости, обратным по отношению к типу легирования подложки c-Si. Этот факт и проиллюстрирован на рис. 3. Т.е. вольт-амперные характеристики (ВАХ), представленные на рис. 3, *а* и *б* соответствуют подложке c-Si с n-типом легирования и гетерогранице с p-типом проводимости соответственно.

Были проведены исследования сколов, пассивированных HF, которые также показали наличие аномальной области на гетерогранице (n) c-Si/a-Si:H с низким сопротивлением [3].



а *б*

Рис. 2. АСМ-изображения скола (n) c-Si/(p) a-Si. Токовая топография (*а*) и рельеф поверхности (*б*)



а *б*

Рис. 3. Характерные ВАХ на (n) c-Si (*а*) и ВАХ на гетерогранице (n) c-Si/a-Si:H (*б*)

Для объяснения этого факта было применено моделирование зонной структуры вблизи гетероинтерфейса [4]. При рассмотрении простейшего идеального гетероперехода наблюдается изгиб зон, сопровождающийся выравниванием уровней Ферми в обоих материалах. В нашем же случае имеет место разрыв зоны проводимости и валентной зоны, значение которых, как было рассчитано, составляет 0.15 и 0.45 эВ соответственно. В случае валентной зоны, фактически, это пограничное значение, при котором глубина потенциальной ямы оказывается настолько велика и близка к уровню Ферми, что, оказавшись «запертыми» в яме, носители заряда и провоцируют появление проводящего канала. И наоборот: наличие проводящего канала указывает нам на скопление носителей в области гетероперехода и, следовательно, на вполне определенный диапазон значений разрывов зон.

Однозначно установить роль этого явления для СЭ на основе a-Si:H и c-Si трудно. С одной стороны, наличие канала, свидетельствующее о значительном изгибе зон, говорит о сильном электрическом поле в c-Si, которое необходимо для эффективного разделения фотоносителей в СЭ. С другой стороны, изгиб зон, связанный со значительными величинами разрывов зон, может приводить к появлению потенциальных барьеров, препятствующих разделению фотогенерированных носителей заряда. Однако в реальном высокоэффективном СЭ ширина области пространственного заряда в a-Si составляет единицы нанометров, что позволяет обеспечить эффективный перенос носителей заряда за счет туннелирования. В реальных СЭ ограничение переноса носителей заряда на потенциальных барьерах экспериментально не наблюдалось, следовательно, наличие проводящего канала является позитивным фактом.

Работа поддержана грантом Президента РФ «Ведущие научные школы» НШ-3306.2010.2, госконтрактом № 02.740.11.0051, а также программой президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

1. *M. Taguchi, Y. Tsunomura, H. Inoue, S. Taira, T. Nakashima, T. Baba, H. Sakata, E. Maruyama,* Proc. of the 24th EPVSEC, Hamburg, Germany, (2009), p. 1690–1693.

2. http://www.ntmdt.ru/

3. *O. A. Maslova, J. Alvarez, E.V. Gushchina,* Appl.Phys.Lett. 97, 2010 (252110).

4. *J.P. Kleider, A.S. Gudovskikh and P. Roca i Cabarrocas,* Appl. Phys. Lett., 92, 2008 (162101).

Наблюдение эффектов дрейфа и аккумуляции электронов на поверхности n-GaAs методом кельвин-зонд-микроскопии в градиентной моде

П.А. Алексеев[1,2], М.С. Дунаевский[1], А.Н. Титков[1]

[1] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург.
[2] Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург.
e-mail: nрохер@gmail.com

В работе градиентным методом кельвин-зонд-микроскопии [1] в вакуумных условиях изучалось распределение поверхностного потенциала на естественным образом окисленных сколах структур n^+-n-p^+ GaAs, используемых в датчиках рентгеновского излучения [2] (рис. 1, *а*). Было обнаружено, что при приложении обратного смещения к p^+-контакту распределение приложенного напряжения на поверхности скола меняется во времени (рис. 1, *б*). Сразу после приложения поля (первое измерение было произведено спустя 2 минуты после подачи напряжения) распределение напряжения на поверхности отражает его ход в объеме структуры, и основное падение напряжения приходится преимущественно на n-p^+-переход. Однако со временем распределение меняется, и практически все падение напряжения смещается в область выхода на поверхность n^+-n-перехода. Было также получено распределение поверхностного потенциала на сколе сразу после снятия приложенного напряжения (рис. 1, *в*).

Оказалось, что в области n^+-n-перехода в распределении возникает минимум, отсутствовавший до приложения поля (рис. 1, *а*). Его возникновение можно объяснить только аккумуляцией электронов в этом месте при приложении поля. После снятия поля пик постепенно рассасывается. Рассматриваемые эффекты подавляются при освещении поверхности красным светом из области межзонного поглощения в GaAs (рис. 1, *г*), что указывает на их связь с заселенностью поверхностных состояний.

Предполагается, что выполненные эксперименты указывают на существование дрейфа электронов по поверхностным состояниям и их аккумуляцию на встроенных электрических интерфейсах под действием продольного электрического поля. Эффект накопления электронов приводит к экранированию падения напряжения в приповерхностной области приборных структур. На рис. 1, *б* можно видеть экранирование поля на протяжении почти 50 мкм.

Представляется, что обнаруженные эффекты могут иметь важное значения для полупроводниковых нитевидных кристаллов (НК) GaAs, а возможно, и других НК, имеющих диаметр менее 100 нм, для которых практически весь объем является приповерхностной областью. Эффекты поверхностной миграции и аккумуляции электронов на интерфейсах могут приводить к экранированию приложенного электрического поля в объеме нитевидных кристаллов и подавлять протекание тока по ним.

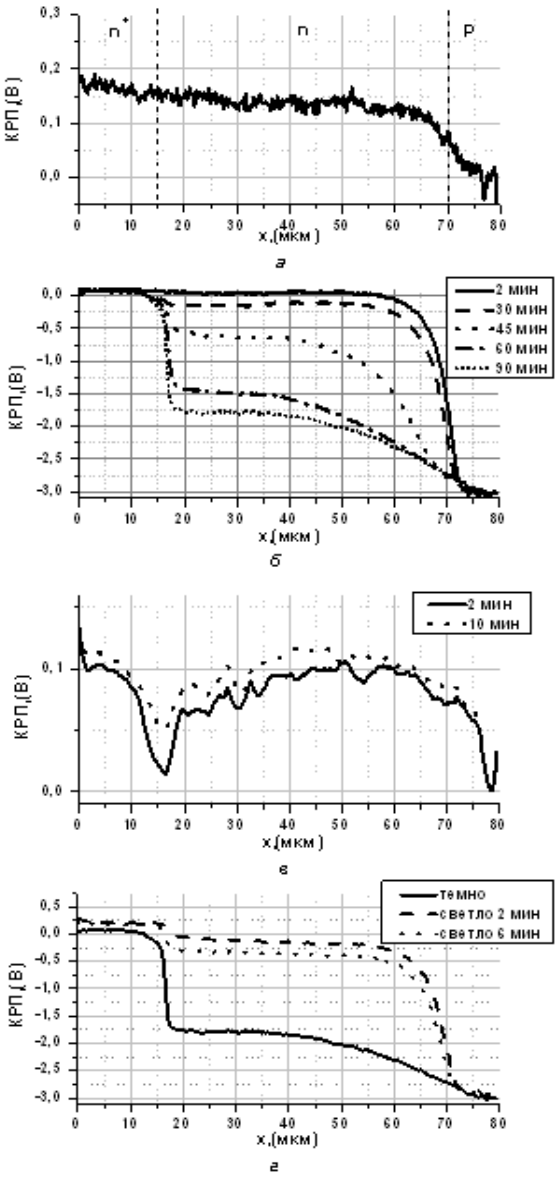


Рис. 1. Профили распределения контактной разности потенциалов: *а* – заземлённая структура, *б* – обратносмещённая структура (–3В), *в* – заземлённая после приложения обратного смещения, *г* – освещённая после приложения обратного смещения

Была проведена серия экспериментов на массивах n-GaAs-НК с различными длинами и диаметрами, поверхность которых была покрыта слоем естественного окисла или слоем SiO_x (рис. 2)

[3]. Были выполнены исследования влияния поверхностных состояний на электрофизические свойства НК. Обнаружено резкое, на два-три порядка, ослабление амплитуды тока в вольт-амперных характеристиках (ВАХ) (рис. 3, *а*) при нанесении на естественным образом окисленные GaAs-НК дополнительно изолирующего покрытия SiO_x. Увеличение диаметров НК приводит к усилению эффекта. Обнаруженный эффект подавления ВАХ частично ослабляется при возбуждении НК красным светом из области межзонного поглощения GaAs (рис. 3, *б*).

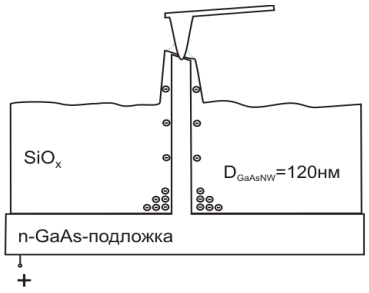
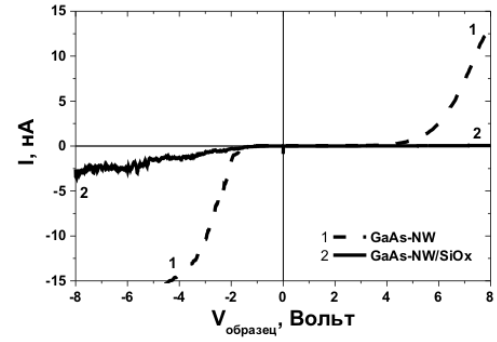
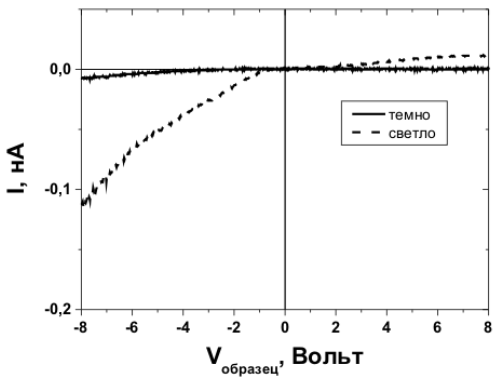


Рис. 2. Схема эксперимента по исследованию GaAs-НК, зарощенного слоем SiO_x

Мы предлагаем следующее объяснение обнаруженного эффекта. Покрытие GaAs-НК слоем SiO_x приводит к увеличению плотности поверхностных состояний и числа носителей, перешедших на них из объема НК. Уже это должно ослаблять ВАХ, но не столь сильно, как наблюдается. Более того, эффект должен быть слабее в более толстых НК, что расходится с экспериментальными наблюдениями. Можно предположить, что электроны на поверхностных состояниях могут дрейфовать по ним под действием приложенного вдоль структуры внешнего электрического поля и накапливаться на встречаемых интерфейсах. Поле локализованных зарядов может перекрывать канал проводимости в НК, что объясняет эффект ослабления тока в зарощенных НК. В более толстых НК эффект может усиливаться из-за увеличения площади поверхности и роста числа носителей на ней. Возбуждение GaAs-НК красным светом, приводящим, как известно, к уменьшению заселенности поверхностных состояний носителями, естественным образом ослабляет обнаруженный эффект.



а



б

Рис. 3. Вольт-амперные характеристики через GaAs-НК: *а* – через зарощенный слоем SiO_x (сплошная линия) и незарощенный (пунктирная), *б* – через зарощенный слоем SiO_x при освещении (пунктир) и без (сплошная линия)

Работа поддержана грантом РФФИ 10-02-00784_а, госконтрактом № 02.740.11.0051, грантом Президента РФ "Ведущие научные школы" НШ-3306.2010.2.

1. *К.С. Ладутенко, А.В. Анкудинов, В.П. Евтихиев.* Письма в ЖТФ, т. 36, вып. 5, С. 71-77, 2010.

2. *М.Д. Вилисова, В.П. Гермогенов, О.Ж. Каштаев, В.А. Новиков, И.В. Пономарев, А.Н. Титков.* Письма в ЖТФ, т. 36, вып. 9, С. 95-101, 2010.

3. *A. Titkov, M. Dunaevskii, G.E. Cirlin, I.P. Soshnikov, M.I. Lepsa*, Proceedings of 6th Russian-French workshop on Nanosciences and Nanotechnologies, Paris, 13-15 September, 2010.

Способ автоматизированного создания панорамных СЗМ-изображений

С.Е. Догадин[1], С.И. Леесмент[2], О.В. Карбань[3]

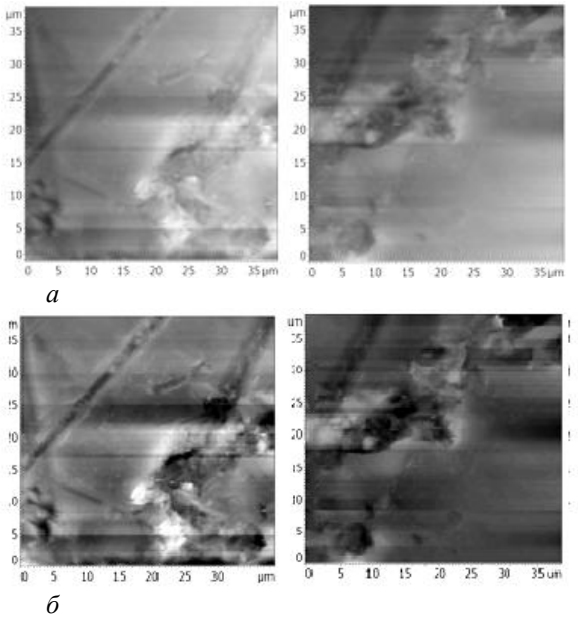
[1]Ижевский государственный технический университет, Ижевск.
[2]ЗАО "Нанотехнология-МДТ", Зеленоград.
[3]Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск.
e-mail:ocsa123@yahoo.com

В настоящее время сканирующая зондовая микроскопия (СЗМ) активно развивается не только как исследовательский метод, но и как метод промышленной диагностики наноструктурных материалов и выявления наноразмерных дефектов в изделиях, работающих в экстремальных условиях, что требует увеличения площади анализируемых участков. При проведении автоматизированной обработки результатов экспериментов возникает задача определения количества, размеров и особенностей объектов наноструктуры, требующей интерпретации изображения всего участка исследования.

Вследствие ограничений измерительного оборудования по захватываемой площади интересующий участок, как правило, разбиваются на более мелкие, каждый из которых сканируется отдельно. В процессе сканирования на формирование изображения могут влиять искажения, обусловленные недостатками системы сканирования и шумами электроники, что усложняет задачу объединения полученных сканов в единую карту исследуемого участка. Влияние таких искажений, как сбои нуля оборудования по оси измеряемого параметра, сдвиги точки привязки, точечные и краевые искажения, а также изменение направления сканирования, его масштаба, приводит к тому, что при совмещении соседних планшетов возникают как нестыковки по яркости и контрастности сканов в целом, так и расхождения в размерах и местоположении отдельных объектов.

В связи с этим на этапе предварительной обработки СЗМ-изображений необходима фильтрация для устранения межстроковых выбросов. В используемом ранее методе [1] устранение межстроковых скачков проводится путем выделения диапазона высот, соответствующих подложке (рис. 1). Полиномиальная аппроксимация данных по полученной выборке, соответствующих подложке, с последующим построчным вычитанием крайне эффективна при обработке целого класса объектов, однако не позволяет применить формализованный подход для выбора значений области высот.

В предложенном методе критерием выбора значений области высот, соответствующих подложке, является апостериорная оценка качества обработанного изображения. На первом этапе определятся предварительное положение значений области высот на основании положения центра тяжести гистограммы высот на оси абсцисс. В случае бимодального распределения выбирается область высот, средняя величина которой ближе к центру тяжести всей гистограммы.



а

б

Рис. 1. Исходные изображения (*а*) и изображения после вычитания плоскости (*б*)

Задавая начальное значение ширины окна для области высот, мы строим итерационный процесс с заданным шагом для определения оптимальной ширины окна *R*. Фильтрация изображения осуществляется последовательной аппроксимацией каждой строки сканирования кривой второго порядка с последующим вычитанием. Затем, получая для каждого нового значения ширины окна области высот соответствующее отфильтрованное изображение, вычисляется апостериорная оценка. Она получается в результате сравнения отфильтрованных изображений, полученных при двух соседних значениях ширины окна R_N и R_{N-1}. Участок кривой, где среднеквадратичное отклонение резко увеличивается, свидетельствует, что оптимальное значение ширины окна R_N, соответствующее области высот подложки, найдено.

Сканирование соседних участков образца, как правило, производится с наложением, что приводит к появлению пересекающихся фрагментов сканов. При этом, в результате воздействия перечисленных ранее факторов, изображения одного и того же участка поверхности зачастую отличаются.

Учёт различий на пересекающихся фрагментах предоставляет дополнительную информацию об изменении условий измерений, необходимую для корректного объединения сканов. Предлагаемый метод объединения массивов данных сканирования включает в себя следующие этапы:

1) определение степени различия пересекающихся фрагментов сканов;

2) определение последовательности обработки сканов;

3) объединение сканов в единую карту.

Для каждой пары сканов (A и B) вычисляется средняя разность измеренных высот $d_{A,B}$ в пределах области пересечения C:

$$d_{A,B} = \frac{1}{mn} \times \sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{m} | Z_{CA}(i, j) - Z_{CB}(i, j) | ,$$

где m и n – количество строк и столбцов данных в массиве высот области C.

Для каждого участка сканирования вычисляется сумма

$$D_A = \sum_{k=1}^{N} d_{A,k} ,$$

где N – количество сканов. Участок, сумма D_A которого минимальна, примем в качестве эталонного.

На втором этапе обработки определяется последовательность обработки сканов, которая предполагает первоочередную «стыковку» участков сканирования, наименее отличающихся от эталонного ($d_{A,B}$ – min), после чего полученный сводный участок принимается за эталонный. Такой подход приводит к тому, что незначительные искажения будут устранены в первую очередь. К моменту объединения участков с большими отличиями будет получена дополнительная информация для коррекции сильно искаженного скана.

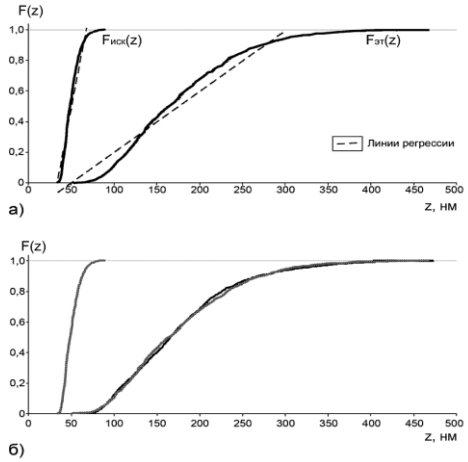
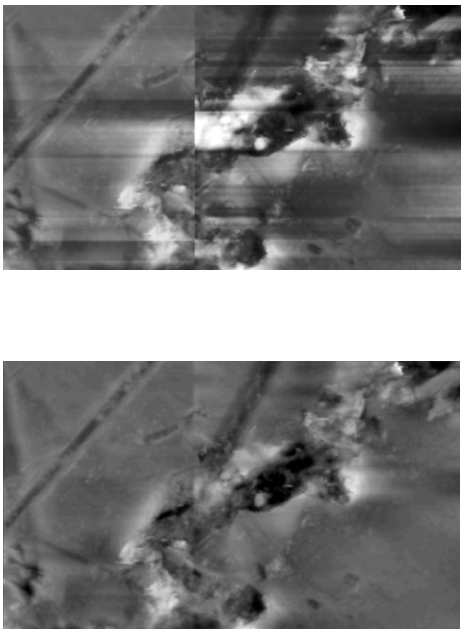


Рис. 2. Нормализация функции распределения

Заключительный этап состоит в объединении смежных сканов в выбранной ранее последовательности. Особенности изменения значений высот на исследуемой площади образца могут быть описаны статистической функцией распределения $F(z)$. В случае отсутствия искажений функции распределения пересекающихся участков сканов должны совпадать. Однако вклад различного рода искажений и вариации параметров сканирования приводит к изменению диапазона измеренных высот, вследствие чего изменяется угол наклона и смещение функции распределения $F(z)$. Исходя из того что один из сканов является «эталонным», устранение искажения предполагает нормализацию – приведение статистической функции распределения «искаженного» участка $F_{иск}(z)$ к функции «эталонного» $F_{эт}(z)$ (рис. 2).

Такое преобразование основано на аппроксимации функций распределения линейной моделью. При решении задачи линейной регрессии коэффициенты прямых определяются методом наименьших квадратов. Условием близости принимается равенство уравнений регрессии. Осуществляя преобразования смещения и сдвига, приводим $F_{иск}(z)$ к $F_{эт}(z)$.



а

б

Рис. 3. Апробация метода: *а* – объединение массивов без коррекции, *б* – результат работы предлагаемого метода

Предлагаемый метод фильтрации для объектов на плоских подложках основан на формализованном выборе области высот, что позволяет повысить степень автоматизации обработки данных и их достоверность. Апробация приведённого метода объединения сканов на данных АСМ (рис. 3) показала высокое качество результирующих изображений для простых искажения. Процедура выравнивания яркостей и контрастностей может быть успешно использована с целью подготовки сканов для объединения при помощи более сложных алгоритмов.

Работа выполнялась в рамках частно-государственного партнерства по Постановлению Правительства РФ от 09.04.2010 № 218 согласно договору 13.G25.31.0052

1. *Миронов В.Л.* Основы сканирующей зондовой микроскопии. М. : Техносфера, 2004. 144 с.

Эффект памяти в полимер-диспергированных жидких кристаллах

А.И. Машин, А.В. Коробков

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород.
e-mail: korobkov@phys.unn.ru

Получение и исследование композитных материалов, объединяющих электрооптические свойства жидких кристаллов и механические свойства полимеров, является одним из перспективных направлений развития современной оптоэлектроники. Один из способов создания таких материалов – это хаотичная дисперсия жидкокристаллических капелек в объеме полимерной пленки. Это так называемые полимер-диспергированные жидкие кристаллы (polymer dispersed liquid crystal – в дальнейшем PDLC).

Наиболее важное свойство пленок PDLC – способность изменять коэффициент пропускания от сильно рассеивающего (непрозрачного) в обычном состоянии до почти прозрачного при приложении внешнего электрического поля. В отличие от традиционных жидкокристаллических твист-ячеек пленки PDLC обладают более высоким контрастом и яркостью, так как нет необходимости использования поляризаторов, механической прочностью и гибкостью благодаря полимерной основе, а также более простой технологией изготовления.

Ранее нами были получены пленки PDLC на основе композиции сополимера акриловой кислоты (АК) с 2-этилгексил акрилатом (2-ЭГА), фотоинициатора Irgacure 651 и жидкого кристалла E7 (Merck, Германия) [1, 2]. Пленки были получены методом фазового разделения при фотополимеризации в УФ-излучение. Было изучено светопропускание в зависимости от напряжения, времена отклика, морфология данных пленок для различных соотношений АК и 2-ЭГА, а также различных концентраций жидкого кристалла.

В данной работе мы сообщаем об эффекте памяти, обнаруженном на некоторых из образцов. Эффект проявляется в следующем – при включении и последующем отключение электрического поля происходит просветление пленки PDLC, т.е. коэффициент пропускания не возвращается в начальное состояние (рис. 1.). Стирание просветленного состояния производится нагревом образца до температуры перехода жидкого кристалла в изотропную фазу ~61 ºС и последующим охлаждением до комнатной температуры.

Эффект был исследован на пленках PDLC с различной концентрацией 2-ЭГА в сополимере 2-ЭГА:АК – от 30% до 70% по массе. Концентрация жидкого кристалла была фиксирована, 40%. Исследование зависимостей светопропускания от приложенного напряжения показало, что эффект памяти проявляется только в интервале концентраций 2-ЭГА от 40% до 50%. При более низких концентрациях 2-ЭГА напряжение включения пленки настолько больше, что превышает напряжение электрического пробоя. При более высоких эффект незначителен либо отсутствует.

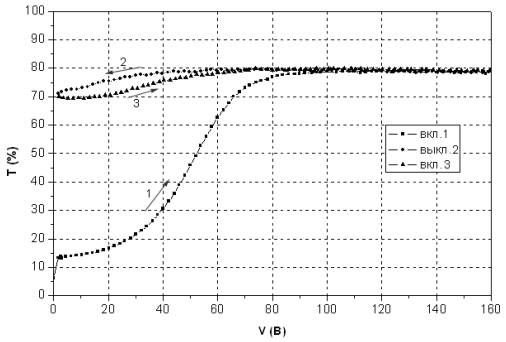


Рис. 1. Зависимость коэффициента пропускания от приложенного напряжения для пленки PDLC с концентрацией 2-ЭГА в системе 2-ЭГА:АК 40%, концентрация жидкого кристалла 40%

Ранее нами было получено, что напряжение включения пленок уменьшается с ростом концентрации 2-ЭГА в системе. Это связано с сильной зависимостью температуры стеклования, а следовательно, твердости полимерной матрицы от соотношения 2-ЭГА:АК. Поэтому было предложено определить для полимерной матрицы значения микротвердости. Для этого были приготовлены полимерные пленки толщиной 2 мм без жидкого кристалла (таблица, рис. 2).

Значения микротвердости полимеров

2-ЭГА:АК % 2-ЭГА	*HV*, кг/мм^2 *t*=15 с	*HV*, кг/мм^2 *t*=20 с	*HV*, кг/мм^2 *t*=25 с
30	14.5	14.4	14.6
40	10.7	10.3	10.5
50	9.2	9	8.8
60	4.6	3.4	2.3
70	0.2	0.1	<0.01

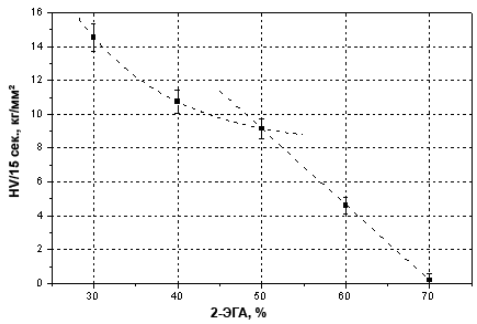


Рис. 2. Зависимость микротвердости сополимера 2-ЭГА:АК от содержания 2-ЭГА в полимерной матрице

Видно, что зависимость микротвердости от концентрации 2-ЭГА немонотонна. Мы предпо-

ложили, что сначала, при увеличении концентрации 2-ЭГА до определенного значения (~50%), происходит плавное уменьшение величины микротвердости. При дальнейшем увеличении концентрации 2-ЭГА мы полагаем, что температура стеклования сополимера становится ниже комнатной, в результате сополимер становится текучим, и значение микротвердости, получаемое из метода, зависит от времени приложения нагрузки (таблица). Для наглядности значения на рис. 2 аппроксимированы экспоненциальной и линейной зависимостями. Это согласуется с результатами эксперимента по измерению эффекта памяти (рис. 3) – при концентрация 2-ЭГА в сополимере 2-ЭГА:АК 60% и выше наблюдается резкое уменьшение коэффициента контраста. Коэффициент контраста здесь определен как отношение разности коэффициента пропускания соответствующего эффекту памяти и минимального коэффициента пропускания к сумме максимального и минимального коэффициента пропускания.

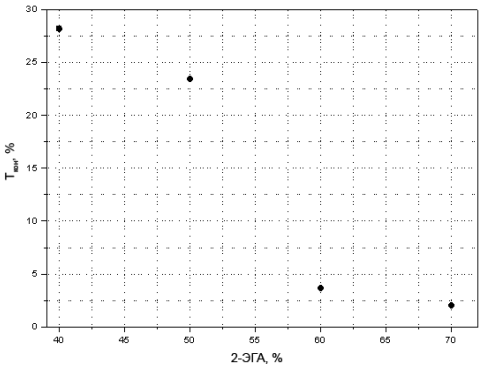


Рис. 3. Зависимость коэффициента контраста от концентрации 2-ЭГА в полимерной матрице

Поскольку капли жидкого кристалла в данной системе имеют субмикронные размеры (200–700 нм), то промежуточный слой границы раздела жидкий кристалл/полимер оказывает существенное влияние на ориентационные свойства капель в электрическом поле. В твердой матрице молекулы жидкого кристалла закреплены в промежуточном слое – для их поворота требуются большие поля, также же большие поля требуются для поворота жидкого кристалла в объеме капли. В более эластичной матрице (увеличение концентрации 2-ЭГА до 40%) молекулы жидкого кристалла в промежуточном слое сравнительно легко поворачиваются под действием внешнего поля, ориентируя жидкий кристалл в объеме капли. Причем при отключении внешнего поля молекулам жидкого кристалла в промежуточном слое не хватает энергии, чтобы вернуться в исходное положение, тем самым сохраняется ориентация жидкого кристалла и в объеме капли. При еще большем увеличении концентрации 2-ЭГА полимер становится настолько эластичным (концентрация 2-ЭГА 60% и более), что жидкокристаллическим молекулам в промежуточном слое уже хватает энергии для возврата в исходное (почти исходное состояние) – эффект отсутствует или незначителен.

Эффект памяти PDLC требует тщательного изучения и анализа, поскольку он может быть как полезным – для создания устройств хранения информации, так и нежелательным – при использование PDLC в качестве модулятора света.

1. *Казанцева, И.А.* Электрооптические свойства полимерных пленок с диспергированным жидким кристаллом субмикронных размеров / *И.А.. Казанцева, С.А. Булгакова, А.И. Машин, М.М. Джонс, Г.С. Цепков, А.В. Коробков, А.В. Нежданов* // Жидкие кристаллы и их практическое использование. 2008. № 2. С. 35-46.

2. *Siprova, S. V.* Fabrication of PDLC Films Based on Acrylic Monomers and Study of the Electric Field Effect on the Alignment Structure of Liquid Crystal Droplets in PDLC Films / *S.V. Siprova, A.I. Mashin, G. Chidichimo, G. De Filpo, A.V. Korobkov, A.V. Nezhdanov* // J. of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2009. V. 3, № 5. P. 686-690.

Влияния условий молекулярно-лучевого осаждения на механические свойства слоёв кремния на сапфире

Д.А. Павлов, Е.В. Коротков, П.А. Шиляев, Н.О. Кривулин, В.А. Гладышева, А.И. Борбов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород.
e-mail: Krivulin@phys.unn.ru

Одним из основных методов исследования упругих характеристик твёрдых тел является индентировние. При изучении тонких слоёв использование индентирования затруднительно. Это обусловлено влиянием подложки на измерение твёрдости покрывающей её плёнки. Кроме того, существует проблема вдавливания либо, наоборот, выдавливания материала плёнки вдоль граней пирамидки индентора, что приводит к искажению результатов. Метод Z-модуляции АСМ позволяет свести к минимуму вышеперечисленные эффекты. Глубина взаимодействия зонда и образца составляет 2,5–4 нм, размеры кончика зонда составляют несколько десятков нанометров, таким образом, сводится к минимуму площадь соприкосновения зонда и поверхности образца. Кроме того, взаимодействие происходит в области упругих деформаций, таким образом, поверхность образца не повреждается.

Слои кремния на сапфире (КНС) выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), описанным в [1]. Полученные слои КНС исследовались на сканирующем зондовом микроскопе Smena-A (NT-MDT, Россия). Был использован режим Z-модуляции в контактной моде АСМ. Методика исследования КНС слоёв описана в [2].

Было обнаружено, что механические свойства слоёв кремния на сапфире, выращенных методом МЛЭ, зависят от толщины кремниевого слоя. На рис. 1 представлена зависимость разности сигнала Z-модуляции, получаемого при перемещении АСМ-зонда по поверхности кремния и по поверхности сапфира, от толщины слоя кремния. Из этой зависимости видно, что с уменьшением толщины слоя кремния на сапфире его твёрдость возрастает.

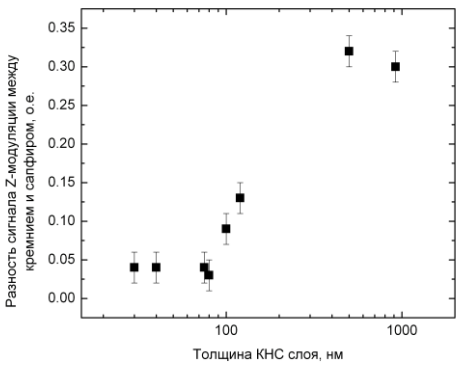


Рис. 1. Зависимость разности сигнала Z-модуляции получаемого при перемещении АСМ-зонда по поверхности кремния и по поверхности сапфира, от толщины слоя кремния

Известно, что твердость материалов может увеличиваться при уменьшении размеров кристаллитов [3]. При низких температурах роста (600 ºС), при времени осаждения кремния 30 секунд размер кристаллитов не превышает 20 нм [4]. С увеличением времени осаждения размеры кристаллитов увеличиваются, и в дальнейшем происходит их коалесценция с образованием сплошного слоя. Таким образом, повышение твердости кремниевых слоёв может быть связано с уменьшением размеров кристаллитов тонких слоёв. Другая причина повышения твёрдости слоёв КНС с уменьшением толщины – увеличение концентрации дефектов при приближении к гетерогранице кремний/сапфир. Для того чтобы показать, как сильно может зависеть дефектность слоя кремния на сапфире от толщины, был выращен образец при пониженной температуре роста (600 ºС) толщиной 300 нм и исследован методом ПЭМ. На рис. 2 представлено ПЭМ-изображение данного образца.

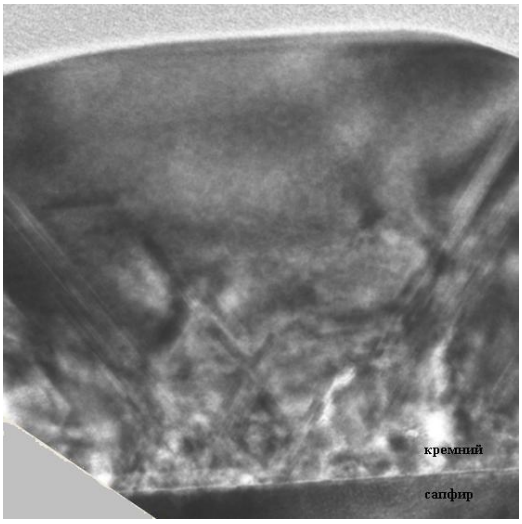


Рис. 2. Изображение поперечного среза структуры КНС в просвечивающем электронном микроскопе. Толщина слоя кремния 300 нм, температура роста 600 ºС

Из рисунка 2 видно, что слой кремния вблизи гетерограницы с сапфиром получился крайне дефектным. При этом основная часть дефектов сосредоточена в слое толщиной 150 нм вблизи гетерограницы. Далее концентрация дефектов резко уменьшается и растет совершенный кристалл. Основные дефекты в слое кремния на сапфире в области гетерограницы – микродвойники и дефекты упаковки. Такие дефекты образуются в слое кремния на границах зерен во время коалесценции.

Кроме того, микродвойники образуются в результате релаксации механических напряжений в слое кремния во время остывания КНС от температуры роста до комнатной.

Итак, исследована зависимость механических свойств слоёв кремния на сапфире от толщины слоя кремния. Показано, что на механические свойства слоёв КНС могут влиять дефекты в слое кремния. Исследовано распределение дефектов по толщине слоя кремния на сапфире, выращенного при пониженной температуре роста (600 ºС). Показано, что дефекты неравномерно распределены по толщине слоя кремния, основная часть расположена вблизи гетерограницы в слое толщиной 150 нм.

1. *Шиляев П.А., Павлов Д.А., Коротков Е.В., Треушников М.В.* Молекулярно-лучевое осаждение сверхтонких слоёв кремния на сапфире // Материалы электронной техники. 2008. № 2. С. 62–66.

2. *Павлов Д.А., Коротков Е.В., Треушников М.В., Шиляев П.А., Кривулин Н.О.* Исследование упругих и фрикционных свойств субмикронных слоев кремния на сапфире // Нано- и микросистемная техника. 2009. № 1. С. 32–34.

3. *Панин А.В., Шугуров А.Р., Оскомов К.В.* // Физика твёрдого тела. 2005. Т. 47, вып. 11. С. 1973–1977.

4. *Павлов Д.А., Коротков Е.В., Шиляев П.А., Кривулин Н.О.* Формирование нанокристаллического кремния на сапфире методом молекулярно-лучевой эпитаксии // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36, вып. 12. С. 16–22.

Получение, морфология и оптические свойства нанокомпозитов «серебро/полимер»

А.И. Машин[1], М.А. Кудряшов[1], А.Е. Федосов[1], G. Chidichimo[2], G. De Filpo[2]

[1] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород.
[2] Department of Chemistry, University of Calabria, Rende (CS), Italy.
e-mail: Kudryashov@phys.unn.ru

Композитные среды на основе наночастиц металла, диспергированных в диэлектрическую матрицу, играют важную роль во многих областях. Они могут использоваться в катализе, нанофотонике, оптоэлектронике, медицине, поверхностно-усиленном рамановском рассеянии, а также для хранения информации [1–3]. Свойства таких нанокомпозитов, главным образом, определяются размером, формой и количеством металлических нановключений в диэлектрике [4]. Для практических применений важно получить наночастицы нанометровых размеров, равномерно распределенных в объеме диэлектрика. К сожалению, из-за высокой поверхностной реакционной способности наночастицы металла имеют тенденцию объединяться в кластеры больших размеров. Полимеры являются хорошей матрицей для стабилизации размера и роста наночастиц [5]. В литературе представлено много различных способов получения нанокомпозитов «металл/полимер». Как правило, структуры, изготовленные этими методами, имеют частицы металла сферической формы. Огромный интерес представляет получение нанокомпозитов с различными формами металлических нановключений, таких как нанокубы, нанопроволоки, треугольные нанопризмы и т.д.

В данной работе представлен новый метод синтеза нанокомпозитных пленок «серебро/поливинилпирролидон» (Ag/ПВП). В этом методе растворяли ПВП и нитрат серебра в винилпирролидоне (ВП) при 50 ºС. Раствор приобретал желто-коричневую окраску, что свидетельствует о формировании сферических наночастиц серебра [6]. В данную смесь добавляли 2 мас. % фотоинициатора 2,2-диметокси-1,2-дифенил-этан-1-она (Irgacure 651), затем помещали ее между стекол с зазором 20 мкм и полимеризовали под УФ с λ = 365 нм в течение 120 мин. При получении структур изменялись концентрации ПВП и $AgNO_3$. Спектральные характеристики нанокомпозитов в диапазоне 0,3–0,8 мкм исследовались на спектрофотометре Cary 5000.

В зависимости от соотношения ПВП и $AgNO_3$ в начальной смеси были получены разноцветные композитные пленки. На рис. 1 изображены спектры поглощения от полученных нанокомпозитов, на которых наблюдаются максимумы в области 400–425, 510 и 600–625 нм, связанные с поверхностным плазмонным резонансом от наночастиц серебра. Присутствие данных пиков определялось соотношением ПВП и $AgNO_3$.

Для объяснения оптических свойств нанокомпозитов Ag/ПВП необходимо изучение их морфологии, что является невозможным в настоящее время из-за особенностей синтезированных пленок. Вследствие этого нами были также получены нанокомпозиты «серебро/полиакриловая кислота» (Ag/ПАК) по аналогии с известным из литературы методом, включающим растворение поливинилпирролидона (ПВП) и нитрата серебра в этиленгликоле при 160 ºС [7], где вместо ПВП мы использовали ПАК.

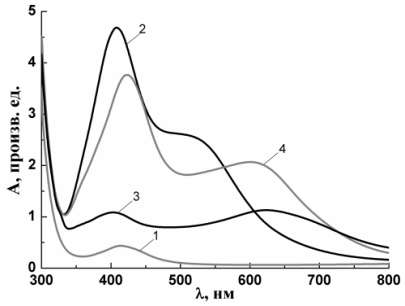


Рис. 1. Спектры поглощения от нанокомпозитов Ag/ПВП, полученных при разных массовых соотношениях ПВП и $AgNO_3$: *1* – 20, *2* – 15, *3* – 10, *4* – 2

При получении структур изменялись концентрации ПАК и $AgNO_3$. Для изучения спектральных характеристик в диапазоне 0,3–0,8 мкм полученный раствор с наночастицами серебра помещали между двумя покровными стеклами с зазором 20 мкм. Морфология исследовалась на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) Jeol JSM-6490 от тонкого слоя раствора, помещенного на стекло с проводящей поверхностью.

Полученные образцы имели разную окраску, определяемую отношением нитрата серебра к ПАК исходной смеси. На рис. 2 представлены спектры поглощения, на которых наблюдаются максимумы в области 420 и 600 нм, наличие которых зависит от отношения ПАК к $AgNO_3$.

При изучении морфологии обнаружено, что изменение цвета нанокомпозитов (положение максимумов на спектрах поглощения) сопровождалось изменением формы наночастиц металла. Фотографии СЭМ, показанные на рис. 3, отображают зависимость формы и размера от соотношения ПАК и $AgNO_3$. При соотношении 0,771 наблюдаются сферические частицы со средним размером 60 нм; напротив, при соотношении 1,5 мы видим нановключения с размером порядка 100 нм и с формой, отличной от сферы. Отсюда можно заключить, что пик при 420 нм на спектре поглощения обусловлен наличием сферических частиц, в то время как максимум при 600 нм определяется

несферическими включениями металла. Присутствие ПАК и его концентрация относительно нитрата серебра играли важную роль в определении формы и размера наночастиц Ag, а значит, и оптических свойств композита.

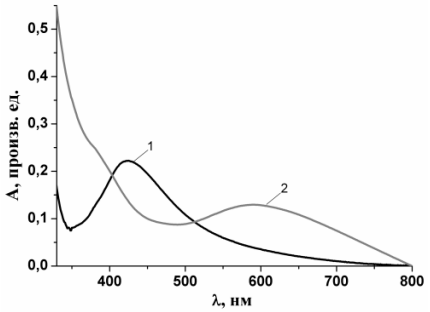
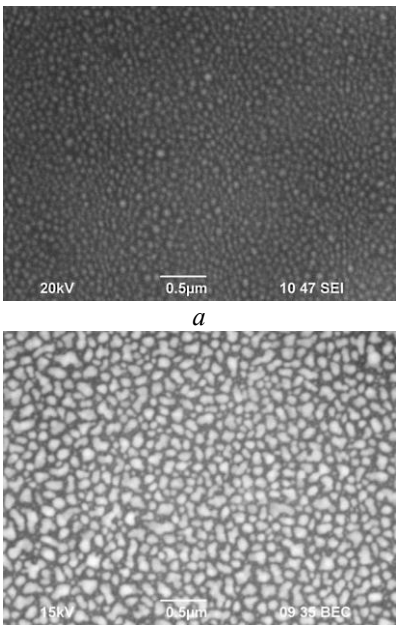


Рис. 2. Спектры поглощения от нанокомпозитов Ag/ПАК, полученных при разных массовых соотношениях ПАК и $AgNO_3$: *1* – 0,771, *2* – 1,5



а

б

Рис. 3. Фотографии СЭМ от нанокомпозитов Ag/ПАК, полученных при разных массовых соотношениях ПАК и $AgNO_3$: *а* – 0,771, *б* – 1,5

Исходя из исследований морфологии нанокомпозитов на основе раствора наночастиц серебра и ПАК в этиленгликоле, можно предположить, что наличие максимумов на спектрах поглощения от наноструктур Ag/ПВП также обусловлено той или иной формой металлических нановключений, образующихся в полимерной сетке. К тому же пики при 400–425 нм можно приписать сферическим частицам Ag, а пики в других областях нановключениям с формой, отличной от сферы.

Таким образом, в данной работе показана возможность контроля формы и размера наночастиц Ag, диспергированных в полимере, а следовательно, и управления оптическими свойствами данных структур.

1. *Shenhar, R.* Polymermediated nanoparticle assembly: Structural control and applications / *R. Shenhar, T.B. Norsten, V.M. Rotello* // Adv. Mater. 2005. V. 17, № 6. P. 657–669.

2. *Shiraishi, Y.* Oxidation of ethylene catalyzed by colloidal dispersions of poly(sodium acrylate)-protected silver nanoclusters / *Y. Shiraishi, N. Toshima* // Colloids Surface A: Physicochem. Eng. Aspects. 2000. V. 169, № 1/3. P. 59–66.

3. *Maye, M.M.* Novel Spherical Assembly of Gold Nanoparticles Mediated by a Tetradentate Thioether / *M.M. Maye, S.C. Chun, L. Han, D. Rabinovich, C.-J. Zhong* // J. Am. Chem. Soc. 2002. V. 124, № 18. P. 4958–4959.

4. *Puntes, V.F.* Colloidal nanocrystal shape and size control: The case of cobalt / *V.F. Puntes, K.M. Krishnan, A.P. Alivisatos* // Science. 2001. V. 291. P. 2115–2117.

5. *Lepp, A.* Surface Raman investigation of the sorption of dabsyl aspartate and polyvinylpyrrolidone on colloidal silver in ethanol / *A. Lepp, O. Siiman* // J. Colloid Interface Sci. 1985. V. 105. P. 325–341.

6. *Machulek, J.A.* Preparation of silver nanoprisms using poly(*N*-vinyl-2-pyrrolidone) as a colloid-stabilizing agent and the effect of silver nanoparticles on the photophysical properties of cationic dyes / *J.A. Machulek, H.P.M. De Oliveira, M.H. Gehlen* // Photochem. Photobiol. Sci. 2003. V. 2. P. 921–925.

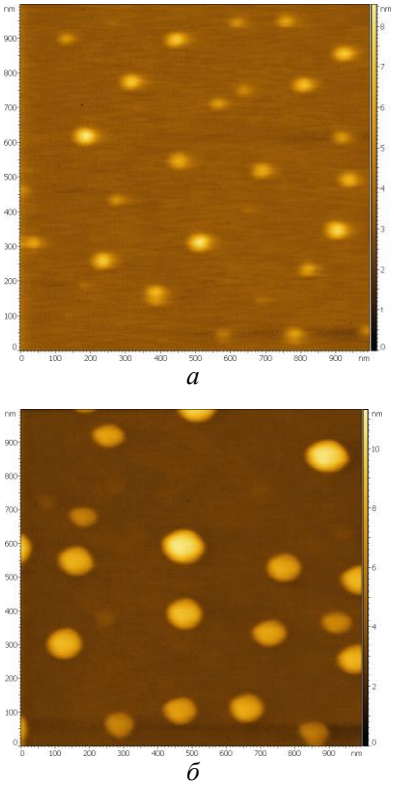
7. *Wang, Y.* Synthesis of hollow silver nanostructures by a simple strategy / *Y. Wang, P. Chen, M. Liu* // Nanotechnology. 2008. V. 19, № 4. P. 1–6.

Получение в плазме тлеющего разряда каталитических наночастиц никеля заданных размеров путём многократного повторения циклов намагничивания – осаждения

Р.В. Лапшин[1, 2], П.В. Азанов[1, 2], Е.П. Кириленко[1]

[1] НИИ физических проблем им. Ф. В. Лукина, проезд 4806, д. 6, Зеленоград, Москва.
[2] Московский государственный институт электронной техники, проезд 4806, д. 5, Зеленоград, Москва.
e-mail: rlapshin@yahoo.com; web: www.niifp.ru/staff/lapshin/

Предложен простой способ формирования каталитических наночастиц (КНЧ) никеля, позволяющий в определённых пределах управлять латеральными размерами и высотой получаемых наночастиц. Способ заключается в следующем: вначале производится осаждение наночастиц Ni путём бомбардировки Ni-мишени (99.99%) ионами Ar^+ в плазме тлеющего разряда [1], затем образец извлекается из камеры и в течение нескольких часов намагничивается с помощью постоянного магнита в поле с индукцией 0.36 Тл, после чего снова производится осаждение наночастиц Ni. Процесс намагничивания – осаждения повторяется столько раз, сколько требуется для получения наночастиц заданного размера. В работе исследовалось влияние разных направлений намагничивания на размер наночастиц. В качестве подложки использовалась полированная поверхность Si(100).



а

б

Рис. 1. Каталитические наночастицы никеля на полированной поверхности Si(100) после (*а*) трёх циклов осаждения (контрольный образец), (*б*) двух циклов намагничивания – осаждения (образец намагничен в направлении нормали к поверхности). Изображения получены на атомно-силовом микроскопе

Типичные параметры процесса осаждения КНЧ: давление аргона в рабочей камере около 0.35 Торр, ток через плазму 4 мА, продолжительность 1 мин, расстояние до мишени 10 мм.

На рис. 1, *а* показано изображение наночастиц Ni контрольного образца, намагничивания которого между процессами осаждения не производилось. На рис. 1, *б* приводится изображение наночастиц Ni, образовавшихся после двух циклов намагничивания – осаждения. Изображения получены с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) Смена™ ВВ (НТ-МДТ, Россия) на воздухе в режиме прерывистого контакта.

Поскольку измерения наночастиц Ni проводились разными кантилеверами, то диаметры наночастиц имеют разброс, связанный с разными радиусами кривизны и разными формами кончиков используемых зондов. Данное обстоятельство следует учитывать, анализируя изменение диаметра от цикла к циклу. При сканировании на АСМ использовались кремниевые кантилеверы с коэффициентом упругости ~12 Н/м и резонансной частотой 255 кГц (NSG10, НИИ физических проблем, Россия).

Плотность и средние геометрические размеры полученных КНЧ никеля. Первое значение – контрольный образец, второе – намагниченный (нормально поверхности)

Цикл	1	2	3	4
Плотность, мкм$^{-2}$	44; 31	31; 18	25; 20	21; 16
Высота, нм	1.8; 2.7	1.5; 5.1	3.0; 4.8	1.7; 5.1
Диаметр, нм	39; 48	22; 91	32; 60	47; 94

Из представленных результатов следует, что благодаря намагничиванию в каждом последующем цикле осаждения к имеющимся наночастицам добавляется новая порция материала, тогда как при отсутствии намагничивания процесс стремится к некоторому равновесному состоянию, при котором новые наночастицы зарождаются, а полученные на предыдущей стадии исчезают.

Наблюдаемое равновесное состояние, по всей вероятности, достигается благодаря расположению подложки вблизи мишени. Из-за небольшого расстояния между мишенью и подложкой температура поверхности последней не сильно отличается от температуры на поверхности мишени. Кроме того, при таком расстоянии до мишени кинетическая энергия нейтральных частиц – атомов Ni всё ещё остаётся достаточно высокой. Оба фактора приводят к уменьшению коэффициента при-

липания атомов Ni к поверхности подложки, устанавливая таким образом состояние близкое к равновесному.

Предполагается, что намагничивание КНЧ в промежутках между осаждениями приводит к появлению дополнительной силы, которая стремится привлечь к намагниченной частице Ni и удержать около неё зарождающиеся наночастицы Ni (кластеры), активно мигрирующие по поверхности подложки в процессе осаждения. Для проверки данного предположения образец намагничивался в разных направлениях. Наблюдающаяся в экспериментах независимость результатов формирования КНЧ от направления намагничивания указывает на правильность сделанного предположения.

В некоторых процессах намагничивания – осаждения зафиксирована дифференциация наночастиц Ni на условно мелкие, средние и крупные. Изменение геометрических размеров наночастиц в каждой группе от цикла к циклу имело разный характер. Так, высота мелких частиц в пределах первых трёх циклов росла, после чего уменьшалась. Высота частиц среднего размера вначале возрастала и, достигнув определённого значения, далее практически не менялась. Высота крупных частиц возрастала.

Указанная дифференциация частиц, по-видимому, связана с наличием на поверхности подложки трёх групп дефектов, на которых происходит первоначальное зарождение наночастиц. Такими дефектами могут являться, например, отличающиеся по высоте и величине латерального излома ступеньки вицинальной поверхности кремния.

Продолжительность осаждения в каждом цикле следует задавать небольшой (~1 мин), в противном случае из-за вызываемого плазмой размагничивания эффективность предложенного способа будет снижаться. При извлечении образца из камеры на поверхности КНЧ образуется естественный окисел NiO, поэтому, строго говоря, получаемые данным способом наночастицы состоят из чередующихся слоёв Ni–NiO.

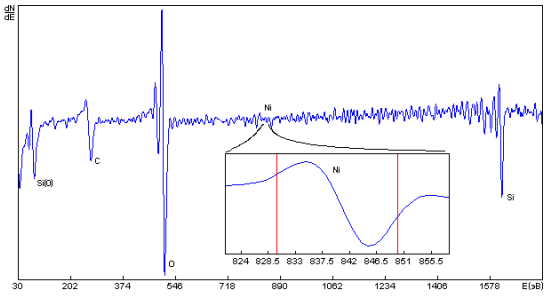


Рис. 2. Дифференциальный оже-спектр поверхности. Ускоряющая разность потенциалов 5 кВ. Разрешение по энергии 0.5 эВ. На вставке показан пик никеля 848 эВ, измеренный в режим высокой чувствительности (режим мультиплекс)

Анализ элементного состава исследуемых поверхностей, выполненный методом электронной оже-спектроскопии (ЭОС), подтвердил, что осаждаемые наночастицы являются наночастицами Ni. На рис. 2 показан дифференциальный оже-спектр, полученный с области поверхности диаметром ~250 мкм. На рис. 3 представлен процентный состав обнаруженных элементов. Осаждение наночастиц Ni на исследуемый образец производилось в течение 5 мин (остальные параметры соответствуют указанным выше).

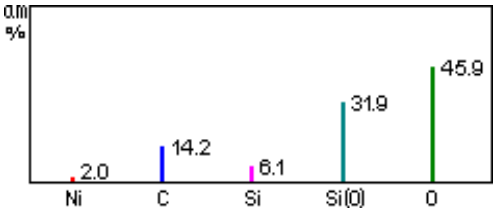


Рис. 3. Процентное содержание химических элементов на поверхности образца. Кремний представлен двумя оже-пиками. Наличие углерода связано с загрязнением

Результаты оже-анализа позволяют утверждать, что наблюдаемые в АСМ наночастицы Ni (см. рис. 1) лежат непосредственно на естественном окисле кремния, а не на тонкой плёнке Ni. Данное заключение основано на анализе пиков O, Si и Si(O). В случае сплошной плёнки Ni (или плёнки никеля, покрывающей значительные участки поверхности), даже имеющей толщину одного монослоя, регистрируемая интенсивность этих пиков была бы заметно меньше наблюдаемой (примерно в 3 раза) из-за сильного затухания оже-сигналов Si (92 эВ) и Si(O) (78 эВ) в этом слое. Большие амплитуды оже-сигналов от Si и O приходят от участков поверхности, расположенных между наночастицами Ni.

Ввиду малых размеров наночастиц Ni и соответственно слабого оже-сигнала от этих частиц (см. рис. 2) сказать что-либо определённое по поводу кислорода, связанного с естественным оксидом NiO, не представляется возможным. Наличие пика углерода вызвано обычно имеющим место загрязнением поверхности образца углеводородами. Измерения оже-спектров выполнены на приборе PHI-660 (Perkin Elmer, США).

Изготовленные КНЧ никеля предназначены для синтеза углеродных наноструктур (УНС) методом плазмо-стимулированного химического осаждения из газовой фазы (ПСХОГФ) [1, 2].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 11-08-00252). Авторы признательны проф. Э. А. Полторацкому и проф. Э. А. Ильичёву за ценные советы, обсуждения и поддержку работы.

1. *Лапшин, Р. В., Азанов, П. В., Ильичёв, Э. А. и др.* Формирование в аргоновой плазме тлеющего разряда каталитических наночастиц никеля для низкотемпературного синтеза углеродных наноструктур // Тезисы докладов XIV международного симпозиума “Нанофизика и наноэлектроника”. Н. Новгород, 2010. Т. 2. С. 563-564 (www.niifp.ru/staff/lapshin/index.htm#formation2010).

2. *Meyyappan, M.* A review of plasma enhanced chemical vapour deposition of carbon nanotubes // J. Phys. D. 2009. V. 42, № 213001. 15 p.

Атомно-силовая микроскопия структуры и механических свойств ультратонких пленок полимерных композитов

И.А. Няпшаев[1], А.В. Анкудинов[1,2], А.П. Возняковский[3], А.А. Феклистов[2], А.В. Стовпяга[2]

[1] ФТИ им. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, 194012 Санкт-Петербург.
[2] СПбГУ ИТМО, пр. Кронверкский, д. 49, 197101 Санкт-Петербург.
[3] НИИСК им. Лебедева, ул. Гапсальская, д. 1, 198035 Санкт-Петербург.
e-mail: xokage@mail.ru

Полиблочные полисилоксановые сополимеры вызывают интерес как материал для формирования тонких и ультратонких пленок. Наиболее важной областью практического применения пленок является создание протекторных покрытий. Весьма перспективным представляется также и использование блок-сополимеров в области мембранной технологии [1, 2]. В обоих случаях применения необходимо точно знать механические характеристики используемых полимерных пленок. Такие данные также весьма важны для более детального представления о взаимосвязи структура – свойства блок-сополимеров. Прочностные параметры толстых пленок сополимера могут быть легко измерены стандартными физико-механическими методами. В случае ультратонких пленок толщиной микроны и менее применение стандартных методик может приводить к неприемлемой погрешности (если принципиально окажется возможным). Удобный вариант для исследования структуры и механических свойств таких покрытий представляет атомно-силовая микроскопия (АСМ). Для повышения точности определяемых механических характеристик необходимо контролировать геометрию самого кончика АСМ-зонда.

В данной работе методами АСМ были исследованы образцы ультратонких пленок полисилоксановых блок-сополимеров и их композитов с фуллеренами C_{60}. В поверхностном рельефе пленок выявлена упорядоченная структура с характерным периодом около 35 нм, который практически не зависит от концентрации добавки. Наблюдаемый рельеф объясняется наличием в блок-сополимере пространственной сетки доменов жесткого блока лестничного фенилсеквиоксана. Для диагностики механических свойств проводилось наноиндентирование. Обнаружено, что модифицирующая добавка фуллерена C_{60} на уровне 0.01% позволяет в несколько раз понизить остаточную неупругую деформацию поверхностных слоев полимера, см. таблицу. Для определения модуля Юнга материала нагрузочные кривые, измеренные в ходе индентации, анализировались в рамках модели Дерягина – Мюллера – Топорова [3], см. рис.1.

Воспроизводимые результаты были получены с помощью специально изготовленных коллоидных зондов калиброванного субмикронного радиуса кривизны, см. рис. 2.

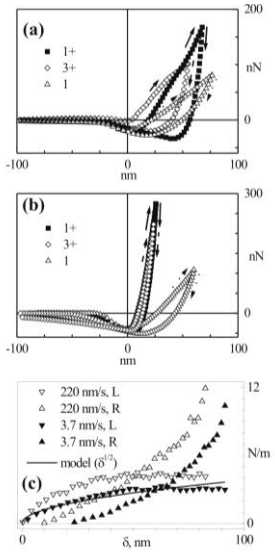


Рис. 1. Измерения значений силы F как функции полной деформации δ для образцов 1, 1+ и 3+ с помощью стандартного (*a*) и специального (*b*) зонда. Стрелки, указывающие вверх, идут вдоль нагрузочных кривых, а стрелки, направленные вниз, – вдоль разгрузочных. На рис. *c* показаны изменения нагрузочной (*L*) и разгрузочной (*R*) жесткости образца 1 при разных скоростях индентации. Значения жесткости, $dF/d\delta$, получены путем численного дифференцирования кривых сила – деформация, $F(\delta)$. На рис. *c* нижняя зависимость нагрузочной жесткости аппроксимирована кривой, соответствующей приближению Дерягина – Мюллера – Топорова для теории Герца ($\sim\delta^{1/2}$). На графиках ноль оси абсцисс совпадает либо с минимумами в нагрузочных силовых кривых, либо с нулем в нагрузочной жесткости. Образец 1 – полисилоксановый блок-сополимер без схватывающего агента; 1+ – образец 1 плюс схватывающий агент; 3+ – образец 1+ плюс 0.01 % C_{60}

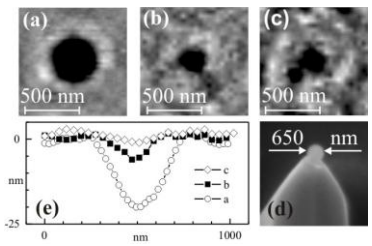


Рис. 2. Наноиндентационные испытания образцов специальным зондом с радиусом закругления кончика 325 нм: *a*, *b* и *c* – полуконтактные АСМ-изображения поверхностей образцов 1, 1+ и 3+ соответственно после индентирования; *d* – СЭМ-изображение специального зонда (модифицированный NSG01, коэффициент жесткости 5.9 Н/м); *e* – горизонтальные сечения в области индентационных отпечатков. Визуализация и индентирование проводились одним и тем же зондом

Механические параметры, определенные с помощью АСМ для различных образцов

Название образца	1	1+	3+
E, модуль Юнга сжатия (подгонка под модель Герца всей нагрузочной кривой)*	11±2 МПа	106±31 МПа	116±16 МПа
H, твердость по Бринеллю**	1.4±0.3 МПа	6.4±1.7 МПа	9.5±3.6 МПа
△ относительная остаточная неупругая деформация	12±4%	17±3%	6±6%

*Для определения модуля Юнга экспериментальные значения коэффициента жесткости $k(\delta)^{EXP} = dF / d\delta$, см. рис. 1, *c*, аппроксимировались модельной зависимостью $k(\delta)^{MOD} = \frac{3E}{2(1-\nu^2)}\sqrt{\delta \times R_0}$ [3]. Коэффициент Пуассона ν=0.5, R_0=325 нм.

** F_{MAX} определялась по разгрузочным кривым с учетом силы адгезии.

*** $\Delta = 100\% \cdot \delta^R / \delta^M$, где δ^M – полная деформация полимера, а δ^R – деформация отпечатка.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-01-00623-а, грантом научной школы РФНШ-3306.2010.2, грантом CARL ZEISS и проектом «Умник».

1. *Dolgoplosk S. et. al* // Papers of 5 International Conference on Silicone in Coatings. Brussel, 1996. P.17.

2. *Ямпольский Ю.П. и др.* // Высокомолек. соед. А. 1996. Т.18, № 3. С. 837.

3. Handbook of Micro/Nanotribology / Ed. by Bhushan Bharat. 2d ed. Boca Raton etc.: CRC press, 1999. 859 p.

Низкотемпературная туннельная спектроскопия энергетической структуры поверхности Si(111)-7×7 слаболегированного кремния

А.Б. Одобеско, С.В. Зайцев-Зотов

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Мохова, д. 11, стр.7, Москва.
e-mail: arty@cplire.ru

Поверхность Si(111)-7×7 является одной из наиболее хорошо изученных поверхностей полупроводников. Она обладает большой плотностью поверхностных состояний, при этом уровень Ферми расположен внутри одной из разрешенных поверхностных зон, что должно обуславливать металлический характер проводимости этой поверхности [1]. Исследования свойств поверхности Si(111)-7×7 приводят, однако, к противоречивым результатам — в одних работах сообщается о существовании металлических свойств этой поверхности [2], в других о наличии щели величиной от 70 мэВ [3] до 1 эВ [4], а изучение зависимости проводимости этой поверхности от температуры свидетельствует о неметаллическом характере проводимости [6].

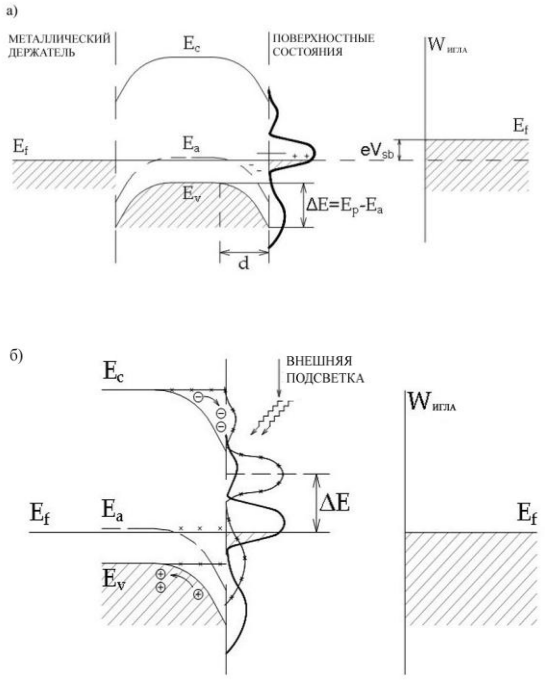


Рис. 1. Энергетические диаграммы систем: *а* – металлический держатель образца – кремний p-типа – поверхность кремния – туннельный промежуток с иглой СТМ в отсутствие внешней подсветки (барьер Шоттки и изгиб зон вблизи поверхности присутствуют). Знаками «+» и «–» показаны плотности заряда, связанные с изгибом зон; *б* – кремний p-типа – поверхностные состояния – туннельный промежуток в случае отсутствия и наличия внешней подсветки. Включение подсветки вызывает выпрямление зон и появление фотоЭДС. E_c, E_v – зоны проводимости и валентная зона в кремнии, E_a – примесный уровень, V_{sb} – напряжение на туннельном промежутке, ΔE – изгиб зон близи поверхности кремния, E_f – уровень Ферми

Обнаружение этих противоречий в последние годы привело к резкому увеличению числа публикаций, посвященных свойствам поверхности Si(111)-7×7.

Отметим, что обычно изучение свойств поверхности Si(111)-7×7 проводится на сильнолегированных образцах (типичные значения удельного сопротивления ρ ~ 0,01 Ом·см), что необходимо для обеспечения проводимости кремния в широком температурном диапазоне. Если оценить влияние уровня легирования объема полупроводника на концентрацию поверхностных электронов, то оказывается, что при ρ ~ 0.01 Ом·см изменение поверхностной концентрации электронов составляет ~70–80%, что, в свою очередь, изменяет заполнение поверхностных зон, может существенно изменить физические свойства поверхности Si(111)-7×7 и привести, в частности, к разбросу результатов, получаемых различными авторами. В настоящей работе мы сообщаем о результатах исследования энергетического спектра поверхности Si(111)-7×7 на слаболегированных образцах ρ = 1 Ом·см n- и p-типов методом сканирующей туннельной спектроскопии (СТС) при температурах 5 K и 78 K при использовании подсветки, устраняющей изгиб зон вблизи исследуемой поверхности.

Образцы кремния с ρ = 1 Ом·см при низких температурах являются изолирующими. Для полного устранения эффектов изгиба зон вблизи поверхности и обеспечения проводимости образцов мы использовали подсветку изучаемой поверхности излучением с энергией больше ширины запрещенной зоны кремния и учитывали возникающую при этом поверхностную фотоЭДС. Изменение энергетической структуры при освещении поверхности показано схематически на рис. 1. Неравновесные носители тока, возникающие благодаря подсветке, разделяются электрическим полем, связанным с изгибом зон, и уменьшают величину этого изгиба. При достаточно большой скорости рождения неравновесных носителей тока этот процесс разделения происходит до почти полного исчезновения изгиба зон. Таким образом, подсветка достаточно большой интенсивности практически полностью устраняет изгиб зон (т. е. приводит к исчезновению барьера Шоттки), а также сдвигает нулевой потенциал на величину этого изгиба ΔE.

На рис. 2 показано изображение поверхности, полученное при освещении (нижняя и верхняя части рисунка) и при его выключении (средняя). Видно, что использование освещения расширяет диапазон возможностей низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии.

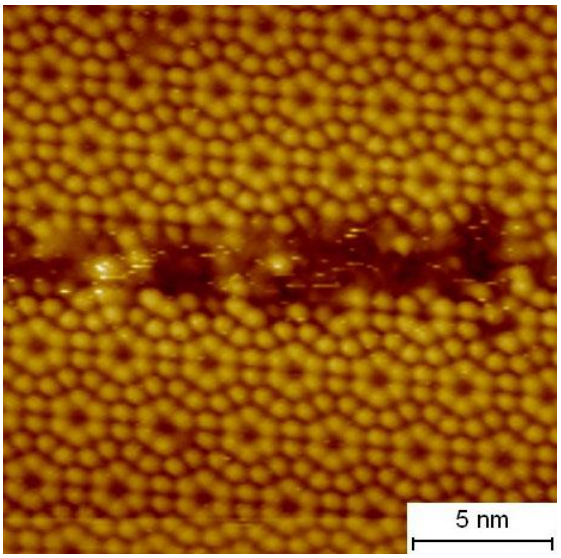


Рис. 2. СТМ-изображение поверхности Si(111)-7×7 p-типа с ρ= 1 Ом·см, U_t = 2 В, I_t = 100 пА, T = 4,9 К, при включенной подсветке. В центральной части СТМ-изображения на короткое время свет был выключен, и игла разрушила реконструкцию поверхности. Затем подсветка была восстановлена и реконструкцию 7×7 вновь стало возможно наблюдать

Типичные вольт-амперные характеристики поверхности Si(111)-7×7 при подсветке показаны на рис. 3. Видно, что в плотности состояний имеется энергетическая щель. Наблюдающийся сдвиг щели почти точностью соответствует изгибу зон в данном образце. Кроме того, был изучен энергетический спектр поверхности Si(111)-7×7 при частичном запылении индием, что, как мы считаем, обеспечило нам контакт к поверхности Si(111)-7×7. В этом случае также было обнаружено, что при T = 5 К поверхность обладает неметаллическим характером с узкой запрещенной зоной. В обоих случаях величина щели оказалась 2Δ = (75 ± 10) мэВ. При повышении температуры до 78 К данная щель исчезает, а уровень Ферми оказывается в разрешенной поверхностной зоне, расположенной выше поверхностной запрещенной зоны.

Таким образом, использование освещения расширяет диапазон возможностей низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии и позволяет работать на слаболегированных образцах полупроводников. Полученная картина свидетельствует о переходе металл – диэлектрик на поверхности кремния Si(111)-7×7 при понижении температуры [5].

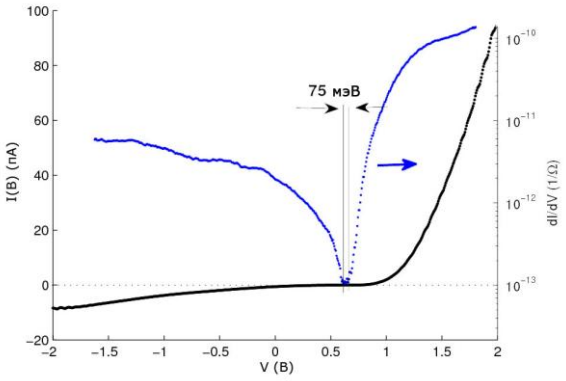


Рис. 3. Выпрямляющая ВАХ для образца Si(111)-7×7 p-типа с ρ = 1 Ом·см, полученная при внешней подсветке (нижняя кривая) при T = 4,9 К. На кривой дифференциального сопротивление dI/dV (верхняя кривая) видна энергетическая щель величиной Δ = (75 ± 10) мэВ

Работа выполнена при финансовой поддержке грантами РФФИ и программой ОФН РАН «Физика новых материалов и структур». Исследования проводились в рамках Ассоциированной Европейской лаборатории CNRS-РАН-РФФИ «Физические свойства когерентных электронных состояний в конденсированном веществе» между Институтом Нееля и ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

1. *К. Оура, В. Г. Лившиц, А. А. Саранин, А.В. Зотов, М. Катаяма,* Введение в физику поверхности. М. : Наука, 2006.

2. *R. Losio, K. N. Altmann, and F. J. Himpsel,* Phys. Rev. B **61**, 10845 (2000).

3. *S. Modesti, H. Gutzmann, J. Wiebe, and R. Wiesendanger,* Phys. Rev. B **80**, 125326 (2009)

4. *J. Mysliveček, A. Stróżecka, J. Steffl, P. Sobotík, I. Ošt'ádal, and B. Voigtländer*, Phys. Rev. B **73**, 161302(R) (2006).

5. *J. Ortega, F. Flores, and A. L. Yeyati*, Phys. Rev. B 58, 4584 (1998).

6. *T. Tanikawa, K. Yoo, I. Matsuda, S. Hasegawa, and Y. Hasegawa*, Phys. Rev. B **68**, 113303 (2003).

Определение микротопографии и химического состава наносистем кластеры Pt – полимерная матрица

А.А. Ошитков

[1] Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 3, Санкт-Петербург.
e-mail: draw_attention@mail.ru

Работа направлена на поиск оптимальных условий получения и исследования тонкой полимерной пленки, содержащей наночастицы платины. Такие сверхмалые частицы, состоящие из нескольких сотен атомов, приближаются по свойствам к металлическим кластерам и, как и следовало ожидать, проявляют совершенно уникальные свойства: высокую каталитическую активность и во многих случаях селективность в различных органических реакциях; нелинейно-оптические свойства; полупроводниковые свойства (для некоторых коллоидов металлов и сульфидов металлов), которые могут быть использованы в микроэлектронике и т.д.

Цель настоящей работы состояла в идентификации химического состояния кластеров Pt в системах Pt – полимер и определение их размера.

Наночастицы нуль-валентной платины (Pt_0) получали в ходе окислительно-восстановительной реакции восстановлением платины из платинохлористоводородной кислоты боргидридом натрия при T = 60 °C в водном растворе в присутствии стабилизирующего полимера PDMAEMA (поликатион поли-N,N,N,N-триметилметакрилоилоксиэтиламмоний метилсульфат на рис. 2) , как показано на рис. 1.

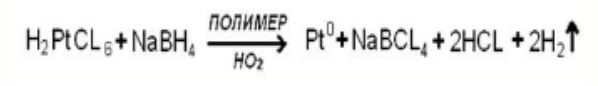


Рис. 1. Окислительно-восстановительная реакция, в результате которой получаются наночастицы нуль-валентной платины (Pt_0)

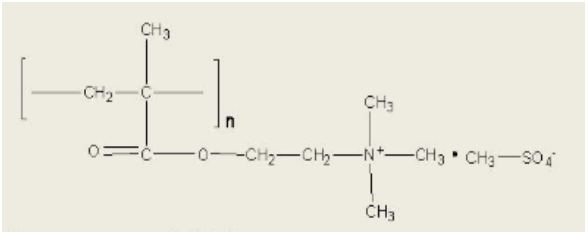


Рис. 2. Структурная формула полимера PDMAEMA

В начале была исследована топография (рис. 4) пленки PDMAEMA, естественном оксиде кремния до удаления органических веществ микроскопом атомных сил (рис. 3).

Наиболее вероятный размер составляет 260 нм, а разброс около 400 нм (рис. 5).

Далее для удаления органических слоев был использован тепловой отжига при 300 ºС и 500 ºС в течение часа на воздухе (рис. 6).



Рис. 3. Атомно-силовой микроскоп Solver PRO-M (“NNT-MDT”, Россия). Латеральное разрешение 8 нм, по нормали 0,1 нм. Максимальный размер скана 100×100 мкм

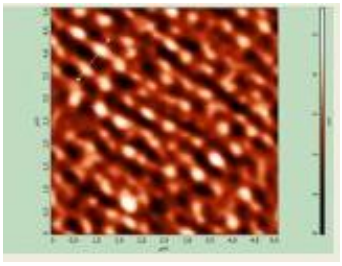


Рис. 4. Топография поверхности пленки PDMAEMA (концентрация полимера 0,1)

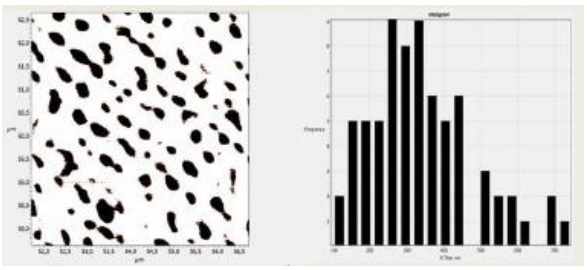


Рис. 5. Гистограмма распределения образований по размерам поверхности пленки полимера PDMAEMA

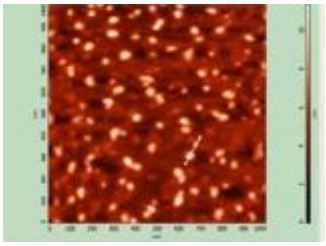


Рис. 6. Топография поверхности пленки PDMAEMA после отжига при 300 ºС в течение часа на воздухе

В результате обнаружили, что после термического отжига средний размер глобулы уменьшается с 250 до 60 нм (рис. 7).

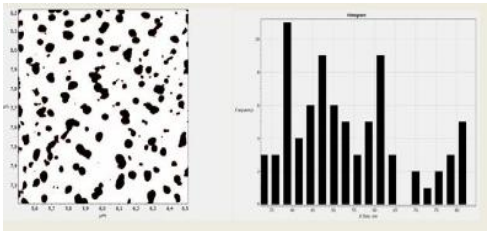


Рис. 7 Гистограмма распределения образований по размерам поверхности пленки полимера PDMAEMA после отжига при 300 ° С в течение часа на воздухе

Изучение химического состава образца Pt – полимер происходило с помощью рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (рис. 8).



Рис. 8. Электронный спектрометр “KRATOS”. В качестве источника рентгеновского излучения была использована мишень из Mg. В эмиссионных спектрах доминируют дублеты Kα

Также для удаления органического слоя было использовано травление ионнами Ar в течение 5 минут при ускоряющее напряжение 3 кВ и токе 20 мкА. Это позволило открыть кластеры платины (рис. 9).

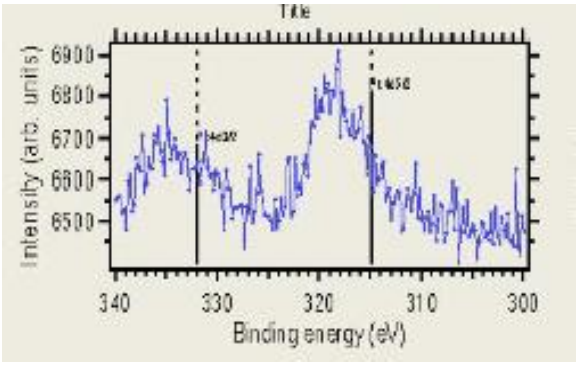


Рис. 9. Спектр участка нахождения состояния Pt пленки PDMAEMA после ионного травления образца в течение 5 минут при напряжении 3кВ в диапазоне от 300 до 340 эВ энергии связи

1. *Jason R.Croy, Simon Mostafa, Jing Liu, Yongho Sohn, Helge Heinrich, Beatriz Roland Cuenya,* Support Dependence of MeOH Decomposition Over Size-Selected Pt Nanoparticles // Catalysis. Letters, Volume 119, Numbers 3-4, 209-216, DOI: 10.1007/s10562-007-9236-0 (15 August 2007).

Глубинная профилометрия концентрации свободных носителей в полупроводниковых наноструктурах при помощи ближнепольной сверхвысокочастотной микроскопии

А.Н. Резник, И.А. Шерешевский, Н.К. Вдовичева

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: reznik@ipm.sci-nnov.ru

В полупроводниковых технологиях существует потребность в определении профиля концентрации свободных носителей $N(z)$ в образцах. Подобные задачи возникают в процессе селективного легирования (в частности, дельта-легирования), при создании проводящих контактов и пр. Обычно используются контактные либо разрушающие методы, такие как масс-спектрометрия вторичных ионов, C-V-диагностика и др. В последние годы разработаны методы бесконтактной неразрушающей профилометрии твердотельных объектов, использующие зондирование волнами оптического [1] или сверхвысокочастотного [2] диапазонов. Разрешающая способность этих методов недостаточна для профилирования полупроводниковых наноструктур. В настоящей работе показано, что задача может быть решена при помощи ближнепольного микроскопа (БПМ) микроволнового диапазона.

Глубина зондирования БПМ. Диэлектрическая проницаемость полупроводника в СВЧ-диапазоне имеет вид $\varepsilon = \varepsilon' + i\sigma/\omega\varepsilon_0$, где σ – проводимость, однозначно связанная с концентрацией носителей N. Считаем, что проводимость поверхностного слоя полупроводника неоднородна, т.е. $\sigma=\sigma(z)$. Апертура зонда располагается в однородной среде на высоте h над поверхностью z=0 исследуемого образца. Задача заключается в восстановлении профиля проводимости $\sigma(z)$ по данным ближнепольного (БП) зондирования, которая может быть пересчитана в концентрацию $N(z)$.

Предлагаемый метод использует тот факт, что глубина зондирования БПМ d_e определяется параметрами устройства – рабочей частотой f и размером апертуры D. Восстановление профиля $\varepsilon(z)$ осуществляется по данным измерений системы зондов, черпающих информацию об исследуемой среде с различных глубин d_e. В этой связи первой задачей стало исследование глубины d_e БПМ в условиях зондирования сильно неоднородных проводящих структур.

Анализ выполнен на основании исследования информативных параметров БПМ как функций толщины легированного приповерхностного слоя полупроводника d. В рассматриваемой нами модели БПМ такими параметрами являются сопротивление R и реактанс X зонда. Аппроксимируем профиль проводимости полупроводника модельной функцией

$$\sigma(z) = \sigma_0 + (\sigma_m - \sigma_0)\exp\left[-\frac{(z-z_0)^2}{d^2}\right], \qquad (1)$$

где σ_0 – проводимость исходного (нелегированного) материала, σ_m, d, z_0 – максимальная проводимость, толщина и глубина залегания проводящего монослоя. Рассмотрим в качестве исследуемого материала n-кремний с ε'=11,7, σ_0=0,05(Ом·см)$^{-1}$. Вычислим зависимости $R(d)$, $X(d)$ при z_0=0 в формуле (1). Расчеты выполнены по разработанной в [3] методике. Вид полученных зависимостей позволяет ввести характерные масштабы изменения соответствующих функций – d_r, d_x, определяющих глубину зоны чувствительности БПМ. Результаты расчета глубин d_r, d_x как функций размера D при разных значениях проводимости σ_m представлены на рис.1. Приняты следующие значения параметров зонда: частота f=40 ГГц, высота h=100 нм.

Из приведенных на рис.1 данных видно, что чувствительность БПМ определяется двумя масштабами. Различие между дальним (d_r) и ближним (d_x) масштабами может быть более чем трехкратным, вследствие чего информативность измерений одним зондом оказывается достаточной для восстановления сравнительно простых профилей $\sigma(z)$, характеризуемых двумя параметрами. Глубины $d_{r,x}$ изменяются в широких пределах, что делает возможным восстановление характеристик проводящего слоя в пределах: 1 (Ом·см)$^{-1}$<σ_m< <100 (Ом·см)$^{-1}$; 10 нм<d <1 мкм.

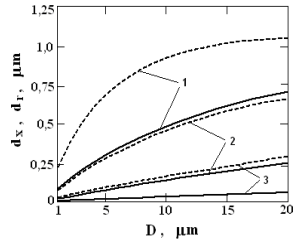


Рис. 1. Зависимость глубины зондирования от диаметра апертуры зонда. Глубина d_x – сплошные линии, d_r – штриховые линии. Кривые *1–3* соответствуют σ_m = 2; 10; 50 (Ом·см)$^{-1}$

Решение обратной задачи. Принцип, обеспечивающий восстановление функции $\sigma(z)$, заключается в получении информации о свойствах среды системой зондов, имеющих различные глубины $d_{r,x}^i$, и в поиске приближенного решения, наилучшим образом (по некоторому критерию) удовлетворяющему всему массиву экспериментальных данных. В качестве решения берется функция, минимизирующая функционал невязки:

$$F(\sigma(z)) = \frac{\left\{\sum_{i=1}^{N}\left[\left(X_i(\sigma(z)) - X_i^0\right)^2 + \left(R_i(\sigma(z)) - R_i^0\right)^2\right]\right\}^{1/2}}{\left\{\sum_{i=1}^{N}\left(X_i^{0\,2} + R_i^{0\,2}\right)\right\}^{1/2}}, \qquad (2)$$

где X_i^0, R_i^0 – экспериментальные данные, полученные системой N зондов, X_i, R_i – результаты расчета по методике [3] импеданса каждого зонда при произвольном профиле σ(z) исследуемого образца.

Разработан алгоритм поиска решения, основанный на методе Нелдера – Мида нахождения экстремумов многомерных функций. Соответствующая компьютерная программа минимизирует функционал F относительно профиля σ(z), аппроксимируемого функцией, имеющей заданную форму с некоторым числом P определяемых параметров α_j. Искомый профиль может быть как непрерывным, так и кусочно-однородным. Программа осуществляет итерационный спуск к минимальному значению функции $F(\alpha_1, \alpha_2 \ldots \alpha_P)$.

Результаты моделирования. Цель выполненного моделирования заключалась в том, чтобы определить точность предложенного метода относительно параметров восстанавливаемых профилей различного типа. На первом этапе рассматривался профиль σ(z), заданный функцией (1) при z_0=0 и σ_0=0,05 (Ом·см)$^{-1}$. Параметры σ_m и d подлежали определению. Экспериментальные данные моделировались с учетом погрешности измерений, заданной случайными числами с гауссовским распределением вероятности, нулевым средним и стандартным отклонением $\sigma_R=\sigma_X$=1 Ом. Относительная погрешность восстановления искомых параметров характеризовалась величиной $\delta = \sigma^{\alpha} / \overline{\alpha}$, где $\overline{\alpha}$ и σ^{α} – средняя величина и стандартное отклонение для каждого параметра.

Пример расчета погрешности δ для измерительной системы, представленной одним зондом, показан на рис. 2, *а* (значения δ для параметров σ_m и d оказались приблизительно одинаковыми). Расчеты выполнены при f=90 ГГц, D=10 мкм, h=100 нм. Можно видеть, что приемлемое качество восстановления δ<0,1 достигается при σ_m<10 (Ом·см)$^{-1}$, 80 нм<d<600 нм. Диагностические возможности могут быть расширены за счет применения многокомпонентных (N>1) систем зондирования. Полученные при помощи таких систем результаты представлены на рис. 2, *б*. Параметры зондов (N=1; 2; 3): f=90 ГГц, $D_{1\text{-}3}$=5; 10; 15 мкм, $h_{1\text{-}3}$=100; 150; 200 нм. Можно видеть, что система из двух зондов решает поставленную задачу с точностью выше 0,15 в диапазоне толщин 10 нм<d<1 мкм. Добавление в систему третьего зонда повышает точность до δ<0,1.

Системы из двух и более компонент оказываются эффективными при восстановлении сложных многопараметрических профилей σ(z). Пример для трехпараметрического профиля (1) (z_0=50 нм, d=10 нм, σ_m=10 (Ом·см)$^{-1}$) представлен на рис. 3, *а* для случаев N=2, 3, 4. При N=4 в систему включен дополнительный зонд с параметрами D_0=3 мкм, h_0=80 мкм. Из приведенного примера видно возрастающее качество восстановления исходного профиля σ(z) с увеличением количества зондов N. В технологических процессах возможны ситуации, когда затруднителен выбор формы восстанавливаемого профиля. Естественно, что ошибка в выборе аппроксимирующей функции ухудшает качество восстановления. Соответствующий пример представлен на рис. 3, *б*, где исходная функция σ(z) имела форму (1), а решение обратной задачи находилось в виде ступенчатой функции. Измерительная система состояла из 4 зондов с указанными выше параметрами. Несмотря на столь существенные расхождения в формах, параметры профиля z_0, d, σ_m оказались определенными с приемлемой точностью.

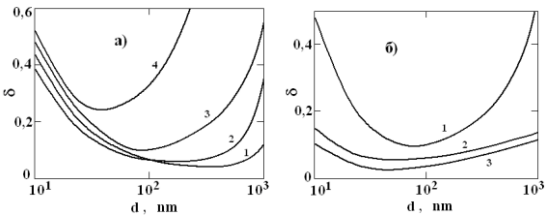


Рис. 2. Погрешность восстановления параметров σ_m, d в зависимости от толщины проводящей пленки. *а* – Измерения одним зондом. Кривые *1–4* соответствуют σ_m=2; 10; 20; 50 (Ом·см)$^{-1}$. *б* – Измерения системой зондов при σ_m=20 (Ом·см)$^{-1}$. Кривая *1* – один зонд $D=D_2$, $h=h_2$; *2* – два зонда $D=D_{1,3}$, $h=h_{1,3}$; *3* – три зонда $D=D_{1\text{-}3}$, $h=h_{1\text{-}3}$

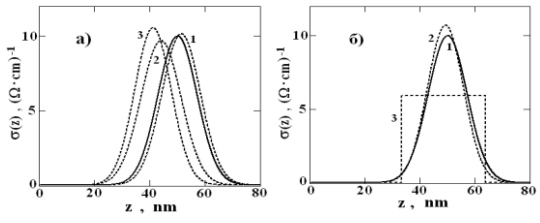


Рис. 3. Восстановление трехпараметрического профиля σ(z). *а* – Исходный (сплошная линия) и восстановленный (штриховые линии) профили в форме (1). Кривые *1–3* соответствуют: *1* – N=4, $D=D_{0\text{-}3}$, $h=h_{0\text{-}3}$; *2* – N=3, $D=D_{1\text{-}3}$, $h=h_{1\text{-}3}$; *3* – N=2, $D=D_{1,2}$, $h=h_{1,2}$. *б* – Кривая *1* – исходный профиль, заданный функцией (1); *2* – восстановленный профиль в форме (1); *3* – восстановленный профиль в форме ступенчатой функции

Выводы. Продемонстрирована возможность восстановления профиля концентрации свободных носителей в полупроводниках по данным измерений БПМ. Точность восстановления составляет 10–15%, если искомый профиль может быть аппроксимирован функцией с 2–3 определяемыми параметрами. БПМ миллиметрового диапазона позволяет тестировать планарные структуры с пространственными масштабами 10–100 нм.

Работа поддержана грантами РФФИ и программы ОФН РАН «Современные проблемы радиофизики».

1. *E. Ishida, S.B. Felch*, J. Vac. Sci. Technol. B. V. 14, 397 (1996).

2. *J.F. Power*, Rev. Sci. Instrum. V. 73, 4057 (2002).

3. *A.N. Reznik, N.V. Yurasova*, J. Appl. Phys. V. 98, 114701 (2005).

Особенности динамики сегнетоэлектрических доменов в кристаллах ниобата бария-стронция в поле сканирующего зондового микроскопа

Л.В. Симагина[1], Р.В. Гайнутдинов[1], Т.Р. Волк[1], О.А. Лысова[1], А.Л. Толстихина[1], Л.И. Ивлева[2]

[1]Институт кристаллографии РАН, Ленинский пр., 59, Москва.
[2]Институт общей физики РАН, ул. Вавилова, 38, Москва.
email: lsimagina@gmail.com

Изучение специфики записи и динамики сегнетоэлектрических доменов методом сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) в кристаллах ниобата бария-стронция $Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$ (SBN-x), принадлежащих к классу релаксорных сегнетоэлектриков, представляется интересным как с позиций развития практических применений этих материалов (в частности, для создания регулярных микродоменных структур для целей нелинейной оптики), так и с точки зрения характеризации сегнетоэлектрических свойств релаксоров на субмикроскопическом уровне. Привлекательность СЗМ для этих целей обусловлена принципиальной возможностью контролируемой записи и исследования доменных структур в наноскопическом масштабе. Выбор кристаллов SBN в качестве объекта для изучения релаксорных систем обусловлен в первую очередь возможностью варьирования свойств кристаллов при изменении их химического состава. Кроме того, благодаря сравнительно низким коэрцитивным полям ($E_c \sim 10^3$ В/см) этот материал позволяет использовать стандартные СЗМ-потенциалы для записи доменов [1].

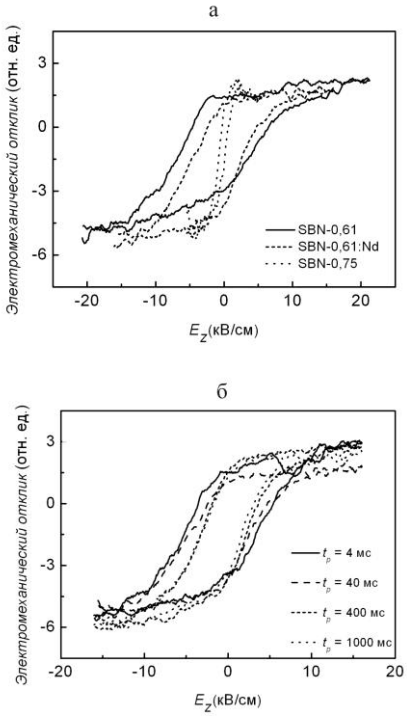


Рис. 1. Локальные петли пьезоэлектрического гистерезиса, измеренные в кристаллах SBN разного состава при t_p = 40 мс (*а*) и в кристалле SBN-0.61:Nd при разных значениях t_p (*б*)

В настоящей работе представлены результаты по измерению локальных петель пьезоэлектрического гистерезиса для кристаллов SBN разного состава, проведена запись микродоменов и получены ее кинетические характеристики.

В работе исследовались кристаллы твердых растворов конгруэнтного состава SBN-0.61, SBN-0.61:0.25 % вес. Nd_2O_3 (SBN-0.61:Nd) и кристаллы SBN-0.75, выращенные модифицированным методом Степанова. Характеризация сегнетоэлектрических свойств на наноуровне проведена в исходно полидоменных кристаллах в режиме микроскопии пьезоэлектрического отклика СЗМ. Локальная переполяризация образцов осуществлялась при приложении постоянного напряжения с заданной амплитудой U_{DC} и длительностью экспозиции t_p между острием СЗМ-зонда и электродом нижней поверхности. Измерения петель гистерезиса проводились импульсным методом путем приложения цуга импульсов напряжения в заданной точке образца, при этом для разных циклов измерения петель варьировалась длительность импульсов напряжения t_p (от 4 до 1000 мс), постоянная для данного цикла.

Развитие контролируемой записи микродоменов с использованием СЗМ для реализации многих практических целей и исследования механизма сегнетоэлектрических процессов в нетривиальных условиях требует изучения сегнетоэлектрического переключения под полем, создаваемым острием зонда. В связи с этим нами были измерены локальные петли пьезоэлектрического гистерезиса. По данным полученных петель гистерезиса была произведена оценка коэрцитивных полей E_c и полей смещения E_b для кристаллов SBN. Расчет значений нормальной компоненты поля E_z под острием зонда проводился согласно подходу, основанному на использовании распределения электрического потенциала в полубесконечном анизотропном диэлектрике под полем внешнего точечного заряда [2]. Полученные значения E_c и E_b зависят от состава исследуемых кристаллов. В согласии с данными макроскопических измеренийнаибольшие величины E_c и E_b наблюдаются в SBN-0.61, несколько снижаются в SBN-0,61:Nd и резко падают в SBN-0.75 (рис 1, *а*), что коррелирует с зависимостью температуры фазового перехода от состава кристаллов SBN. При сопоставлении петель гистерезиса, измеренных при разных условиях, для всех кристаллов выявлено закономерное уменьшение значений поля E_c с увеличением t_p (рис. 1, *б*). Кроме того, при повторном

полевом циклировании в данной точке наблюдалось уменьшение амплитуды сигнала, т.е. переключаемой поляризации. Низкочастотная дисперсия E_c и деградация петель гистерезиса при повторном циклировании согласуются с результатами макроскопических измерений в SBN и других релаксорных сегнетоэлектриках и качественно объясняются процессами пиннинга доменов, обусловленного наличием неоднородно распределенного случайного поля в объеме релаксорного сегнетоэлектрика.

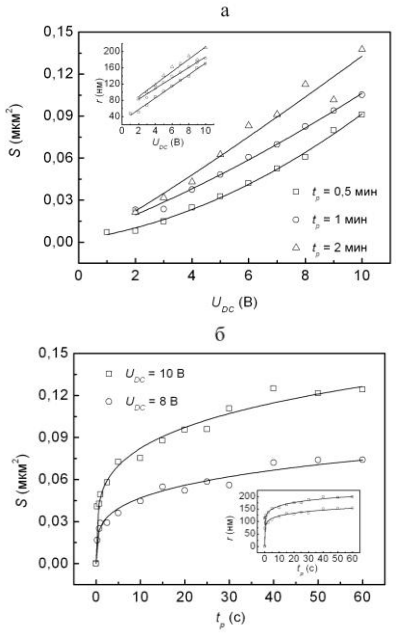


Рис. 2. *а* – Зависимость площади точечных доменов от амплитуды прикладываемого напряжения при разных длительностях экспозиции для SBN-0.61:Nd. *б* – Зависимость площади точечных доменов от длительности экспозиции при разных значениях амплитуды поля для SBN-0.61:Nd. На вставках к *а* и *б* – соответствующие зависимости радиуса доменов

При изучении кинетики записи точечных доменов в кристаллах SBN наблюдался рост создаваемых доменов с увеличением U_{DC} при постоянной экспозиции t_p, а также с увеличением t_p при постоянной амплитуде U_{DC}. В используемом нами диапазоне напряжений в кристаллах SBN разного состава зависимость площади доменов S от U_{DC} аппроксимируется суперлинейной функцией, а зависимости радиуса домена r и средней скорости бокового движения доменной стенки V_{DW} от U_{DC} подчиняются линейному закону (рис. 2, *а*). Кривые зависимости S от t_p медленно выходят на насыщенное значение, зависящее от величины приложенного напряжения, и с хорошим приближением аппроксимируются степенной функцией (рис. 2, *б*). Из кривых $r(t_p)$ были рассчитаны зависимости V_{DW} от расстояния от острия зонда R (рис. 3). В соответствии с кривыми $V_{DW}(R)$ наблюдается существенное замедление движения доменной стенки при значениях R_{crit}, при которых согласно оценкам радиального распределения $E_z(R)$ поля становятся близкими к E_c. Показано также, что движение доменной стенки продолжается в полях, на два порядка меньше E_c. Такое поведение доменной стенки отражает специфику динамики доменов в релаксорах, поскольку в традиционных сегнетоэлектриках при $E < E_c$ движение доменной стенки прекращается. Медленное боковое движение доменной стенки в SBN в полях, меньших E_c, коррелирует с наблюдаемыми макроскопическими методами медленными термоактивационными процессами поляризации SBN при приложении полей $E << E_c$ [3].

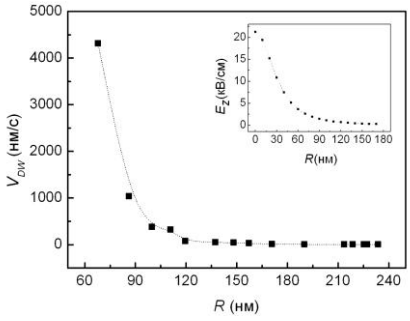


Рис. 3. Зависимость средней скорости бокового движения доменной стенки от расстояния от острия зонда вдоль поверхности при U_{DC}=10 В для SBN-0.61. На вставке – радиальное распределение E_z

Таким образом, по результатам проведенного исследования сегнетоэлектрического переключения кристаллов SBN разного состава методом СЗМ обнаружены особенности сегнетоэлектрических процессов, происходящих на наноскопическом уровне и находящихся в хорошем согласии с процессами переключения, наблюдаемыми макроскопическими методами. Наблюдаемые аномалии находят качественное объяснение с точки зрения особенностей релаксорной природы изучаемых кристаллов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 09-02-00969-а и 11-02-00888-а).

1. *Volk, T.R.* Ferroelectric microdomains and microdomain arrays recorded in strontium–barium niobate crystals in the field of atomic force microscope / Tatiana R. Volk, Liliya V. Simagina, Radmir V. Gainutdinov, Alla L. Tolstikhina, Lyudmila I. Ivleva // J. Appl. Phys. 2010. V. 108. P. 042010-1 - 042010-8.

2. *Rosenman, G.* Submicron ferroelectric domain structures tailored by high-voltage scanning probe microscopy / G. Rosenman, P. Urenski, A. Argonin, Y. Rosenwaks // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82, № 1. P. 103-105.

3. *Гладкий, В.В.* Особенности кинетики поляризации релаксорного сегнетоэлектрика / В.В. Гладкий, В.А. Кириков, Т.Р. Волк, Л.И. Ивлева // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. С. 678-687.

Эффекты временных и пространственных корреляций тепловых полей поверхности в спектре адсорбированных частиц

Е.А. Собакинская, И.А. Дорофеев, В.Л. Вакс

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: katja@ipm-sci.nnov.ru

Введение. Одним из основных факторов, определяющих течение процессов адсорбции, десорбции, химических реакций на поверхности, являются каналы релаксации возбужденных состояний. Наиболее полно изучены в литературе каналы релаксации колебательного возбуждения молекул, адсорбированных на поверхности металла. Основными путями релаксации являются возбуждение электронно-дырочных пар и фононов поверхности (см, например, [1]). Релаксация вращательного возбуждения адсорбата, которое имеет место быть, например, в случае физической адсорбции или временного захвата молекулы поверхностью, изучена мало. Очевидно, что из-за малости вращательного кванта такие каналы релаксации, как возбуждение электронно-дырочных пар и фононных колебаний, будут малоэффективны. Эффективным каналом может стать взаимодействие с термостимулированными флуктуационными полями твердых тел (ФПТ). В работе [2] было показано, что для молекулы с дипольным моментом ~1D, находящейся на расстоянии нескольких ангстрем от поверхности металла, время релаксации, определяемое ФПТ, составляет порядка 10^{-7} с, что является существенным, например, для низких плотностей напыления частиц. Необходимо отметить, что спецификой ФПТ является зависимость их корреляционных характеристик от пространственной координаты, что должно учитываться в случае взаимодействия с многоатомными молекулами. Поэтому в данной работе проведено исследование влияния ФПТ на вращательный спектр и динамику поведения молекул с учетом как временных, так и пространственных корреляционных характеристик ФПТ. Так же проведено сравнение полученных результатов с работой [2], где эффекты ФПТ изучались в приближении точечного взаимодействия.

Модель взаимодействия. В качестве квантовой системы рассмотрена простейшая модель плоского ротатора – гетероядерная двухатомная молекула, вращающаяся над поверхностью в плоскости *xy* на расстоянии *h* (рис. 1).

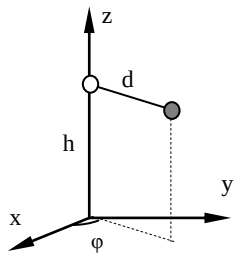


Рис. 1. Геометрия задачи: гетероядерная молекула длиной *d* находится над поверхностью на расстоянии *h*

В рамках модели Друде в микроволновом диапазоне для компонент ФПТ имеем следующие функции корреляции:

$$E_{xx}(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\omega)\approx\frac{\pi u_0\varepsilon''(\omega)}{|\varepsilon(\omega)+1|^2}\left\{\frac{2-\left[d^2/4h^2\right]1+3\cos(2\varphi)}{k_0^3 8h^3\left[1+d^2/4h^2\right]^{5/2}}\right\},$$

$$E_{yy}(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\omega)\approx\frac{\pi u_0\varepsilon''(\omega)}{|\varepsilon(\omega)+1|^2}\left\{\frac{2-\left[d^2/4h^2\right]1-3\cos(2\varphi)}{k_0^3 8h^3\left[1+d^2/4h^2\right]^{5/2}}\right\},$$

$$E_{xy}(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\omega)\approx\frac{\pi u_0\varepsilon''(\omega)}{|\varepsilon(\omega)+1|^2}\left\{\frac{3\left[d^2/4h^2\right]\sin(2\varphi)}{k_0^3 8h^3\left[1+d^2/4h^2\right]^{5/2}}\right\}. \quad (1)$$

Гамильтониан системы записывается в виде

$$H=\sum_k\frac{1}{2m_k}(\vec{p}_k-\frac{e_k}{c}\vec{A}(k))^2, \quad (2)$$

где e_k, m_k и $\vec{p}(k)$ – заряд, масса и канонический импульс *k*-й частицы, а $\vec{A}(k)$ – вектор-потенциал в месте нахождения *k*-й частицы. Для вектора-потенциала можем записать

$$\vec{A}(k)=\vec{A}_0(k)+\vec{A}_\sim(k), \quad (3)$$

где $\vec{A}_0(k)$ – вектор-потенциал регулярного гармонического поля, $\vec{A}_\sim(k)$ – вектор-потенциал ФТП.

Выберем калибровку потенциалов $\operatorname{div}\vec{A}(k)=0$, тогда $\vec{p}(k)$ коммутирует с $\vec{A}(k)$. Раскрывая скобки в гамильтониане (2), с учетом (3) получаем

$$H=H_0-\vec{d}\vec{E}_0-\sum_k\frac{e_k}{2m_k}\vec{p}_k\vec{A}_\sim(k), \quad (4)$$

где H_0 – гамильтониан квантовой системы.

Для расчета взаимодействия использовался метод, предложенный в работе [3] и справедливый для слабонемарковских процессов, удовлетворяющих условию $\gamma>>\omega_0$, где γ – ширина полосы поля, а ω_0 – характерная частота квантовой системы. (Данное условие хорошо выполняется в микроволновой области, так как $\gamma\sim10^{13}$ с$^{-1}$, а частоты вращательных переходов лежат в диапазоне 10–3000 ГГц.)

Результаты. В результате проведенных расчетов получено:

– для временного интервала $t\le\tau$, где τ – время корреляции ФПТ, динамика поведения разности населенностей и макроскопической поляризации определяется экспоненциальным законом $\exp(-t/\tau)$, что фактически эквивалентно действию изотропного белого шума. Характерное время

эволюции поляризации в два раза больше времени эволюции разности населенности и зависит от параметров квантовой системы (зарядов и масс частиц, квантовых чисел энергетических уровней, расстояния между ядрами и до поверхности) и шумового поля (время корреляции, температура, проводимость);

– динамика на временах $t \gg \tau$, определяется законом $\exp(-kt^3)$, где характерное время эволюции поляризации также в два раза больше времени эволюции разности населенности и зависит от параметров квантовой системы и ФПТ;

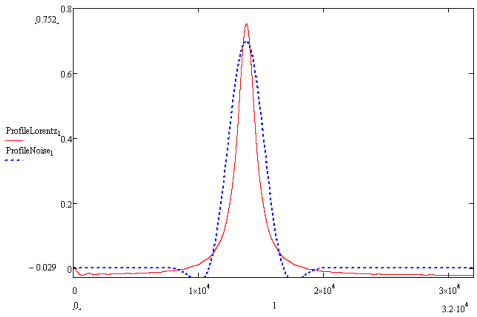


Рис. 2. Сравнение профилей линии поглощения: сплошная кривая – лоренцевский профиль, пунктирная кривая – профиль плоского ротатора, находящегося под действием ФПТ

– в отличие от модели локального взаимодействия, где профиль линии поглощения квантовой системы является лоренцевским с небольшой асимметрией, в данной задаче профиль остается строго симметричным и по форме близок к гауссовому (рис. 2).

Заключение. В работе исследовано влияния ФПТ на вращательный спектр и динамику поведения молекул с учетом временных и пространственных корреляционных характеристик ФПТ.

Показано, что учет пространственных корреляций ФПТ приводит к существенному изменению профиля и параметров линии поглощения по сравнению с моделью «локального» взаимодействия. При этом очевидно, что форма профиля будет целиком определяться типом молекулярного движения, с которым взаимодействует ФПТ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 10-08-01124-а, программы ОФН РАН «Фундаментальная оптическая спектроскопия и ее приложения», проект «Исследование взаимодействия стохастических полей различной природы с квантовыми системами», TeraDec 5281.

1. *Tully J.C.* Chemical dynamics at metal surfaces // Annu. Rev. Phys. Chem. 2000. V. 51. P.152-178.

2. *Собакинская Е.А.* Спектр поглощения и динамика поведения адсорбированной молекулы, находящейся под действием тепловых полей поверхности / *Е.А. Собакинская, А.Л. Панкратов, И.А. Дорофеев, В.Л. Вакс* // Труды XIV Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 15-19 марта 2010 года. Нижний Новгород, 2010. Т. 2. С. 577-578.

3. *Fox R.F.* Stochastic theory of line shape and relaxation / *R.F. Fox K. Faid* // Phys. Rev. A. 1986. V. 34, № 5. P. 4286-4302.

Исследование сегнетоэлектрических кристаллов TGS с примесями внедрения и замещения методом СЗМ

А.Л. Толстихина, Н.В. Белугина, Р.В. Гайнутдинов, Е.М. Ломакова, В.В. Долбинина

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Ленинский просп. 59, Москва.
e-mail: alla@mns.crys.ras.ru

Сегнетоэлектрические кристаллы триглицинсульфата (TGS) используются в качестве тест-объекта для проверки феноменологических и микроскопических теорий сегнетоэлектричества и изготовления пироприемников излучения. Пироэлектрические характеристики TGS значительно улучшаются при легировании его L, α-аланином и мышьяковой или фосфорной кислотой, а также при дейтерировании. Методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) проведено сравнительное исследование морфологии поверхности и доменной структуры «чистых» кристаллов TGS и примесных кристаллов DTGS, LADTGS+ADP и TGS+Cr, выращенных в ИК РАН. Подготовку и исследование поверхности свежего скола (010) кристаллов проводили в условиях чистой зоны «TRACKPORE ROOM-05» при относительной влажности 35% и температуре 24 °C на микроскопе Ntegra prima. Кристаллическая решетка TGS является моноклинной; в парафазе точечный вид симметрии 2/*m*, в сегнетоэлектрической фазе 2. Кристаллы обладают совершенной спайностью по направлению [010]; параметры элементарной ячейки *a*=0,915 нм, *b*=1,269 нм, *c*=0,573 нм, β=105°40′. С помощью рентгеноструктурного анализа были измерены параметры моноклинной элементарной ячейки образцов кристаллов с примесями. Согласно нашим данным, введение примеси изменяет параметры кристаллической решетки только в третьем знаке после запятой.

В прерывисто-контактном режиме АСМ был изучен нанорельеф идеально гладкой поверхности естественного скола (010) кристаллов, а в режиме пьезоотклика – доменная структура на микроуровне. На рис. 1 приведены характерные изображения монодоменных участков поверхности кристаллов DTGS, LADTGS+ADP и TGS+Cr одного и того же размера 5×5 мкм. Видны двумерные округлые выступы субмикронных латеральных размеров – повторяющиеся детали нанорельефа как «чистых», так и дефектных кристаллов. Высота их одинакова и равна 0,63 нм в пределах чувствительности метода АСМ, что следует из соответствующих профилей сечения поверхности. Эта высота совпадает с половиной параметра элементарной ячейки (½*b*), определенной рентгеноструктурным методом. Результаты измерений высоты выступов методом АСМ согласуются с результатами рентгеноструктурного анализа для «чистых» и дефектных кристаллов по параметру *b* с точностью до второго знака после запятой. Получается, что по высоте выступ как раз соответствует размеру одной молекулы в направлении, перпендикулярном плоскости спайности, то есть выступы представляют собой мономолекулярные слои.

Подчеркнем, что подготовку поверхности и ее изучение проводили в идентичных условиях, меняли только примесный состав образцов. Сравнение АСМ-изображений (рис. 1) показывает, что при сохранении постоянной величины высоты выступов на зеркальной поверхности скола их средние латеральные размеры изменяются. Парадоксально, но факт, что незначительные изменения параметров кристаллической решетки (третий знак после запятой) становятся ощутимо заметными на субмикроскопическом уровне на поверхности зеркального скола. Плоскость спайности (010) характеризуется наибольшей ретикулярной плотностью атомов. По этим плотноупакованным плоскостям происходит раскалывание кристалла; ими же ограничены наблюдаемые выступы (или впадины). Именно эти плоскости наиболее информативны с точки зрения представления объемной структуры кристалла, в том числе и кристаллов с примесями. Поэтому из данных по нанорельефу поверхности скола можно извлечь информацию о степени дефектности макрообъема.

Для выяснения связи степени дефектности кристалла с количеством и латеральными размерами выступов была проведена статистическая обработка топографических изображений. Высота нано- и микрорельефа поверхности скола определялась по гистограмме распределения высот как разность средних значений для максимумов пиков, соответствующих уровню основной поверхности и уровню поверхности выступов (рис. 2). В результате установлена корреляция между степенью дефектности структуры кристаллов в объеме и поверхностным нанорельефом на субмикроскопическом уровне (таблица).

Таблица

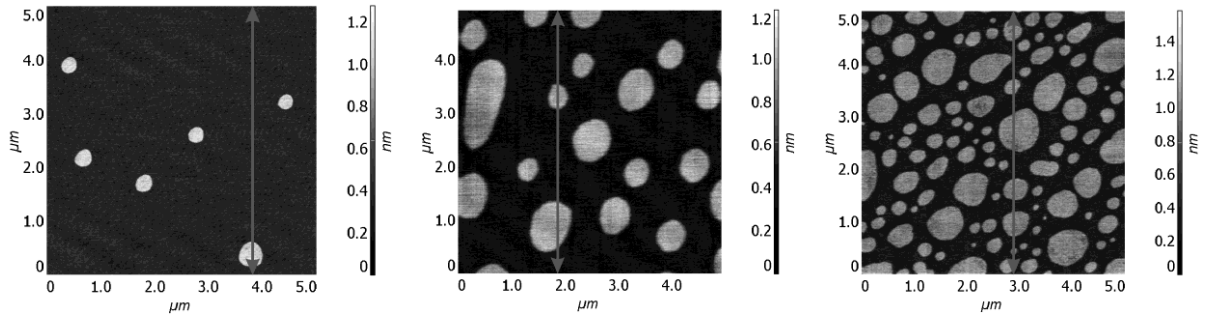
Характерные параметры нанорельефа (латеральные размеры выступов на поверхности скола высотой ~½ *b*) естественного скола исследуемых кристаллов TGS (1), DTGS (2), LADTGS+ADP (3),TGS+Cr (4)

Параметры нанорельефа	1	2	3	4
Ds max, нм	450	1500	2500	2000
Ds min, нм	200	200; 1072*	354; 653*	109; 424*
Σ*S* /*S* total,%	5	13	20	17,7

На рис. 3 приведены изображения доменной структуры кристаллов. «Чистые» кристаллы TGS обладают характерной для них полосчатой доменной структурой, кристаллы LADTGS+ADP полностью монодоменные, а в DTGS и TGS+Cr присут-

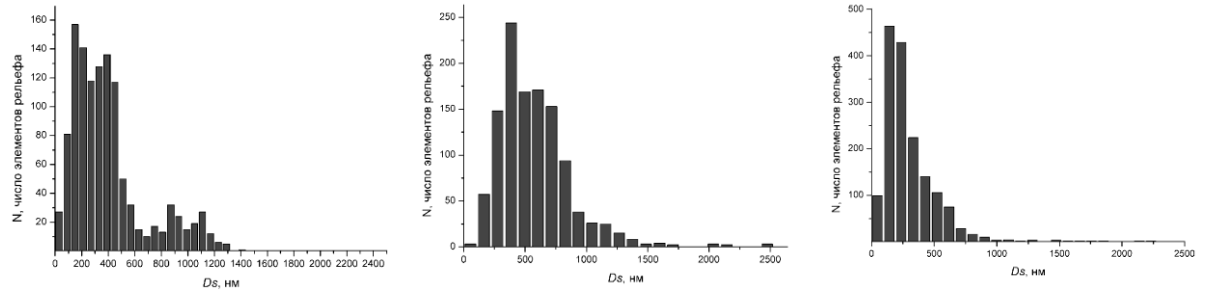
ствует небольшая доля линзовидных микродоменов, не различимых на оптическом уровне.

Итак, в работе показано, что состояние нанорельефа поверхности естественного скола (010) отражает степень совершенства структуры примесных сегнетоэлектрических кристаллов TGS в объеме. Разработан способ оценки совершенства и степени дефектности структуры кристаллов, основанный на количественном анализе метрических параметров нанорельефа поверхности скола. Способ может быть полезен для экспресс-анализа кристаллов семейства TGS, выращенных со специально введенными примесями. Важным результатом изучения этих образцов является подтверждение независимым методом (рентгеноструктурный анализ) обоснованности использования кристаллов TGS в качестве эталонных структур для калибровки пьезосканера атомно-силового микроскопа по высоте в субнанометровом диапазоне размеров и распространение этого способа на кристаллы с примесями. В качестве эталонных структур для калибровки в АСМ можно уверенно использовать не только «чистые» кристаллы, но и кристаллы с примесями.



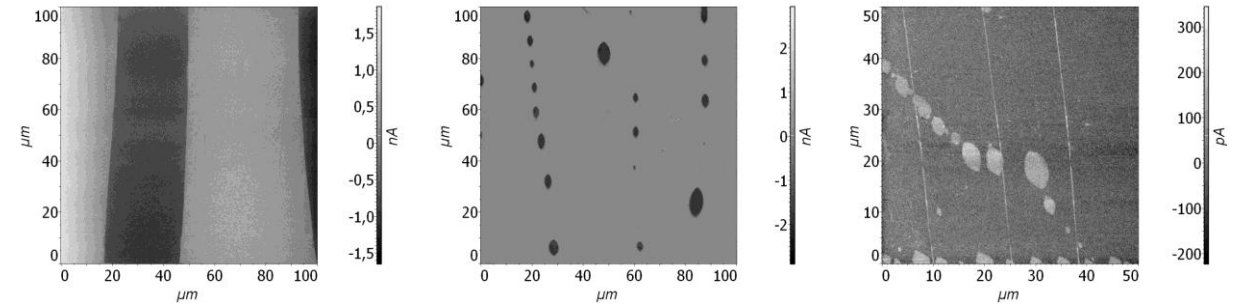
а *б* *в*

Рис. 1. Топографические изображения поверхности кристаллов DTGS (*а*), LADTGS+ADP (*б*) и TGS+Cr (*в*)



а *б* *в*

Рис. 2. Гистограммы распределения параметров *Ds* округлых выступов на поверхности кристаллов DTGS (*а*), LADTGS+ADP (*б*) и TGS+Cr (*в*)



а *б* *в*

Рис. 3. Изображения доменной структуры в режиме пьезоотклика TGS (*а*), DTGS (*б*) и TGS+Cr (*в*)

Применение микроскопа атомных сил для исследования наноструктуры металлов и сплавов, подвергнутых механическим и термическим воздействиям

П.Г. Ульянов[1], А.М. Добротворский[1,2], Д.Ю. Усачёв[1], К.И. Борыгина[1], В.К. Адамчук[1]

[1] Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7-9, Санкт-Петербург.
[2] ЗАО НПО «Ленкор», ул. Заозерная, 1, Санкт-Петербург.
e-mail: pavel.ulyanov@gmail.com

Важнейшим направлений современной наноинженерии является создание материалов с высокими прочностными характеристиками. Одним из первых упроченных внешним воздействием сплавов является дюральалюминий, прочность которого в несколько раз выше, чем прочность чистого алюминия [1]. В сплавах повышение механической прочности обычно достигается за счет контроля величины размера зёрен и их формы [2] и введения в зёрна препятствий, которые ограничивают движение дефектов, в том числе дислокаций и микротрещин. Например, использование метода интенсивной пластической деформации [3] позволяет существенно уменьшить размер зёрен алюминия, что приводит к возрастанию прочностных свойств. Также большую роль играют размеры и физико-химические свойства межзёренных границ. Для сталей высокого качества размеры межзёренных границ составляют несколько нанометров и увеличиваются в процессе эксплуатации.

Связь между размером зерна и прочностью сплава достаточно точно описывается законом Холла – Петча:

$$\sigma_y = \sigma_i + kd^{-1/2},$$

где σ_y – предел текучести, σ_i – напряжение, связанное с сопротивлением кристаллической решетки движению дислокаций, k – константа, характеризующая материал, d – средний диаметр зерна. Однако как только размеры зёрен стали или сплава становятся ниже критического (~10 нм), прочность материала может существенно уменьшиться, поскольку доля границ зёрен становится высокой, а зёрна настолько малы, что могут легко перемещаться относительно друг друга.

Самый общий анализ приведённого соотношения говорит о том, что микроструктура сплавов определяет их прочность. Мельчайшие изменения субструктуры стали в процессе эксплуатации оборудования приводят к значительному изменению механических свойств конструкционных сталей [4], что вызывает их разрушение и серьёзные аварии [5].

Данная работа направлена на изучение изменений субструктуры сталей и сплавов на наноуровне, возникших как в процессе эксплуатации оборудования, так и в процессе специальных воздействий. Это является очень важной задачей, решение которой позволит значительно улучшить механические свойства имеющихся материалов и создать принципиально новые.

Микроструктура сплавов обычно диагностируется с помощью оптической металлографии, которая позволяет изучать объекты с размерами в несколько микрон. Использование методов атомно-силовой микроскопии расширяет объём получаемой информации, анализ которой даёт возможность контролировать качество стали на более высоком уровне. Например, использование контактных методик позволяет увидеть трёхмерную структуру огранки поверхности зерен (рис. 1), обусловленную строением кристаллической решетки феррита, и определить локальные механические свойства отдельных фаз, а исследование межзёренной границы, проведённое в данной работе, показывает изменение её структуры при воздействии экстремальных температур.

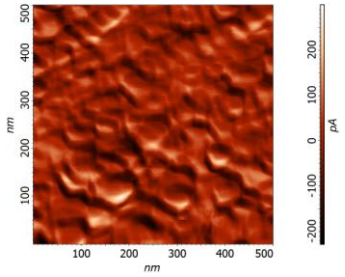


Рис. 1. АСМ-изображение структуры огранки поверхности зерен стали 09Г2С

Работа была выполнена в рамках реализации проекта по созданию высокотехнологичного производства (шифр 2010-218-01), Г.К. № 02.740.11.5171, РФФИ № 10-08-00580.

1. *Wilm A.* Physikalisch-metallurgische Untersuchungen über magnesiumhaltige Aluminiumlegierungen // Metallurgie, Bd 8, N 7, 225-27, 1911

2. *Hertzberg, R.W.* Deformation and Fracture Mechanics of Engineering Materials. 4th ed. New York : John Wiley and Sons Inc., 1996.

3. *Valiev R.Z., Islamgaliev R.K. and Alexandrov I.V.* Bulk Nanostructured Materials from Severe Plastic Deformation, Prog. Mater. Sci. 45, 103-189 (2000).

4. *Ulyanov P.G., Usachev D.U., Luzin D.V.* AFM investigations of the constructive materials under extreme temperature and mechanical influence // The second international competition of scientific papers in nanotechnology for young researchers : Abstracts. Moscow : «Rusnanotech'09», 2009. P. 262-264.

5. *Добротворский А.М., Соколов В.Л., Ульянов П.Г. и др*. О совершенствовании инструментальных средств диагностики состояния конструкционных материалов действующего нефтезаводского оборудования // Материалы отраслевого совещания главных механиков нефтеперерабатывающих и нефтехимических предприятий. М. : НТЦ при Совете главных механиков, 2010. С. 117-125.

Электронная структура системы графен/Al(111)

А.В. Федоров[1], Д.Ю. Усачев[1], О.Ю. Вилков[1], В.К. Адамчук[1]

[1] Санкт-Петербургский государственный университет, Ульяновская, 3, Петергоф, Санкт-Петербург.
e-mail: a_v_fyodorov_spb@inbox.ru

Обладая уникальными свойствами электронной структуры, графен на сегодняшний день рассматривается как перспективный материал для электроники. Управление параметрами электронной структуры этого материала является одной из задач современной физики твердого тела. Существует ряд методик для модификации свойств графена [1–3], одной из которых является интеркаляция.

В данной работе рассмотрено влияние интеркаляции алюминия на морфологию и электронную структуру в системах графен/Ni(111), графен /Co(0001).

Графен на указанных поверхностях никеля и кобальта формировался методом каталитического крекинга пропилена (CVD) *in situ*. Электронная структура изучалась методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (XPS) и спектроскопии поглощения рентгеновского излучения вблизи порога ионизации (NEXAFS) в режиме полного квантового выхода. Морфология поверхности изучалась методом дифракции медленных электронов (LEED). Весь эксперимент проходил в условиях сверхвысокого вакуума с использованием оборудования с источником синхротронного излучения BESSY 2, Berlin.

Картина ДМЭ поверхности графен/Al(111) на поверхностях обоих металлов является характерной для структуры 2×2. Структура алюминия в данной плоскости характеризуется межатомным расстоянием 2.863 Å, что близко к значению для золота, интеркалированного под графен (2.80 Å). В теоретической работе [4] показано, что при повороте структуры золота относительно подложки и графена на угол 30° образуется структура 2×2 относительно графена. Однако было показано, что для золота характерной является структура 9×9. Это позволяет сделать вывод о том, что в отличие от золота, структура алюминия оказывается повернутой относительно графена.

Осаждение алюминия на поверхность графена приводит к сдвигу линии C1s в сторону больших значений кинетической энергии. При этом происходят значительные изменения формы спектра поглощения в сторону формы спектра графита. Это позволяет сделать вывод о том, что в процессе напыления происходит частичная интеркаляция. Последующий отжиг при температуре порядка 500 °C приводит к большему смещению энергии линии C1s в сторону уровня Ферми. Энергия линии становится близкой к соответствующему значению для графита, однако ширина линии в графите гораздо меньше. Такое поведение линии C1s неизменно при замене никеля на кобальт. Характерной особенностью для никеля является наличие линии, соответствующей карбидной фазе.

Ближняя тонкая структура спектров поглощения вблизи края для систем графен/Ni(111) и графен/Co(0001) характеризуется наличием дополнительных особенностей по сравнению со спектрами для графита. Для никеля, так же как и в случае РФЭС спектров, наблюдается дополнительная особенность. Общим для обеих систем является расщепление π- и σ-резонансов поглощения. Это связано с тем, что атомы углерода помимо связей между собой образуют связи с атомами металла, что приводит к появлению новых разрыхляющих состояний выше уровня Ферми. Интеркаляция алюминия приводит к уменьшению взаимодействия с подложкой, что отражается в том, что спектр поглощения становится графитоподобным. Таким образом, в результате интеркаляции алюминия получается квазисвободный графен.

1. *Haberer D.* Tunable Band Gap in Hydrogenated Quasi-Free-Standing Graphene/ D. Haberer, D. V. Vyalikh, S. Taioli, B. Dora, M. Farjam, J. Fink, D. Marchenko, T. Pichler, K. Ziegler, S. Simonucci, M. S. Dresselhaus, M. Knupfer, B. Büchner, and A. Grüneis // Nano Letters. 2010. V. 10. P. 3360.

2. *Gruneis A.* Preparation and electronic properties of potassium doped graphite single crystals/ A. Gruneis, C. Attaccalite, A. Rubio, S.L. Molodtsov, D.V. Vyalikh, J.Fink, R. Follath, T. Pichler // Physica Status Solidi B. 2008. V. 245. P. 2072.

3. *Shikin A.M.* Formation of quasi-free grapheme on the Ni(111) surface with intercalated Cu, Ag, and Au layers/ A.M. Shikin, V.K. Adamchuk, H. Rader // Phys. Solid St. 2009. V.51, № 11. P. 2390-2400.

4. *Kang Myung Ho.* Density functional study of the Au-intercalated grapheme/Ni(111) surface / Myung Ho Kang, Sung Chul Jung, Jae Whan Park //Phys. Rev. B. 2010. V. 82. P. 085409.

Сканирующая туннельная микроскопия и спектроскопия атомных цепочек In на поверхности Si(001)

Н.И. Федотов, О.Ю. Сергеева, А.Б. Одобеско, С.В. Зайцев-Зотов

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва.
e-mail: nfedotov89@mail.ru

Межэлектронное взаимодействие и корреляционные эффекты определяют физические свойства одномерных (1D) электронных систем и их отличие от свойств обычных трехмерных металлов. Так, например, в 1D-электронных системах электрон-электронное взаимодействие приводит к появлению коллективных бозонных и исчезновению одночастичных возбуждений, а также к появлению спин-зарядового разделения [1]. Традиционными объектами исследования эффектов одномерности являются краевые токи в квантовом эффекте Холла (хиральная жидкость Латтинджера), а также разнообразные полупроводниковые структуры с вырожденным электронным газом, т.е. системы с малой концентрацией электронов и с поперечными размерами много больше межатомных расстояний. В то же время современные технологии позволяют получать одномерные структуры минимальных поперечных размеров – одноатомные цепочки на поверхности твердых тел. Такие поверхностные атомные цепочечные структуры отличаются большим разнообразием параметров из-за возможности изменения материала подложки, ориентации поверхности и выбора напыляемого материала и, следовательно, являются весьма перспективными объектами исследований физики одномерных систем. К настоящему времени накоплена богатая информация по технологии изготовления и физическим свойствам цепочечных структур, состоящих из упорядоченных систем цепочек [2], однако практически отсутствуют результаты исследований электрофизических свойств и энергетической структуры одиночных атомных цепочек, которые, на наш взгляд, заслуживают отдельного внимания, однако много сложнее для экспериментального изучения. Так, для изучения энергетической структуры и транспортных свойств одиночных атомных цепочек необходимо разработать методы создания контактов к ним, а также технологию приготовления цепочек существенно большей длины, чем обычно получающиеся 10–20 нм. В настоящей работе мы демонстрируем возможность изготовления одиночных бездефектных одноатомных цепочек длиной более 100 нм, контактов с неопределенностью границы порядка 10 нм, а также приводим результаты изучения энергетической структуры одиночных одноатомных цепочек методом сканирующей туннельной спектроскопии.

Одной из наших задач была разработка методики создания одноатомных бездефектных цепочек максимальной длины. Как оказалось, для решения этой задачи необходимо использование подложек с минимальным числом дефектов. Нами была оптимизирована методика подготовки поверхности Si(001) и подобран температурный режим напыления In. В результате были получены цепочки длиной, достигающей 100 нм, которые существенно длиннее 20 нм цепочек, описанных в литературе. На рис. 1 показано изображение такой бездефектной одноатомной цепочки, полученное при температуре 5 К. Длина цепочки превышает 100 нм и является рекордной. Кроме того, нами были изготовлены Г-образные и Z-образные одноатомные цепочечные структуры.

Методом сканирующей туннельной спектроскопии при температурах 5 К и 78 К была изучена туннельная плотность состояний в зависимости от длины цепочек и расстояния до края цепочки, а также вблизи дефектов. На рис. 2 показана туннельная плотность состояний *(dI/dV)/(I/V)* для подложки (*a*), цепочки (*b*), края цепочки (*c*), измеренная в разных местах. Хотя данные характеризуются заметным разбросом, на цепочках хорошо виден максимум при энергии 1,2–1,3 эВ, отсутствующий на спектрах как поверхности Si(001), так и концов цепочек. Детальные исследования методом сканирующей туннельной спектроскопии показали, что при приближении к концу цепочки этот максимум смещается в область энергии 1,7 эВ (см. рис. 2, *c*). Ранее подобные краевые состояния наблюдались вблизи дефектов в системе цепочек золота на вициальной поверхности кремния Si(553)–Au [3].

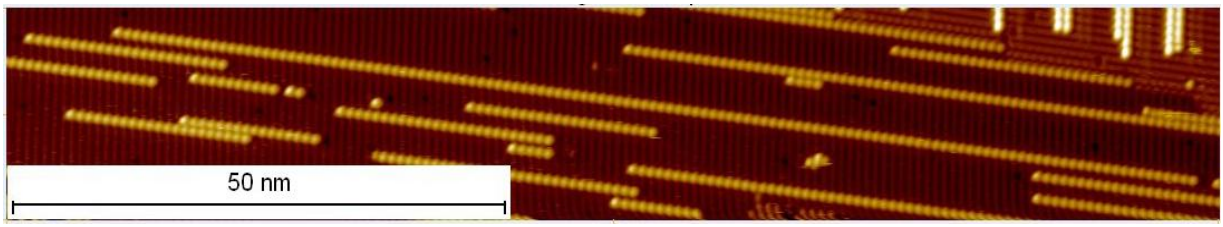


Рис. 1. Цепочки атомов In на поверхности Si(001) T=5 К, V_t=2 В, I_t=100 пА

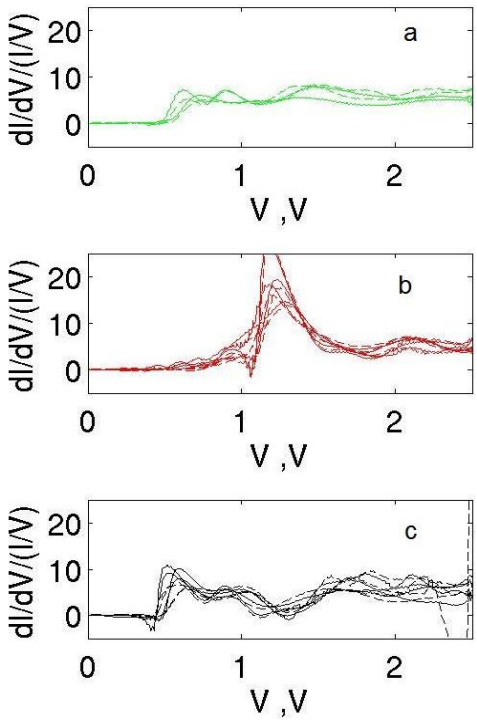


Рис. 2. Туннельная плотность состояний: *a* – Si(001), *b* – моноатомные индиевые цепочки, *c* – концы цепочек. *T*=78 K

Также представляет интерес разработка методики изготовления контактов, которые позволили бы исследовать транспортные свойства таких цепочек. В настоящей работе мы попробовали изготовить контакт, используя в качестве маски иглу СТМ. На рис. 3 показано изображение полученного по этой методике контакта. Видно, что неопределенность границы сравнительно небольшая, порядка 20 нм, что в принципе уже позволяет использовать такие контакты для изучения транспортных свойств проволок длиной порядка 100 нм и более.

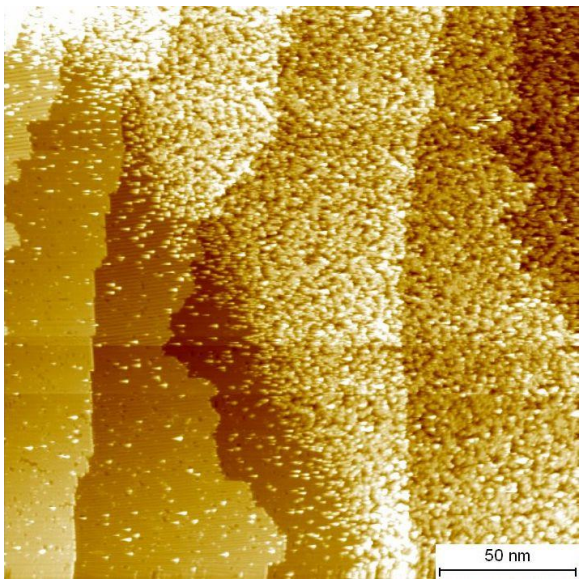


Рис. 3. Граница контакта, полученного напылением In на холодную подложку. В качестве маски использована игла СТМ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и президиума РАН. Исследования проводились в рамках Ассоциированной Европейской лаборатории CNRS-РАН-РФФИ «Физические свойства когерентных электронных состояний в конденсированном веществе» между Институтом Нееля и ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

1. *T. Giamarchi*, Quantum physics in one dimension, – Oxford University Press, New York, 2004.

2. *J. N. Crain, and F. J. Himpsel*, Low-dimensional Electrons at Silicon Surfaces, Appl. Phys. A 82, 431–438 (2006).

3. *J. N. Crain and D. T. Pierce*, Science 307, 703 (2005).

Модификация структуры графена при интеркаляции золота

А.Г. Чикина

Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 3, Петродворец.
e-mail: chikina_alla@bk.ru

В последнее время особый интерес вызывает двумерный кристалл графита (графен) как один из наиболее стабильных нанообъектов, обладающих хорошей проводимостью в классе одноатомных пленок. Его уникальные свойства связаны с особенностями электронной структуры, но контакт с подложкой приводит к модификации электронной структуры и морфологии графена. Так, электронная структура графитового монослоя на поверхности Ni(111) отличается от структуры свободного графена вследствие смешивания π-состояний углерода с d-состояниями никеля. Данная кристаллографическая плоскость интересна тем, что обладает наиболее согласованными с графеном параметрами кристаллической структуры. В данной работе показано, что даже в этом случае происходит увеличение постоянной решётки графена по сравнению со значением, характерным для графита. Интеркаляция атомов благородных металлов позволяет модифицировать исходную структуру, изменяя характер взаимодействия с подложкой, что отражается в электронной структуре и морфологии системы. В настоящей работе показано, что интеркаляция атомов золота приводит к изменению постоянной решетки графена.

Поверхность Ni(111) была сформирована методом высоковакуумного испарения никеля на поверхность монокристалла W(110). Графеновое покрытие было получено в результате крекинга пропилена [1, 2]. Электронная структура системы исследовалась методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и оже-электронной спектроскопии. Особенности морфологии изучались методом дифракции медленных электронов (ДМЭ).

Значение энергии связи C1s линии и форма оже-линий углерода позволили характеризовать систему на каждом этапе исследования.

Методом ДМЭ была проведена оценка значения постоянной решётки графена на поверхности никеля и после интеркаляции. Учитывая связь энергии электрона с волновым вектором и условием формирования картины ДМЭ, можно получить следующее выражение: $a_x/a_{st} = (E_{st}/E_x)^{1/2}$, где a_x – неизвестная постоянная решетки, a_{st} – известная, E_{st}, E_x – энергии электрона, при которых расстояние между соответствующими рефлексами для образца стандарта и исследуемого образца в ДМЭ-изображениях одинаково [3]. В качестве стандарта для измерения была взята постоянная решетки и ДМЭ-изображение Ni(111).

Было получено, что при расположении графена на никеле он испытывает незначительное упругое напряжение, в результате чего происходит увеличение межатомного расстояния по сравнению со значением в графите (2.46 Å) до 2.48 Å. При напылении и последующей интеркаляции золота происходит уменьшение взаимодействия с подложкой, в результате чего происходит уменьшение постоянной решетки графена на 0.5 %. В результате ее значение приближается к значению постоянной решетки графита.

1. *Dedkov Yu. S.* Intercalation of copper underneath a monolayer of graphite on Ni(111) / Yu. S. Dedkov, A. M. Shikin, V. K. Adamchuk, S. L. Molodtsov, C. Laubschat, A. Bauer, and G. Kaindl // Phys. Rev. B 64, 035405 (2001).

2. *Shikin A. M.* Surface intercalation of gold underneath a graphite monolayer on Ni(111) studied by angle-resolved photoemission and high-resolution electron-energy-loss spectroscopy / A. M. Shikin, G. V. Prudnikova, V. K. Adamchuk, F. Moresco, and K.-H. Rieder // Phys. Rev. B 62, 13202 (2000).

3. *Usachov, D. U.* Quasifreestanding single-layer hexagonal boron nitride as a substrate for graphene synthesis / D. U. Usachev, V. K. Adamchuk // Phys. Rev. B 82, 075415, (2010).

Интеграция СЗМ и пьезокварцевых микровесов

В.С. Попов[1], А.В. Шелаев[2]

[1] Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва.
[2] ЗАО «НТ-МДТ» корпус 100, Зеленоград, Москва.
e-mail: shelaev@ntmdt.ru

Сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ) – это инструмент для исследования рельефа и локальных свойств поверхности образца с разрешением вплоть до нескольких нм. Пьезокварцевые микровесы с контролем диссипации энергии (ПКМ-Д) – это инструмент для измерения массы и вязкоупругих характеристик образца в режиме реального времени.

Часто возникают задачи, в которых необходимо связать интегральные изменения массы и вязкоупругих характеристик образца с локальными изменениями рельефа и других свойств на наноуровне. Примерами таких задач являются адсорбция газов в химических сенсорах, формирование самосброных монослоев. При независимых исследованиях рельефа и интегральных характеристик могут возникнуть ошибки, связанные с различием в условиях измерения (температура, влажность, концентрации активных веществ в газе или в растворе и т.д.). Использование интегрированной системы СЗМ-ПКМ позволяет получить искомые характеристики при идентичных условиях измерения, что повышает точность результатов эксперимента и улучшает его воспроизводимость.

Изучены некоторые возможности исследовательского комплекса, представляющего собой сканирующий зондовый микроскоп Solver ProM («НТ-МДТ», Россия), интегрированный с пьезокварцевыми микровесами [1], на примере изучения взаимодействия с аммиаком различных высокодисперсных материалов.

Важной особенностью используемых пьезокварцевых микровесов является то, что кварцевый резонатор выполнен в виде легко заменяемого элемента. Это позволяет использовать его непосредственно в качестве подложки в таких методиках, как CVD, молекулярное наслаивание, Ленгмюра – Блоджет, при этом формировать тонкие наноструктурированные пленки на его поверхности. В настоящей работе HfO_2, полученный в высокодисперсном состоянии гидротермальным методом, был диспергирован в этиловом спирте, содержащем бромкрезоловый пурпурный, и затем нанесен на кварцевый резонатор.

С целью установления зависимостей между массой адсорбированного вещества и изменением рельефа поверхности был проведен следующий эксперимент. В установку помещали кварцевый резонатор с нанесенными материалами. При пропускании аммиачно-азотной смеси заданной концентраций и скорости потока через ячейку пьезокварцевых микровесов в динамике фиксировалась масса аммиака, сорбированного поверхностью материала (рис. 1). Зависимость сорбированной массы от сдвига собственной частоты ПКМ в приближении тонких твердых пленок линейна: $\Delta m = -C\,\Delta f$.

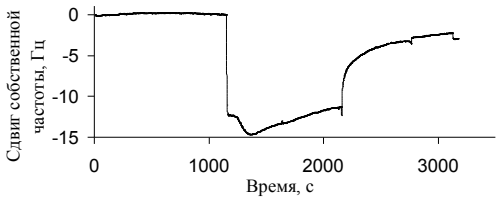
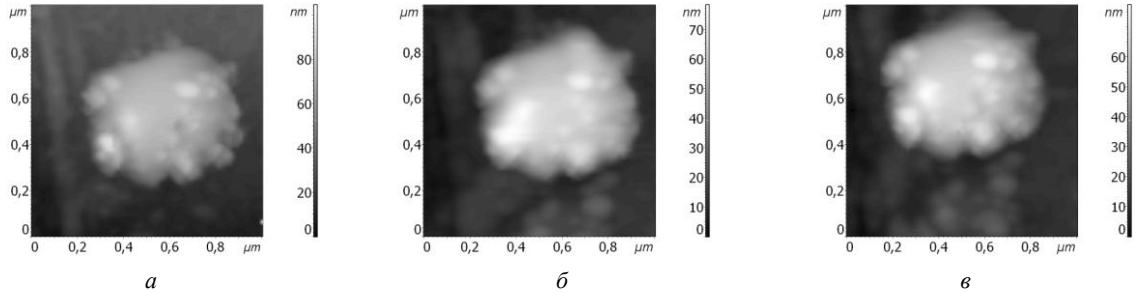


Рис. 1. Сдвиг собственной частоты ПКМ

Одновременно осуществлялось сканирование поверхности образца методом полуконтактной атомно-силовой микроскопии. Изображения рельефа, отвечающего трем стадиям эксперимента, приведены на рис. 2.

В результате работы показана принципиальная возможность использования интегрированной системы СЗМ-ПКМ для изучения газочувствительных материалов. Получены кривые отклика ПКМ, на основе которых определены массы сорбированного аммиака. В случае образца, содержащего бромкрезоловый пурпурный, зафиксировано изменение рельефа исследуемой поверхности.

1. Сканирующий зондовый микроскоп, совмещенный с устройством измерения массы и диссипативных свойств : патент РФ / А.В. Быков, А.В. Шелаев. № 2407021 от 4.12.2008.



а *б* *в*

Рис. 2. АСМ изображения кластера. До напуска аммиачно-азотной смеси (*а*), во время (*б*) и после отдувки (*в*)

Исследование нелинейно-оптических свойств золотых наночастиц с помощью фемтосекундного лазерного излучения

А.П. Александров, Н.М. Битюрин, А.Н. Степанов, Д.А. Яшунин

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Н.Новгород.
e-mail: yashuninda@yandex.ru

Золотые наночастицы представляют большой интерес для исследований благодаря своим широким перспективам применения в современной медицине. Наночастицы из золота могут использоваться как для диагностики, так и для лечения раковых заболеваний, для создания различных биосенсоров [1]. Оптические свойства золотых наночастиц сильно зависят от размера и формы [2], контролируя которые можно получать образцы с уникальными свойствами. В данной работе приводятся результаты исследования нелинейно-оптических свойств золотых наночастиц в пленке полиметилметакрилата (ПММА), которые наблюдаются при двухфотонном возбуждении образца фемтосекундными лазерными импульсами.

Образец с золотыми наночастицами изготавливался следующим образом. От 2 до 5 мас. % полимера растворяли в органическом растворителе (диглим), туда же добавляли $HAuCl_4$. Затем раствор наносился на поверхность покровного стекла методом полива и ультрацентрифугировался. В результате на поверхности стекла образовывалась пленка. Полученную пленку высушивали в сушильном шкафу при температуре 60 °С. Процесс образования наноразмерных частиц золота инициировался УФ-облучением пленок ПММА, содержащих $HAuCl_4$, ртутной лампой ДРТ-400. После завершения этапа инициирования образцы подвергались термообработке [3].

Эксперимент по изучению нелинейно-оптических свойств золотых наночастиц проводился на установке, схема которой приведена на рис. 1. Излучение Ti:Sa-лазера с длиной волны 800 нм, частотой повторения импульсов F = 85 МГц и длительностью импульсов $\tau \approx 40$ фс фокусировалось иммерсионным микроскопическим объективом с числовой апертурой N.A.=1,25 снизу на верхнюю поверхность покровного стекла, на которую наносилась пленка ПММА толщиной 600 нм, содержащая золотые наночастицы. Рассеянный назад нелинейно-оптический сигнал от образца собирался тем же самым микроскопическим объективом, с помощью оптической системы подавался на вход монохроматора и с выхода монохроматора попадал через фильтры, отсекающие излучение Ti:Sa-лазера, на систему счета фотонов. Покровное стекло с нанесенными на него образцами устанавливалось на подвижной платформе, которая обеспечивала двумерное прецизионное сканирование в пределах 13×13 мкм. При сканировании образца по координатам X и Y для каждого положения образца записывалась величина сигнала с выхода счетчика фотонов. Это позволяло получать двумерное пространственное распределение фотолюминесценции поверхности образца в заданном диапазоне длин волн. При фиксированном положении образца, соответствующем нахождению отдельной наночастицы в фокальной области лазерного пучка, при сканировании монохроматора были получены спектры излучения наночастиц золота, возбуждаемые при двухфотонном поглощении излучения Ti:Sa-лазера.

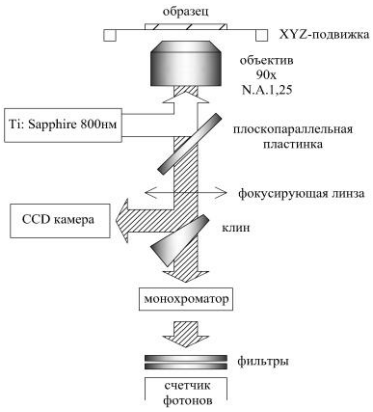
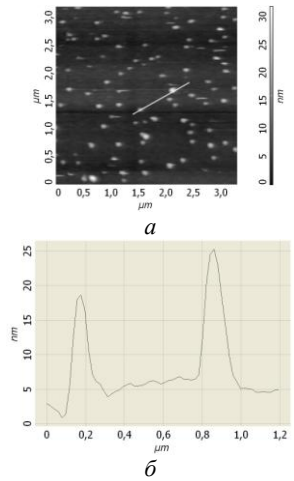


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Поверхность образца исследовалась с помощью атомно-силового микроскопа. Измерения показали, что на поверхности пленки ПММА регистрируются наноструктуры с характерными поперечными размерами около 80–100 нм и высотой около 10–15 нм (рис. 2), связанные с образованием золотых наночастиц в полимерной матрице. Наноструктуры распределялись равномерно по поверхности, без каких-либо скоплений, с характерным межчастичным расстоянием около 350 нм при средней шероховатости поверхности менее 2 нм.

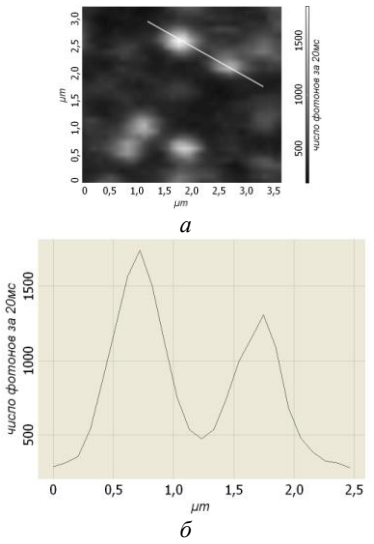


а

б

Рис. 2. *а* – Топография пленки ПММА с наноструктурами на поверхности, *б* – сечение вдоль линии на рисунке *а*

Пространственное распределение фотолюминесценции, детектируемой в диапазоне 545–555 нм с поверхности образца, содержащего золотые наночастицы, представлено на рис. 3. Яркие точки на рисунке (максимумы сигнала со счетчика фотонов) связаны с попаданием золотых наночастиц в область сфокусированного фемтосекундного лазерного пучка при сканировании образца. Характерный размер областей нелинейного отклика с поверхности по полувысоте составил 400 нм и определялся размером лазерного пучка в фокусе.



а

б

Рис. 3. *а* – Пространственное распределение фотолюминесценции пленки ПММА с наноразмерными частицами золота. Сигнал детектировался в диапазоне длин волн 545–555 нм. *б* – Сечение вдоль линии на рисунке *а*

После снятия пространственного распределения фотолюминесценции образец устанавливался так, что одна из наночастиц располагалась в фокусе лазерного пучка для измерения спектра. Характерный спектр фотолюминесценции отдельной наночастицы золота изображен на рис. 4. Излучение с длиной волны более ~780 нм отсекалось дополнительными фильтрами.

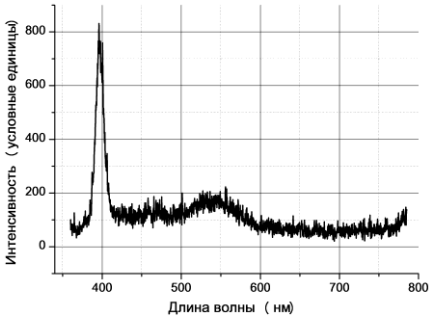


Рис. 4. Спектр фотолюминесценции отдельной наночастицы золота при двухфотонном поглощении фемтосекундного лазерного излучения с длиной волны 800 нм

На приведенном спектре видна генерация второй гармоники лазерного излучения и широкого спектра фотолюминесценции с максимумом около 550 нм, характерного для золотых наночастиц [4].

Таким образом, в работе было проведено исследование нелинейно-оптических свойств золотых наночастиц в пленке ПММА с помощью фемтосекундного лазерного излучения. Полученные пространственные распределения фотолюминесценции с поверхности образца и спектры излучения отдельных наночастиц золота, возбуждаемых при двухфотонном поглощении лазерного излучения, демонстрируют возможность контролирования оптических свойств отдельных наночастиц.

1. *Y. Li, H. J. Schluesener, and S. Xu,* Gold Bulletin **43**, 29 (2010).

2. *A. Bouhelier et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 267405 (2005).

3. *A. Alexandrov et al.*, Appl. Surf. Sci. **248**, 181 (2005).

4. *M. R. Beversluis, A. Bouhelier, and L. Novotny,* Phys. Rev. B **68**, 115433 (2003).

Depth-selective investigation of the spin reorientation in the antiferromagnetically coupled Fe/Cr superlattice

M.A. Andreeva[1], A. Gupta[2], S. Kamali[3], Y.Yoda[4]

[1] Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, 119991, Moscow
[2] Indore Center, UGC-DAE Consortium for Scientific Research, University Campus, Indore 452017, India
[3] Department of Applied Science, University of California, Davis, California 95616, USA
[4] Japan Synchrotron Radiation Research Institute, Spring-8, Sayo, Hyogo 679-5198, Japan
e-mail: mandreeva1@yandex.ru

The existence of the antiferromagnetic (AF) coupling in artificial ferromagnet/antiferromagnet (like Fe/Cr, Fe/FeO etc.) superlattices and discovering of GMR (Giant Magneto Resistance) effect in these systems [1] has given a great impulse of fundamental and practical interest. Numerical investigations reveal a lot of surprising effects in magnetization of such multilayers. Ladder magnetization curves are observed for such systems [2]. The polarized neutron reflectivity data [3-5] have evidenced that the rearrangement of the magnetic moments by the applied field $\mathbf{B}_{ext}$ does not occur simultaneously in the whole multilayer stack. The spins near the surface rotate into a flopped state at a field substantially smaller than the bulk spin-flop field. As the field is increased, the flopped state penetrates and spreads over the whole multilayer like the domain wall. Recently the nuclear resonant reflectivity (NRR) has also been applied to such investigations [6, 7]. It has been demonstrated that the intensity variations of the half-order peaks on the delayed reflectivity curve give the information about variations of the interlayer-coupling angle. However the analysis was not complete because it did not take into account the possible depth or lateral unhomogeneity.

Our investigation has the purpose to follow the magnetic moments rearrangements in depth selective manner by means of the NRR. In this method it is possible to get two reflectivity curves: for prompt (common X-ray reflectivity curve) and for delayed (nuclear resonance reflectivity curve) signal. The last curve characterizes the magnetic ordering in an investigated multilayer due to the sensitivity of the nuclear resonance scattering amplitude to the hyperfine magnetic field $\mathbf{B}_{hf}$. The time spectra of reflectivity measured at different grazing angles exhibit the very high depth selectivity due to the several reasons [8]: 1) in vicinity of the critical angle of the total external reflection the depth of the nuclear resonant excitation changed drastically by the angle variation, 2) the phases of the coherently scattered waves are different depending of the depth position and 3) the standing waves influence the reflectivity spectra. It is important that NRR spectra depend strongly on the orientation of the hyperfine field $\mathbf{B}_{hf}$ so the NRR method is very suited for the depth selective investigation of the spin re-orientation.

The model calculations were performed for $[^{57}\text{Fe}\ (1.6\ \text{nm})/\text{Cr}\ (1.1\ \text{nm})]_{20}$, $\mathbf{B}_{hf}$=33 T, $\Delta\mathbf{B}_{hf}$=1.5 T, orientations of $\mathbf{B}_{hf}$ in subsequent layers are shown on the top of Figs. 1–2.

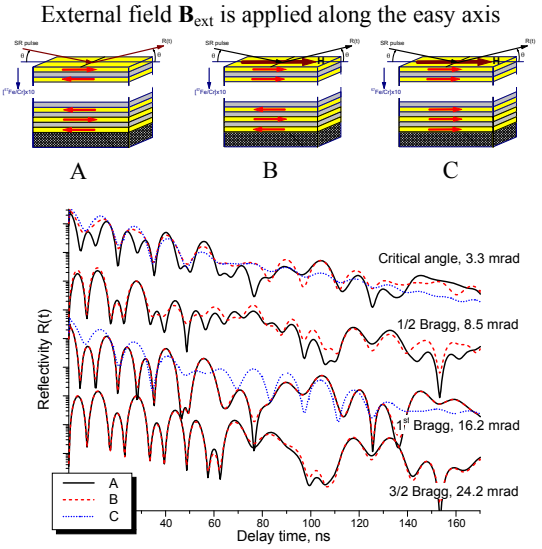


Fig. 1. Nuclear resonant reflectivity time spectra calculated for $[^{57}\text{Fe}\ (1.6\ \text{nm})/\text{Cr}\ (1.1\ \text{nm})]_{20}$ sample for different orientations of $\mathbf{B}_{hf}$, presented on the top. Spectra are vertically shifted. External filed $\mathbf{B}_{ext}$ is applied along the beam. Case A ($\mathbf{B}_{ext}$=0) presents the antiferromagnetic interlayer coupling. Case B characterizes the change of the $\mathbf{B}_{hf}$ orientation just in the top ^{57}Fe layer. Case C is the pure ferromagnetic alignment. In this case there is no the superstructure maxima 1/2 and 3/2, so the time spectra for these angles are not presented

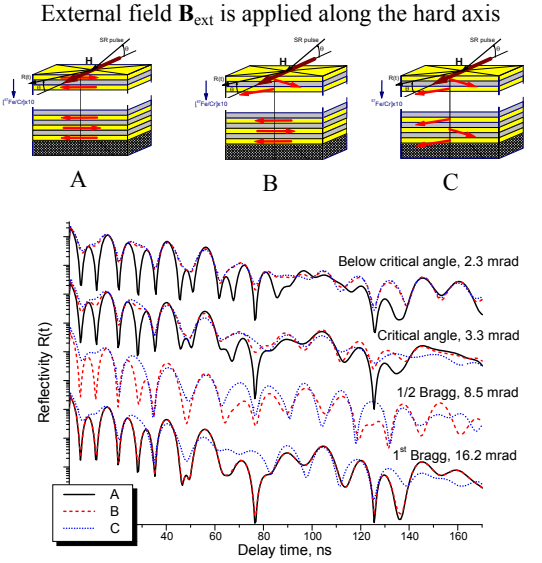


Fig. 2. The same graphs as in Fig.1, but the external field is applied perpendicular to the beam direction. In the case A there is no superstructure maxima 1/2, so for this case the time spectra are not presented

Calculations were done with the program package REFTIM, created by us and distributed at ESRF Website [9]. The half-order Bragg peaks on the delayed NRR reflectivity curve (Fig. 3) exist according to the doubling of the magnetic period.

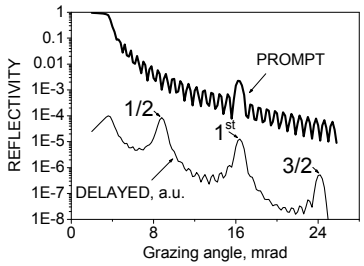


Fig. 3. Calculated two reflectivity curves for the antiferromagnetically ordered $[^{57}Fe\ (1.6\ nm)/Cr\ (1.1\ nm)]_{20}$ multilayer. $\mathbf{B}_{ext}$ is applied along the beam and the magnetization direction of ^{57}Fe layers (L-MOKE geometry)

Model calculations confirm the possibility to extract information about the surface spin-flop transitions (SSF) in the cases when the external magnetic filed $\mathbf{B}_{ext}$ is applied along the easy axis and along the hard axis.

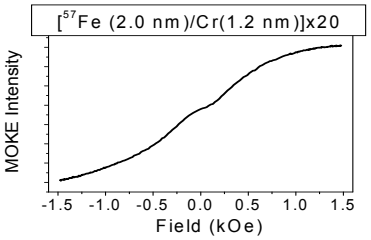


Fig. 4. Experimental MOKE hysteresis loop for one of the prepared sample $[^{57}Fe(2.0\ nm/Cr(1.2\ nm)]_{20}$

Three samples $[^{57}Fe\ (2.0\ nm)/Cr\ (1.2\ nm)]_{10}$, $[^{57}Fe(2.0\ nm/Cr(1.2nm)]_{20}$ and $[^{57}Fe\ (3.0\ nm)/Cr\ (1.2\ nm)]_{10}$ have been grown in the Indore Center (India) by magnetron sputtering. MOKE measurements (Fig. 4) confirm the AF interlayer coupling in the samples, but reveal the multi-domain structure of the film. Moessbauer measurements (CEMS) give the broad line sextet, that indicates on the rather thick interfaces in the multilayer.

The NRR experiment is scheduled for 30.01.11 at Spring-8. The purpose of our project is to follow the magnetic moments rearrangements in depth selective manner by means of the NRR. The main interest is the detection of the surface spin-flop by the analysis of the set of the time spectra measured for different grazing angles in vicinity of the critical angle of the total external reflection and at the Bragg peaks (1/2, 1st and 3/2 orders). The most serious problem for the data treatment is the unambiguity in the $\mathbf{B}_{hf}$ determinations [10] caused by the existence of the lateral domains.

Работа поддержана грантами РФФИ № 09-02-01293-а, № 09-02-12207-ofi-m и № 10-02-00768-а.

1. *M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen van Dau, F. Petroff, P.E. Eitenne, G. Creuzet, A. Friedrich and J. Chazelas*, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).

2. *V.V. Ustinov, N.G. Bebenin, L.N. Romashev, V.I. Minin, M.A. Milyaev, A.R. Del and A.V. Semerikov,* Phys. Rev. B **54**, 15958 (1996).

3. *V. Lauter-Pasyuk, H.J. Lauter, B.P. Toperverg, L. Romashev and V. Ustinov*, Phys. Rev. Lett. **89**, 167203 (2002).

4. *S.G.E. te Velthuis, J.S. Jiang, S.D. Bader and G.P. Felcher*, Phys. Rev. Lett. **89**, 127203 (2002).

5. *J. Meersschaut, C. L'abbé, F.M. Almeida, J.S. Jiang, J. Pearson, U. Welp, M. Gierlings, H. Maletta and S.D. Bader*, Phys. Rev. B **73**, 144428 (2006).

6. *C. L'abbé, J. Meersschaut, W. Sturhahn, J.S. Jiang, T. S. Toellner, E. E. Alp and S. D. Bader*, Phys. Rev. Lett. **93**, 037201 (2004).

7. *T. Diederich, S. Couet and R. Röhlsberger*, Phys. Rev. B **76**, 054401 (2007).

8. *M.A. Andreeva and B. Lindgren*, Phys. Rev. B **72**, 125422 (2005).

9. www.esrf.eu/computing/scientific/REFTIM/MAIN.htm

10. *M.A. Andreeva, N.G. Monina, B. Lindgren, L. Häggström and B. Kalska*, JETP **104** (4), 577 (2007).

Стенд для изучения шероховатости поверхностей сложной формы в частотном диапазоне 0,001–100 обратных микрометров

М.М. Барышева, И.Г. Забродин, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, Д.Н. Рогачев, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород
e-mail: maria@ipm.sci-nnov.ru

Основная проблема аттестации подложек или многослойных элементов для задач изображающей рентгеновской оптики состоит в кривизне поверхности. Стрелка прогиба таких элементов может достигать десятков миллиметров, а внешний радиус варьируется от нескольких до сотен миллиметров. В ряде работ показано, что отражательная способность многослойных зеркал, нанесенных на подложки такой формы, может значительно различаться при движении от цента к краям, что, наиболее вероятно, связано с неоднородностью шероховатости по поверхности подложки. Изогнутая форма поверхности исключает при определении шероховатости применение жесткого рентгеновского излучения и требует использования нестандартных схем атомно-силовой микроскопии, что приводит к снижению качества измерений и риску повреждения уникальных подложек. Кроме того, даже для плоских поверхностей диапазон пространственных частот 0,001 – 100 мкм$^{-1}$ не может быть охвачен одним методом и должен изучаться с помощью 2–3 дорогостоящих приборов. В рамках исследования разрабатывается единый стенд для изучения шероховатости их подложек в указанном диапазоне пространственных частот, содержащий два независимых канала регистрации диффузно-рассеянного сигнала в видимом и мягком рентгеновском диапазонах.

Рентгеновский канал регистрации. Причина, почему в качестве основного метода изучения поверхностей неплоских элементов предлагается метод диффузного рассеяния мягкого рентгеновского излучения, состоит в большей рассеивающей способности веществ в этом диапазоне, что позволяет работать в больших углах падения и рассеяния излучения. Благодаря этому расширяется диапазон пространственных частот и появляется возможность изучать неплоские поверхности. Основой стенда является рефлектометр, ранее разработанный в ИФМ РАН [1], оптическая схема которого отличается следующими важными особенностями. Рефлектометр оснащен пятиосным гониометром, позволяющим изучать образцы размером до 100 мм. В качестве монохроматора применяется объектив Шварцшильда, он обладает рядом существенных преимуществ по сравнению с обычно применяемым решеточным монохроматором: 1) большая апертура ($3\cdot10^{-2}$ ср); 2) широкая спектральная полоса (0.38 нм); 3) высокие коэффициенты отражения зеркал (~60 %), что в сочетании с фильтрами на источнике и детекторе (~50 %) дает коэффициент пропускания оптической схемы ~10 %; 4) сочетание монохроматора и изображающая схема в одном, что позволяет фокусировать пучок на образце без применения дополнительных оптических элементов. Проведенные оценки показывают, что использование объектива Шварцшильда позволяет получить выигрыш в светосиле порядка 800 раз по сравнению с решеточным монохроматором.

Первоначальные тестовые исследования и апробирование методики проводятся с рентгеновской трубкой в качестве источника, однако для обеспечения большего динамического диапазона прибора предполагается разработать и установить лазерно-плазменный источник. В [2] при использовании Nd:YAG-лазера с длительностью импульса 10 нс, частотой 10 Гц и мощностью в импульсе $P_{имп}$ = 400 мДж на длине волны 13.5 нм получен энергетический выход $S = 6\cdot10^{13}$ фотонов/(с××ср·0,1 нм). При указанных выше параметрах оптической схемы это соответствует интенсивности зондирующего пучка на образце ~10^{12} фотонов/с. Для полупроводниковых детекторов рентгеновского излучения нижний порог регистрации находится на уровне 10^4 фотонов/с, что дает динамический диапазон ~10^8.

Для оценки диагностируемого диапазона пространственных частот воспользуемся ABC-моделью для определения двумерной функции спектральной мощности шероховатостей [3]:

$$PSD_{2D}(\nu) = \frac{\sigma^2 a^2 h}{\pi(1+a^2\nu^2)^{h+1}}, \qquad (1)$$

где σ – среднеквадратичное отклонение, a – корреляционная длина, h – фрактальный параметр. Индикатриса рассеяния излучения поверхностью в этом случае определяется как

$$\Phi(\theta,\varphi) = \frac{\pi^2 \left|1-\varepsilon\right|^2 \left|t(\theta_0)t(\theta)\right|^2}{\lambda^4 \sin\theta_0} PSD_{2D}(\nu),$$
$$\nu = \frac{1}{\lambda}\sqrt{\cos^2\theta_0 + \cos^2\theta - 2\cos\theta_0\cos^2\theta\cos\varphi} \qquad (2)$$

где θ_0 – угол падения излучения с длиной волны λ, θ – угол рассеяния, φ – азимутальный угол, ε – диэлектрическая проницаемость, t – коэффициенты прохождения для плоской границы. В случае, если угловая ширина детектора равна δθ и δφ соответственно, регистрируемый сигнал определится как

$$I(\theta) = \int_{\theta-\delta\theta/2}^{\theta+\delta\theta/2} \cos(\theta)d\theta \int_{-\delta f/2}^{\delta f/2} \Phi(\theta,\varphi)d\varphi. \qquad (3)$$

В разрабатываемом приборе расстояние между образом и детектором составляет 150 мм, ширина щелей на детекторе может варьироваться. В дан-

ной работе численные оценки приведены для $\delta\theta \cong 2/150$ и $\delta\varphi \cong 4/150$.

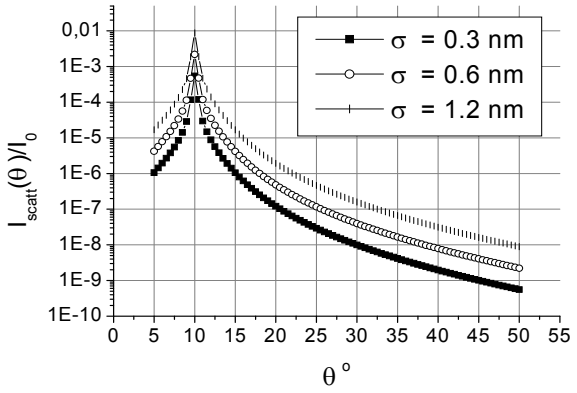


Рис. 2. Рассеяние мягкого рентгеновского излучения шероховатой поверхностью

На рис. 2 приведен расчет сигнала рассеяния на длине волны 13,5 нм для трех кварцевых подложек с параметрами $h = 0.2$, $a = 100$ мкм и $\sigma = 0.3$ нм, 0.6 нм и 1.2 нм соответственно.

При указанных параметрах подложки и детектора чувствительность на уровне 10^{-8} позволит изучить экспериментально диапазон пространственных частот до значений 10÷25 мкм$^{-1}$ в зависимости от величины σ. Диапазон можно расширить за счет увеличения времени интегрирования сигнала и использования фильтров перед детектором.

Заметим также, что более высокие пространственные частоты также могут быть изучены на данной установке методом отражения рентгеновского излучения, поскольку отраженный сигнал содержит интегральную информацию о пространственных частотах от некоторой, определяемой аппаратной функцией прибора, до бесконечности [4].

Оптический канал регистрации. В том же приборе предполагается установка параллельного канала, позволяющего производить изучение рассеяния видимого света подложками. Использование светового сигнала должно позволить продвинуться в область более низких пространственных частот. При этом, в отличие от оптической интерференционной микроскопии, недостатки которой обсуждаются в [5], данный метод является безэталонным. Использование того же гониометра, что и для рентгеновского канала, и той же вакуумной камеры позволяет сильно упростить схему прибора. Кроме того, работа в вакууме позволит избежать рассеяния оптического излучения на пыли в воздухе.

В качестве источника видимого света предполагается использовать зеленый лазер ($\lambda = 532$ нм). Детектор представляет собой CCD-камеру с размерами 24,5×24,5 мм, размером пикселя 6,45×6,45 мкм.

Приведем простую геометрическую оценку регистрируемого оптически диапазона пространственных частот. Пусть излучение падает на шероховатую поверхность (характерная пространственная частота шероховатости – 1/ν) под углом $\theta_0 = 20^o$. В этом случае отклонение луча при рассеянии может быть оценено как $\cos(\theta) - \cos(\theta_0) = \lambda\nu$. Характерный размер пятна на детекторе ~0.6 мм, расстояние образец – детектор ~150 мм. Максимальное регистрируемое отклонение соответствует отклонению на размер детектора, минимальное – на ширину ~0,1 ширины пучка, что дает диапазон пространственных частот $3\cdot10^{-4} – 0.06$ мкм$^{-1}$.

CCD-камера позволяет получить двумерное изображение, на рис. 3 приведены сечения соответствующей поверхности плоскостями $\varphi = 0$ и $\theta = \theta_0$ для тех же параметров подложек, что и рис. 2. При $\lambda = 532$ нм диэлектрическая проницаемость кварца $\varepsilon = 2{,}134$.

Таким образом, предлагаемый стенд должен позволить производить изучение неплоских поверхностей в области средних пространственных частот, т. е. перекрыть совокупные возможности методов АСМ и оптической интерферометрии.

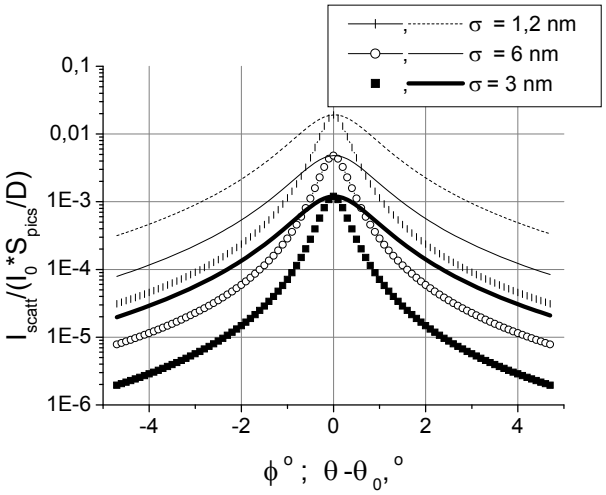


Рис. 3. Рассеяние оптического излучения шероховатой поверхностью. Срезам вдоль φ = 0 соответствуют более широкие пики

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, 10-02-00957, 11-02-00961, 11-02-00597 ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы».

1. *Барышева М.М., Забродин И.Г., Закалов Б.А.* и др. //Материалы XIV симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» / ИФМ РАН. Н. Новгород, 2010, с. 602 .

2. *van Loyen L., Botter, Braun S.* et al. // Proc. of SPIE, **5038**, 12 (2003).

3. *Asadchicov V.E., Kozhevnicov I.V.* et al. //Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A., **530**, 575 (2004).

4. *Барышева М.М., Вайнер Ю.А., Грибков Б.А.* и др. //Изв. РАН. Сер. физ. 2011.Т. **75,** вып. 1. С. 71.

5. *Барышева М.М.* и др. Проблема аттестации сверхгладких поверхностей… // В наст. материалах.

Многослойные структуры на основе Cr/Sc и Co/Sc

С.С. Андреев, М.М. Барышева, Ю.А. Вайнер, П.К. Гайкович, Д.Е. Парьев, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603600.
e-mail: Gaikovich@ipmras.ru

«Окно прозрачности воды» является одним из самых перспективных и интересных диапазонов в самых разных областях науки, прежде всего в рентгеновской микроскопии биологических объектов, состоящих из воды более чем на три четверти, что обеспечивает высокий контраст при изучении отдельных составляющих клеток. При изучении плазмы «водное окно» интересно, так как в этой области лежат линии водородо- и гелиеподобных ионов углерода. В рентгеновской астрономии при исследовании спектров небесных тел данный диапазон также представляет интерес. В диапазоне 3.1÷4 нм свою эффективность показали многослойные структуры на основе скандия, имеющего край поглощения на длине волны 3.11 нм, что делает их наиболее вероятными кандидатами при создании дисперсионных элементов для «водного окна» и оптики рентгеновского микроскопа [1, 2]. Выбор хрома обусловлен наличием высокого скачка диэлектрической проницаемости, необходимого для получения высоких коэффициентов отражения, и малым поглощением в «водном окне» [3]. Короткие периоды порядка 16 ангстрем необходимы для создания оптики нормального падения для рентгеновской микроскопии, а также для задач спектроскопии высокого разрешения [4].

В данной работе сообщается об изготовлении короткопериодных многослойных рентгеновских Cr/Sc-зеркал нормального падения для «водного окна» и моделировании Co/Sc-зеркал. Геометрические параметры образцов определялись методом малоугловой рентгеновской дифрактометрии с использованием четырёхкристального дифрактометра Philips X'Pert PRO по измерениям угловой зависимости коэффициента отражения МС на длине волны $\lambda = 0.154$ нм. Измерения в мягком рентгеновском диапазоне проводились на длине волны $\lambda = 3.14$ нм на стенде, в состав которого входят рентгеновская трубка со сменными анодами, спектрометр-монохроматор РСМ-500, вакуумный рефлектометр и детекторы излучения [5, 6].

Было проведено моделирование Cr/Sc многослойных структур нормального падения для длины волны 3.14 нм с целью определения оптимальных параметров для достижения максимальных отражательных характеристик, а именно, получены следующие параметры: период структуры $d = 1.57$ нм, доля хрома в периоде $\beta = d_{Cr}/d = 0.45$, коэффициент отражения был на уровне 60 %, спектральная селективность $S = 210$, интегральный коэффициент отражения 0.011 нм в случае идеальных границ. В ходе моделирования использовались оптические константы Центра рентгеновской оптики (CXRO), находящиеся в свободном доступе [7].

Изготовление зеркал производилось на установке магнетронного типа. Два магнетрона с соответствующими плоскими мишенями различных материалов позволяют напылять двухкомпонентные структуры на подложки. Распыление материалов мишеней осуществляется в среде аргона при давлении ~ 0.1 Па.

Были напылены образцы с периодом $d = 1.58$ нм, числом бислоёв $N = 200$, пиковый коэффициент отражения на длине волны $\lambda = 3.14$ нм достиг 10 % при угле скольжения $\theta = 80°$ при спектральной селективности $S = 170$.

Отражательные характеристики
Cr/Sc многослойного зеркала
в жёстком и мягком рентгеновском диапазонах

λ, нм	R, %	θ, °	Δθ, °	S
0.154	5,4	2,792	0,017	164
3,14	10	80	1,95	170

Фитинг, выполненный по данным измерений в жёстком рентгеновском диапазоне (рис. 1, 2), показал, что уменьшение коэффициента отражения можно объяснить сильным влиянием межслойных шероховатостей, которые оказывают особенно заметное действие именно в короткопериодных структурах. Более подробная информация будет представлена на стенде.

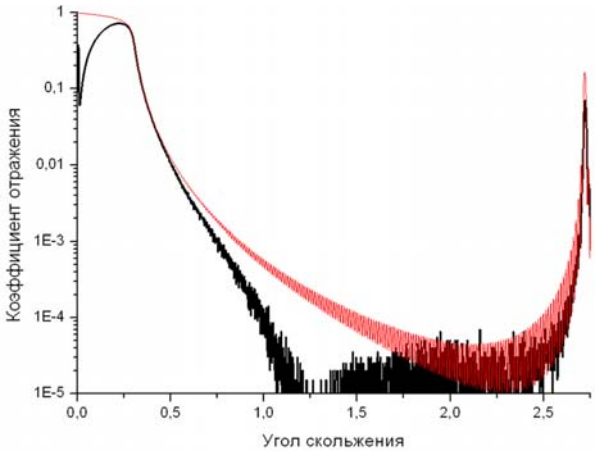


Рис. 1. Измеренный и вычисленный коэффициенты отражения Cr/Sc-зеркала в области критического угла и первого брэгговского пика на длине волны $\lambda = 0.154$ нм

Для простейших двухзеркальных схем допустимое отклонение от периода структуры: $\delta d/d << \delta\lambda/\lambda$, т. е. при напылении параметры могут меняться не более чем на 0.1 %, а при учёте межслойных шероховатостей селективность вырастет, соответственно ужесточатся и требования. Поэто-

му было проведено моделирование, показавшее, что в качестве альтернативы Cr/Sc-зеркалам в «водном окне» с успехом могут применяться структуры на основе Co, который хотя и сильнее поглощает на рабочей длине, но имеет больший скачок диэлектрической проницаемости.

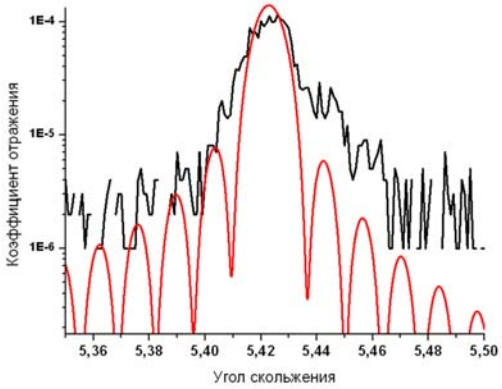


Рис. 2. Измеренный и вычисленный коэффициенты отражения Cr/Sc зеркала в области второго брэгговского пика на длине волны $\lambda = 0.154$ нм.

Co/Sc-зеркала также моделировались для нормального отражения для длины волны $\lambda = 3.14$ нм. Теоретические расчеты предсказывают следующие отражательные характеристики: $d = 1.57$ нм, $\beta = 0.35$, коэффициент отражения был на уровне 59.8 %, спектральная селективность $S = 193$, интегральный коэффициент отражения 0.012 нм в случае идеальных границ. Эти результаты будут положены в основу последующих экспериментов по напылению таких структур. От таких зеркал можно ожидать выигрыша в интегральном коэффициенте отражения по сравнению с аналогичными зеркалами на основе хрома (рис. 3).

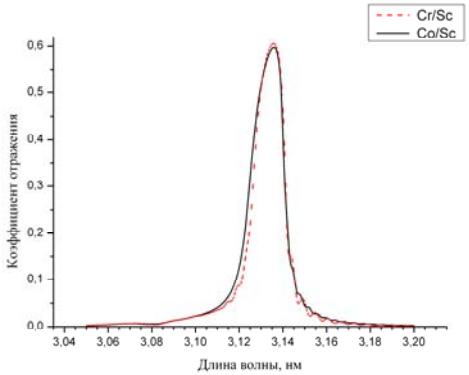


Рис. 3. Расчётная зависимость коэффициента отражения для Cr/Sc- и Co/Sc-зеркал, оптимизированных для угла 87,5° при $\lambda = 3{,}14$ нм, от длины волны

Основная сложность при напылении кобальтовых зеркал состоит в том, что этот материал – магнитный, поэтому в дальнейших работах планируется создавать структуры на основе не чистого кобальта, а его сплава с хромом ($Cr_{0.2}Co_{0.8}$), что должно решить эту проблему.

Таким образом, в результате работы получены Cr/Sc-зеркала, по своим характеристикам не уступающие лучшим аналогичным образцам, представленным в статье [6]. Показано, что структуры на основе Co/Sc обладают большими теоретическими интегральными коэффициентами отражения, что представляет большой интерес для многозеркальной изображающей оптики.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, РФФИ 10-02-00957, РФФИ 11-02-00597, РФФИ 11-02-00961 и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 – 2013 годы».

1. *N. N. Salashchenko, A. A. Fraerman, S. V. Mitenin et al.* Short-period X-ray multilayers based on Cr/Sc, W/Sc // Proceedings of the Eleventh National Synchrotron Radiation Conference. – 1998. – Vol. 405. Issues 2-3. – P. 292-296.

2. *H. Stollberg, S. Yulin, P. A. Takman et al*. High-reflectivity Cr/Sc multilayer condenser for compact soft x-ray microscopy // Review of Scientific Instruments. – 2006. – Vol. 77. Issue 12. – P. 123101 - 123101-6.

3. *С.С.Андреев, Е.Б.Клюенков, А.Л. Мизинов и др*. // Поверхность. 2005. №2, 45.

4. *А.Я. Лопатин, В. И. Лучин, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало, А. П. Шевелько, О. Ф. Якушев.* Новые фокусирующие многослойные структуры для рентгеновской и вакуумно-ультрафиолетовой спектроскопии плазмы. // ЖТФ. 2010. Т. 80, В. 7. С. 105-110.

5. *М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев, Е.Б. Клюенков, Н.Н. Салащенко, Д.П. Чехонадских, Н.И. Чхало, Л.А. Шмаенок.* Рефлектометрия в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2003. №1. С. 70-77.

6. *S.S. Andreev, A.D. Akhsakhalyan, M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, S.V. Gaponov, S.A. Gusev, E.B. Kluenkov, K.A. Prokhorov, N.N. Salashchenko, F. Schafers, S.Yu. Zuev.* Multilayer optics for XUV spectral region: technology fabrication and applications // Central European Journal of Physics. CEJP 1. 2003. P. 191-209.

7. *B.L. Henke, E.M. Gullikson, and J.C. Davis*. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E = 50–30000$ eV, $Z = 1–92$ // Atomic Data and Nuclear Data Tables Vol. 54 (no. 2), 181-342 (July 1993).

Новый подход к рентгенодифракционному анализу тестовых структур при калибровке потоков в реакторах эпитаксиального роста

Ю.Н. Дроздов, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов, П.А. Юнин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
e-mail: drozdyu@ipmras.ru

Введение. Целью работы было создание и апробация нового подхода к определению параметров тестовых структур, выращенных для калибровки потоков осаждаемых веществ в реакторах молекулярно-пучковой и газофазной эпитаксии. В настоящее время для этих целей широко применяется метод рентгенодифракционного анализа высокого разрешения (HRXRD), где определяется толщина и состав твердого раствора в тестовых слоях. Однако при этом используются универсальные алгоритмы, не учитывающие известное время роста отдельных слоев [1, 2]. В современных ростовых установках потоки поддерживаются постоянными за счет различных схем обратной связи, и задается время роста, которое отсчитывается достаточно точно. Учет этой дополнительной информации повышает надежность и точность оценок. Задача наиболее четко возникла из практики анализа тестовых структур при калибровке потоков атомов Ge и Si, встраивающихся в слой Ge_xSi_{1-x} в установке молекулярно-пучковой эпитаксии Riber SIVA-21. Обычная процедура уточнения толщины и состава слоев подгонкой вычисленного спектра рентгеновской дифракции к экспериментальному оказывалась в некоторых случаях недостаточной, поскольку пересчет в потоки осаждаемых веществ с учетом времени роста каждого слоя приводил к некоторому противоречию с условиями роста, и требовались дополнительные циклы анализа.

Включение известного времени роста каждого из слоев непосредственно в алгоритм подгонки вычисленного спектра к экспериментальному спектру HRXRD представляет собой отличительную особенность нового подхода. Варьируемыми параметрами являются потоки осаждаемых веществ.

Описание алгоритма. Алгоритм вычисления спектра, т.е. кривой дифракционного отражения (КДО), использует известную рекуррентную формулу динамической дифракции рентгеновских лучей [1, 2]. Вычисляется КДО с добавлением к структуре еще одного однородного по толщине слоя, для которого заданы толщина, тип кристаллической структуры, элементный состав, концентрация твердого раствора, если это раствор, и упругая деформация слоя, когерентно сопряженного с подложкой. Предлагаемый алгоритм представляет собой некоторую "надстройку" над этой обычно используемой схемой. Анализ смещается со структуры на ростовой процесс. Параметрами ростового процесса считаются потоки осаждаемых веществ, которые варьируются, и времена роста слоев, которые фиксированы. По этим параметрам вычисляются толщина и состав слоев, а далее работает обычный алгоритм. Мы использовали описанный ранее программный продукт [3, 4], для которого имеется исходный программный код, что делает возможной его модификацию.

Опишем более подробно простой пример периодической структуры $n\cdot$[Si/GeSi], где поток f_{Si} остается постоянным, а поток f_{Ge} перекрывается заслонкой на время роста слоя Si. Потоки выражены в нм/с и представляют собой скорости осаждения отдельных компонент. При одновременном осаждении компонент твердого раствора Ge_xSi_{1-x} и выполнении закона Вегарда, эти скорости аддитивно складываются с достаточно хорошей точностью [5]. Мы называем величины f_{Si} и f_{Ge} потоками осаждаемых веществ, поскольку в реакторе они регулируются и поддерживаются стабильными с помощью некоторых регуляторов потоков, а целью является калибровка этих регуляторов в единицах скорости роста. В ростовом процессе заданы времена роста слоев t_{Si} и t_{GeSi}. Тогда толщины слоев:

$$h_{Si} = f_{Si} \cdot t_{Si}, \quad (1)$$

$$h_{GeSi} = (f_{Si} + f_{Ge}) \cdot t_{GeSi}. \quad (2)$$

Концентрация твердого раствора:

$$x = f_{Ge}/(f_{Si} + f_{Ge}). \quad (3)$$

Период сверхрешеточной структуры:

$$D = h_{Si} + h_{GeSi} \quad (4)$$

Средний состав по всей решетке:

$$\langle x \rangle = f_{Ge} \cdot t_{GeSi}/D. \quad (5)$$

Решение ищется последовательными итерациями, начальные значения потоков задаются на основе ожидаемых величин, потоки варьируются, измененным потокам соответствуют новые параметры слоев, по которым вычисляется спектр. Минимизация функционала невязок между экспериментальным и вычисленным спектром приводит к оценке потоков с учетом информации, заложенной в экспериментальном спектре и в заданных значениях времени роста слоев.

Результаты и обсуждение. Тестовые структуры специально проектируются, чтобы по спектру HRXRD однозначно определялись толщина и состав слоев. На огибающей сателлитов должен присутствовать пик, соответствующий по положению и ширине одиночному слою (GeSi). Если структура строго периодична, слои планарные, не релаксированные, спектр не искажен диффузным фоном и содержит весь набор интерференционных пиков, тогда стандартный алгоритм анализа приводит к правильному и точному решению. Новый алгоритм в этом случае приводит к тому же решению и не дает заметного выигрыша. Полезным он становится в условиях недостаточной информативности спектра.

Рассмотрим пример анализа, когда недостаточная информативность связана со строением

структуры. На рис. 1 приведен экспериментальный спектр решетки R214. При росте заданы последовательность и параметры слоев: 50× × [$Ge_{0.04}Si_{0.96}$ 3 нм / Si 10 нм]. Слой GeSi имеет малую толщину и малую концентрацию Ge, поэтому сателлитные пики слабые и сильно зашумлены. Надежно определяется только период D (по расстоянию между сателлитами) и средний состав $\langle x \rangle$ (по положению нулевого пика сверхрешетки 0SL). При уточнении параметров структуры с помощью обычного алгоритма возникает сильная корреляция между составом и толщиной слоя GeSi. Это наглядно показано на рис. 1, где два вычисленных спектра (*2* и *3*) очень близки, а параметры модели сильно различаются. Причина этого достаточно очевидна. Согласование вычисленного и экспериментального спектров достигается в основном за счет совмещения серии острых пиков (–1; 0SL; +1). Однако решение при этом неоднозначно: увеличение толщины слоя GeSi можно скомпенсировать уменьшением толщины слоя Si, чтобы сохранилось D, и уменьшением x, чтобы среднее $\langle x \rangle$ не изменилось. Интенсивность немного меняется, но когда экспериментальный спектр искажен шумами и диффузным фоном, точность обычного алгоритма сильно понижается.

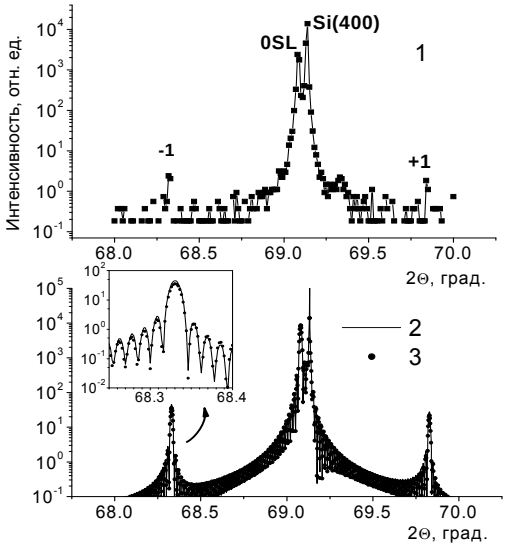


Рис. 1. Экспериментальный (*1*) и вычисленные (*2*, *3*) спектры структуры 50[GeSi/Si]/Si(100) в окрестности пика (400)Si. Вычисленные спектры соответствуют моделям: *2* – $x = 0.039$; $h_{GeSi} = 3.3$ нм; $h_{Si} = 11.0$ нм; *3* – $x = 0.026$; $h_{GeSi} = 5.0$ нм; $h_{Si} = 9.3$ нм. На вставке показана область сателлита "–1" на вычисленных спектрах 2 и 3

В отличие от этого, новый алгоритм, где учитывается время роста слоев, дает однозначное решение (модель спектра *2* на рис. 1). Фактически, в приведенном примере решение не требует процедуры подгонки спектров. По измеренным значениям D и $\langle x \rangle$ находятся потоки

$$f_{Ge} = \langle x \rangle \cdot D / t_{GeSi},$$

$$f_{Si} = (D - f_{Ge} \cdot t_{GeSi}) / (t_{Si} + t_{GeSi}),$$

и далее – параметры слоев по (1–3).

В описанной выше простейшей модели регуляторы потоков только стабилизируют потоки и полностью перекрывают поток Ge при росте слоя Si. В более общем случае регуляторы проградуированы, и для каждого слоя (j) программным путем выставляются свои значения потоков путем задания коэффициентов K_j: $f_j = f_0 \cdot K_j$. Задача анализа спектра HRXRD с помощью обсуждаемого алгоритма не усложняется, поскольку коэффициенты K_j считаются заданными, как и времена роста слоев.

Привлекательность нового алгоритма состоит в том, что с увеличением числа слоев в структуре число варьируемых параметров не растет, поскольку для каждого нового слоя задается время роста, а потоки уточняются для всей структуры в целом. Это позволяет применять его даже для таких сложных для HRXRD-анализа структур, как квантово-каскадные лазеры.

С другой стороны, необходимо указать на ограничения предлагаемого алгоритма. Усиление его возможностей основано на более "жесткой" модели: слои растут однородными по составу, а их толщина пропорциональна времени роста. Оправданием использования такой модели в обсуждаемой задаче служат два обстоятельства. Первое – именно эта модель и заложена в работу отрегулированного реактора как в методе МПЭ [5], так и в MOCVD-процессе [6]. Отклонение от этой модели служит сигналом о необходимости дальнейшей регулировки работы реактора. Второе – спектр HRXRD с точки зрения определения потоков содержит "избыточную" информацию, но этот избыток и позволяет диагностировать наличие отклонений реального строения структуры от используемой модели.

Заключение. Таким образом, алгоритм HRXRD-анализа с использованием данных о времени роста слоев гетероструктуры оказался весьма эффективным. Наиболее полезен он при калибровке регуляторов потоков в реакторах эпитаксиального роста, поскольку варьируемые параметры – потоки, а именно они и нужны для калибровки. Алгоритм позволяет надежно определять потоки даже в случае слабо-информативных HRXRD-спектров.

Работа выполнена при поддержке программ президиума РАН и ГК Минобрнауки России №02.740.11.0117.

1. *Д.К. Боуэн, Б.К. Таннер.* Высокоразрешающая рентгеновская дифрактометрия и топография. СПб.: Наука, 2002. 274 с.

2. *P.F. Fewster.* X-Ray scattering from semiconductors. London: Imperial College Press, 2000. 287 p.

3. *Ю.Н. Дроздов, Л.Д. Молдавская.* Динамическое рассеяние рентгеновских лучей на многослойных эпитаксиальных структурах // Физика твердого тела. Лабораторный практикум / под ред. проф. А.Ф. Хохлова. Т. 1. М.: Высшая школа, 2001. С. 171-202.

4. *Ю.Н. Дроздов.* Рентгеновская дифрактометрия гетероэпитаксиальных слоев и многослойных структур на их основе : автореф. докт. дис. Н. Новгород, 2006.

5. *M.A. Herman, H. Sitter.* Molecular beam epitaxy. 2nd Edition. Springer-Verlag. Berlin, New-York. 1996. 453 p.

6. *G.B. Stringfellow.* Organometallic Vapor - Phase Epitaxy: Theory and Practice. Academic Press. INC. London, 1989. 399 p.

Компьютерное моделирование и оптимизация процесса травления цилиндрических зеркал

А.Д. Ахсахалян, М.В. Зорина, И.М. Нефедов, А.И. Харитонов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород
e-mail: akh@ipm.sci-nnov.ru

В работах [1, 2] представлена методика корректировки формы цилиндрической поверхности методом травления. Зона травления представляет собой узкую (~1 мм) длинную (~50 мм) полосу, параллельную образующей исходной поверхности, которая перемещается вдоль направляющей этой поверхности. Поскольку зона травления имеет конечную ширину, необходимо проводить компьютерное моделирование процесса. Целью моделирования является определение оптимального закона движения зоны травления относительно исходной поверхности и шага травления для получения заданного отклонения направляющей стравленной поверхности или ее производной от расчетных значений. Кроме того, определяется оптимальное исходное положение образца относительно зоны травления, при котором количество удаляемого материала, а значит и время травления, минимально.

Для решения поставленных задач была разработана программа. Она имеет модульную структуру. В первом блоке задается направляющая $S(x)$ исходной поверхности в лабораторной системе координат. Направляющая может быть задана в аналитическом, табличном виде или может быть найдена с помощью обработки данных, полученных с микроскопа Talysurf [3]. В последнем случае вычисления проводятся следующим образом. Микроскоп позволяет получать фотографию рельефа поверхности в поле зрения 1 × 1 мм с точностью около 1 нм. Перемещая образец на расстояние меньше 1 мм и снимая последовательность таких кадров, можно, сшивая функции и их производные на общих измеренных участках, получить полный рельеф поверхности на длине до 50–100 мм.

Во втором блоке программы осуществляется поворот и сдвиг кривой $S(x)$ (полученной в лабораторной системе координат) относительно направляющей расчетной поверхности $I(x)$ так, чтобы разность $D(x) = S(x) - I(x)$ была положительна, а интеграл $\int D(x)dx$ был бы минимален. Это соответствует минимально возможному количеству удаленного материала.

На третьем этапе, в зависимости от вида функции $D(x)$, вычисляется оптимальный закон движения зоны травления относительно исходной поверхности.

Так же, как и в предыдущей работе [4], вычисление оптимального закона движения зоны травления основано на минимизации функционала

$$\Phi = \alpha \left\| D(x) - \sum_j A_j \varphi(x - x_j) \right\|^2 + (1-\alpha) \left\| D'(x) - \sum_j A_j \varphi'(x - x_j) \right\|^2, \quad (1)$$

где $\varphi(x - x_j)$ – распределение скорости травления в зоне с центром в точке травления $x_j = jd_e$ (d_e – шаг травления), A_j – время травления в этой точке. Параметр $\alpha \in [0,1]$ позволяет оптимизировать как саму направляющую стравленной поверхности, так и ее производную. Норма функции $f(x)$ определяется как $\|f(x)\|^2 = \frac{1}{L^3}\int f^2(x)dx$, а норма производной – $\|f'(x)\|^2 = \frac{1}{L}\int f'^2(x)dx$ (L – длина, на которой осуществляется травление).

Заметим, что времена травления A_j должны быть положительными. Выберем следующую модель для A_j:

$$A_j = \gamma D^{\delta}(x_j). \quad (2)$$

Как было показано в [4], введение показателя степени δ позволяет заметно улучшить точность формы стравленной поверхности.

Задача вычисления оптимального закона движения зоны травления решается в несколько этапов.

На первом этапе функция $D(x)$ выбирается в виде одного пика шириной W_d и высотой A_d. В настоящей работе в качестве модели для $D(x)$ рассматривается функция Гаусса $G(x) = A\exp\left(-(x-a)^2/2\sigma^2\right)$ со средним a и дисперсией σ. Ширину функции определим как $W_d = 6\sigma$. Распределение скорости травления $\varphi(x - x_j)$ также считалось гауссовым с шириной W_e и максимальной скоростью V_e. Далее, минимизируя функционал (1), находим параметр γ и с учетом (2) оптимальные времена травления:

$$\gamma = \frac{\alpha(D,F) + (1-\alpha)(D',F')}{\alpha(F,F) + (1-\alpha)(F',F')} \quad (3)$$

где $F(x) = \sum_j D^{\delta}(x_j)\varphi(x - x_j)$.

На следующем этапе для каждого значения отношения W_d / W_e путем подбора определяется оптимальное значение показателя δ. В таблице приведены оптимальные значения параметра δ в зависимости от ширины пика направляющей исходной поверхности при d_e = 0.01 мм, A_d = 0.01 мм, W_e = 1 мм, V_e = 0.001 мм/мин.

W_d / W_e	$\delta, \alpha = 1$	$\delta, \alpha = 0$
1.4	1.99	1.983
2.0	1.31	1.305
3.0	1.115	1.11
4.0	1.061	1.059
5/0	1.038	1.037
6.0	1.026	1.025
9.0	1.0115	1.011
12	1.0064	1.0065
16	1.0036	1.0035
20	1.0023	1.00235

Рисунок 1 иллюстрирует влияние параметра δ на качество направляющей поверхности после травления. Видно, что выбор оптимального значения этого параметра позволяет боле, чем на порядок уменьшить отклонение направляющей стравленной поверхности от расчетной (рис. 1, *a*). Аналогичная ситуация наблюдается и для производной $dD(x)/dx$ (см. рис. 1, *b*).

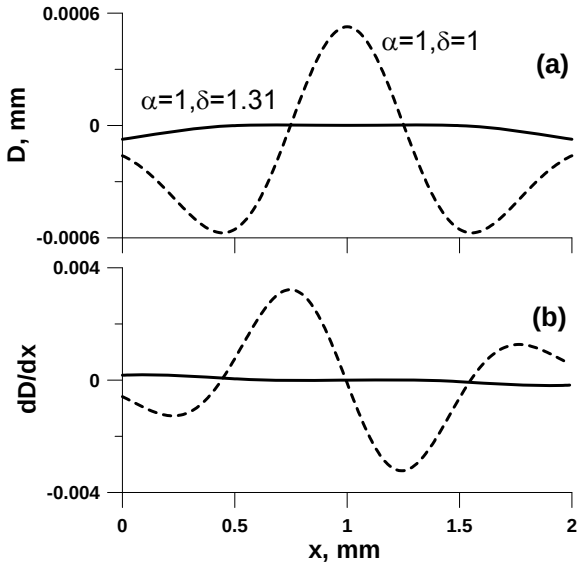


Рис. 1. Направляющая стравленной поверхности (*a*) и ее производная (*b*): W_d = 2 мм, A_d = 0.01 мм, W_e = 1 мм, V_e = 0.001 мм/мин, d_e = 0.01 мм

Заметим, что полученные таким образом результаты близки к результатам, представленным в [4], где в качестве модели для $D(x)$ и $\varphi(x - x_j)$ использовалась функция $A_d \cos^2 \frac{x - x_j}{W_d}$.

На последнем этапе произвольная функция $D(x)$ представляется в виде суммы функций Гаусса:

$$D(x) \approx \sum_k G^{(k)}(x).$$

Такое разложение можно получить, например, используя пакет Origin 8. Для каждой функции $G^{(k)}(x)$ находим оптимальные значения $\gamma^{(k)}$ из (3), $\delta^{(k)}$ и времена травления $A_j^{(k)}$ из (2), суммируя которые получаем окончательно

$$A_j^{opt} = \sum_k A_j^{(k)}.$$

Таким образом, в работе предложена методика для определения оптимального закона движения зоны травления, позволяющего минимизировать отклонение направляющей стравленной поверхности от расчетной. Представлен также пакет программ для моделирования всего процесса травления – от получения исходной поверхности до определения оптимальных времен травления.

Работа поддержана РФФИ, проект 10-02-00597.

1. *Ахсахалян, А.Д.* Применение реактивного ионно-лучевого травления для корректировки формы поверхности рентгеновских зеркал / *А.Д. Ахсахалян, Ю.А. Вайнер, Д.Г. Волгунов, М.Н. Дроздов, Е.Б. Клюенков, М.И. Кузнецов, Н.Н. Салащенко, А.И. Харитонов, Н.И. Чхало* // Матер. совещания «Рентгеновская оптика-2008». Черноголовка, 2008. С. 26-28.

2. *Ахсахалян, А.А.* Возможности коррекции формы рентгеновских зеркал методом реактивного ионно-лучевого травления / *А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Ю.А. Вайнер, Д.Г. Волгунов, М.В. Зорина, Е.Б. Клюенков, А.И. Каськов, М.И. Кузнецов, Н.Н. Салащенко, А.И. Харитонов* // Матер. совещания «Рентгеновская оптика-2010». Черноголовка, 2010. С. 81-83.

3. *Ахсахалян, А.А.* Методика измерений формы поверхности вращения на интерференционном микроскопе “Talysurf CCI 2000” / *А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, М.В. Зорина, А.И. Харитонов* // Известия РАН. Сер. физическая. 2011. Т. 75, №1. С. 102-105.

4. *Ахсахалян, А.Д.* Компьютерное моделирование процесса травления для получения поверхности заданной формы / *А.Д. Ахсахалян, И.М. Нефедов* // Матер. совещания «Рентгеновская оптика-2010». Черноголовка, 2010. С. 95-97.

Реализация метода наведенного тока на лабораторном источнике рентгеновского излучения

М.В. Григорьев, Д.В. Иржак, Д.В. Рощупкин, Р.Р. Фахртдинов, Е.Б. Якимов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН,
ул. Институтская, 6, Черноголовка
e-mail: irzhak@iptm.ru

Для исследования полупроводниковых материалов и приборов широко применяется метод наведенного тока, суть которого заключается в возбуждении неосновных носителей заряда при помощи электронного или лазерного зонда. Данный метод позволяет выявлять неоднородности и дефекты объекта исследования, различающиеся по своим электрическим свойствам. Ранее была продемонстрирована возможность реализации метода наведенного тока с использованием синхротронного излучения [1]. Преимуществом использования рентгеновского излучения является то, что оно не заряжает объект исследования и обладает высокой проникающей способностью. В нашей работе мы показываем возможность использования данного метода с применением лабораторного источника рентгеновского излучения.

В качестве исследуемого объекта использовался кремниевый диод с барьером Шоттки. Экспериментальное исследование образца проводилось на источнике рентгеновского излучения с вращающимся молибденовым анодом Rigaku Rotaflex RU-200. Для фокусировки излучения был установлен поликапиллярный фокусирующий элемент [2] с входной апертурой 2 мм. Капилляр устроен таким образом, что он собирает прошедшее через него излучение в пятно (рис. 1) размером ~30 мкм на расстоянии 4 мм от его выхода. В этой точке и был размещен исследуемый объект. Образец был расположен на автоматизированной платформе, позволяющей проводить построчное сканирование путем горизонтального и вертикального перемещения образца перпендикулярно направлению распространения излучения. Значение наведенного тока измерялось амперметром Keithley 6485. Для исключения влияния видимого света на результаты измерений та часть установки, где был размещен исследуемый образец, была полностью затемнена. Таким образом, на образец воздействовало только рентгеновское излучение. Схема экспериментальной установки для реализации метода наведенного тока представлена на рис. 2.

Управление сканированием проводилось специально написанной программой в среде LabView, позволяющей регулировать параметры сканирования (такие как направление и шаг сканирования, размер области сканирования, время измерения тока в точке) в соответствии с текущими задачами, а также регистрировать измеренные значения тока и сохранять их в файл для дальнейшей обработки.

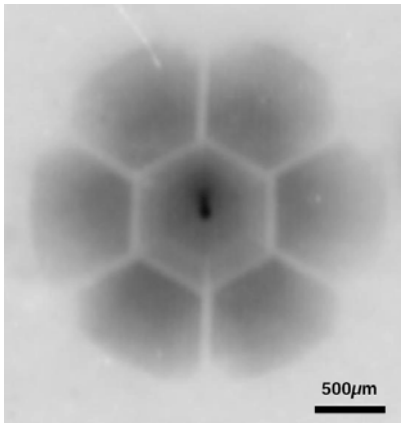


Рис. 1. Топограмма фокального пятна

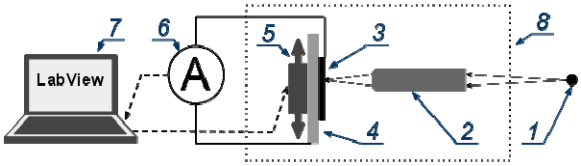


Рис. 2. Схема эксперимента: *1* – источник рентгеновского излучения, *2* – капилляр, *3* – электрод, *4* – исследуемый образец, *5* – моторизованная система сканирования, *6* – амперметр, *7* – управляющий компьютер, *8* – затемненный бокс

При построчном сканировании образца сфокусированным пучком рентгеновского излучения были получены двумерные карты распределения областей, при облучении которых происходит изменение величины тока, протекающего через образец, то есть, областей с различающимися условиями генерации носителей заряда. Обработка результатов измерений проводилась с учетом формы распределения интенсивности рентгеновского излучения в фокальной плоскости (см. рис. 1). Общая карта исследуемого образца (рис. 3) была получена при однократном сканировании области диода Шоттки размером 3×3 мм с шагом 10 мкм. На полученном изображении хорошо заметен контактный провод в левой верхней части образца, послуживший ориентиром для дальнейшей настройки. В дальнейшем были определены интересующие области размером 600×600 мкм и проведено их подробное (10-кратное) сканирование с шагом 10 мкм (рис. 4 и рис. 5). Зарегистрированные значения тока находились в диапазоне от 0.02 мА (излучение сфокусировано вне области диода) до 0.2 мА (излучение сфокусировано в области диода). Контраст изо-

бражения в наведенном токе при подробном сканировании составил ~9 %.

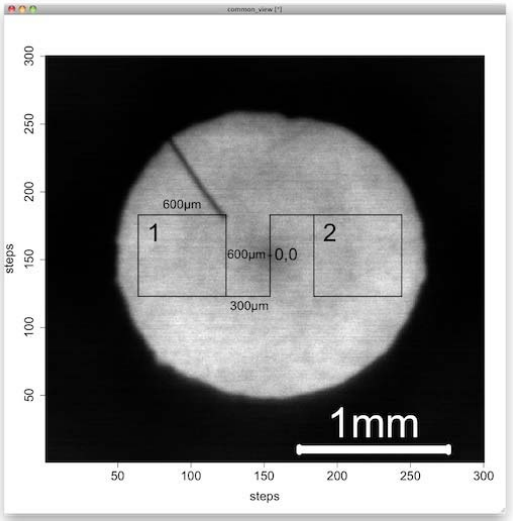


Рис. 3. Общий вид образца, полученный построчным сканированием. Пояснения по шкале интенсивности даны в тексте

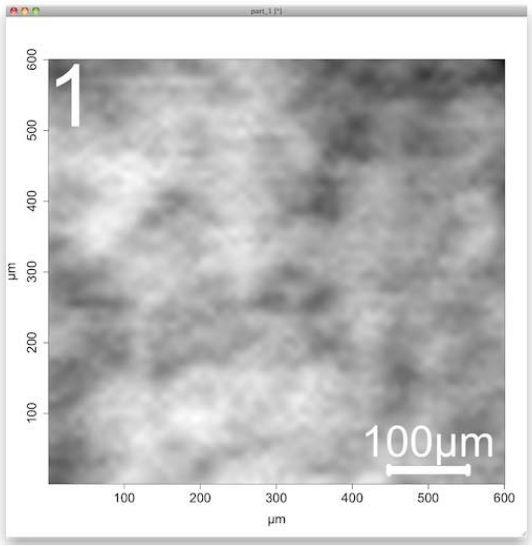


Рис. 4. Картина построчного сканирования области 1. Пояснения по шкале интенсивности даны в тексте

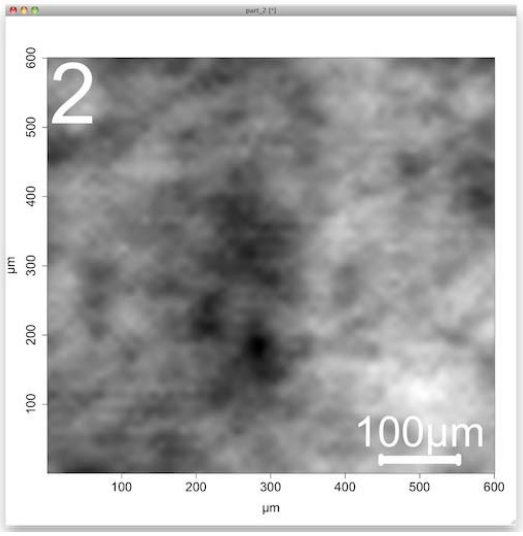


Рис. 5. Картина построчного сканирования области 2. Пояснения по шкале интенсивности даны в тексте

На полученных изображениях хорошо видны области с различающимися условиями генерации неосновных носителей заряда. Сравнения полученных результатов с результатами исследований методом генерации наведенного тока электронным пучком показали удовлетворительное совпадение. Наблюдаемое различие может быть объяснено разной глубиной залегания дефектов возбуждаемых рентгеновским и электронным пучком.

Полученные в данной работе результаты демонстрируют возможность использования метода наведенного тока на лабораторном источнике рентгеновского излучения. Для более эффективного использования данного метода необходимо улучшить пространственное разрешение и повысить интенсивность рентгеновского микрозонда.

Работа выполнена при поддержке РФФИ проект № 10-02-00300-а.

1. *Vyvenko, O. F.* X-ray beam induced current — a synchrotron radiation based technique for the in situ analysis of recombination properties and chemical nature of metal clusters in silicon / O. F. Vyvenko, T. Buonassisi, and A. A. Istratov, E. R. Weber, R. Schindler, H. Hieslmair, A. C. Thompson // J. Appl. Phys. 2002, Vol. 91, No. 6. P. 3614-3617.

2. http://www.ifg-adlershof.de/index.php?id=184&L=6.

Дифракционная решетка с фазосдвигающим металлическим слоем

Д.В. Иржак, М.В. Князев, Д.В. Рощупкин, Р.Р. Фахртдинов, И.А. Щелоков

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН,
ул. Институтская, 6, Черноголовка
e-mail: irzhak@iptm.ru

В данной работе представлены результаты исследования дифракции рентгеновского излучения на дифракционных решетках в брэгговских условиях.

Исследуемые дифракционные решетки представляли собой кристалл Si(111), на поверхности которого была сформирована фазосдвигающая решетка из W с периодом $D = 1$ мкм. Фотография дифракционной решетки представлена на рис. 1. Рисунок решетки вначале был сформирован в слое резиста методом электронно-лучевой литографии. Затем методом магнетронного напыления на резист был напылен слой W толщиной 1000 Å. После операции “lift-off” на поверхности Si(111) подложки остается фазосдвигающая дифракционная решетка из W с периодом 1 мкм.

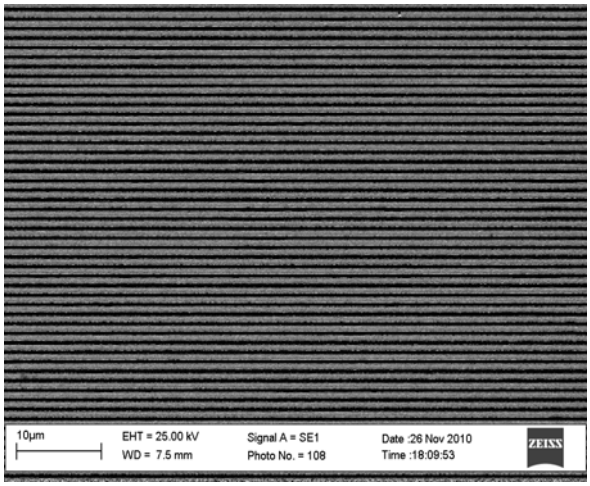


Рис. 1. Дифракционная решетка с периодом 1 мкм на основе Si(111) с фазосдвигающим слоем из W

Для исследования оптических свойств дифракционных решеток был использован двухкристальный рентгеновский дифрактометр Bruker D8 DISCOVER. Схема эксперимента представлена на рис. 2. В качестве источника рентгеновского излучения был использован вращающийся медный анод (излучение CuK_α, $\lambda = 1.54$ Å). Рентгеновское излучение коллимировалось входной щелью 100 мкм и монохроматезировалось с помощью двух Ge(220)-монохроматоров с двукратным отражением. Далее рентгеновское излучение под углом Брэгга $\Theta_B = 14.309°$ (отражение от плоскостей (111) кристалла Si) падает на исследуемую дифракционную решетку. Дифрагированное излучение регистрируется с помощью сцинтилляционного детектора, расположенного в точной брэгговской позиции.

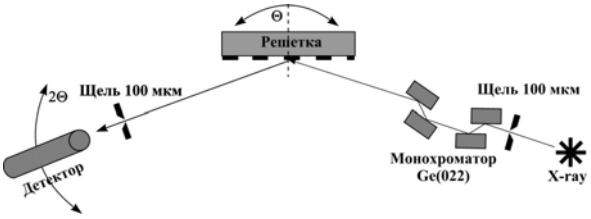


Рис. 2. Схема двухкристального рентгеновского дифрактометра

В ходе проведения исследований были измерены кривые качания с открытым детектором и 100 мкм входной щелью путем сканирования образца по углу Θ при фиксированном брэгговском положении детектора. Угловое расстояние между дифракционными сателлитами на кривой качания определяется как

$$\delta\Theta = d/D, \qquad (1)$$

где $d = 3.116$ Å – межплоскостное расстояние для плоскостей (111), а $D = 1$ мкм – период дифракционной решетки. В этом случае расчетное значение угловой расходимости между дифракционными сателлитами, полученной из выражения (1), составляет $\delta\Theta = 0.0178°$. На рис. 3 представлены кривые качания, полученные в условиях открытого сцинтилляционного детектора и при размере входной щели 100 мкм. На кривых качания можно наблюдать дифракционные сателлиты $m = \pm 1; \pm 2$, угловое расстояние между которыми соответствует значению, полученному из выражения (1). Данные сателлиты хорошо видны в случае использования на детекторе входной 100 мкм щели. При использовании открытого детектора на кривой качания можно наблюдать дополнительные дифракционные сателлиты, связанные с преломлением рентгеновского излучения в материале решетки.

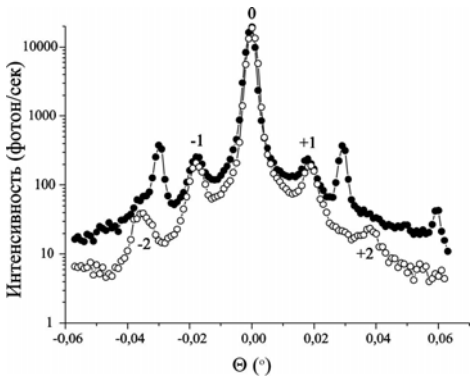


Рис. 3. Кривые качания дифракционной решетки с периодом 1 мкм, полученные в случае открытого детектора (●) и 100 мкм щели на детекторе (○)

Также в ходе экспериментальных исследований были измерены дифракционные кривые (см. рис. 4). В данном случае рентгеновское излучение падает на исследуемую дифракционную решетку под углом Брэгга $\Theta_B = 14.309°$, а дифрагированное рентгеновское излучение регистрируется путем сканирования сцинтилляционным детектором по углу 2Θ (рис. 2). В случае измерения дифракционной кривой угол выхода дифракционного порядка по отношению к поверхности кристалла определяется из выражения

$$\cos\Theta_m = \cos\Theta_B + m(\lambda/D), \qquad (2)$$

где Θ_m – угол выхода m-го порядка дифракции по отношению к поверхности кристалла, Θ_B – брэгговский угол падения рентгеновского излучения на исследуемую дифракционную решетку, $\lambda = 1.54$ Å – длина волны рентгеновского излучения, $D = 1$ мкм – период дифракционной решетки, $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots$ – номер дифракционного порядка.

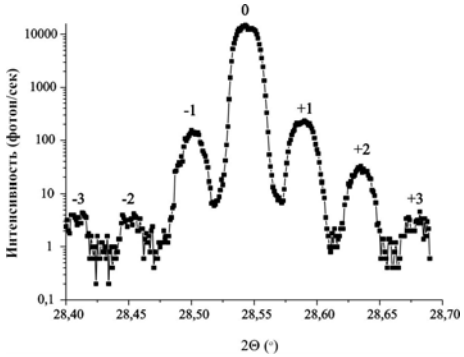


Рис. 4. Дифракция рентгеновского излучения на Si(111) дифракционной решетке с периодом 1 мкм

Двумерная карта распределения рентгеновской интенсивности, дифрагированной на фазосдвигающей дифракционной решетке с периодом $D = 1$ мкм, продемонстрирована на рис. 5. На карте хорошо видно пространственное положение дифракционных сателлитов, появление которых связано с преломлением рентгеновского излучения на W-штрихах дифракционной решетки. Интенсивность данных сателлитов существенно превышает интенсивность дифракционных сателлитов $m = \pm 1; \pm 2$ на кривой качания.

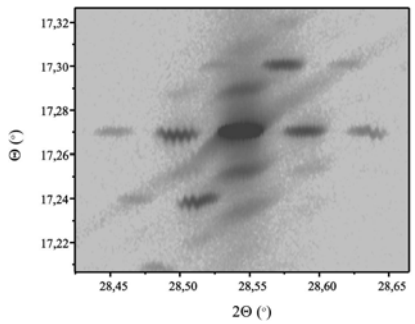


Рис. 5. Двумерная карта распределения рентгеновского излучения, дифрагированного на дифракционной решетке с периодом 1 мкм

На рис. 6 представлена микрофотография дифракционной решетки с фазосдвигающей W-пленкой толщиной 1000 Å и периодом $D = 0.5$ мкм. Соответствующая двумерная карта распределения рентгеновской интенсивности представлена на рис. 7. В данном случае максимальной интенсивностью обладают исключительно дифракционные сателлиты, появление которых связано с преломлением рентгеновского излучения на W-штрихах дифракционной решетки.

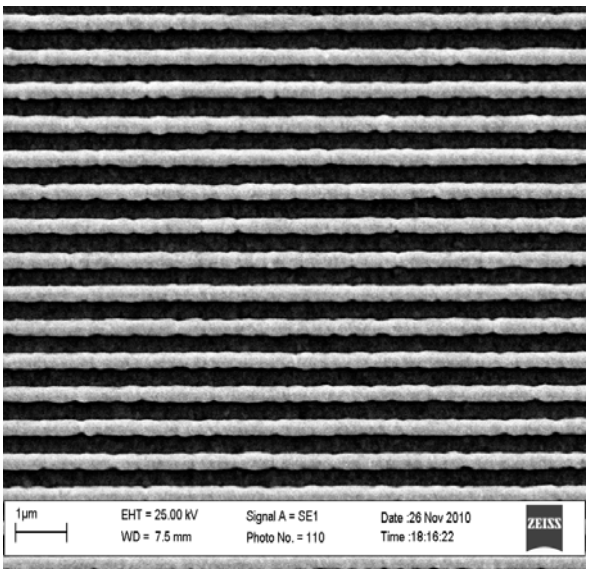


Рис. 6. Дифракционная решетка с периодом 0.5 мкм на основе Si(111) с фазосдвигающим слоем из W

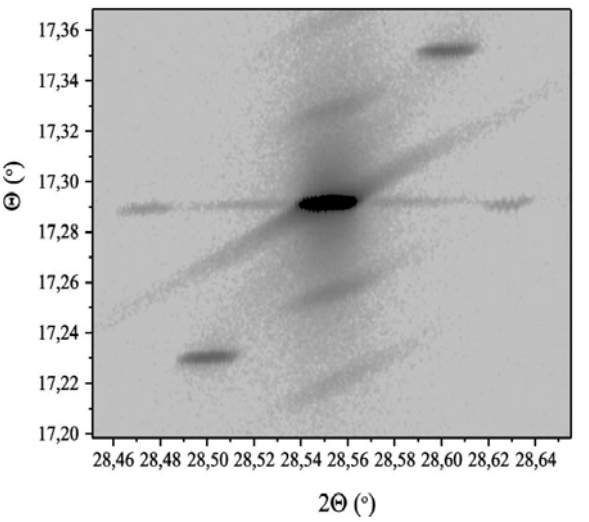


Рис. 7. Двумерная карта распределения рентгеновского излучения, дифрагированного на дифракционной решетке с периодом 1 мкм

В данной работе впервые обнаружено появление дифракционных сателлитов, связанных с преломлением рентгеновского излучения на материале, из которого сформирована решетка. Таким образом, при создании рентгенооптических приборов, основанных на аналогичном принципе, необходимо учитывать это явление.

Трансформация состава и структуры свободновисящих Mo/$ZrSi_2$-пленок в условиях высокотемпературного отжига в вакууме и водородной атмосфере

М.Н. Дроздов[1], Ю.Н. Дроздов[1], Е.Б. Клюенков[1], А.Я. Лопатин[1], В.И. Лучин[1], Н.Н. Салащенко[1], Н.Н. Цыбин[1], Л.А. Шмаенок[2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.
[2] PhysTech, Vaals, Netherlands.
e-mail: lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Разработка фильтров, предназначенных для использования в установках ЭУФ-литографии, предполагает изучение влияния высоких температур и водородной среды на деградацию их свойств. Высокая температура обусловлена большой мощностью падающего на фильтр излучения, а атомарный водород применяют для очистки поверхности оптических элементов от загрязнений.

Ранее мы рассмотрели влияние высоких температур на характеристики тонкопленочных многослойных фильтров на основе Mo, Zr, Si и силицидов циркония и молибдена [1]. Наиболее высокую термостабильность продемонстрировала структура Mo/$ZrSi_2$ с защитным покрытием из $MoSi_2$. Было установлено, что исчезновение исходной модуляции элементов многослойной структуры и существенное увеличение концентрации примесей (в частности, кислорода, ответственного за снижение прозрачности фильтра на рабочей длине волны $\lambda = 13.5$ нм), происходит при более высоких температурах (> 900 ºС), чем для образцов из других пар материалов [2]. В настоящей работе сообщается о наблюдении более сложного характера эволюции элементного состава пленок при температуре отжига, превышающей 1000 ºС.

Свободновисящая многослойная структура Mo/$ZrSi_2$ с защитным покрытием из $MoSi_2$ общей толщиной 53 нм изготовлена методом магнетронного напыления с последующим отделением пленки от подложки [1, 2]. Для испытаний стойкости к тепловым нагрузкам тонкая пленка монтируется на рамку 20 × 20 мм с отверстием диаметром 14 мм в центре. Образец на рамке помещается в вакуумную камеру с остаточным давлением ~10^{-7} Торр, где центральная часть пленки с характерным размером 5 мм облучается непрерывным CO_2-лазером с заданной плотностью падающей мощности. Чтобы определить уровень мощности излучения, поглощенной на единицу площади, и температуру в зоне засветки, используются предварительно измеренные для исследуемых структур значения коэффициента отражения при $\lambda = 10.6$ мкм и излучательной способности. Также в процессе отжига осуществляется контроль температуры пленки с помощью ИК-пирометра Metis MB35, регистрирующего поток излучения в диапазоне $\lambda = 2$–5 мкм с площадки диаметром 1.6 мм.

Профиль элементного состава образца исследовался методом ВИМС на установке TOF.SIMS-5. Распыление проводилось ионами Cs с энергией 1 кэВ в растре 250 × 250 мкм, зондирование осуществлялось ионами Bi. Благодаря высокой локальности анализа на образце было проведено более 10 измерений в различных областях зоны отжига, имеющих разную температуру (до 1050 ºС в максимуме) из-за неоднородности лазерного отжига. Это позволило на одном образце воспроизвести достаточно полную картину эволюции элементного состава при повышении температуры. Измерения проводились в двух модах анализа – регистрации как отрицательных, так и положительных вторичных ионов. В отрицательной моде анализа, стандартной при распылении Cs, регистрировались элементы O, Si и кластерный ион ZrSi (рис. 1).

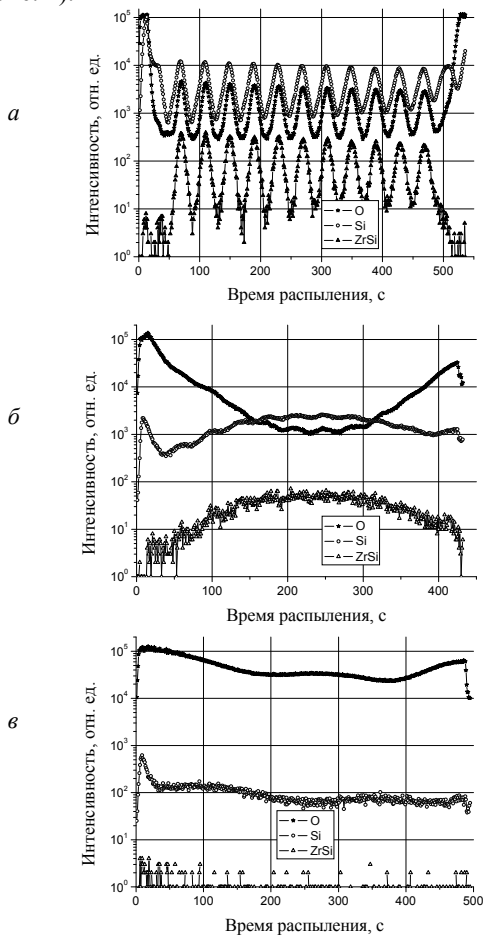


Рис. 1. Распределение элементов в пленке: начальное (*а*) и после вакуумного нагрева в течение 220 минут при температуре $t = 880$ ºС (*б*) и $t = 1050$ ºС (*в*)

Наиболее неожиданным результатом оказалось обеднение пленок атомами кремния. Перво-

начально в распределении Si возникает явно выраженный градиент концентрации, направленный от поверхностей к центру пленки – рис. 1, *б*. В зоне с максимальным нагревом интегральная концентрация Si в пленке снизилась примерно в 30 раз, здесь отмеченный градиент концентрации Si уже отсутствует (рис. 2, *в*). В зоне с максимальным нагревом также значительно возросла концентрация кислорода, его распределение носит неоднородный характер с максимальным значением вблизи границ. В этих областях концентрация кислорода оказывается сопоставимой с концентрацией элементов матрицы – Mo и Zr.

В положительной моде анализа регистрировались ионы CsMo и CsZr (рис. 2). Такие комбинации позволяют минимизировать матричные эффекты при анализе металлических структур. Кроме того, в этой моде анализа регистрировался также кластерный ион ZrO.

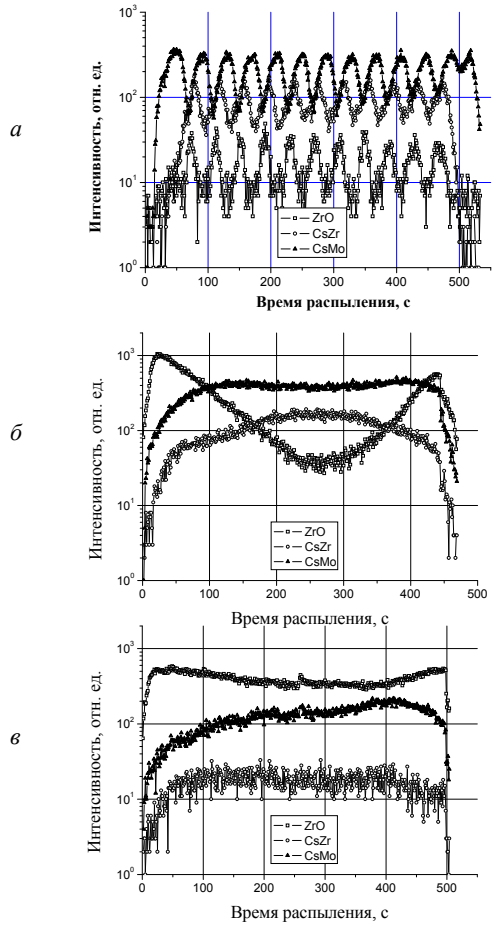


Рис. 2. Данные послойного ВИМС-анализа (в положительной моде) образца исходного (*а*) и после отжига в течение 220 минут при t = 900 ºС (*б*) и 1050 ºС (*в*)

Рисунок 2 показывает, что интегральная концентрация Mo и Zr в зоне нагрева осталась практически неизменной, при этом атомы Zr из внутренних слоев пленки диффундируют во внешние слои, первоначально состоящие из Mo и Si. На рис. 1, *б* наблюдается практически полное исчезновение кластерных ионов ZrSi, их интенсивность снизилась более чем в 100 раз. Концентрация кластерных ионов ZrO, напротив, значительно возросла – рис. 2, *в*. На наш взгляд, эти результаты явно свидетельствуют о трансформации химического состояния элементов – исчезновении исходной фазы $ZrSi_2$ и образовании как отдельных атомов Zr, так и связанных Zr-O с участием захваченных атомов O. Несмотря на столь существенное изменение состава, пленка сохранила свою механическую целостность.

Проведенный анализ свидетельствует о том, что снижение концентрации кремния вызвано его селективной сублимацией с поверхностей свободновисящей структуры. Сублимации предшествуют процессы образования свободного кремния (в результате реакции окисления силицида циркония с появлением окисла циркония) и диффузии Si к поверхностям пленки. Оценка скорости и энергии сублимации кремния дает значения 10^{-4} нм/с (t = 980 °C) и 4.2 эВ соответственно. Найденное значение энергии сублимации попадает в интервал данных (4.1–4.5 эВ) ряда работ, в которых измерялся этот параметр.

С точки зрения применения фильтров в установках ЭУФ-литографии интересен вопрос о совместном влиянии на свойства фильтра высоких температур и водородной среды. Мы провели предварительное тестирование Mo/$ZrSi_2$-пленок в водородной среде при температуре 750 ºС. Длительность нагрева образца составляла 50 мин, давление водорода – около 1 атм. Установлено, что концентрация водорода в отожженной структуре практически не изменилась. При вакуумном отжиге наблюдается уменьшение концентрации водорода. Таким образом, результаты тестирования позволяют рассчитывать на то, что водородная среда не повлияет на термостойкость фильтра.

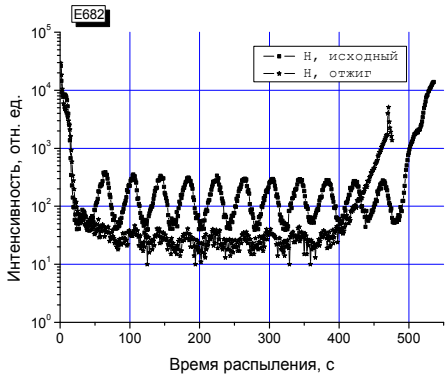


Рис. 3. Распределение водорода в структуре: начальное (квадратики) и после отжига в течение 220 минут при t = 880 ºС (звездочки)

Работа поддержана РФФИ: гранты 09-02-00389, 09-02-01473, 10-02-01073.

1. *Chkhalo, N.I.* Influence of annealing on the structural and optical properties of thin multilayer EUV filters containing Zr, Mo and silicides of these metals / N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, M.N. Drozdov et al. // Proc. SPIE. 2010. V. 7521. 752105.

2. *Дроздов, М.Н.* Термически стойкие многослойные фильтры на основе молибдена для экстремального УФ-диапазона / М.Н. Дроздов, Е.Б. Клюенков, А.Я. Лопатин и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75, вып. 1. С. 77–79.

Корректировка профиля параболической поверхности модульных элементов

А.В. Марков, В.Н. Трушин, Е.В. Зайцева

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н.Новгород.
e-mail: MarcovAV@yandex.ru

К числу задач адаптивной рентгеновской оптики относятся корректировка параллельности рентгеновских пучков в коллимирующих системах и улучшение фокусировки. Данные задачи можно решить путем изменения локальных радиусов кривизны модульных элементов (МЭ), состоящих из основания и активных элементов, размещаемых с противоположной стороны от рабочей поверхности (рис. 1).

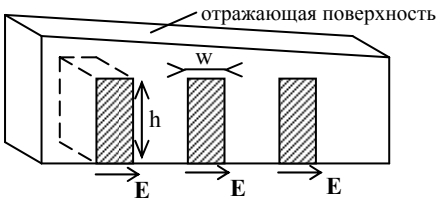


Рис. 1. Расположение пьезоэлементов в МЭ

Большинство современных систем для формирования параллельных рентгеновских пучков используют отражающие элементы в форме параболического цилиндра [1]. В работе исследуется возможность управления профилем параболического МЭ с фокусным расстоянием $f = p/2$ (p – параметр параболы) за счёт перераспределения напряжений, подаваемых на цирконат-титанат свинца (ЦТС). Для моделирования в качестве основания МЭ выбран плавленый кварц с модулем Юнга Y = 73.6 ГПа и коэффициентом Пуассона ν = 0.07. Выбирались два варианта длин модульных элементов, составляющие 3 см и 6 см. Рассмотрены различные варианты размещения вставок одинаковых размеров. Для нахождения трёхмерных полей деформаций, возникающих в МЭ, решалось стационарное уравнение равновесия с условиями равновесия на связных границах: $\partial\sigma_{i,j}/\partial x_j = 0$, $i,j = 1, ..., 3$, где σ_{ij} – матрица напряжений, определяемая как $\sigma_{ij}=C_{ijkl}(\varepsilon_{kl} - d_{mkl} E_m)$, $m = 1, ..., 3$, где d_{mkij} – тензор пьезоэлектрических модулей, E_m – компоненты напряжённости электрического поля, ε_{ij} – компоненты тензора упругих деформаций.

Из результатов аппроксимирования профиля поверхности МЭ определена зависимость фокусного расстояния от его параметров. Показано, что волнистость деформированной поверхности зависит от геометрических параметров МЭ и плотности расположения в них пьезоэлементов. В частности, при использовании вставок высотой $h = 0.6$ см и шириной $w = 0.1$ см при толщине основания, равной 1 см, волнистость пропадает при величине плотности вставок равной 2 вставки/см. Зависимость волнистости поверхности от высоты вставок проявляется при высоте ~ 0.9 см.

В таблице представлена зависимость фокусного расстояния профиля поверхности МЭ, длиной 6 см, содержащего 18 вставок, от значения электрического напряжения, подаваемого на вставки. Исходная рабочая поверхность представляет собой параболу с параметром $p = 0.17$ мм.

Напряжение, В	f, мм	Δf, мм
0	0.085	0
100	0.08494	$1.14\cdot10^{-5}$
200	0.08488	$2.29\cdot10^{-5}$
300	0.08483	$3.43\cdot10^{-5}$
400	0.08477	$4.57\cdot10^{-5}$
500	0.08471	$5.72\cdot10^{-5}$

Обозначим функцию профиля поверхности, полученного после деформации, как $P=P_{исх}+\Delta P$, ($P_{исх}$ – исходный профиль). Профили, соответствующие напряжениям *1* – 0 В, *2* – 100 В, *3* – 300 В, *4* – 500 В, подаваемым на пьезоэлементы, показаны на рис. 2, *а* (на рис. *б* – зависимость их локального радиуса кривизны в точке пересечения А от напряжения.

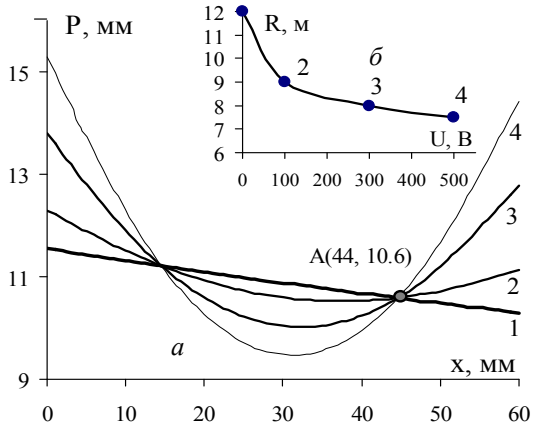


Рис. 2. Изменение профиля $P_м=P_{исх}+\Delta P\cdot M$ (*а*) и радиуса кривизны (*б*) в точке А, в зависимости от напряжения на пьезоэлементах, M=100 – масштабный множитель

В качестве активных элементов МЭ могут выступать также вставки с высоким коэффициентом линейного теплового расширения. В этом случае управление профилем отражающей поверхности может осуществляться за счёт перераспределения температур на активных элементах [2]. Недостатком данного метода является наличие теплообмена между элементами и основанием. В этом случае профиль поверхности помимо корректирующих деформаций будет подвергаться неконтролируемым тепловым деформациям.

1. *Ахсахалян, А.А.* Многослойные рентгеновские зеркала для формирования пучков субнанометрового диапазона длин волн / А.А. Ахсахалян и др. // Известия РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69, №2. С. 174-181.

2. *Трушин, В.Н.* Корректировка профиля изгиба поверхности фокусирующих элементов / В.Н. Трушин, А.С. Маркелов, Е.В.Чупрунов, А.В. Марков // РСНЭ. 2007. С. 628.

Сменные окна и фильтры детекторов рентгеновского изображения на основе пористых пленок субмикронной толщины

А.В. Митрофанов[1], П.Ю. Апель[2], А.А. Бурмистров[3], Н.В. Левкович[2], О.Л. Орелович[2]

[1]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва.
[2]ОИЯИ, Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н. Флерова, 141980, Дубна.
[3] ГЕОХИ РАН, 119991, Москва.
e-mail mitrofa@sci.lebedev.ru

В данной работе представлены результаты экспериментов по изготовлению трековых мембран [1] из однородных полиэтилентерефталатных (ПЭТФ) пленок толщиной менее 1 микрометра. При высокой плотности пор, достигающей величин 10^8 – 10^9 см$^{-2}$, пористые пленки могут быть использованы в качестве основы для сменных окон и фильтров детекторов рентгеновского изображения с предельно высоким пространственным разрешением. Обсуждаются экспериментальные проблемы создания сверхтонких пористых сменных фильтров детекторов солнечных рентгеновских телескопов, работающих в мягкой рентгеновской области спектра [2]. Описываются и анализируются оптические свойства экспериментальных образцов трековых мембран субмикронной толщины.

Оптимальные параметры пор трековой мембраны (диаметр пор D, их плотность n, толщина мембраны L) сменного фильтра детектора рентгеновского изображения определяются рядом условий, прежде всего разрешением детектора (размерами пикселей ПЗС-матрицы) и рабочим спектральным диапазоном. Для используемого полимера предпочтителен режим, когда дифракционная длина D^2/λ соизмерима с толщиной мембраны L [3], а плотность пор n удовлетворяет условию $nA^2 \gg 1$, где A – линейный размер ячейки ПЗС-матрицы, λ – рабочая длина волны.

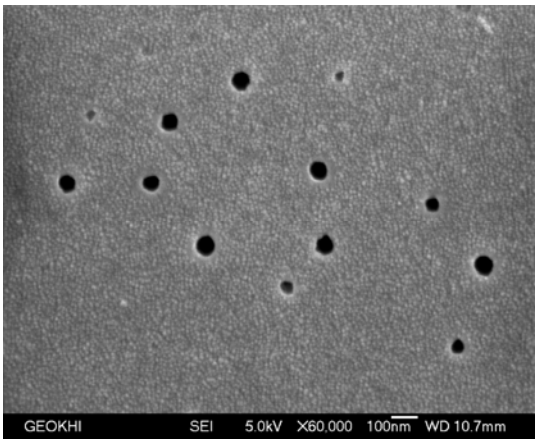


Рис. 1. Электронная микрофотография поверхности ПЭТФ трековой мембраны субмикронной толщины с плотностью пор $n = 3 \cdot 10^8$ см$^{-2}$

Номинальная пористость фильтра $P = \pi D^2 n / 4$ выбирается с учетом конструкции входного узла детектора и не должна быть слишком малой по сравнению с единицей. На рис. 1 в качестве иллюстрации приводится микрофотография поверхности изготовленной сверхтонкой ПЭТФ-мембраны с плотностью пор $n = 3 \cdot 10^8$ см$^{-2}$. Образцы площадью несколько сотен квадратных сантиметров крепились на кольцевых оправах в свободном состоянии (без опорных сеток).

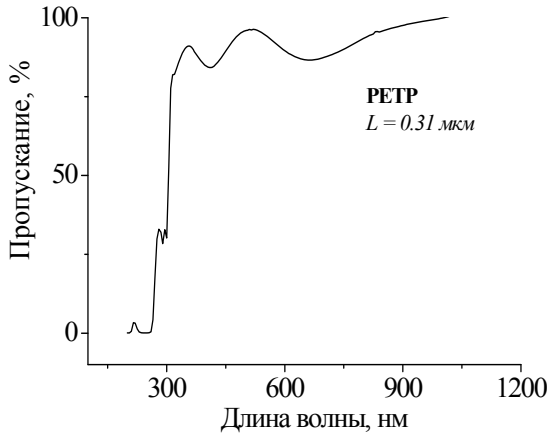


Рис. 2. Спектр пропускания ПЭТФ трековой мембраны, поверхность которой показана на рис. 1. Толщина мембраны 0.31 мкм

Контроль толщины исходной пленки и изготавливаемых пористых мембран (после облучения ионами и химического травления) проводился по интерференционной картине на спектрах пропускания (рис. 2) с учетом дисперсии ПЭТФ и по интенсивности полос поглощения в ближнем УФ диапазоне спектра.

1. *Апель П.Ю., Кузнецов В.И., Житарюк Н.И., Орелович О.Л.* Ядерные ультрафильтры // Коллоидный журн. 1985. Т. 47. С. 3-8.

2. *Mitrofanov A.V., Apel P.Yu.* Ion track filters in imaging X-ray astronomy // Nucl. Instrum. and Meth. A, 282, 542-545 (1989).

3. *Митрофанов А.В., Апель П.Ю.* Рентгеновские дифракционные фильтры на основе трековых мембран. // Известия РАН. Сер. физ. 200. Т. 73, №1. С. 61-65.

Многослойные рентгеновские зеркала для мягкого рентгеновского излучения 4.4–5 нм

С.С. Андреев, М.М. Барышева, Ю.А. Вайнер, П.К. Гайкович, Д.Е. Парьев, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород 603600.
e-mail: pariev@ipmras.ru

"Углеродное окно", лежащее в интервале от 4.4 нм (край поглощения углерода) до 5 нм, занимает особое место в диапазоне мягкого рентгеновского излучения. Это связано с тем, что углеродосодержащие материалы, к числу которых относятся биологические и медицинские объекты, полимеры, углеродные волокна, конгломераты нанотрубок и др., наиболее прозрачны для мягкого рентгеновского излучения в этой части спектра, что обусловлено *K*-скачком поглощения углерода на длине волны 4.4 нм. Как показано на рис. 1, разница в коэффициентах поглощения клеточных структур и веществ (органелл) в "углеродном окне" в 5–6 раз больше, чем в "водном окне" [1]. Такая разница в величине поглощения позволяет исследовать различные органические объекты, находящиеся в парафине, и получать рентгенооптические изображения веществ и биологических структур приемлемого контраста. В настоящее время дальнейшее развитие рентгеновской микроскопии "углеродного окна" связано с созданием эффективной рентгенооптической системы [2].

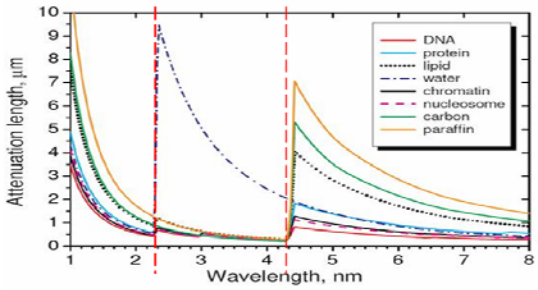


Рис. 1. Спектральная зависимость глубины проникновения мягкого рентгеновского излучения для различных органических соединений и воды. Взято из [1]

В данной работе исследовалась пара Cr/C. Выбор хрома обусловлен наличием высокого скачка диэлектрической проницаемости, необходимого для получения высоких коэффициентов отражения, и малым поглощением в углеродном окне. Также эта пара отлично зарекомендовала себя в мировой практике.

Процесс изготовления многослойных рентгеновских зеркал производился на установке магнетронного типа. Два магнетрона с соответствующими плоскими мишенями различных материалов позволяют напылять двухкомпонентные структуры на подложки диаметром до 100 мм. Распыление мишеней осуществляется в среде аргона при давлении ~ 0.1 Па. Давление остаточных газов в рабочем объеме перед началом процесса было не более 10^{-4} Па. Геометрические параметры образцов определялись методом малоугловой рентгеновской дифрактометрии с использованием дифрактометра Philips X'Pert PRO по измерениям угловой зависимости коэффициента отражения МС на длине волны $\lambda = 0.154$ нм. Измерения в мягком рентгеновском диапазоне проводились на длине волны $\lambda = 4.47$ нм на рефлектометре [3, 4].

Было проведено моделирование Cr/C многослойных структур нормального падения $\theta = 85°$ для длины волны 4.47 нм с целью определения оптимальных параметров для достижения максимальных отражательных характеристик. Были получены следующие параметры для "идеальной структуры": период $d = 2.248$ нм, доля хрома в периоде $\beta = d_{Cr}/d = 0.25$, коэффициент отражения был на уровне 57 %, спектральная селективность $S = 307$, интегральный коэффициент отражения $R = 0.01$ нм. В ходе моделирования использовались оптические константы CXRO, находящиеся в свободном доступе [7].

На данном этапе работы были изготовлены образцы Cr/C-структур с периодом $d = 2.27$ нм, с числом бислоев $N = 200$. Их отражательные характеристики были следующими: на длине волны $\lambda = 4.47$ нм при угле скольжения $\theta = 81.6°$ и спектральной селективности $S = 157$ отражение составляло $R = 15.1$ % (см. таблицу), что является рекордным по сравнению с Cr/C-зеркалами [5] и Co/C [6]. Более подробная информация будет представлена на стенде.

Оптические параметры МРЗ

λ, нм	*R*, %	θ, °	Δθ, °	*S*
0.154	45.6	1.963	0.013	151
4.47	15.1	81.62	2.5	157

Экспериментальный коэффициент отражения образца существенно меньше теоретического, что вызвано, на основании результатов подгонки (рис. 2, 3), влиянием межслойных шероховатостей, которые оказывают особенно заметное действие именно в короткопериодных структурах.

Для простейших двухзеркальных схем должно выполняться следующее требование к допустимому отклонению периода от расчетного значения: $\delta d/d << \delta\lambda/\lambda$, т. е. при напылении параметры могут меняться не более чем на 0,1 %, а при учёте межслойных шероховатостей селективность вырастет, соответственно ужесточатся и требования. Поэтому как показали теоретические расчеты, в качестве альтернативы Cr/C-зеркалам могут применяться структуры на основе Co, который хотя и сильнее поглощает на рабочей длине, но имеет боль-

ший скачок диэлектрической проницаемости. Co/C-зеркала имеют более высокий интегральный коэффициент отражения по сравнению с аналогичными Cr/C (рис. 4).

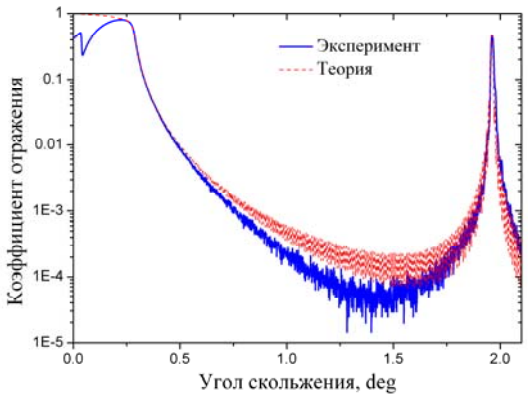


Рис. 2. Экспериментальный и вычисленный коэффициенты отражения Cr/C-зеркала в области критического угла и первого брэгговского пика на λ = 0.154 нм

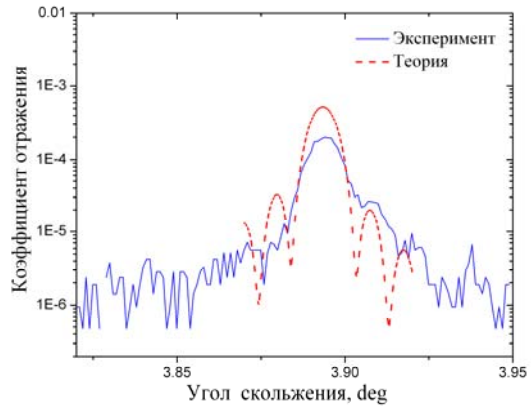


Рис. 3. Экспериментальный и вычисленный коэффициенты отражения Cr/C-зеркала в области второго брэгговского пика на λ = 0.154 нм

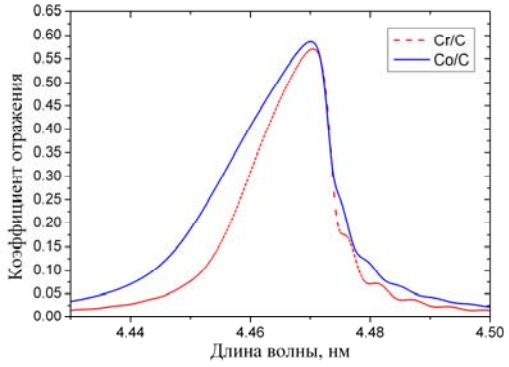


Рис. 4. Теоретический коэффициент отражения структур Cr/C и Co/C. Интегральный коэффициент отражения для Cr/C-структуры 0.01 нм, для Co/C-структуры 0.014 нм

Моделирование Co/C зеркала для нормального падения θ = 85° для длины волны λ = 4.47 нм показало следующие отражательные характеристики для “идеальной структуры”: d = 2.248 нм, β = 0.22, коэффициент отражения был на уровне 58.6 %, селективность S = 235, интегральный коэффициент отражения R = 0.014 нм.

Основная сложность при напылении кобальтовых зеркал состоит в том, что Co – магнитный материал, поэтому в дальнейших работах планируется использовать $Co_{0.8}Cr_{0.2}$ вместо чистого кобальта.

Эти результаты будут положены в основу последующих экспериментов по напылению Co/C-структур.

В ходе работы изготовлено Cr/C МРЗ с рекордным коэффициентом отражения 15.1 %. Показано, что структуры на основе Co/C обладают большим интегральным коэффициентом отражения, что представляет интерес для изображающей многозеркальной оптики.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, РФФИ 11-02-00961, РФФИ 10-02-00957, РФФИ 11-02-00597 и ФПЦ “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы”.

1. *L.A. Artyukov, A.V. Vinogradov, Yu. S. Kas'yanov et al.* X-ray microscopy in the carbon window region // Quantum Electronics. 2004. Vol. 34(8). P. 691-692.

2. *Е.А. Бугаев.* Создание градированного многослойного покрытия Co/C для изображающей системы в диапазоне “углеродного окна” (λ ~ 4.4–5.0 нм) // ФИП ФИП PSE. 2009. т. 7. № 1-2. Vol. 7. No. 1-2. pp. 69-75.

3. *М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев, Е.Б. Клюенков, Н.Н. Салащенко, Д.П. Чехонадских, Н.И. Чхало, Л.А. Шмаенок.* Рефлектометрия в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. - 2003. - №1. - С.70-77.

4. *S.S. Andreev, A.D. Akhsakhalyan, M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, S.V. Gaponov, S.A. Gusev, E.B. Kluenkov, K.A. Prokhorov, N.N. Salashchenko, F. Schafers, S.Yu. Zuev.* Multilayer optics for XUV spectral region: technology fabrication and applications // Central European Journal of Physics. CEJP 1. 2003. P. 191-209.

5. http://henke.lbl.gov/multilayer/survey.html

6. *I. A. Artyukov, Ye. A. Bugayev, O. Yu. Devizenko et al.* Carbon window soft x-ray imaging using multilayer optics // Proc. SPIE. 2005. Vol. 5919. P. 94-103.

7. *B.L. Henke, E.M. Gullikson, and J.C. Davis*. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E=50–30000 eV, Z=1–92, Atomic Data and Nuclear Data Tables. Vol. 54 (no. 2), 181-342 (July 1993).

Проект зеркального рентгеновского микроскопа для биологических исследований в области окна прозрачности воды

М.М. Барышева, А.Е. Пестов, Д.Н. Рогачев, Н.Н. Салащенко, А.С. Скрыль, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, 603950 Нижний Новгород.
e-mail: aepestov@ipm.sci-nnov.ru

В работе проводится сравнение энергетической эффективности высокоразрешающих микроскопов, работающих в спектральной области, λ = = 2–13 нм, на основе зонных пластинок Френеля (Fresnel zone plate – FZP), и многослойных рентгеновских зеркал нормального падения. Показано, что в области $\lambda \geq 3$ нм микроскопы на основе двухзеркальных объективов шварцшильдовского типа имеют большую эффективность по сравнению с микроскопами на базе зонных пластинок, а в области λ=4–13 нм практически не имеют альтернативы. Рассмотрены основные проблемы на пути построения высокоразрешающего рентгеновского микроскопа с зеркальным объективом. Обсуждаются способы улучшения пространственного разрешения объективов Шварцшильда с повышенной числовой апертурой. Сообщается о состоянии дел, основных проблемах и перспективах в области технологии напыления многослойных зеркал нормального падения для рентгеновских микроскопов.

Последние 30 лет мы являемся свидетелями интенсивного развития микроскопии мягкого рентгеновского диапазона (Soft X-ray microscopy – SXM). Стремительный прогресс в области микроскопии связан с появлением мощных синхротронных и лабораторных лазерно-плазменных источников рентгеновского излучения, с развитием технологий изготовления изображающих рентгенооптических элементов, прежде всего зонных пластинок Френеля и методов цифровой регистрации изображений, позволяющих в реальном времени наблюдать за объектом.

При изучении биологических объектов SXM (λ~2–13 нм) имеет ряд существенных преимуществ по сравнению с традиционной электронной (ЕМ) и оптической (ОМ) микроскопией. Благодаря малой длине волны излучения SXM обеспечивает пространственное разрешение в нанометровом диапазоне, характерное для ЕМ. При этом из-за отсутствия заряда у фотонов, как и в случае ОМ, отпадает необходимость в снятии заряда с образца. Более того, относительно высокое пропускание воздуха в этом диапазоне позволяет поместить исследуемый образец в специальную кювету с атмосферным давлением, т.е. изучать «живые» биологические объекты. Важным преимуществом SXM является то, что пластинка обладает большим естественным абсорбционным контрастом изображений, связанным с тем, что в этом диапазоне лежат *K*-края поглощения легких элементов (O, N, C), *L*- края K, Ca, S и P, и *M*-края поглощения Mo, Ag и ряда других элементов, составляющих основу живой клетки или имеющих важное значение для ее жизнедеятельности.

Несмотря на принципиально новые возможности SXM, такие как 3D-томография объектов с разрешением на уровне десятков нанометров, изучение «живых» объектов в их естественной среде обитания, применение SXM ограничивается небольшим числом синхротронных лабораторий, в которых основные исследования проводятся в окрестности длины волны λ = 2,3 нм, отвечающей минимуму поглощения кислорода и, соответственно, воды. Однако в этой спектральной области контраст изображений по многим химическим элементам, характерным для биологических объектов, является не оптимальным.

Широкому внедрению SXM в лабораторную и в диагностическую практику препятствуют физические ограничения характеристик изображающих зонных пластинок Френеля. Среди основных недостатков FZP можно выделить относительно невысокое пространственное разрешение, рекорд около $\delta x \approx 15$ нм [1], определяемое минимальной шириной последней зоны. Ширина последней зоны ограничивает и числовую апертуру FZP. Например, для рассмотренного выше случая [1] и середины диапазона окна прозрачности воды, $\lambda = 3.1$ нм, числовая апертура $NA \approx 0.1$. Увеличение рабочей длины волны приводит к линейному росту NA, однако при этом линейно уменьшается фокусное расстояние, до 100 мкм. Таким образом, еще одним ограничением использования FZP для высокоразрешающей микроскопии являются малые величины фокусных расстояний. В частности, возникают серьезные проблемы при использовании вакуумно-плотных кювет для образцов и при проведении томографических исследований. Более того, из-за малой числовой апертуры глубина резкости изображения составляет сотни микрометров. При такой глубине фокуса микроскоп позволяет получать практически только двумерные снимки объекта.

К недостаткам FZP, резко снижающим эффективность микроскопа, необходимо отнести невысокую дифракционную эффективность (менее 10% для изображающих FZP) и высокую предварительную монохроматизацию падающего излучения ($\lambda/\delta\lambda > 500$). И если при использовании мощных, с естественной угловой коллимацией, синхротронных пучков отмеченные недостатки с лихвой окупаются простотой и компактностью прибора, то для лабораторного источника излучения в ряде случаев это становится проблемой.

С развитием технологии синтеза многослойных рентгеновских зеркал с ультракороткими периодами, которые могут работать при нормальных углах падения в области длин волн $\lambda > 2.3$ нм, поя-

вилась альтернатива зонным пластинкам – объективы Шварцшильда (SO), образованные двумя сферическими зеркалами нормального падения с нанесенными на их поверхность многослойными отражающими покрытиями. Факторами, до последнего времени сдерживавшими развитие этого направления, являлись трудновыполнимые требования к форме поверхностей зеркал и аберраций объектива в целом, которые составляют RMS_{obj}<0,15–0,30 нм.

Только в последнее время, наметился коренной перелом в области изготовления сверхточной оптики. В частности, были разработаны интерферометры с дифракционной волной сравнения, обеспечивающие точность измерения формы оптических элементов на уровне 0.1–0.2 нм. На базе технологий прецизионного локального нанесения тонких пленок и ионно-пучкового травления активно развиваются физические методы коррекции формы элементов с субнанометровой точностью. В совокупности это позволяет уже в настоящее время приступить к разработке светосильных зеркальных объективов сверхвысокого разрешения на основе многослойных зеркал нормального падения [2].

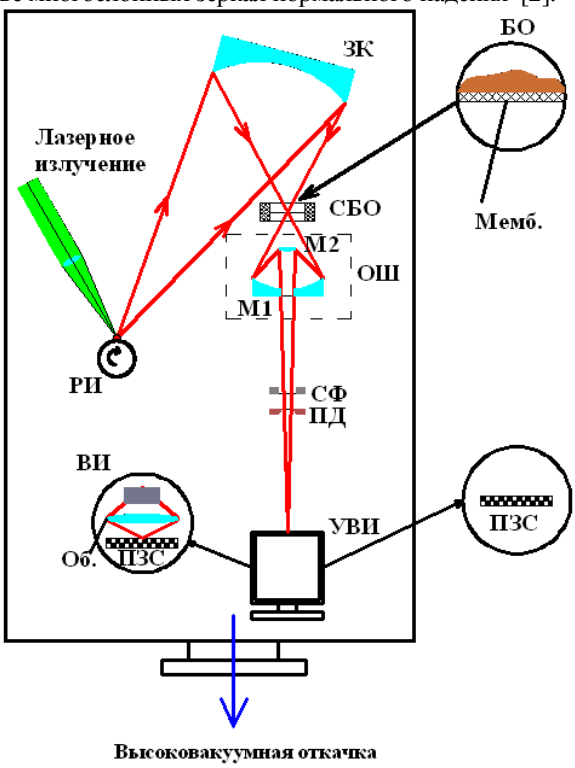


Рис. 1. Схема проекционного рентгеновского микроскопа. РИ – источник рентгеновского излучения; ЗК – зеркало-коллектор; СБО – 3-координатный стол с биологическим образцом; ПД – полевая диафрагма; БО – исследуемый биологический образец; Мемб. – прозрачная для рентгеновского излучения мембрана; ОШ – объектив Шварцшильда, образованный зеркалами М1 и М2; СФ – спектральный фильтр; УВИ – устройство визуализации изображения; ВИ – визуализатор изображения; ПЗС – оптическая или рентгеновская матрица

Схема проекционного рентгеновского микроскопа с SO приведена на рис. 1. Свет из источника с помощью зеркала-коллектора нормального падения с многослойным отражающим покрытием фокусируется на исследуемом образце. Образец устанавливается в предметную плоскость объектива. В плоскости изображения располагается устройство визуализации изображения УВИ (детектор). В зависимости от пространственного разрешения объектива рассматриваются две системы визуализации изображения. Слева показан визуализатор изображения, представляющий собой прозрачную тонкую пластину, на которую нанесен тонкий слой сцинтиллятора, преобразующего рентгеновское излучение в видимое. Изображение на сцинтилляторе с помощью светосильного оптического объектива (Об.) с увеличением переносится на оптическую CCD-матрицу, где регистрируется, оцифровывается и в режиме реального времени передается в компьютер. Второй вариант визуализации изображений, показанный справа, представляет собой прямую регистрацию изображений на back-side illuminated CCD-камеру. Этот вариант требует работы с увеличением более 100.

Для повышения контраста изображения возможно получение разностной картины от одновременных изображений на двух длинах волн, в максимуме и в минимуме поглощения выбранного химического элемента. Например, на сопряженные половинки зеркал М1 и М2 наносятся наносятся многослойные структуры с различными резонансными длинами волн в максимуме поглощения углерода на длине волны $\lambda 1 \leq 4{,}37$ нм и в минимуме поглощения $\lambda 2 \geq 4{,}4$ нм. Для каждого химического элемента необходимо иметь свой объектив, а несколько таких объективов могут быть размещены на “револьверной” головке.

В качестве лабораторного источника излучения используется лазерно-плазменный источник с параметрами, аналогичными приведенным в [3]. Сравнение эффективности микроскопов на основе SO и FZP показало превышение эффективности зеркальных микроскопов от десятков до сотен раз, в зависимости от рабочей длины волны. Подробнее об особенностях данного микроскопа, областях применения и проблемах будет изложено в докладе.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, РФФИ 10-02-00957, РФФИ 11-02-00597 и ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы”.

1. *Chao, W.* Soft x-ray microscopy at a spatial resolution better than 15 nm. / *B.D. Harteneck, J.A. Liddle, E.H. Anderson, and D.T. Attwood* // Nature Letters. 2005. V. 435, № 30. P. 1210-1213.

2. *Chkhalo, N.I.* Manufacturing and Investigating Objective Lens for Ultrahigh Resolution Lithography Facilities / *N.I. Chkhalo, A.E. Pestov, N.N., Salashchenko and M.N. Toropov* // Lithography, Michael Wang (Ed.). – ISBN: 978-953-307-064-3: INTECH, 2010. – 656 p. Available from: http://sciyo.com/articles/show/title/manufacturing-and-investigating-objective-lens-for-ultrahigh-resolution-lithography-facilities.

3. *Scholse, F.* Characterization of a laser produced plasma source for a laboratory EUVL reflectometer / *F. Schols, J. Tummler., G. Ulm, H. Legall, P.-V. Nickles,W. Sandner, H. Stiel, L. van Loyen* // Proc. SPIE. 2003. V. 5037. P. 670-681.

Al-содержащие многослойные зеркала для диапазона длин волн 25–40 нм

Ю.А. Вайнер, С.Ю. Зуев, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, С.Д. Стариков

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: kiniokop@rambler.ru

Развитие работ в области исследований структуры и динамики солнечной короны приводит к значительному повышению требований к отражательным характеристикам многослойных зеркал. Проведение диагностики корональной плазмы по телескопическим изображениям затруднено ввиду того, что в спектральный диапазон чувствительности телескопа, который определяется в основном свойствами зеркал, входящих в состав оптической схемы, попадает множество спектральных линий, формируемых в разных условиях. Это вносит существенные неопределенности при определении температурного состава наблюдаемой плазмы. Поэтому актуальна разработка аппаратуры для наблюдения корональной плазмы в наиболее узких спектральных диапазонах, в идеале в отдельных линиях спектрального диапазона. Вместе с тем для повышения чувствительности телескопа, его временного разрешения необходимо иметь относительно высокий пиковый коэффициент отражения зеркал.

В 2010 году стартовала программа создания новой обсерватории, предназначенной для наблюдения атмосферы Солнца в рентгеновской, ультрафиолетовой и видимой областях спектра. Проект получил название «АРКА». Важной характеристикой новой обсерватории является её субсекундное угловое разрешение (до 0.18”), что позволит разрешать на диске Солнца детали размерами до 120 км. Не менее важными характеристиками являются высокое временное и спектральное разрешение телескопов обсерватории. Всё это должно позволить решить ряд фундаментальных вопросов, связанных с механизмами энергопереноса в солнечной плазме.

Применяемые в настоящее время отражательные элементы астрономических телескопов не позволяют достичь разрешения, удовлетворяющего требованиям разрабатываемой обсерватории «АРКА». В частности, оптические элементы, разработанные и синтезированные в ИФМ РАН для схем телескопов российской космической обсерватории ТЕСИС, позволили достичь углового разрешения 1.7 угловой секунды [1]. Оптические элементы телескопов обсерватории NASA TRACE [2] позволили достичь углового разрешения порядка 1 угловой секунды. Но и эта величина недостаточна для решения задач в рамках эксперимента «АРКА».

Что касается отражательных характеристик многослойных зеркал, предназначенных для работы в диапазоне длин волн 25–40 нм, то здесь после перехода от применявшихся ранее (в частности, в экспериментах ТЕРЕК и СПИРИТ) Mo/Si-структур к магнийсодержащим зеркалам наблюдается некоторый застой в развитии исследований. Структуры на основе Mg/Si с антидиффузионными слоями, применяемые в [3], продемонстрировали нестабильность во времени отражательных характеристик. Пиковый коэффициент отражения может снижаться с 38% до 30% на длине волны 30.4 нм. Но при этом величина спектральной селективности достигает 28–30 (у Mo/Si-структур пиковый коэффициент отражения 22%, селективность 7). Структуры на основе Mg/SiC [4] демонстрируют более высокий пиковый коэффициент на длине волны 30.4 нм – 42% сразу после напыления и 38% через пять месяцев, но заметно уступают предыдущим в спектральной селективности: 20–23. Предложенные в [5] многослойные зеркала на основе Mg/Sc/SiC на длине волны 28 нм имеют уже 52% в пике отражения при спектральной селективности 17, а на длине волны 37 нм 48% при селективности 11. И если достигнутый при этом коэффициент отражения можно считать приемлемым для целей эксперимента «АРКА», то величина спектральной селективности остаётся чрезвычайно низкой и требует увеличения, по крайней мере, в полтора-два раза. Таким образом, проблема создания стабильных высокоотражающих узкополосных зеркал для диапазона длин волн 25–40 нм на данный момент остаётся нерешённой.

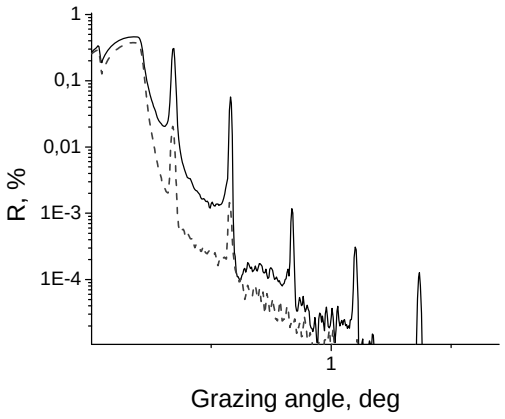
В рамках данной работы мы предлагаем для работы в диапазоне длин волн 25–40 нм перейти к структурам на основе Mg и Al. От фактической замены относительно более поглощающего кремния менее поглощающим алюминием при сравнимом оптическом контрасте их с магнием можно ожидать заметного увеличения спектральной селективности зеркал при, как минимум, не худшем пиковом коэффициенте отражения.

Расчёт для идеальной (с табличными плотностями материалов и величиной межплоскостной шероховатости 0.3 нм) структуры Al/Mg, оптимизированной на длину волны 30.4 нм (период 15.6 нм, доля алюминия в периоде 0.4), даёт следующие результаты: пиковый коэффициент отражения R = 54%, величина спектральной селективности $\lambda/\Delta\lambda$ = 39. Эти значения делают пару материалов Al и Mg перспективной для синтеза зеркал, предназначенных для работы в указанном диапазоне длин волн.

Структуры осаждались на кремниевые подложки с шероховатостью не хуже 0.3 нм методом магнетронного напыления. Измерения зеркал в рабочем спектральном диапазоне проводились с использованием газоразрядного источника (линия излучения He 30.4 нм) с монохроматором LHT-30.

Измерения малоугловой рентгеновской дифракции производились на рентгеновском дифрактометре Phillips X'pert Pro на длине волны λ(Cu Kα) = 0.154 нм.

Изучение синтезированных образцов Al/Mg методом малоугловой рентгеновской дифракции показало, во-первых, нестабильность во времени данных структур, во-вторых, высокий уровень межплоскостной шероховатости. На рисунке приведены угловые зависимости коэффициента отражения зеркала Al/Mg (λ = 0.154 нм), снятые сразу после напыления (сплошная кривая) и через три месяца (пунктирная кривая).



Резкое падение коэффициента отражения в первых порядках и полное исчезновение дальних соответствует возрастанию уровня шероховатости до 5–6 нм, что может быть связано с перемешиванием материалов на границах раздела. На длине волны 30.4 нм пика отражения обнаружить не удалось. Таким образом, несмотря на довольно хороший теоретический прогноз, изготовить на практике высокоотражающие зеркала только на основе пары материалов Al и Mg не представляется возможным.

Свести к минимуму эффект перемешивания алюминия и магния можно попытаться с привлечением методики осаждения между ними антидиффузионных слоёв. В двух экспериментах буферный слой карбида бора B_4C толщиной порядка 0.5 нм осаждался на одну из границ. При нанесении буферного слоя как на алюминий, так и на магний фиксировался пиковый коэффициент отражения на длине волны 30.4 нм. Спустя двое суток после напыления отражение зеркал составило в первом случае 9.2%, во втором – 7%. Через десять суток после напыления коэффициент отражения упал в первом случае до 7%, во втором – до 1.8%. Это падение сопровождалось увеличением спектральной селективности с 22 до 24 в первом случае и 26 во втором. Это может свидетельствовать о неравноправии границ в перемешивании материалов – а именно, при осаждении магния на алюминий переходная граница должна быть больше.

Следующие эксперименты были связаны с изучением тройных структур на основе Si/Al/Mg. Тройной структурой в отличие от двойной структуры с антидиффузионным слоем мы будем называть структуру из трёх материалов, каждый из которых имеет оптически значимую толщину (как минимум, не меньше 1 нм) и выполняет не только роль барьера. Фактически это означает замещение части сильнопоглощающего элемента Si в структурах на основе Si/Mg относительно менее поглощающим Al. Преимущества тройной структуры перед двойной могут заключаться в оптическом эффекте (уменьшение суммарного поглощения в структуре), в антидиффузионном эффекте (третий материал служит барьером между двумя другими) и в эффекте снижения шероховатости вследствие уменьшения индивидуальных толщин входящих в структуру материалов.

При теоретическом расчете коэффициента отражения тройной структуры оптимизацию следует проводить не только по соотношению толщин всех трёх материалов, но также по их взаимной последовательности. В частности, расчет для идеальных структур Si/Al/Mg и Mg/Al/Si (материалы названы в порядке их осаждения на подложку) даёт для оптимизированной первой структуры $R = 60\%$ при $\lambda/\Delta\lambda = 30$, для второй структуры $R = 57\%$.

В любом случае следует учитывать выявленное перемешивание алюминия и магния на границе этих двух материалов. Следовательно, в тройную структуру необходимо ввести как минимум один антидиффузионный слой между ними. Первое синтезированное многослойное зеркало $Mg/B_4C/Al/Si$, где B_4C выступает в роли буфера между магнием и алюминием, имело следующие отражательные характеристики (λ = 30.4 нм): $R = 25.5\%$, $\lambda/\Delta\lambda = 36$.

Для повышения R необходимо напылить структуру с оптимальными параметрами. Возможно, есть необходимость наносить антидиффузионный барьер и между магнием и кремнием, напыляя, таким образом, пятикомпонентную структуру.

Работа поддержана ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы».

1. *Кузин, С.В.* Эксперимент ТЕСИС по рентгеновской изображающей спектроскопии Солнца на спутнике КОРОНАС-ФОТОН / С.В. Кузин, С.А. Богачев, И.А. Житник и др. // Изв. РАН. Сер. физическая. 2010. Т. 74, №1. С. 39-43.

2. http://trace.lmsal.com/

3. *Зуев С.Ю.* Элементы отражающей оптики для решения задач рентгеновской астрофизики в рамках эксперимента ТЕСИС / С.Ю. Зуев, С.В. Кузин, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко // Изв. РАН. Сер. физическая. 2010. Т. 74, №1. С. 58-61.

4. *Regina Soufli*. Development and testing of EUV multilayer coatings for the Atmospheric Imaging Assembly instrument aboard the Solar Dynamics Observatory / Regina Soufli, David L. Windt and others // Proc. of SPIE Vol. 5901.

5. *Aquila A*. Tri-material multilayer coatings with high reflectivity and wide bandwidth for 25 to 50 nm extreme ultraviolet light / A. Aquila, F. Salmassi, Y. Liu, E.M. Gullikson // Optics Express. V. 17, No. 24. 22102.

Измерение шероховатости поверхностей в среднем диапазоне пространственных частот (10^{-3} – 10^{-1} мкм$^{-1}$) методом безэталонной оптической интерферометрии

М.М. Барышева, Ю.А. Вайнер, Б.А. Грибков, М.В. Зорина, Д.Н. Рогачев, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

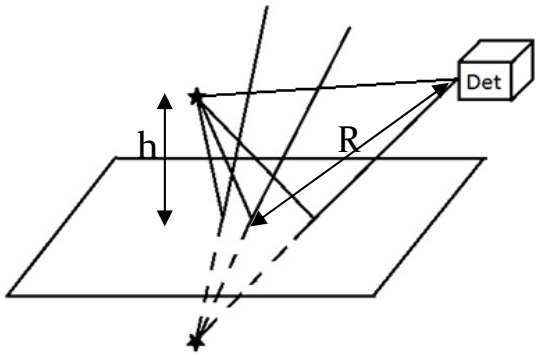
Институт физики микроструктур, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: den20031988@rambler.ru

Для изучения шероховатостей поверхностей в настоящее время наиболее широко применяются три метода: атомно-силовой микроскопии, оптической интерференционной микроскопии и рассеяния жесткого рентгеновского излучения. Как показано в [1], при изучении шероховатостей среднего частотного диапазона (10^{-3} – 1 мкм$^{-1}$), метод оптической интерферометрии дает противоречивые и неоднозначные результаты, несовпадающие с данными других методов. Такая проблема, предположительно, возникает из-за применения в интерферометрах эталонной поверхности. Поэтому в рамках данной работы предлагается новый подход к исследованию шероховатости поверхностей – метод безэталонной оптической интерферометрии.

Суть метода состоит в следующем. Над исследуемой поверхностью размещается источник сферической волны. Профиль поверхности восстанавливается из интерференционной картины, образованной сложением волн, идущих непосредственно от источника, и волн, рассеянных на шероховатой поверхности. На рисунке представлена оптическая схема метода.

В ходе работы были проведены оценки параметров оптической схемы: высоты источника над исследуемой поверхностью h и расстояния до детектора R. Для оценки этих величин использован метод изображения: исследуемая поверхность заменялась мнимым источником излучения, и производился расчет интерференционной картины от двух точечных источников. При этом параметры h и R подбирались таким образом, чтобы обеспечить наличие ~20 интерференционных полос на экране детектора. Большее число полос должно давать больше информации о поверхности, однако из-за конечного размера пикселей в ПЗС-матрице (детекторе) невозможно получить достаточно точного распределения интенсивности в полосах, что снижает информативность интерференционной картины. Меньшее число полос является недостаточным для восстановления профиля поверхности по интерференционной картине. В работе [2] для данной ПЗС-матрицы было экспериментально установлено оптимальное количество полос ~20. В результате расчетов для длины волны излучения $\lambda = 532$ нм были получены значения $h = 100$ мкм, $R = 90$ мм.

Оценим диапазон пространственных частот, изучаемых данным методом. Характерный размер засвечиваемой площадки на исследуемом образце в данной оптической схеме составляет ~1 мм. Минимальную пространственную частоту ν_{min} можно оценить как обратный размер площадки: $\nu_{min} \sim 10^{-3}$ мкм$^{-1}$.



Оптическая схема установки

Максимальную пространственную частоту шероховатостей ν_{max} оценим следующим образом. Минимальное количество пикселей, необходимое для адекватного определения минимума интерференционной полосы равно пяти. Размер площадки на образце, соответствующей пяти пикселям на детекторе (при размере пикселя 5×5 мкм), в данной оптической схеме составляет порядка 10 мкм. Пространственная частота, равная обратному размеру данной площадки, составляет порядка 10^{-1} мкм$^{-1}$. Таким образом, метод безэталонной оптической интерферометрии позволит измерять шероховатости подложек в диапазоне пространственных частот 10^{-3} – 10^{-1} мкм$^{-1}$. В докладе будут представлены экспериментальные результаты измерения шероховатостей подложек методом безэталонной оптической интерферометрии. Произведено их сравнение с результатами, полученными с помощью методов атомно-силовой микроскопии и рассеяния жесткого рентгеновского излучения.

Работа поддержана грантами РФФИ 10-02-00957, 11-02-00961, 11-02-00597 и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы».

1. *Барышева М.М. и др.* Проблема аттестации сверхгладких поверхностей… // В наст. материалах.

2. *Chkhalo N.I.* Manufacturing and Investigating Objective Lens for Ultrahigh Resolution Lithography Facilities / *N.I. Chkhalo, A.E. Pestov, N.N., Salashchenko and M.N. Toropov* // Lithography, Michael Wang (Ed.), 2010. ISBN: 978-953-307-064-3. INTECH.

Сегнетоэлектрические доменные структуры в кристалле $LiNbO_3$: формирование методом прямой электронно-лучевой переполяризации, исследование методами рентгеновской топографии и дифрактометрии

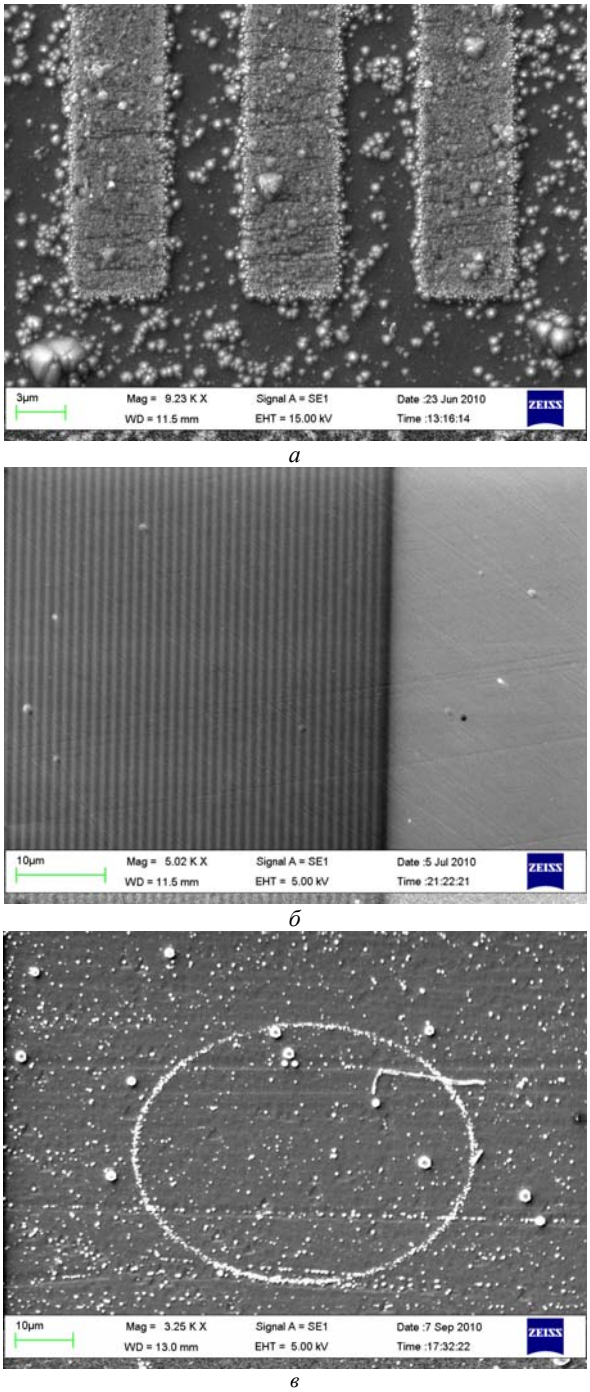
Д.В. Рощупкин, Д.В. Иржак, Е.Е. Емелин, Р.Р. Фахртдинов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН,
ул. Институтская, 6, Черноголовка.
e-mail: rochtch@iptm.ru

Возможность создания сегнетоэлектрической доменной структуры заданной конфигурации имеет принципиальное значение для развития опто- и акустоэлектроники. В оптоэлектронике доменные структуры используются для удвоения частоты оптического излучения, а в акустоэлектронике доменные структуры применяются для генерации поверхностных и объемных акустических волн, в качестве фазовращающих и отражающих структур для акустических сигналов. Одним из наиболее принципиальных методов формирования доменных структур является метод электронно-лучевой литографии, который позволяет осуществить переполяризацию кристаллов $LiNbO_3$ и $LiTaO_3$.

В настоящей работе представлены результаты формирования сегнетоэлектрических доменных структур в кристалле $LiNbO_3$ методом прямой электронно-лучевой переполяризации и исследования их структуры методами рентгеновской топографии и дифрактометрии. Использование прямой электронно-лучевой переполяризации позволило сформировать периодические доменные структуры с размерами доменов от 10 мкм до 0.5 мкм. На рисунке 1 представлены изображения доменных структур, сформированных методом электронно-лучевой переполяризации. Принципиально можно сформировать доменные структуры любого размера и любой заданной формы. Для формирования доменных структур были использованы образцы Z-среза кристалла $LiNbO_3$ толщиной 300 мкм. В кристалле $LiNbO_3$ процесс рисования доменной структуры начинается на отрицательной поверхности $-Z$, в приповерхностной области которой формируются локальные области отрицательного заряда, а доменная структура начинает прорастать от положительной $+Z$ поверхности к отрицательной поверхности. Процесс переполяризации определяется ускоряющим напряжением электронного пучка и дозой облучения.

Для визуализации доменных структур были использованы метод селективного химического травления в HF и метод потенциального контраста в растровой электронной микроскопии. Также для исследования доменных структур был использован метод дифракции оптического излучения (рис. 2). В данном случае доменная структура выступает в качестве оптической дифракционной решетки. Период наблюдаемой дифракционной картины соответствует периоду доменной структуры 1 мкм.



а

б

в

Рис. 1. Доменные структуры, сформированные методом электронно-лучевой переполяризации: *а* – доменная структура с периодом 10 мкм после селективного химического травления; *б* – изображение доменной структуры с периодом 1 мкм, полученной методом потенциального контраста в РЭМ; *в* – доменная структура круглой формы



Рис. 2. Дифракция оптического излучения на доменной структуре с периодом 1 мкм

Особое значение для исследования доменных структур имеют методы рентгеновской топографии и дифрактометрии, так как позволяют не только визуализировать доменные структуры, но и определять в них направление векторов спонтанной поляризации, исследовать свойства доменных границ, обладающих зарядовыми состояниями. Исследование процесса дифракции рентгеновского излучения на периодических доменных структурах позволяет на основе анализа дифракционных спектров изучать процесс дифракции на периодически промодулированной структуре, проанализировать распределение электрических полей и упругих деформаций в доменных структурах. Особый интерес представляет процесс дифракции в условиях приложения к доменной структуре электрического поля, которое за счет обратного пьезоэлектрического эффекта вызывает сжатие и растяжение кристаллической структуры в соседних доменах.

При исследовании дифракции рентгеновского излучения на кристалле $LiNbO_3$ с регулярной доменной структурой на кривой качания наблюдалось появление дифракционных сателлитов, соответствующих четным порядкам дифракции, которых не должно было быть в случае, когда модуляция в сверхрешетке, образованной РДС, осуществляется только за счет периодического изменения рентгеновской поляризуемости кристалла.

На рисунке 3 представлены кривые качания кристалла $LiNbO_3$ с регулярной доменной структурой, рассчитанные при следующих параметрах: энергия падающего рентгеновского излучения $E = 8$ кэВ, период РДС $D = 700$ нм, отражение от плоскостей (00.12) кристалла $LiNbO_3$. Моделирование проводилось для случаев отсутствия деформации кристаллической решетки вблизи доменных границ (рис. 3, кривая *2*) и для возникновения деформации, вблизи доменной границы (рис. 3, кривая *1*). Наилучшее соответствие с экспериментом получается при ширине переходного слоя на доменной границе $P = 0.2$ мкм и амплитуде смещения $a = -2.3 \cdot 10^{-11}$ м. Отрицательное смещение показывает, что поверхность положительного домена находится ниже, чем поверхность отрицательного домена. Таким образом, в доменных структурах соседние домены различаются не только направлениями векторов спонтанной поляризации, но и знаками деформации на доменных границах.

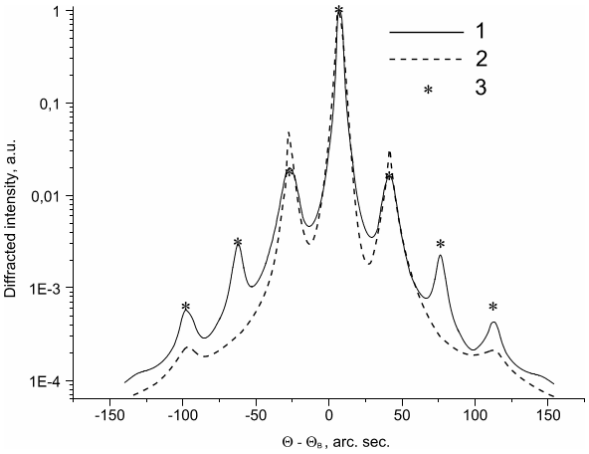


Рис. 3. Кривые качания кристалла ниобата лития с РДС, рассчитанные: *1* – с учетом деформации кристаллической решетки, *2* – без деформации, *3* – экспериментальные данные

Особое значение для исследования сегнетоэлектрических доменных структур имеет рентгеновская микроскопия, которая позволит получать увеличенное изображение доменных структур и доменных границ.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 10-02-00117-а).

Анализ применения дифракционных оптических элементов для аттестации асферической оптики с субнанометровой точностью

Н.Н. Салащенко, А.С. Скрыль, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: asskryl@mail.ru

Основной тенденцией в развитии современной проекционной нанолитографии является переход в ЭУФ (экстремальный ультрафиолетовый) диапазон рабочих длин волн, а именно, на длину волны 13.5 нм.

Для установок проекционной нанолитографии на этой длине волны требуется асферическая оптика со среднеквадратической деформацией формы поверхности существенно ниже 1 нм. Поэтому основной задачей является аттестация формы элементов оптических схем с субнанометровой точностью.

Для этих целей в ИФМ РАН был разработан и запущен в эксплуатацию интерферометр с дифракционной волной сравнения [1], оптическая схема которого представлена на рис. 1.

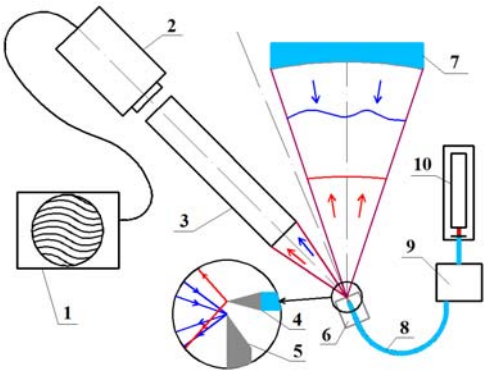


Рис. 1. Оптическая схема интерферометра: *1* – ПК, *2* – регистрирующая система, *3* – наблюдательная система, *4* – источник сферической волны, *5* – плоское зеркало с острым краем, направляющее отраженный от исследуемой детали свет в регистрирующую систему, *6* – трехкоординатный прецизионный стол, *7* – исследуемая вогнутая поверхность, *8* – одномодовое оптическое волокно, *9* – поляризационный контроллер, *10* – He–Ne-лазер

Однако в большинстве случаев прямое применение интерферометра со сферической эталонной волной для исследования асферических деталей приводит к значительной потере точности, что обусловлено как большим числом интерференционных полос (до 30-100 , в зависимости от формы), так и большим (десятки-сотни микрометров) кружком фокусировки света, отраженного от асферической поверхности. На рис. 2 показана интерферограмма от вогнутого асферического зеркала нанолитографа с 6.5 мкм отклонением поверхности от сферы, полученная по данной схеме. Для решения этой проблемы был применен оптический компенсатор – линза со специально рассчитанными значениями радиусов и толщины (рис. 3). Задача этого компенсатора – преобразовать сферический фронт в асферический по форме, близкой к поверхности исследуемой асферики.

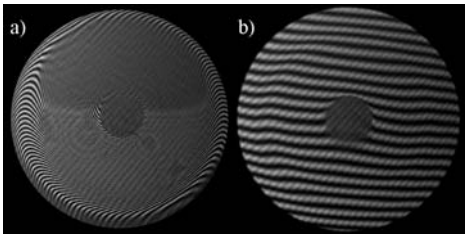


Рис. 2. Интерферограммы асферического зеркала нанолитографа: *a* – полученная при стандартном способе регистрации с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения; *b* – с использованием компенсатора

Однако у таких компенсаторов есть существенные недостатки: данные линзы очень дорогие, они требуют сложных калибровочных процедур при установке их в интерферометр, а также существенное влияние на полученные фронты оказывают практически неконтролируемые неоднородности материала.

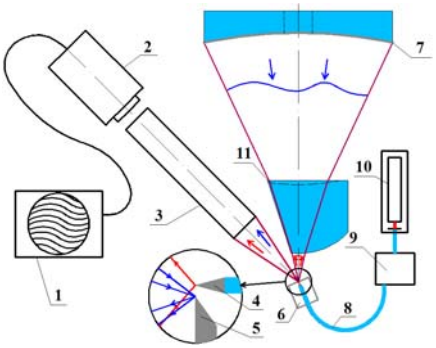


Рис. 3. Оптическая схема интерферометра для аттестации вогнутых асферических поверхностей с помощью компенсатора: *1* – ПК, *2* – регистрирующая система, *3* – наблюдательная система, *4* – источник сферической волны, *5* – плоское зеркало с острым краем, направляющее отраженный от исследуемой детали свет в регистрирующую систему, *6* – трехкоординатный прецизионный стол, *7* – исследуемая вогнутая асферическая поверхность, *8* – одномодовое оптическое волокно, *9* – поляризационный контроллер, *10* – He–Ne-лазер, *11* – компенсатор

В рамках данной работы анализируется возможность применения дифракционных компенсаторов или, как их называют в литературе, дифракционных оптических элементов (ДОЭ). Дифракционный оптический элемент представляет собой плоскую стеклянную подложку, на одной из сто-

рон которой сформирована дифракционная структура, которая вносит фазовую задержку за счет модуляции высоты микрорельефа. Преимуществом ДОЭ является то, что дифракционная структура гораздо тоньше, чем линза, что позволяет избежать деформаций фронта из-за неоднородности материала. А главное, с помощью таких компенсаторов можно создавать волновые фронты высокой асферичности.

ДОЭ характеризуются фазовой функцией $\varphi(r)$. Здесь r – полярная координата в плоскости компенсатора. Фазовая функция – это функция, описывающая зависимость от пространственных координат величины набега фазы, создаваемой оптическим элементом.

При создании компенсатора фазовая функция приводится к интервалу $[0, 2\pi(m)]$ и реализуется в виде зонного фазового микрорельефа, как это показано на рис. 4.

В ходе работы был рассчитан корректор волнового фронта для вогнутого асферического зеркала М2 нанолитографа по методике, описанной в [2].

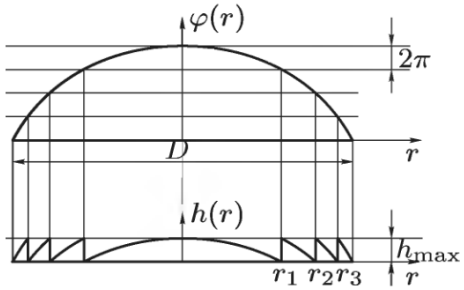


Рис. 4. Получение рельефа ДОЭ из фазовой функции

В результате расчета была получена фазовая функция, представленная на рис. 5. Важными данными расчета являются количество зон и их ширина.

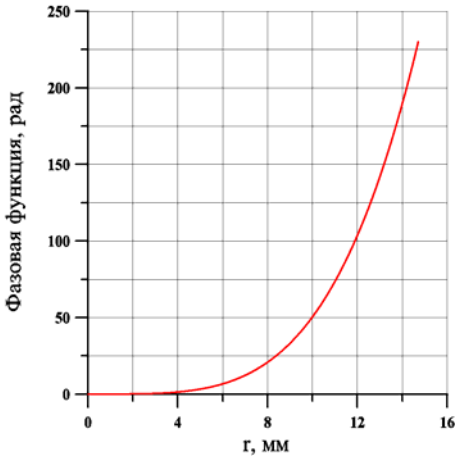


Рис. 5. Фазовая функция ДОЭ

После приведения фазовой функции к интервалу $[0, 2\pi]$ получилось, что ДОЭ состоит из 36 зон. Ширины первой и последней зон составили 6 мм и 100 мкм соответственно.

Следующим шагом была проверка полученных результатов. Это можно сделать, посмотрев отклонение найденного волнового фронта от заданного. График деформации волнового фронта приведен на рис. 6. Как видно из графика, максимальная деформация волнового фронта существенно меньше 1 нм по всей апертуре исследуемой детали (здесь ρ – полярная координата в плоскости исследуемой поверхности).

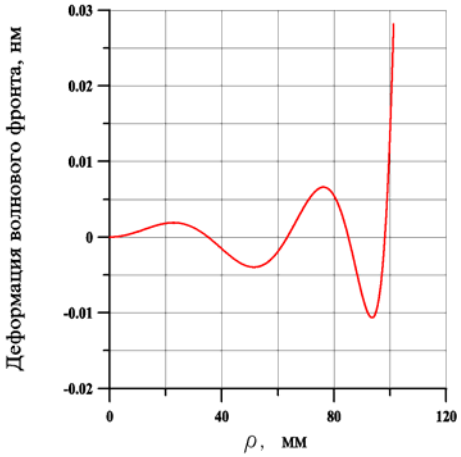


Рис. 6. Деформация волнового фронта полученного ДОЭ

Однако в ходе расчета было показано, что при учете преломления на границе дифракционной структуры ДОЭ, при апертуре исследуемой поверхности равной 0.1 деформация волнового фронта уже составляет порядка 8 Å, что уже неприемлемо для решения задач современной литографии. Данный эффект не учитывался в расчетах и нигде ранее не упоминался в литературе. Поэтому в дальнейшем планируется учесть это в расчетах.

Следующим шагом данной работы является анализ влияния несовершенства профиля поверхности ДОЭ на деформации волнового фронта, а также требования к изготовлению для получения необходимых точностей.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00961 и ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы”.

1. *Клюенков, Е.Б.* Измерение и коррекция формы оптических элементов с субнанометровой точностью / Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Д.Г. Раскин, М.Н. Торопов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Российские нанотехнологии. 2008. Т.3, №9-10. С. 116.

2. *Голуб М.А.* Машинный синтез оптических компенсаторов для получения асферических волновых фронтов / М.А. Голуб, А.М. Прохоров, И.Н. Сисакян, В.А.Сойфер. Препринт ФИАН СССР №29. М., 1981.

Формирование изображения дефектов в проекционной топографии

И.А. Смирнова, Э.В. Суворов

Институт физики твердого тела РАН, ул. Институтская, 2, Черноголовка.
e-mail: irina@issp.ac.ru

Методы рентгеновской дифракционной микроскопии достаточно давно и успешно применяются для оценки структурного совершенства как кристаллов, так и многослойных структур. Тем не менее существует проблема, связанная с тем, что для большинства экспериментальных ситуаций возможен лишь качественный анализ наблюдаемого изображения дефектов

Дислокационные линии в монокристаллах обычно имеют весьма сложную форму, и контраст дислокаций в общем случае является достаточно трудной задачей. Для того чтобы разобраться, как же происходит образование изображения, необходимо получить экспериментальные изображения дислокаций для особых положений, построить для них соответствующие модели рассеяния. Этот подход был использован нами для изучения механизмов образования изображения дислокаций в секционной топографии.

В работе [1] были рассмотрены механизмы образования изображений дислокаций, расположенных в плоскости рассеяния перпендикулярно вектору дифракции. Было установлено, что при рассеянии рентгеновских лучей в ближнем поле дислокаций возникают новые оптические эффекты, аналогичные внутреннему отражению от поверхностей раздела [2] и дифракционному волноводному эффекту [3], впервые наблюдавшимся для дефектов упаковки. Сопоставление изображений с разной ориентацией дислокации позволяет оценить роль различных эффектов, определяемых интерференцией волновых полей, образованных идеальной матрицей и локальной сильно искаженной областью кристалла [4, 5].

В работах других авторов [6] были рассмотрены проекционные изображения дислокаций, полученные методом топографии Ланга на основе эффекта Бормана. Авторами было показано, что форма экспериментальных изображений дислокаций соответствует расчетным розеткам эффективных разориентаций отражающих плоскостей.

Однако остался открытым вопрос о механизме формирования проекционных изображений дислокации, т. е. интегрировании сложных секционных изображений.

В настоящей работе рассмотрены экспериментальные секционные и проекционные изображения краевой дислокации, перпендикулярной поверхности кристалла. Экспериментальные изображения анализируются с использованием численного моделирования дифракционного эксперимента в большом диапазоне параметров рассеяния кристалла (длина волны излучения, поглощение).

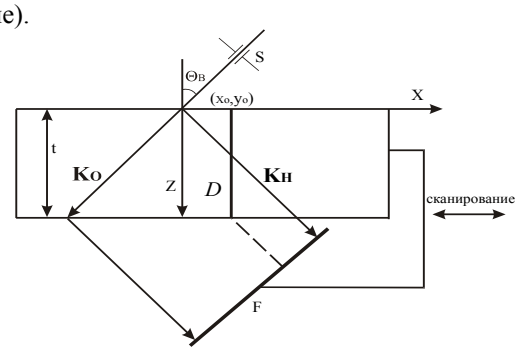


Рис. 1. Геометрия дифракции

Все эксперименты были выполнены на микрофокусном источнике с оптическим размером фокуса 30×30 мкм. Топограммы снимались на спектрометре А-4 фирмы Rigaku Denky. На рис. 1 излучение падает на кристалл под углом Брэгга. $\mathbf{K_0}$ и $\mathbf{K_H}$ – волновые векторы падающей и рассеянной волн, D – линия дислокации, (x_0, y_0) – координаты дислокации на поверхности образца. Ось X в лабораторной системе координат направлена вдоль вектора обратной решетки $\mathbf{H}$, ось Y перпендикулярна плоскости рисунка, а ось Z направлена вглубь кристалла, вдоль направления [110]. Проекционные топограммы в методе Ланга получают при одновременном движении кристалла и фотопластинки (рис. 1) (топография сканирования), секционные топограммы – при неподвижном кристалле и фотопластинке.

На рис. 2 представлены секционные изображения при разных положениях дислокации в треугольнике рассеяния. Контраст дислокации на топограммах рис. 2 определяется интерференцией волновых полей, рассеянных различными участками палатки Бормана. При изменении положения

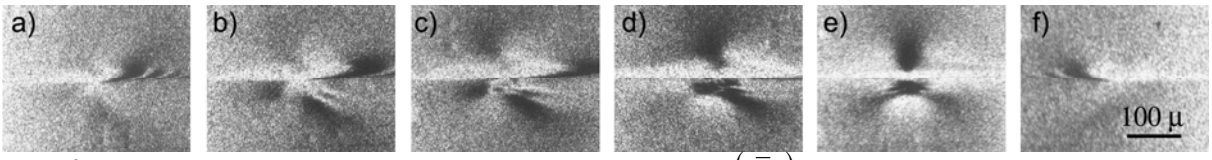


Рис. 2. Фрагменты секционных изображений краевой дислокации. Si $(2\bar{2}0)$. Излучение $CuK_{\alpha 1}$, смещения x_0 равны: a – 100 мкм, b – 60, c – 40, d – 20, e – 0, f – 100 мкм

дислокации ее изображение формируется волновыми пакетами, прошедшими другие оптические пути. В результате контраст дислокации зависит от её положения в треугольнике рассеяния.

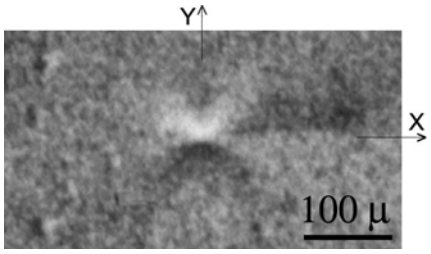


Рис. 3. Проекционное изображение краевой дислокации. Излучение $CuK_{\alpha 1}$, $T = 1810$ мкм, $\mu T = 28.6$

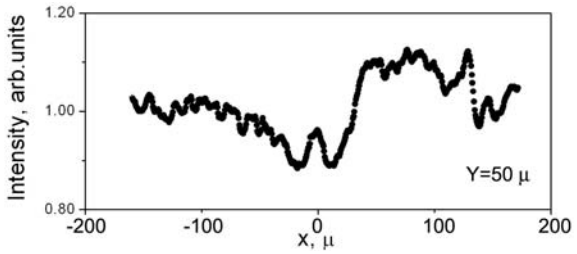


Рис. 4. Фотометрирование

На рис. 3 представлена проекционная топограмма дислокации, а на рис. 4 – фотометрирование изображения вдоль линии на расстоянии $Y =$ 50 μ от центра дислокации. Хорошо видно, что проекционное изображение имеет более низкий контраст по сравнению с секционными изображениями. Центральная часть изображения (рис. 3) повторяет розетку эффективных разориентаций отражающих плоскостей, но справа сверху от центральной линии хорошо видна область с повышенной интенсивностью. На фотометрировании – это повышение интенсивности в области от 50 до 150 мкм (уровень фона равен 1). Это есть не что иное как кинематическое изображение краевой дислокации.

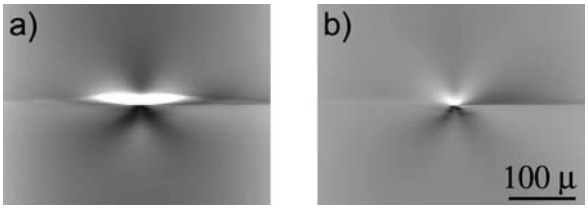


Рис. 5 Численное моделирование проекционного изображения краевой дислокации

На рис. 5 представлено моделирование дифракционного эксперимента с помощью системы дифференциальных уравнений Такаги. Шаг интегрирования секционных изображений равен 1.7518 мкм, рис. 5, *a* – диапазон интегрирования 122.63 мкм, рис. 5, *b* – диапазон интегрирования 718 мкм, Хорошо видно, что с увеличением диапазона интегрирования падает контраст изображения и рис. 5, *b*, соответствующий эксперименту, передает все детали экспериментального изображения.

Моделирование дифракционного эксперимента позволяет построить интегральное изображение дислокации при произвольной толщине кристалла и проследить, как формируется изображение. При уменьшении толщины кристалла размеры изображения уменьшаются, при этом детали изображения сохраняются. Такая ситуация сохраняется до $\mu T = 1$. Таким образом, изображение дислокации от входной поверхности кристалла переносится на выходную поверхность с увеличением размера изображения. Это соответствует уменьшению угловой области отражения кристалла при увеличении толщины кристалла.

На основании анализа экспериментальных и расчетных изображений, приведенных в работе, сделаны следующие выводы.

1) Контраст изображения краевой дислокации в проекционной топографии на несколько порядков ниже, чем в секционной топографии.

2) Изображение краевой дислокации состоит из центральной части, которая напоминает розетку эффективных угловых разориентаций, и кинематического изображения дислокационной линии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 09-02-00731.

1. *Смирнова И.А.* Формирование изображения краевых дислокаций в поглощающем кристалле / И.А. Смирнова, Э.В. Суворов, Е.В. Шулаков // ФТТ. 2007. Т. 49. вып. 6. С. 1050-1056.

2. *Шулаков Е.В.* Особенности полного внутреннего динамического отражения рентгеновского волнового поля на границе раздела кристалл-вакуум / Е.В. Шулаков, И.А. Смирнова, Э.В. Суворов // Поверхность. 1996. Т. 7. С. 32-40.

3. *Инденбом В.Л.* / В.Л. Инденбом, Ф.Н. Чуховский //Кристаллография. 1974. Т. 19, вып. 1. С. 35-42.

4. *Authier A.* Dynamical Theory of X-Ray Diffraction. Oxford Science Publications, 2001.

5. *Суворов Э.В.* Особенности дифракции рентгеновских лучей на упругих деформациях вблизи оси дислокации в методах секционной топографии / Э.В. Суворов, И.А. Смирнова, Е.В. Шулаков // Поверхность. 2007. Т. 9. С. 4-19.

6. *Okunev A.O.* Study of structural defects in $ZnGeP_2$ crystals by *X*-ray topography based on the Borrmann effect / A.O. Okunev, G.A. Verozubova, E.M. Trukhanov, I.V. Dzjuba, P.R.J. Galtier and S.A. Said Hassani // J. Appl. Cryst. 2009. V. 42. P. 994–998.

Интерференционное усиление магнитооптического эффекта Керра в многослойных структурах

Д.А. Татарский[1,2], А.А. Фраерман[1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
[2]Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород.
e-mail: tatarsky@ipm.sci-nnov.ru

Использование рентгеновского излучения для исследования магнитных материалов имеет широкое распространение [1]. В экспериментах по исследованию магнитных свойств многослойных структур со слоями из переходных металлов применяют синхротронное излучение в диапазоне длин волн от 15 до 20 Å [2, 3]. С одной стороны, для этих длин волн возможно создать многослойные структуры, в которых выполняется условие брэгговского резонанса, с другой стороны, в этом диапазоне лежат области аномальной дисперсии диэлектрической проницаемости, которые дают резонансное усиление магнитных эффектов.

В теоретических работах, связанных с магнитооптическими эффектами в многослойных структурах, как правило, разрабатываются матричные методы расчета коэффициентов отражения [4, 5]. Несмотря на высокую точность такого метода, для расчета необходимо перемножать большое количество матриц (порядка количества слоев в структуре). В нашей же работе мы произвели аналитический расчет коэффициентов отражения в динамическом и кинематическом приближениях, аналогично тому, как это было сделано для немагнитных многослойных структур [6].

Рассмотрим зеркальное отражение поляризованного излучения от многослойной структуры (рис. 1). Оно описывается матрицей амплитудных коэффициентов отражения, которые связывают *s*- и *p*-поляризации падающей и отраженной волн:

$$\begin{pmatrix} E_s \\ E_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{s0} \\ E_{p0} \end{pmatrix}. \qquad (1)$$

В соответствии с уравнениями Максвелла в среде имеем следующую систему уравнений [7]:

$$\begin{cases} E_x'' - k_y^2 E_x + \left(\hat{\varepsilon} k_0^2 \vec{E}\right)_x = 0 \\ E_y'' + \left(\hat{\varepsilon} k_0^2 \vec{E}\right)_y + i k_y E_z' = 0 \\ -k_y^2 E_z + \left(\hat{\varepsilon} k_0^2 \vec{E}\right)_z + i k_y E_y' = 0 \end{cases}, \qquad (2)$$

где $k_0 = \dfrac{\omega}{c}$, $\hat{\varepsilon}$ – тензор диэлектрической проницаемости среды, имеющий вид

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & i\tilde{\varepsilon}_b & -i\tilde{\varepsilon}_a \\ -i\tilde{\varepsilon}_b & \varepsilon & i\tilde{\varepsilon}_c \\ i\tilde{\varepsilon}_a & -i\tilde{\varepsilon}_c & \varepsilon \end{pmatrix}, \qquad (3)$$

где индексы *a*, *b*, *c* соответствуют меридиональному, полярному и экваториальному намагничиванию. При этом полагается, что диагональные и недиагональные компоненты тензора являются функциями координат с периодом, равным периоду структуры. В системе (2) из третьего уравнения легко выразить *z*-компоненту поля и подставить во второе уравнение. Таким образом, достаточно решить уравнения для *x*- и *y*-компонент электрического поля. В динамическом приближении можно полагать, что структура полубесконечна.

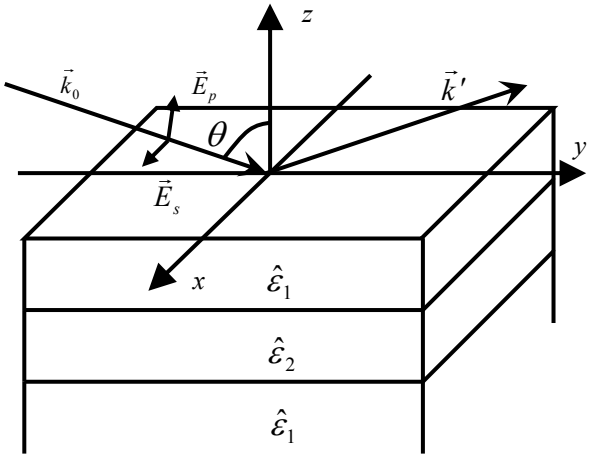


Рис. 1. Отражение поляризованного рентгеновского излучения от многослойной структуры

Для учета многократного переотражения на границах слоёв поле, вблизи брэгговского резонанса, представляется в виде двух бегущих волн с амплитудами, зависящими от координаты *z:*

$$\begin{aligned} E_x &= E_{x1}(z) e^{i\frac{\chi}{2}z} + E_{x2}(z) e^{-i\frac{\chi}{2}z} \\ E_y &= E_{y1}(z) e^{i\frac{\chi}{2}z} + E_{y2}(z) e^{-i\frac{\chi}{2}z} \end{aligned}, \qquad (4)$$

где χ – волновое число, соответствующее периоду структуры. Пусть характерный масштаб изменения амплитуды значительно больше длины бегущей волны, тогда, в силу медленности амплитуд, при подстановке (4) в (2) можно пренебречь их вторыми производными. Также допустим, что на структуру падает линейно-поляризованная волна и недиагональные компоненты тензора проницаемости значительно меньше диагональных, т. е. магнитооптический эффект мал. Тогда легко видеть, что в уравнениях для одной из проекций поля всегда можно пренебречь другой.

С использованием этих предположений были получены матрицы вида (1) для меридионального и полярного намагничивания. Диагональные компоненты матрицы отражения имели вид, полученный в работе [6]. Выражения для недиагональных компонент матрицы отражения более громоздки, но, считая, что для *s*- и *p*-поляризаций выполняется условие резонанса, можно их оценить следующим образом:

$$r_{sp,ps} \sim \frac{\tilde{\varepsilon}_0}{2\varepsilon_1}, \qquad (5)$$

где ε_1 – первая гармоника разложения диагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости, а $\tilde{\varepsilon}_0$ – постоянная составляющая недиагональной компоненты тензора проницаемости. Заметим, что величина (5) в $\frac{2}{\varepsilon_1}$ раз больше, чем коэффициент отражения от простого магнитного зеркала [8].

Экваториальный эффект Керра связан только с *p*-поляризованными волнами. В случае многослойной структуры он сводится к изменению ширины столика Дарвина (заметим, что для экваториального эффекта нет ограничений на малость недиагональных компонент тензора проницаемости):

$$w = \sqrt{w_0^2 + w_1^2}$$

$$w_0 = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}\left(\delta + \frac{\chi^2}{4}\frac{\varepsilon_0 - 2\sin^2\theta}{\varepsilon_0 - \sin^2\theta}\right), \qquad (6)$$

$$w_1 = \frac{k_0 \chi \tilde{\varepsilon}_1 \sin\theta}{\varepsilon_0}$$

где $\delta = k_0^2\left(\varepsilon_0 - \sin^2\theta\right) - \chi^2/4$ – расстройка с брэгговским резонансом, w_0 и w_1 – простой и магнитооптический вклады в ширину столика Дарвина.

В случае, когда толщина структуры значительно меньше характерной глубины проникновения поля (связанной с масштабом амплитуд в формуле (4)), справедливо кинематическое приближение и достаточно учитывать только однократные отражения на границах слоев. Следовательно, кинематическое приближение может быть построено, как борновское приближение уравнения (2). Запишем уравнение (2) в виде

$$\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\vec{E}(\vec{r}) - k_0^2\varepsilon_0\vec{E}(\vec{r}) = \left(\hat{\varepsilon}(\vec{r}) - 1\right)k_0^2\vec{E}(\vec{r}). \qquad (7)$$

Раскладывая электрическое поле в ряд, можно получить выражение

$$E_i^{(1)}(\vec{r}) = k_0^2 \int G_{ij}(\vec{r},\vec{r}')\left(\varepsilon_{jl}(\vec{r}') - 1\right)E_l^{(0)}(\vec{r}')d^3r', \quad (8)$$

где

$$G_{ij}(\vec{r},\vec{r}') = \frac{e^{ik_0 r}}{4\pi r} e^{-i\vec{k}_0'\vec{r}'}\left(\delta_{ij} - \frac{x_i x_j}{r^2}\right)$$

– функция Грина уравнения (7). Были сделаны необходимые вычисления и получены следующие матрицы отражения для всех трех случаев намагниченности структуры:

$$\hat{r}_{long} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & -i\tilde{\varepsilon}_1\sin\theta \\ i\tilde{\varepsilon}_1\sin\theta & -\varepsilon_1\cos 2\theta \end{pmatrix} r(\theta), \qquad (9)$$

$$\hat{r}_{trans} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & -\varepsilon_1\cos 2\theta - i\tilde{\varepsilon}_1\sin 2\theta \end{pmatrix} r(\theta)$$

где

$$r(\theta) = \frac{k_0 \sin\left(\left(q_z - \chi\right)L/2\right)}{\left(q_z - \chi\right)\cos\theta}$$

и

$$q_z = 2k_0\sqrt{1 - \frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_0}}$$

(L – толщина структуры). При этом максимальное значение коэффициента отражения $r(\theta)$ пропорционально количеству слоев в структуре, следовательно, все компоненты матриц отражения усиливаются резонансно. На основе разработанной теории в кинематическом приближении было сделано сравнение с существующим экспериментом (рис. 2) [3, 9, 10].

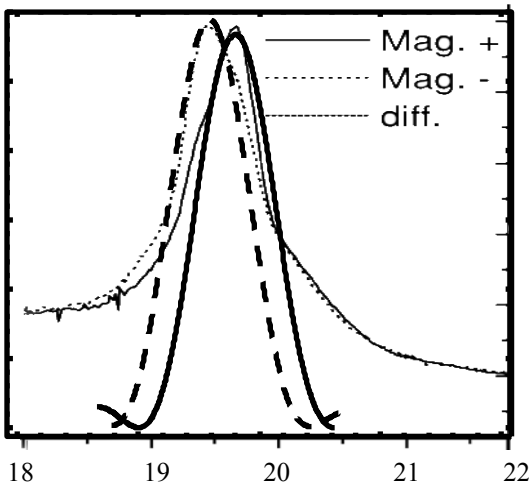


Рис. 2. Коэффициент отражения двух волн с различным направлением циркулярной поляризации (вдоль и против намагниченности – сплошные и прерывистые линии соответственно). Тонкие линии – экспериментальные данные, жирные – теоретический расчет. По горизонтали отложен угол сканирования 2θ, по вертикали – коэффициент отражения в относительных единицах. Структура Fe 21.5 Å / Co 29.5 Å, $\hbar\omega = 704$ эВ.

В нашей работе в кинематическом и динамическом приближениях было аналитически, без использования матричного метода, показано, что в многослойных структурах помимо усиления коэффициентов отражения вблизи брэгговских резонансов также резонансно усиливаются и магнитооптические эффекты.

Работа выполнена при поддержке Фонда «Династия».

1. *С.Г. Овчинников*, Успехи физических наук, **169**, 870 (1999).
2. *M. Sacchi et. al.*, Phys. Rev. B, **57**, 104 (1998).
3. *M. Hecker et. al.*, Phys. Rev. B, **72**, 054437 (2005).
4. *S.A. Stepanov, S.K. Sinha*, Phys. Rev. B, **61**, 15302 (2000).
5. *J. Zak et. al.*, Phys. Rev. B, **43**, 6423 (1991).
6. *А.В. Виноградов, Б.Я. Зельдович*, Опт. спектроск., **42**, 709 (1977).
7. *Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
8. *А.В. Соколов*, Усп. Физ. Наук, **50**, 161 (1953)
9. http://henke.lbl.gov/optical_constants/.
10. *H.-Ch. Mertins et al.*, Phys. Rev. B, **69**, 064407 (2004).

Стенд светосильного интерферометра на основе двух низкокогерентных источников сферической волны

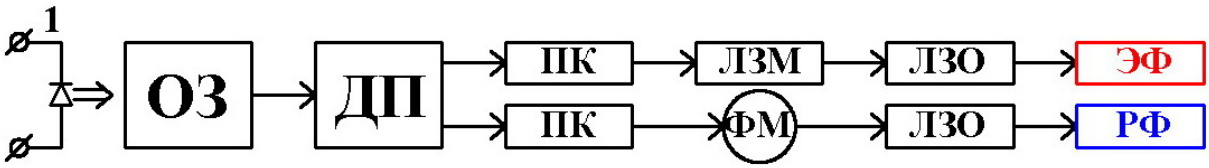
Д.Г. Волгунов, Н.Н. Салащенко, А.С. Скрыль, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, 603950 ГСП-105, Нижний Новгород
e-mail: write75@rambler.ru

Для аттестации формы оптических элементов и волновых аберраций многозеркальных систем используются интерференционные методы контроля. Принцип работы интерферометров, независимо от их типа, основан на интерференции света, отраженного от исследуемой поверхности и эталонного фронта. Дифракционный интерферометр, разработанный в ИФМ РАН, в качестве эталонной поверхности использует сферический фронт, образованный в результате дифракции света на выходе одномодового оптического волокна с зауженной до субволновых размеров выходной апертурой [1, 2]. Среднеквадратическая деформация (аберрация) RMS волнового фронта зависит от числовой апертуры (NA), в которой производится аттестация формы оптических поверхностей, и составляет 0,1 нм для NA = 0,2 и 0,4 нм для NA = 0,5. Оптическая схема, по которой работает интерферометр, позволяет проводить измерения только оптики с вдвое меньшей апертурой, $NA_{max} \approx 0{,}25$. Этот недостаток интерферометра, а также существующих в единичных экземплярах оптических дифракционных интерферометров в мире, связан с тем, что в качестве эталонной используется не центральная часть сферического фронта, а его боковая часть, которая является наиболее аберрированной. Для решения данной проблемы была разработана оригинальная схема низкокогерентного дифракционного интерферометра с двумя источниками сферической волны, предложенная в работе [3].

На рис. 1 показана структурная схема формирования двух эталонных сферических фронтов, принцип работы которой заключается в следующем. Свет от низкокогерентного источника, в качестве которого используется суперлюминисцентный диод 1 с центральной длиной волны 680 нм и длиной когерентности порядка 20 мкм, заводится в оптический затвор (ОЗ). ОЗ предназначен для того, чтобы не пропускать свет, отраженный в обратном направлении от различного рода препятствий (оптические поверхности, места соединения оптоволокна). После ОЗ свет поступает в оптоволоконный делитель пучка (ДП). С помощью ДП он разделяется на два пучка. В первом канале формируется эталонный сферический фронт (ЭФ), во втором – рабочий сферический фронт (РФ). В обоих каналах устанавливается поляризационный контроллер (ПК), с помощью которых формируется линейная поляризация сферического фронта на выходе одномодового оптического волокна для максимального контраста интерференционной картины. Помимо ПК дополнительно вводится оптическая (ЛЗО) и механическая (ЛЗМ) линии задержки, для того чтобы установить минимальную разность оптических путей между эталонным и рабочим сферическими фронтами, которая должна лежать в области длины когерентности источника света. Для работы интерферометра в фазовом режиме регистрации интерферограмм в один из каналов дополнительно вводится модулятор фазы, представляющий собой пьезокерамику цилиндрической формы, на которую намотано оптическое волокно. Пьезокерамика, при подаче на нее напряжения, изменяется в размерах вдоль радиуса, тем самым растягивая оптоволокно, что приводит к изменению оптической разности хода света между каналами.

На рис. 2 показана схема низкокогерентного интерферометра с двумя источниками эталонной сферической волны, принцип работы которой заключается в следующем. Сферический фронт от источника *5*, ось которого совпадает с осью наблюдательной системы, выступает в качестве эталонного, а фронт от другого источника *4*, ось которого совпадает с осью исследуемой поверхности, в качестве рабочего. Последний, отразившись от исследуемой поверхности, фокусируется на



1 - источник излучения;
ОЗ - оптический затвор;
ДП - делитель пучка;
ПК - поляризационный контроллер;
ЛЗМ - механическая линия задержки;
ФМ - фазовая модуляция;
ЛЗО - оптическая линия задержки;
ЭФ - эталонный фронт;
РФ - "рабочий" фронт.

Рис. 1. Система формирования двух низкокогерентных источников эталонной сферической волны

плоское зеркало, край которого располагается от источника сферической волны на расстоянии в несколько десятков микрометров, после чего отражается и интерферирует с эталонным фронтом. Далее полученная интерферограмма регистрируется с помощью CCD-камеры и обрабатывается с помощью программы FPro на компьютере.

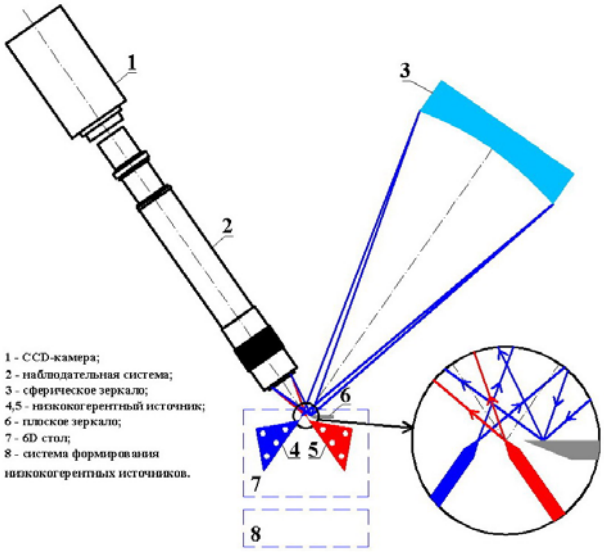


Рис. 2. Схема низкокогерентного интерферометра с двумя источниками эталонной сферической волны

Чтобы избежать паразитной интерференции, которая может образоваться в результате прямого взаимодействия сферических фронтов источников, а также при взаимодействии части эталонного фронта, отраженного от исследуемой поверхности, с этим же фронтом, используется низкокогерентный свет.

В настоящее время завершена сборка основных узлов интерферометра и начата его отладка. В докладе будут представлены данные по точности измерений, обеспечиваемой интерферометром, и демонстрация применения интерферометра для изучения формы поверхности сферической подложки.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, 10-02-00957, 11-02-00597 и ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы”.

1. *Климов, А.Ю.* Источник сферической волны на основе зонда ближнепольного микроскопа / А.Ю. Климов, В.В. Рогов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Изв. РАН. Серия физическая. 2008. Т. 72, №2. С. 221-223.

2. *Chkhalo, N.I.* A source of a reference spherical wave based on a single mode optical fiber with a narrowed exit aperture / *N.I. Chkhalo, A.Yu. Klimov, V.V. Rogov, N.N. Salashchenko, and M.N. Toropov* // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. 033107.

3. *Клюенков, Е.Б.* Коррекция формы оптических поверхностей с субнанометровой точностью. Проблемы, статус, перспективы. / Е.Б. Клюенков, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Изв. РАН. Серия физическая. 2008. Т. 72. №2. С. 205-208.

Особенности формирования светоиндуцированного температурного поля деформации и рентгеновских изображений в двулучепреломляющих кристаллах

Е.В. Зайцева, А.С. Маркелов, В.Н. Трушин, Е.В. Чупрунов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.
e-mail: trushin@phys.unn.ru

Известно, что при решении некоторых задач адаптивной рентгеновской оптики можно использовать неоднородное тепловое воздействие света на параметры дифрагирующего кристалла [1], позволяющее формировать и динамически корректировать параметры рентгеновского пучка.

Воздействовать светом на дифрагирующий кристалл можно как со стороны его рабочей поверхности, на которую падает первичный рентгеновский пучок [1], так и через его противоположную сторону. Во втором случае световой пучок распространяется через кристалл и его нагрев осуществляется за счет поглощения света поглощающим покрытием на границе с рабочей поверхностью кристалла. Такой подход значительно уменьшает роль толщины поглощающего покрытия на разрешающую способность рентгеновских изображений (РИ).

Необходимым условием для использования такого способа нагрева является спектральная прозрачность образца для длин волн используемого светового диапазона. Однако в этом случае необходимо учитывать искажения светового изображения, а следовательно и теплового поля, за счет двулучепреломления, обусловленного анизотропией кристалла.

Целью настоящей работы является изучение влияния двулучепреломления на формирование температурного поля, возникающее при прохождении света через кристалл и поглощении его на границе области дифракции и поглощающего покрытия.

Световое изображение на границе кристаллической пластинки испытывает двулучепреломление, вследствие чего изображение на противоположной поверхности образца в области дифракции размывается, а следовательно, размывается и температурное поле, что ухудшает разрешающую способность РИ [2]. Для расчета температурного поля в области дифракции нами был проведен расчет светового изображения в этой области.

Исходное световое изображение, создаваемое на входной поверхности, разбивалось сеткой с ячейками одинакового размера (1×1 мм). Вследствие двулучепреломления на выходной поверхности каждая ячейка будет иметь два изображения, соответствующие обыкновенной и необыкновенной волнам, таким образом, световое изображение, прошедшее через кристалл может быть представлено, как наложение двух сеток, смещенных относительно друг друга.

Дальнейшая задача свелась к расчету координат x_i, z_i и интенсивностей обыкновенной и необыкновенной волн, соответствующих i-й ячейке на выходной поверхности кристалла. Расчеты проводились для одноосных кристаллов в приближении плоской световой волны, падающей на входную поверхность пластинки под углом φ к ее нормали. В расчетах принималось условие, что нормаль к пластинке и оптическая ось кристалла лежат в плоскости падения света YZ, а угол между ними равен α.

Угол преломления ψ необыкновенной волны рассчитывался с помощью выражения (1) [3]:

$$ctg\psi = \frac{(\eta_{22}-\eta_{33})\sin 2\alpha \pm \sqrt{(\eta_{33}-\eta_{22})^2 \sin^2 2\alpha - 4(\eta_{33}\sin^2\alpha+\eta_{22}\cos^2\alpha)\left(\eta_{22}\sin^2\alpha+\eta_{33}\cos^2\alpha-\frac{1}{\sin^2\varphi}\right)}}{2(\eta_{33}\sin^2\alpha+\eta_{22}\cos^2\alpha)} \qquad (1)$$

Вектора амплитуд $\vec{D}^{(1)}$, $\vec{D}^{(2)}$, $\vec{E}^{(1)}$, $\vec{E}^{(2)}$ обыкновенной и необыкновенной волн находились из уравнений

$$D_i^{(1)} = c'_{ij} D'^{(1)}_{ij} \; ; \; D_i^{(2)} = c'_{ij} D'^{(2)}_{ij}, \qquad (2)$$

$$E_i^{(1)} = c'_{ij} E'^{(1)}_{ij} \; ; \; E_i^{(2)} = c'_{ij} E'^{(2)}_{ij}, \qquad (3)$$

где c'_{ij} – матрица перехода от системы координат $x'_1 x'_2 x'_3$ к системе координат XYZ. $\vec{D}'^{(1)}$ и $\vec{D}'^{(2)}$ находятся из уравнения (4) согласно [3]:

$$\vec{D}'^{(1)} = \left(0, \frac{2b}{(a-c)+\sqrt{(a-c)^2+4b^2}}, 1\right) D_0 ;$$

$$\vec{D}'^{(2)} = \left(0, 1, \frac{2b}{(a-c)-\sqrt{(a-c)^2+4b^2}}\right) D_0 , \qquad (4)$$

где

$$a = (1-m_1^2)\eta_{11} + \frac{m_1^2}{m_2^2}\eta_{22} + \frac{m_1^2 m_3^2}{1-m_1^2}\eta_{33} \quad , \qquad (5)$$

$$b = \frac{m_1 m_2 m_3}{1-m_1^2}(\eta_{33}-\eta_{22}) \qquad (6)$$

$$c = \frac{m_3^2}{1-m_1^2}\eta_{22} + \frac{m_2^2}{1-m_1^2}\eta_{33}.$$

Здесь m_1, m_2, m_3 – направляющие косинусы волновой нормали к кристаллофизической системе координат. Вектора амплитуд напряженностей рассчитывался с использованием уравнения

$$\mathrm{E}'^{(1)}_{\mathrm{i}} = \eta'_{\mathrm{ij}}\mathrm{D}'^{(1)}_{\mathrm{j}}, \quad \mathrm{E}'^{(2)}_{\mathrm{i}} = \eta'_{\mathrm{ij}}\mathrm{D}'^{(2)}_{\mathrm{j}}, \qquad (7)$$

где $\eta'_{\mathrm{ij}} = c_{ik}c_{jl}\eta_{kl}$ и c_{ij}– матрица перехода от $\mathrm{x}'_1x'_2x'_3$ к кристаллофизической системе координат.

Для определения координат и интенсивностей света, распространяющегося от *i*-й ячейки вычислялись вектора Пойнтинга $\vec{S}_1$ и $\vec{S}_2$ для обыкновенной и необыкновенной волн:

$$\vec{S}_1 = \frac{c^2}{4\pi v_1}\left[\vec{E}_1\left[\vec{m}\vec{E}_1\right]\right], \quad \vec{S}_2 = \frac{c^2}{4\pi v_2}\left[\vec{E}_2\left[\vec{m}\vec{E}_2\right]\right]. \qquad (8)$$

Величины скоростей этих волн v_1 и v_2 находятся из соотношений

$$v_1^2 = c^2\frac{\left(\vec{D}_1\vec{E}_1\right)}{D_1^2} \quad \text{и} \quad v_2^2 = c^2\frac{\left(\vec{D}_2\vec{E}_2\right)}{D_2^2}. \qquad (9)$$

Направляющие косинусы векторов $\vec{S}_1$ и $\vec{S}_2$ относительно *XYZ* системы координат, связанной с кристаллическим образцом равны:

$$\cos\beta_{jx} = \frac{S_{jx}}{S_j}; \quad \cos\beta_{jy} = \frac{S_{jy}}{S_j}; \quad \cos\beta_{jz} = \frac{S_{jz}}{S_j}, \qquad (10)$$

здесь *j* – номер луча.

Теперь можно определить координаты x_{ij}, z_{ij} *i*-й ячейки на рабочей поверхности при толщине пластинки *d*:

$$x_{ij} = x_i + d\frac{\cos\beta_{jx}}{\cos\beta_{jy}}, \quad z_{ij} = z_i + d\frac{\cos\beta_{jz}}{\cos\beta_{jy}}, \qquad (11)$$

здесь индекс *j* по-прежнему принимает значения 1, 2 и соответствует номеру луча. Интенсивности волн считаем пропорциональными квадратам амплитуд $\vec{\mathrm{E}}^{(1)}$, $\vec{\mathrm{E}}^{(2)}$ обыкновенной и необыкновенной волн.

Моделирование температурного поля и получаемого рентгеновского изображения проводилось для кристаллической пластинки KDP с ориентацией (001). Направление волновой нормали падающей световой волны составляло угол 30º с нормалью к пластинке.

Падающее на кристалл световое изображение задавалось в виде чередующихся черных и белых полос толщиной 1 мм. Используя (1) были рассчитаны значения интенсивностей и координаты точек, соответствующих изображениям, создаваемым обыкновенным и необыкновенным лучами.

Нами рассчитывалось температурное поле на глубине 10 мкм от поверхности кристалла KDP (без учета анизотропии теплопроводности). Расчет производился в специализированной программе для решения дифференциальных уравнений в частных производных.

В работе предоставлены результаты расчетов температурных полей без учета и с учетом двулучепреломления, которые являлись входными данными для моделирования теоретических топограмм [1].

Проведенные расчеты показали, что в анизотропных кристаллах при формировании в них температурных полей, возникающих при прохождении света через кристалл и поглощении его на границе области дифракции и поглощающего покрытия, необходимо учитывать влияние двулучепреломления. Данный факт должен учитываться при формировании рентгеновских изображений, поскольку разрешающая способность их в этом случае ухудшается.

1. *Трушин, В.Н.* Формирование рентгеновских изображений с помощью теплового воздействия света на поверхность дифрагирующего кристалла / В.Н. Трушин, А.С. Маркелов, Е.В. Чупрунов, А.А. Жолудев // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтронные исследования. 2007. №.2. С. 44-48.

2. *Маркелов, А.С.* Определение разрешающей способности рентгеновских изображений, формируемых с помощью теплового воздействия света на поверхность дифрагирующего кристалла / А.С. Маркелов, В.Н. Трушин, Е.Л. Ким // Вестник ННГУ. Сер. физика твердого тела. 2006. Вып. 1(9). С. 40-44.

3. *Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П.* Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1975.

Моделирование рельефа поверхности плавленого кварца под действием ионной бомбардировки

А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Р.А. Храмков, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: aepestov@ipm.sci-nnov.ru

Введение. Коррекция подложек оптических элементов изображающей оптики МР- и ЭУФ-диапазонов методом ионно-пучкового травления ставит перед собой задачу сохранения исходной шероховатости поверхности в области высоких и средних пространственных частот. Развитие шероховатости в области высоких пространственных частот приводит к деградации коэффициента отражения многослойных зеркал, наносимых на поверхности подложек, а в области средних пространственных частот – к рассеянию излучения, вследствие чего происходит размытие изображения. Многочисленные эксперименты, проведённые в этом направлении, показали, что при определённых режимах травления наблюдается сохранение шероховатости поверхности в области высоких пространственных частот, но при этом происходит существенное её развитие в области средних пространственных частот. Для понимания наблюдаемого явления планируется провести компьютерное моделирование динамики рельефа поверхности плавленого кварца при ионном распылении. Данное моделирование также позволит предсказать развитие рельефа поверхности при ионном травлении в широком диапазоне параметров.

Программа расчёта рельефа поверхности при ионном распылении. Программа будет основана на модели парных столкновений [1], то есть движение атомов в твёрдом теле рассматривается как последовательность парных упругих столкновений с атомами среды. Особенность этой модели состоит в том, что она применяется для неупорядоченных мишеней. Если мишень можно считать неупорядоченной (или бесструктурной), то положение рассеивающего центра для каждого следующего столкновения определяется случайным числом, поэтому программы, основанные на модели парных столкновений, иногда называют программами Монте-Карло.

Программы Монте-Карло относятся к наиболее простым, в них не нужно задавать координаты атомов мишени. Кроме того, они требуют меньше машинного времени, чем программы для мишеней с кристаллической структурой, поэтому и находят широкое применение при компьютерном моделировании заряженных частиц с поверхностью твёрдого тела.

В основы работы программы будет положен алгоритм широко используемого кода TRIM (Transport of Ions in Matter) [2, 3].

Моделирование проводится для двумерной аморфной (неупорядоченной) мишени с заданной на поверхности шероховатостью. Форма мишени задаётся в начале программы в виде функции $y = y(x)$, ось x направлена внутрь мишени. Кроме того, в начале программы задаются атомные характеристики мишени и потенциал межатомного взаимодействия (экранированный кулоновский потенциал).

Траектория каждого иона начинается с задания его положения, направления движения и энергии. Затем прослеживается последовательность столкновений иона с атомами мишени, при этом прицельный параметр и расстояние между последовательными столкновениями выбирают случайным образом (посредством генератора случайных чисел). На пути каждого свободного пробега энергия налетающей частицы уменьшается на величину энергии, переданной первично выбитому атому (ПВА). При этом учитываются только упругие потери энергии, а неупругими потерями для простоты пренебрегаем. Траектория ПВА прослеживается только тогда, когда его энергия больше поверхностной энергии связи и расстояние от поверхности меньше определённой, наперёд заданной величины. Первично выбитые атомы могут привести в движение другие атомы мишени, которые называют вторично выбитыми атомами (ВВА). Поведение ПВА и ВВА прослеживается таким же образом, как и поведение налетающего иона. Такой режим работы программы называется каскадным.

Работа программы основана на последовательном повторении расчета инициированного первичным ионом каскада столкновений и вызванной им модификации формы поверхности мишени. В результате моделирования рассчитывается форма поверхности после ионной бомбардировки в виде зависимости $y` = y`(x`)$.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-02-00873, 09-02-00912, 11-02-00597-р, 11-02-00961 ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы".

1. *Экштайн, В.* Компьютерное моделирование взаимодействия частиц с поверхностью твёрдого тела : Пер. с англ. / В. Экштайн. – М. : Мир, 1995. – 321 с.

2. *Biersack, J.P.* A Monte Carlo computer program for the transport of energetic ions in amorphous targets / J.P. Biersack, L.G. Haggmark // Nuclear. Instruments and Methods. 1980. V. 174. P. 257–269.

3. *Biersack, J.P.* Sputtering studies with Monte Carlo program TRIM.SP / J.P. Biersack, W. Eckstein // Journal of Applied Physics A. 1984. V. 34. P. 73–94.

Долговременные испытания Mo/$ZrSi_2$-фильтра методом токового нагрева в вакууме

М.Н. Дроздов[1], Е.Б. Клюенков[1], А.Я. Лопатин[1], В.И. Лучин[1], А.Е. Пестов[1], Н.Н. Салащенко[1], Н.Н. Цыбин[1], Н.И. Чхало[1], Л.А. Шмаенок[2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.
[2] PhysTeX, Vaals, Netherlands.
e-mail: tsybinikola@yahoo.com

В настоящее время продолжаются эксперименты, направленные на выяснение условий, при которых возможна эксплуатация абсорбционных тонкопленочных свободновисящих ЭУФ-фильтров в литографических установках.

Производителями литографических систем заявлено требование сохранения свойств абсорбционного фильтра в работающей установке в течение 1000 и более часов непрерывной эксплуатации. По оценкам, плотность мощности поглощенного фильтром излучения может составить ~10 Вт/см^2, что вызовет нагрев свободновисящей пленки до температуры выше 1000 °C. При выборе абсорбционного фильтра для схемы ЭУФ-литографии мы стремимся найти оптимальный по сочетанию пропускания на рабочей длине волны и термической стойкости состав многослойного фильтра.

На данный момент лучшую термостойкость из протестированных нами образцов с высокой прозрачностью на длине волны 13.5 нм показала Mo/$ZrSi_2$ многослойная структура с $MoSi_2$ защитными покрытиями [1]. Сравнительное тестирование образцов проводилось путем нагрева в вакууме (10^{-7} Торр) излучением CO_2-лазера. Было выяснено, что при кратковременном (3–7 часов) отжиге уже начиная с температур выше 900 °C происходит заметная деградация свойств фильтра, вызванная перемешиванием слоев и проникновением в пленку кислорода. При меньших температурах падение прозрачности фильтра после отжига составляло не более 1 % при $\lambda = 13.5$ нм.

Для моделирования влияния нагрева при больших временах на первом этапе было предложено проводить отжиг в кислородной среде, тем самым ускорялся процесс окисления материала фильтра. Отжиг образцов проводился в разреженной атмосфере с парциальным давлением кислорода $1\cdot10^{-4}$ Торр в течение 1, 6, 20 и 55 минут при температуре 820 °C. Абсолютные изменения пропускания образцов при $\lambda = 13.5$ нм составили соответственно <0.1%, 0.2%, 0.5%, 2%. В условиях вакуумного нагрева фильтра в остаточной атмосфере преобладают пары воды. Если предположить, что скорость окисления материала пленки пропорциональна суммарному парциальному давлению кислорода и водяного пара, то эквивалентное время отжига при давлении 10^{-7} Торр должно составлять соответственно 16, 100, 330 и 920 часов (рис. 1).

Нагрев образцов излучением лазера наиболее приближен к реальным условиям нагрева фильтров поглощенным излучением лазерно-плазменного источника в литографической установке. Но в плане проведения долговременных испытаний данная методика тестирования обладает некоторыми недостатками. В первую очередь, это необходимость постоянного контроля за мощностью лазерного пучка, которая случайным образом меняется с течением времени, в том числе и вследствие изменения модового состава излучения. Ещё одним недостатком можно считать неравномерное распределение мощности по пятну (форма его близка к гауссовой для основной моды), что ограничивает точность измерений температуры и пропускания фильтра, особенно при регистрации малых изменений. Для проведения долговременных испытаний и проверки предположения о линейной зависимости скорости окисления материала от давления паров воды и кислорода мы использовали стенд [2], в котором нагрев тонкопленочного образца осуществляется за счет джоулевого тепла, выделяющегося в пленке при пропускании через образец электрического тока. Стенд позволяет автоматически поддерживать выделяемую в пленке мощность и регистрировать *in-situ* сопротивление пленки, пропускание образца на длине волны 633 нм или поток излучения с помощью ИК-пирометра.

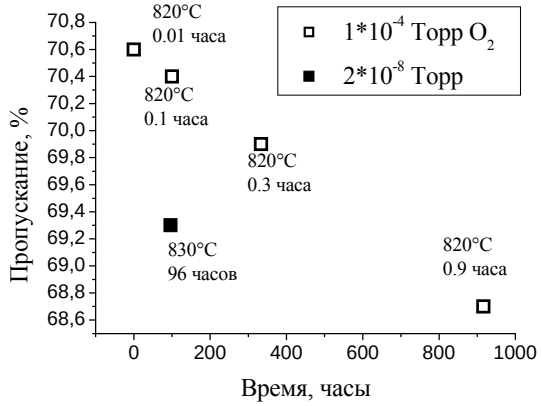


Рис. 1. Измеренные значения пропускания при $\lambda = 13.5$ нм Mo/$ZrSi_2$-фильтра после отжига в атмосфере кислорода (парциальное давление $1\cdot10^{-4}$ Торр) – светлые маркеры, по оси абсцисс отложено эквивалентное время отжига в вакууме ~ 10^{-7} Торр. Черный маркер – пропускание после отжига в вакууме $p = 2\cdot10^{-8}$ Торр в течение 96 часов

С целью сокращения времени на подготовку образцов для испытаний была упрощена конструкция электрических контактов к пленочному

образцу. Если ранее контактные площадки напылялись непосредственно на поверхность тестируемой пленки для последующей организации проволочных контактов, то в данной работе контактные площадки выполнялись предварительно на кварцевой рамке, к которой затем монтировалась пленка. Ток подводился через прижимные контакты, удобные в монтаже и более надежные при повышенных температурах (рис. 2).

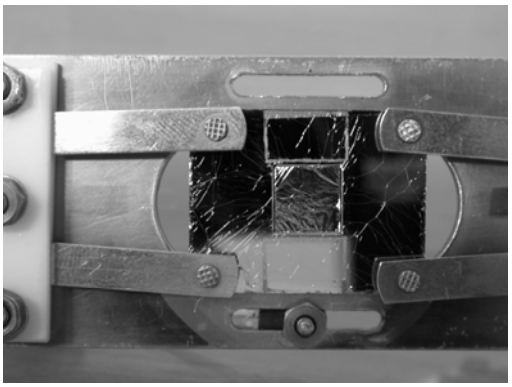


Рис. 2. Внешний вид образца Mo/$ZrSi_2$ и четырех прижимных контактов

Отжиг образца Mo/$ZrSi_2$-пленки был проведен при давлении остаточных газов $(1–3)\cdot10^{-8}$ Торр и плотности рассеиваемой в образце мощности 3.8 Вт/см^2 (соответствующей температуре образца 830 °С) в течение 96 часов. Однородность нагрева свободновисящего фильтра подтверждалась визуально и по показаниям пирометра при сканировании вдоль поверхности образца. В эксперименте регистрировалось изменение сопротивления пленки и поток ее теплового излучения в полосе 2–5 мкм. В качестве ИК-приемника использовался пирометр Metis MB35.

Показания пирометра и результат измерения сопротивления образца представлены на рис. 3. Излучательная способность образца, измеренная ранее при меньших температурах (в диапазоне 200–700 °С), считалась постоянной и принималась равной 20% [1]. Однако временная зависимость регистрируемого пирометром тепловой потока образца (рис. 3, *а*) показывает, что излучательная способность пленки изменяется в процессе отжига. Мы полагаем, что эти изменения невелики и температура пленки в процессе отжига также изменяется незначительно. Наряду с изменением излучательной способности наблюдается также немонотонное изменение сопротивления образца (рис. 3, *б*). Все это свидетельствует о происходящей в пленке структурной перестройке.

Подтверждение структурных изменений мы надеемся получить после проведения ВИМС-анализа образца. Измерения пропускания фильтра после отжига указывают на существенное против ожидания уменьшение пропускания при $\lambda = 13.5$ нм на 1.3 % (рис. 1), что говорит о неправомочности предположения о линейной зависимости скорости окисления от парциального давления кислорода и водяных паров при длительном отжиге. При нагреве Mo/$ZrSi_2$-структуры до 830 °С в течение нескольких часов еще не успевают произойти существенные структурные изменения в образце (кристаллизация, перемешивание слоев) [1]. При более продолжительном нагреве, по-видимому, происходит нарушение структуры пленки, что приводит к ее более активному окислению.

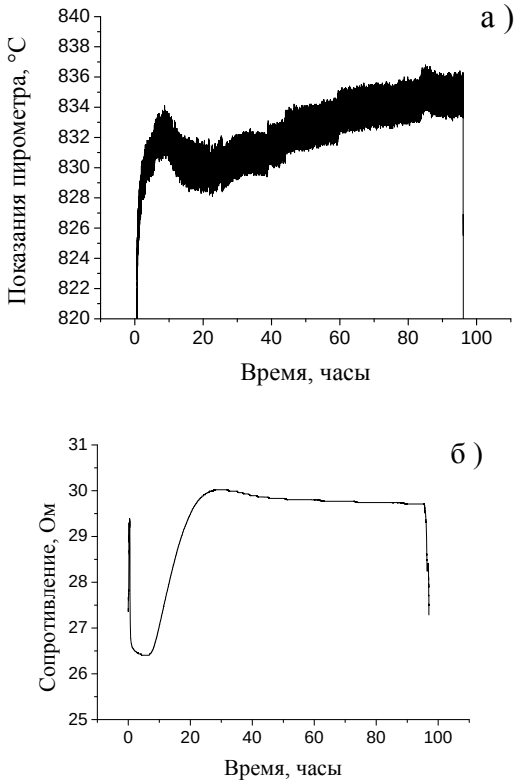


Рис. 3. Зависимости показаний пирометра и сопротивления образца Mo/$ZrSi_2$-фильтра, отжигавшегося при плотности поглощенной мощности 3.8 Вт/см^2 и давлении остаточных газов $(1–3)\cdot10^{-8}$ Торр, от времени

В дальнейшем планируется провести более длительные испытания нескольких образцов одновременно (при разных температурах, но в одинаковых вакуумных условиях), что позволит определить предельно допустимые нагрузки для данного вида фильтра.

Работа поддержана РФФИ: гранты 09-02-00389, 09-02-01473, 10-02-01073.

1. *Гусев, С.А.* Термостабильность свободновисящих ЭУФ-фильтров в условиях длительного вакуумного отжига при температуре 600–1000 °С / С.А. Гусев, М.Н. Дроздов, Е.Б. Клюенков и др.// Материалы совещания «Рентгеновская оптика – 2010». Черноголовка, 2010. С. 109–111.

2. *Бибишкин М.С.* Долговременные испытания абсорбционных EUV-фильтров при высоких тепловых нагрузках / М.С. Бибишкин, С.А. Гусев, И.Г. Забродин и др. // Материалы симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород. 2007. Т. 2. С. 388–389.

Отражательная маска для проекционной литографии на длине волны 13,5 нм

С.А. Гусев, С.Ю. Зуев, А.Ю. Климов, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, В.В. Рогов, Н.Н. Салащенко, Е.В. Скороходов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, 603950 Н. Новгород.
e-mail: chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

Принцип работы проекционной фотолитографии заключается в том, что изображение маски (например, топология микросхемы) с помощью проекционного объектива с уменьшением передается на подложку с фоторезистом. При этом маска представляет собой прозрачную для рабочей длины волны подложку, на которой сформирован рисунок, не пропускающий излучение. Облучение маски производится с обратной стороны. В ЭУФ-диапазоне отсутствуют прозрачные материалы, поэтому маски могут быть только отражательными. Проблема изготовления таких масок усложняется тем, что в качестве зеркала используется многослойная интерференционная структура. Данная работа посвящена разработке технологии изготовления и изучению характеристик отражательной маски для стенда ЭУФ-литографа, разработанного в ИФМ РАН [1]. Сообщается об оптимизации структуры маски. Описывается технология изготовления и приводятся результаты измерений отражательных и геометрических (толщина поглощающего слоя, ширины штрихов и шероховатости краев линий маски) характеристик маски.

Разработка маски для проекционной ЭУФ-литографии включает следующие основные этапы:

1. Выбор материалов и структуры (соотношение толщин слоев в периоде) интерференционного зеркала, обеспечивающего максимальный коэффициент отражения на рабочей длине волны.
2. Выбор материала поглощающего слоя, обеспечивающего максимальное поглощение излучения с рабочей длиной волны при минимальной толщине. Материал должен быть достаточно стойким с точки зрения проведения над ним различных литографических операций (напыление, травление в растворителях и кислотах, плазмохимическое травление и др.) и обеспечивать требуемый уровень шероховатости края топологического рисунка.
3. Разработку технологии формирования рисунка в поглощающем слое.
4. Физическую реализацию маски и аттестацию отражательных свойств и характеристик рисунка (ширина и шероховатость края линий).

В качестве отражающей многослойной структуры была выбрана пара Mo/Si, обладающая наибольшими коэффициентами отражения на длине волны 13,5 нм, до 69–70% [2].

Одним из основных критериев при выборе материала поглощающего слоя является сильное поглощение на длине волны 13,5 нм. В таблице приведены расчетные значения глубины проникновения излучения 13,5 нм при падении под углом $\theta = 82^\circ$ (от поверхности) h_{ex} (интенсивность падает в e раз) и толщина поглощающей пленки, пропускание которой составляет 3% h_3, для ряда наиболее перспективных материалов. Присутствие Al в этой таблице, несмотря на малый заряд ядра, объясняется резонансным поглощением излучения в области за L-краем поглощения ($\lambda_{L\ ab.} = 17$ нм). Как видно из таблицы, наибольшим поглощением обладают никель и золото. Удовлетворительным сочетанием свойств обладает тантал (высота структуры менее 0,1 мкм, соответственно аспектное отношение на маске менее 1). С учетом развитой в ИФМ РАН технологии формирования танталовых наноструктур, в частности, они показывают низкую шероховатость края линии при плазмохимическом травлении, на данном этапе этот материал был выбран в качестве поглощающего слоя.

Глубины проникновения излучения 13,5 нм при падении под углом $\theta = 82^\circ$ (от поверхности) h_{ex} (интенсивность падает в e раз) и толщина поглощающей пленки, пропускание которой составляет 3% h_3 для ряда наиболее перспективных материалов

	Материал					
	Cr	Ni	W	Au	Ta	Al
h_{ex}, мкм	0,0273	0,0146	0,0322	0,0205	0,0260	0,0359
h_3, мкм	0,096	0,051	0,113	0,072	0,091	0,125

Рисунок 1 иллюстрирует технологию изготовления маски на стадии формирования рисунка (наноструктуры). После нанесения на многослойное Mo/Si-зеркало медного подслоя (стоп-слой) толщиной 15 нм и слоя тантала (поглотитель) 90 нм на структуру наносится электронный резист (типичная толщина 100 нм). Далее с помощью электронной литографии формировался непосредственно сам рисунок маски (рис. 1, *а*). Засвеченный фоторезист проявлялся, и на его сверху напылялся слой Sc толщиной 20 нм (рис. 1, *б*, *в*). Далее остатки фоторезиста вместе со Sc взрывались (lift-off-технология) в ультразвуковой ванне (рис. 1, *г*). На завершающем этапе происходило плазмохимическое травление Ta и Sc (рис. 1, *д*). Так как скорость травления Sc была существенно меньше скорости травления Ta, то открытый тантал стравливался полностью, а под скандием был защищен. После этого химически удалялись остатки меди и скандия (рис. 1, *е*).

Фотография изготовленной по этой технологии маски приведена на рис. 2. Засвеченная область составила 3×3 мм. Структура представляет

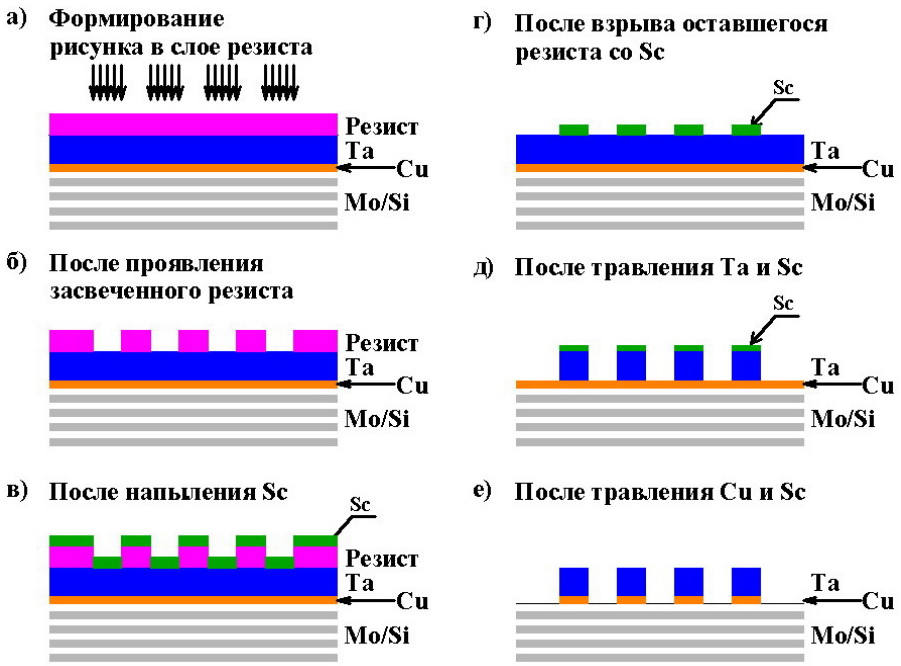


Рис. 1. Технология формирования рисунка маски с помощью электронной литографии и плазмохимического травления

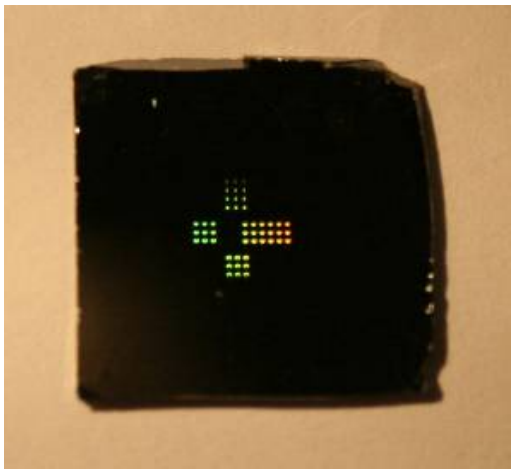


Рис. 2. Фотография изготовленной маски. Появившийся цвет рисунка объясняется дифракцией света на сформированных наноструктурах

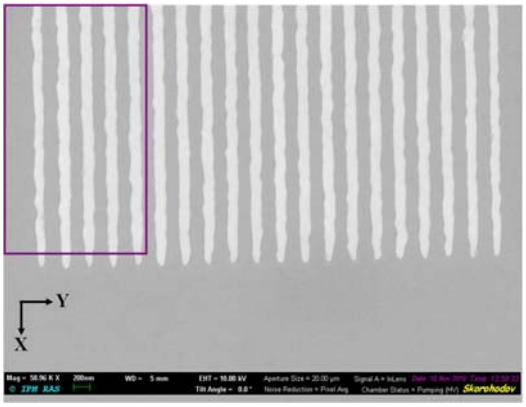


Рис. 3. Электронно-микроскопическое изображение фрагмента маски с полосами шириной 140 нм. Корень квадратный из среднеквадратического отклонения профиля края полос от линии (шероховатость линии) составил 8–9 нм

собой полоски с разной шириной (0,1–20 мкм) и длиной.

На рис. 3 приведено электронно-микроскопическое изображение фрагмента маски с полосами шириной 140 нм.

Обработка изображений показала, что шероховатость краев полос составила *RMS* ≈ 8–9 нм и не зависит от их ширины в диапазоне от 100 до 500 нм.

Таким образом, разработанная технология позволяет изготавливать тестовые маски с шириной полос до 100 нм и шероховатостью края *RMS* ≈ 8–9 нм, что обеспечивает в нанолитографе (уменьшение ×5) неровность края на пластине с фоторезистом на уровне 1,6–1,8 нм (при условии, что проекционный объектив обеспечивает требуемое разрешение). Этот результат соответствует самым жестким требованиям, предъявляемым к маскам для проекционной ЭУФ-литографии.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, РФФИ 10-02-00957, РФФИ 11-02-00597 и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы».

1. *Волгунов, Д.Г.* Стенд проекционного ЭУФ-нанолитографа-мультипликатора с расчетным разрешением 30 нм / *Д.Г. Волгунов, И.Г. Забродин, А.Б. Закалов, С.Ю. Зуев, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Л.А. Суслов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало* // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т. 75, № 1. С. 54–56.

2. *Andreev, S.S.* Multilayer optics for XUV spectral region: technology fabrication and applications / *S.S. Andreev, A.D. Akhsakhalyan, M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, S.V. Gaponov, S.A. Gusev, E.B. Kluenkov, K.A. Prokhorov, N.N. Salashchenko, F. Schafers, S.Yu. Zuev* // Central European Journal of Physics. 2003. V. 1. P. 191–209.

СПИСОК УЧАСТНИКОВ

Knap Wojciech
University of Montpellier II
+33 (0) 467144518
ndiakonova@univ-montp2.fr
pl Eugene Bataillon, Montpellier, France

Pereira Mauro
Sheffield Hallam University
+44 (77) 926 832 35
M.Pereira@shu.ac.uk
Шеффилд, Великобритания

Агеев Олег Алексеевич
Технологический институт Южного федерального университета
+7 (8634) 371611
ageev@fep.tsure.ru
ул. Шевченко, 2, Таганрог.

Акимов Антон Борисович
Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
+7 (499) 5038102
tosha_akimov@mail.ru
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Аладышкин Алексей Юрьевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385185
aladyshkin@yandex.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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

Альперович Виталий Львович
Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (3832) 111111
alper@thermo.isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Андреев Борис Александрович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
boris@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Андреева Марина Алексеевна
Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
+7 (496) 7511157
Mandreeva1@yandex.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Андрюшечкин Борис Владимирович
Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
+7 (499) 5038784
andrush@kapella.gpi.ru
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Антонов Дмитрий Александрович
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
+7 (831) 4658709
antonov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, Россия

Арапкина Лариса Викторовна
Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 5038318
arapkina@kapella.gpi.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Арсеев Петр Иварович
Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1326271
ars@lpi.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Артемьев Евгений Михайлович
ФГОУ ВПО «Сибирский федеральный университет»
+7 (391) 2498657
aem49@yandex.ru
пр. Свободный, 79, Красноярск, 660036, Россия

Афанаскин Андрей Юрьевич
ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4621712
Andryuha_88@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ахсахалян Арам Давидович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313
akh@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Байдакова Наталия Алексеевна
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385555
banatale@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Байдусь Николай Владимирович
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4656365
bnv@nifti.unn.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Барышева Мария Михайловна
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4675313
maria@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Батенькин Максим Александрович
ИМХ им. Г.А. Разуваева РАН
+7 (831) 4626652
batenkinmax@iomc.ras.ru
Нижний Новгород, Россия

Батурина Татьяна Ивановна
Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3306733
tatbat@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Бекин Николай Александрович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
nbekin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Белотелов Владимир Игоревич
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
+7 (495) 9391134
belotelov@physics.msu.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, 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

Беляков Владимир Алексеевич
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4656255
dragon_bel@mail.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Берковиц Владимир Леонидович
Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927317
vladimir.berkovits@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Беспалов Антон Андреевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385535
bespalovaa@gmail.com
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Бобков Александр Михайлович
Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (49652) 21648
bobkov@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл.,142432, Россия

Бобкова Ирина Вячеславовна
Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (49652) 21648
bobkova@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл.,142432, Россия

Бобров Александр Игоревич
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
+7 (920) 0353537
bobrov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия

Богданов Юрий Иванович
Физико-технологический институт РАН
+7 (499) 1296366
bogdanov_yurii@inbox.ru
Москва, Россия

Борыгина Клавдия Ивановна
Санкт-Петербургский государственный университет
+7 (952) 2477657
w_angel@inbox.ru
ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Боряков Алексей Владимирович
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
+7 (831) 4658709
boryakov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия

Брюквина Любовь Ильинична
Иркутский филиал Учреждения Российской академии наук Института лазерной физики Сибирского отделения РАН
+7 (3952) 512160
baikal@ilph.irk.ru
ул. Лермонтова, 130а, Иркутск, 664033, Россия

Булах Константин Викторович
Московский физико-технический институт (государственный университет)
+7 (905) 1158870
kvant755@gmail.com
Институтский пер., 9, Долгопрудный, Москва, Россия

Булгакова Светлана Александровна
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
+7 (831) 465-72-02
sbulg@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия

Буравлев Алексей Дмитриевич
Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927948
bour@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, 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

Бурмистров Игорь Сергеевич
Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН
+7 (495) 7029317
burmi@itp.ac.ru
ул. Академика Семенова 1а, Черноголовка, Россия.

Бухараев Анастас Ахметович
Учреждение Российской академии наук Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского Казанского научного центра РАН
+7 (843) 2319107
a_bukharaev@kfti.knc.ru
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029, Россия

Бушуев Владимир Алексеевич
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
+7 (495) 9391226
vabushuev@yandex.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Быков Виктор Александрович
ЗАО «НТ-МДТ»
+7 (499) 7350305
vbykov@ntmdt.ru
Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Вакс Владимир Лейбович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4607648
elena@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Валишева Наталья Александровна
Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3308807
valishev@ngs.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Вальков Валерий Владимирович
Учреждение Российской академии наук Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН
+7 (391) 2494506
vvv@iph.krasn.ru
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия

Васильев Александр Леонидович
Российский научный центр «Курчатовский институт»
7 (910) 4130115
a.vasiliev56@gmail.com
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Васильев Юрий Борисович
Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2948290
yu.vasilyev@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Вдовичев Сергей Николаевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313
vdovichev@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Вельская Екатерина
ЗАО «НТ-МДТ»
+7 (499) 9135737
ekaterina_v@ntmdt.ru
Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Вербус Валерий Альфонасович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
verbus@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Винников Лев Яковлевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (496) 5244421
vinnik@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл.,142432, Россия

Виноградов Александр Владимирович
Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 7833709
vinograd@sci.lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Винокур Валерий Маркович
Аргонская национальная лаборатория
+1 (630) 2523765
vinokour@anl.gov
Чикаго, США

Водолазов Денис Юрьевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (8314) 385185
vodolazov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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

Волков Никита Валентинович
Учреждение Российской академии наук Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН
+7 (391) 2907525
volk@iph.krasn.ru
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия

Волков Петр Витальевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385535
volkov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Володин Александр Петрович
Католический университет Левен
+32 (16) 327193
Alexander.Volodin@fys.kuleuven.be
Левен, Бельгия

Воробьев Леонид Евгеньевич
ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»
+7 (812) 5529671
lvor@rphf.spbstu.ru
Политехническая ул., д. 29, С.-Петербург, 195251, Россия

Воробьева Наталья Викторовна
Учреждение Российской академии наук Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН
+7 (347) 2843538
vnv@anrb.ru
пр. Октября, 151, Уфа, 450075, Россия

Востоков Николай Владимирович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385535
vostokov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гавриленко Владимир Изяславович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385555
gavr@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гавриленко Людмила Владимировна
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
aritany@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гайкович Петр Константинович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (951) 9097082
Gaikovich@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гамзатов Адлер Гудретдинович
ИФ им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН
+7 (988) 6950020
gamzatov_adler@mail.ru
Махачкала, 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

Гельман Александр Иосифович
Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН
+7 (910) 3811739
sashautk@yandex.ru
ул. Ульянова, 46, 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

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

Гольцман Григорий Наумович
ГОУ ВПО «Московский педагогический государственный университет»
+7 (499) 2461202
goltsman00@mail.ru
ул. М. Пироговская,1, Москва, 119991, Россия

Горай Леонид Иванович
Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН
+7 (812) 9097133
lig@pcgrate.com
ул. Хлопина, 8, корп. 3, Санкт-Петербург, 195220, Россия

Горшков Алексей Павлович
ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4658709
gorshkovap@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Горшков Олег Николаевич
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4657150
gorshkov@nifti.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Грибков Борис Александрович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313
bg@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гришин Максим Вячеславович
Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН
+7 (495) 9397259
grishin@chph.ras.ru 42
ул.Косыгина, 4, Москва, Россия

Гуревич Сергей Александрович
Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927391
gurevich@quantel.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Гуртовой Владимир Леонидович
Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН
+7 (49652) 44007
gurtovoi@iptm.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Гусев Олег Борисович
Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (981) 7469168
oleg.gusev@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Гусев Сергей Александрович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313
gusev@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гущина Екатерина Владимировна
Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927317
katgushch@yandex.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Давыденко Александр Вячеславович
Дальневосточный федеральный университет
+7 (4232) 432706
avdavydenko@gmail.ru
Владивосток, 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

Данильцев Вячеслав Михайлович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4323980
danil@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Двуреченский Анатолий Васильевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3332466
dvurech@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Девятов Игорь Альфатович
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
+7 (495) 9392588
igor-devyatov@yandex.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Демидов Евгений Сергеевич
Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского
+7 (831) 4656374
demidov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Демиховский Валерий Яковлевич
ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4656255
demi@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Демишев Сергей Васильевич
Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
+7 (499) 1358129
demis@lt.gpi.ru
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Денисенко Марина Валерьевна
Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского
+7 (910) 8926041
mar.denisenko@gmail.com
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Денисов Сергей Александрович
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4656914
denisov@nifti.unn.ru
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Джаган Владимир Николаевич
Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины
+380 (44) 5258303
dzhagan@isp.kiev.ua
пр. Науки, 45, Киев, Украина

Долгополов Валерий Тимофеевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (496) 5222946
dolgop@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Московская 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

Драченко Алексей Николаевич
Forschungszentrum Dresden-Rossendorf
+49 (351) 2603593
o.drachenko@fzd.de
P.O. Box 510119, Dresden, 01314, Germany

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

Дроздов Константин Андреевич
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
+7 (495) 9391151
kadrozdov@gmail.com
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Дроздов Михаил Николаевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385535
drm@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дроздов Юрий Николаевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385535
drozdyu@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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

Дунаевский Михаил Сергеевич
Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927317
Mike.Dunaeffsky@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Ежевский Александр Александрович
Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского
+7 (831) 4656475
ezhevski@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ельцов Константин Николаевич
Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
+7 (499) 5038769
eltsov@kapella.gpi.ru
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Ермаков Константин Сергеевич
ГОУ ВПО «Дальневосточный государственный университет»
+7 (4232) 432706
Ermak_ph@mail.ru
ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950, Россия

Ермолаев Денис Михайлович
Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН
+7 (496) 5244141
Yermolayev@iptm.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Ермолаева Ольга Леонидовна
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385555
Ermolaeva@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ершов Алексей Валентинович
ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4656475
ershov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Жигунов Денис Михайлович
ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»
+7 (495) 9394681
zhigunov@mail.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, 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

Жуков Алексей Алексеевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (496) 5225235
azhukov@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка,
Московская обл.,142432, Россия

Жукова Елена Сергеевна
Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
+7 (499) 5038212
zhukovaelena@inbox.ru
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Зайцев Сергей Владимирович
Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (495) 9628054
szaitsev@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка,
Московская обл.,142432, Россия

Зайцева Екатерина Владимировна
ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4656151
evzaitseva@mail.ru
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Заморянская Мария Владимировна
Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 9171582
zam@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия

Зинченко Дмитрий Игоревич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385185
dimazzz80@mail.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Зорина Мария Владимировна
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313
mzor@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Зотов Андрей Владимирович
Учреждение Российской академии наук Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения РАН
+7 (4232) 310412
zotov@iacp.dvo.ru
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

Зубов Федор Иванович
Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН
+7 (921) 3002727
fedyazu@mail.ru
ул. Хлопина, 8, корп. 3, Санкт-Петербург
Россия

Иванов Вадим Валерьевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (813) 438-51-85
ivanov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Иванов Юрий Павлович
ГОУ ВПО «Дальневосточный государственный университет»
+7 (4232) 432706
yivanov@phys.dvgu.ru
ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950, 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

Ильичёв Евгений
Institute of Photonic Technology
+49 (3641) 206121
ilichev@ipht-jena.de
Йена, Германия

Иржак Дмитрий Вадимович
Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН
+7 (49652) 44217
irzhak@mail.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Ищенко Татьяна Васильевна
Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
+7 (499) 1358129
t.ischenko@mail.ru
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Каган Максим Юрьевич
Института физических проблем им. П.Л. Капицы РАН
+7 (499) 1377985
kagan@kapitza.ras.ru
Москва, Россия

Казаков Игорь Петрович
Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1326686
ipkazakov@yandex.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Калентьева Ирина Леонидовна
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4656365
Istery@rambler.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Карачевцева Мария Виссарионовна
Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
+7 (496) 565-25-70
tg275@ms.ire.rssi.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Караштин Евгений Анатольевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4212317
eugenk@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Карбань Оксана Владиславовна
Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
+7 (3412) 225239
ocsa123@yahoo.com
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Карминская Татьяна Юрьевна
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ им. М.В. Ломоносова
+7 (916) 4724054
janaph@gmail.com
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Кашин Сергей Михайлович
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 2413577
smkashin@gmail.com
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, 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

Кленов Николай Викторович
ФГОУ ВПО «МГУ имени М.В.Ломоносова»
+7 (495) 9394351
nvklenov@nm.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Клоков Андрей Юрьевич
Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1358005
klokov@lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Клушин Александр Моисеевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385185
a_klushin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кожевников Игорь Викторович
Учреждение российской академии наук институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН
+7 (49653) 68111
ivk@ns.crys.ras.ru
Ленинский пр-т, 59, Москва, 119333, Россия

Козлов Владимир Анатольевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 2385037
kozlov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Козлов Дмитрий Владимирович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4384045
magnoliakk@mail.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Колесников Михаил Николаевич
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
+7 (831) 4656365
kolesnikov_m_n@nifti.unn.ru
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Коломийцев Алексей Сергеевич
Технологический институт Южного федерального университета
+7 (8634) 371611
alexey.kolomiytsev@gmail.com
ул. Шевченко, 2, Таганрог.

Коломыс Александр Федорович
Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины
+380 (44) 5256240
kolomys@isp.kiev.ua
пр. Науки, 45, Киев, Украина

Колосов Владимир Юрьевич
ГОУ ВПО «Уральский государственный университет им. А.М. Горького»
+7 (912) 6532773
Vladimir.Kolosov@usu.ru
пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620083, Россия

Кольчевский Николай Николаевич
Белорусский государственный университет
+375 (17) 2658588
kolchevsky@bsu.by 35
Минск, Беларусь

Комиссарова Татьяна Александровна
Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927124
komissarova@mig.phys.msu.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Копаев Юрий Васильевич
Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1357441
kopaev@sci.lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Корнеев Александр Александрович
ГОУ ВПО «Московский педагогический государственный университет»
+7 (499) 2461202
akorneev@rplab.ru
ул. М. Пироговская,1, Москва, 119991, Россия

Корнилов Виктор Михайлович
Учреждение Российской академии наук Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН
+7 (347) 2843538
kornilov@anrb.ru
пр. Октября, 151, Уфа, 450075, Россия

Коробков Андрей Викторович
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
+7 (920) 0270672
korobkov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Косырев Николай Николаевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН
+7 (391) 2494556
kosyrev@inbox.ru
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия

Кочаровская Екатерина Рудольфовна
Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН
+7 (831) 4160669
catrings@gmail.com
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кочаровский Владимир Владиленович
Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН
+7 (831) 4160669
kochar@appl.sci-nnov.ru
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кочерешко Владимир Петрович
Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927124
Vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, 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

Кошелец Валерий Павлович
Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
+7 (495) 6293418
valery@hitech.cplire.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, 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) 1357941
krivobok@lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Кривулин Николай Олегович
ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4656475
Krivulin@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Крыжановская Наталья Владимировна
С.-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН
+7 (812) 4486994
kryj@mail.ioffe.ru
ул. Хлопина, 8, корп. 3, Санкт-Петербург, Россия

Крыжков Денис Игоревич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (950) 3746498
krizh@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кудасов Юрий Бориславович
ФГУП «Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ»
+7 (83130) 27239
yu_kudasov@yahoo.com
пр. Мира, 37, г. Саров, 607188, Россия

Кудрин Алексей Владимирович
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 9101091320
alex2983@yandex.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кудрявцев Константин Евгеньевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
konstantin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кудряшов Михаил Александрович
ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (905) 1935738
Kudryashov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кузнецов Владимир Иванович
Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН
+7 (49652) 44042
kvi@iptm.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Кузнецова Светлана Михайловна
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4672231
akvalang19@yandex.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кукушкин Владимир Алексеевич
Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН
+7 (831) 4164894
vakuk@appl.sci-nnov.ru
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, 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

Кусраев Юрий Георгиевич
Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2975560
Kusrayev@orient.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Кучерова Ольга Владимировна
Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им.В.И. Ульянова (Ленина)
+7 (911) 2127380
koucherova@mail.ru
ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург

Ларионов Андрей
Институт Физики Твердого Тела РАН
+7 (496) 522-5294
larionov@issp.ac.ru
Институтский пр-т 4-118, Черноголовка, 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 Александр Васильевыч
Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3331080
latyshev@thermo.isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, 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

Лахманский Кирилл Евгеньевич
Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
+7 (495) 9643341
mipt@list.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Леесмент Станислав Игоревич
ЗАО «НТ-МДТ»
+7 (903) 9634368
leesment@ntmdt.ru
Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Лимонов Михаил Феликсович
Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927174
M.Limonov@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Литвинов Роман Николаевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (920) 02882377
Litvinov.ipm@mail.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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

Лобанов Сергей Владимирович
ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»
+7 (925) 0325238
gravitonmsu@mail.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Логвенов Геннадий Юрьевич
Max Planck Institute for Solid State Research
+49 (711) 6891399
g.logvenov@fkf.mpg.de
Штутгарт, Германия

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

Лопатин Алексей Яковлевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313
lopatin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Лугинин Михаил Сергеевич
Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1326329
mikhail.luginin@phystech.edu
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Лукичев Владимир Федорович
Физико-технологический институт РАН (Ярославский Филиал)
+7 (499) 129-5492
lukichev@ftian.ru
ул. Университетская, 21, Ярославль

Лучин Валерий Иванович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313
luchin@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мазуркин Никита Сергеевич
Московский государственный институт электронной техники
+7 (962) 9460603
edenlab@mail.ru
Зеленоград, Россия

Маковийчук Мирослав Иванович
Физико-технологический институт РАН (Ярославский Филиал)
+7 (4852) 246552
makoviychuk@rambler.ru
ул.Университетская, 21, Ярославль

Малеев Николай
ООО «Коннектор Оптикс»
+7 (812) 297-3178
maleev@beam.ioffe.ru
Домостроительная ул., 16 литер Б, Санкт-Петербург

Маркелов Алексей Сергеевич
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (905) 6630062
alm.nnov@gmail.com
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Марков Александр Владимирович
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
+7 (83159) 21315
marcovav@yandex.ru
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, Россия

Мартовицкий Виктор Петрович
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
+7(496)751-00-94
victormart@yandex.ru
Ленинский проспект, д. 53, 119991, Москва

Мартынович Евгений Федорович
Иркутский филиал Учреждения Российской академии наук Института лазерной физики Сибирского отделения РАН
+7 (3952) 512160
filial@ilph.irk.ru
ул. Лермонтова, 130а, Иркутск, 664033, Россия

Маслов Дмитрий Андреевич
Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ
+7 (83130) 27275
maslov_dem@mail.ru
ул. Духова, Саров, 607186, Россия

Мастеров Дмитрий Вячеславович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385555
masterov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Машанов Владимир Иванович
Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3333564
mash@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Медведев Вячеслав Валерьевич
Учреждение Российской академии наук Институт спектроскопии РАН
+7 (496) 7502073
medvedev@isan.troitsk.ru
ул. Физическая, 5, Троицк, Московская обл., 142190, Россия

Мейлихов Евгений Залманович
Российский научный центр «Курчатовский институт»
+7 (499) 1967684
meilikhov@imp.kiae.ru
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Мельников Александр Сергеевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4607580
melnikov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мельников Михаил Юрьевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (49652) 22946
Melnikov@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл.,142432, Россия

Миляев Михаил Анатольевич
Институт физики металлов УрО РАН
+7 (343) 3783881
milyaev@imp.uran.ru
С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, Россия.

Миронов Виктор Леонидович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313
mironov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Миронов Сергей Викторович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (951) 9142322
sermironov@rambler.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Митрофанов Александр Викторович
Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1357921
mitrofa@sci.lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, 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 Александр Игоревич
ГОУ ВПО «Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет)»
+7 (495) 4330311
morosov@mirea.ru
пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, 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

Морозов Юрий Александрович
Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
+7 (8452) 511179
yuri.mor@rambler.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, 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

Мошкалев Станислав Александрович
УНИКАМП
+55 (19) 35215312
stanisla@ccs.unicamp.br
Кампинас, Бразилия

Мурель Аркадий Викторович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385535
murel@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мурзина Татьяна Владимировна
ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»
+7 (495) 9393669
murzina@mail.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Мурох Лев Григорьевич
Physics Department, Queens College of CUNY
+1 (718) 997-4893
lev.murokh@qc.cuny.edu
Kissena Blvd., Flushing, NY 11367, USA

Мухаматчин Камиль Рафаилович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313 +121
myKamil@yandex.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Нагорных Сергей Николаевич
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4393730
mian@nifti.unn.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Назаренко Максим Вадимович
Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН
+7 (921) 9819794
nz.phone@mail.ru
ул. Хлопина, 8, корп. 3, Санкт-Петербург, 195220, Россия

Нежданов Алексей Владимирович
ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4621712
nezhdanov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Некипелов Сергей Вячеславович
Коми государственный педагогический институт
+7 (8212) 237098
NekipelovSV@mail.ru
ул. Коммунистическая д.25, г. Сыктывкар, Россия

Николенко Андрей Сергеевич
Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины
+380 (44) 5256240
Nikolenko_mail@ukr.net
пр. Науки, 45, Киев, Украина

Николичев Дмитрий Евгеньевич
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
+7 (831) 4658709
nikolitchev@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, Россия

Никулов Алексей Васильевич
Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН
+7 (49652) 44135
nikulov@iptm.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Моск. обл., 142432, 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

Няпшаев Илья Александрович
Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927317
xokage@mail.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Оболенский Сергей Владимирович
ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 656032
obolensk@rf.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Образцова Елена Дмитриевна
Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
+7 (499) 5038206
elobr@mail.ru
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Огнев Алексей Вячеславович
ГОУ ВПО «Дальневосточный государственный университет»
+7 (924) 2302008
ognevav@gmail.com
ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950, Россия

Одобеско 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

Орликовский Александр Александрович
Физико-технологический институт РАН
+7 (499) 1253826
orlikovsky@ftian.ru
Москва, Россия

Орлов Михаил Львович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4601931
orlovm@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ошитков Александр Анатольевич
ФГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный университет»
+7 (921) 3750511
draw_attention@mail.ru
ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Панкратов Андрей Леонидович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (905) 1913223
alp@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Парафин Алексей Евгеньевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385535
parafin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Паршин Анатолий Сергеевич
Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М.Ф. Решетнева
+7 (391) 2640180
aparshin@sibsau.ru
пр. им. газ «Красноярский рабочий», 31, Красноярск, Россия

Парьев Дмитрий Евгеньевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (904) 3993492
Dm@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Патрин Геннадий Семенович
Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН
Сибирский федеральный университет
+7 (391) 2912967
patrin@iph.krasn.ru
проспект Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия

Пашкин Юрий Александрович
Nano Electronics Research Laboratories, NEC Corporation
+81 (29) 8502602
pashkin@zp.jp.nec.com
34 Miyukigaoka, Tsukuba, Ibaraki 305-8501, Japan

Пестов Алексей Евгеньевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385603
aepestov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Петров Владимир Никифорович
ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»
+7 (812) 9572038
petrov@tuexph.stu.neva.ru
Политехническая ул., д. 29, С.-Петербург, 195251, Россия

Петров Станислав Игоревич
ЗАО «НТО»
+7 (812) 6330596
petrov@semiteq.ru
ЗАО «НТО», пр. Энгельса, 27, Санкт-Петербург, Россия

Петрова Мария Геннадьевна
Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1326410
arwen-mipt@yandex.ru
Ленинский пр., 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Пименов Игорь Викторович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 385185
pimenov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Пирогов Алексей Владимирович
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
+7 (831) 4656475
pirogov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Писарев Роман Васильевич
Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе
+7 (812) 2927963
pisarev@mail.ioffe.ru
Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Платонов Вадим Васильевич
Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ
+7 (83130) 27239
platonovv@yahoo.com
пр. Мира 37, Саров, Россия

Платунов Михаил Сергеевич
Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН
+7 (391) 2432635
platunov@iph.krasn.ru
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, Россия

Пляшечник Ольга Сергеевна
Физический институт РАН им. П.Н. Лебедева
+7 (499) 1326655
lelya.reshma@mail.ru
Ленинский пр.,53, Москва, Россия

Покровский Вадим Ярославович
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
+7 (495) 6293459
pok@cplire.ru
Моховая,11, Москва, 125009, Россия

Полковников Владимир Николаевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385603
kiniokop@rambler.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Попков Анатолий Федорович
ФГУП «Научно-исследовательский институт физических проблем им. Ф.В. Лукина»
+7 (499) 7344029
afpopkov@inbox.ru
проезд 4806, дом 6, Зеленоград, 124460, Россия

Попов Владимир Геннадьевич
Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН
+7 (49652) 44016
popov@iptm.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Моск. обл., 142432, Россия

Попов Вячеслав Валентинович
Саратовский филиал Учреждения Российской академии наук Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
+7 (8452) 272401
popov@soire.renet.ru
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Попова Анна Алексеевна
ФГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный университет»
+7 (960) 2366935
popova.anna@bk.ru
ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Порошин Владимир Николаевич
Институт физики национальной академии наук Украины
+38 (044) 5251080
poroshin@iop.kiev.ua
проспект Науки, 46, Киев, 03680, Украина

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

Прокофьева Марина Михайловна
ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4656365
marinaprkfeva@rambler.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Пряхин Дмитрий Александрович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4323980
pda@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Пугач Наталия Григорьевна
Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
+7 (495) 9394787
pugach@magn.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Пудалов Владимир Моисеевич
Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7(499) 135-42-78
pudalov@lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Пунегов Василий Ильич
Учреждение Российской академии наук Коми научный центр Уральского отделения РАН
+7 (8212) 246242
punegv@rambler.ru
ул. Коммунистическая д.24, г. Сыктывкар, 167982, Россия

Путилов Алексей Владимирович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4643444
alputilov@mail.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Пушкарев Сергей Сергеевич
Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
+7 (499) 1234464
s_s_e_r_p@mail.ru
Нагорный проезд, д. 7, корп. 8/0, Москва, Россия

Разумов Владимир Федорович
Институт проблем химической физики РАН
+7 (49652) 24476
razumov@icp.ac.ru
просп. Академика Семенова, 1, Черноголовка, Россия

Ревин Леонид Сергеевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4608842
mirlok@mail.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Резник Александр Николаевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
7 (831) 4385037
reznik@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Рогачев Денис Николаевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4675313
den20031988@rambler.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Романец Александр Александрович
ЗАО «НТ-МДТ»
+7 (499) 7350305
san-romanets@yandex.ru
Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Романова Юлия Юрьевна
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
jul@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Романюк Константин Николаевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 3634426
romanyuk@ngs.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Рощупкин Дмитрий Валентинович
Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН
+7 (49652) 44058
rochtch@iptm.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Моск. обл., 142432, Россия

Румянцев Владимир Владимирович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 2554040
mammfs@gmail.com
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Русина Галина Геннадьевна
Учреждение Российской академии наук Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения РАН
+7 (3822) 286943
rusina@ispms.tsc.ru
пр. Академический, 4/1, Томск, 634021, Россия

Рыбкин Артем Геннадиевич
ФГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный университет»
+7 (812) 4284367
arton@inbox.ru
ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Рыжиков Илья Анатольевич
Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН
8 (903) 1263780
nanocom@yandex.ru
ул. Ижорская, д. 13, Москва, 125412, Россия

Рыжов Денис Андреевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385185
ryzhov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Рыльков Владимир Васильевич
Российский научный центр «Курчатовский институт»
+7 (499) 1967724
vvrylkov@mail.ru
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Савельев Сергей Константинович
ООО «Прецизионные технологии»
+7 (921) 9779041
ssav@x-energo.com
ул. Алтайская 12, 34, 196066, Санкт-Петербург, Россия

Савин Владимир Сергеевич
ЗАО «НТ-МДТ»
+7 (499) 9135737
savin@ntmdt.ru
Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Савинов Денис Александрович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385185 +257
savinovda@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Садофьев Юрий Григорьевич
Trion Technology
+1 (480) 9688818
sadofyev@hotmail.com
1025 South 52nd Street, Tempe, AZ 85281, USA

Салащенко Николай Николаевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4607692
salashch@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Самардак Александр Сергеевич
ГОУ ВПО «Дальневосточный государственный университет»
+7 (902) 4899292
asamardak@gmail.com
ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950, Россия

Самохвалов Алексей Владимирович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
samokh@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Сапожников Максим Викторович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385185
msap@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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

Семенов Алексей Дмитриевич
Institute of Planetary Research
+49 (30) 670 55 505
alexei.semenov@dlr.de
12489 Berlin, Germany

Семенов Валентин Георгиевич
ФГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный университет»
+7 (812) 4286777
val_sem@mail.ru
ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Сергеев Александр Михайлович
Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН
+7 (831) 4365736
ams@ufp.appl.sci-nnov.ru
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Сергеев Сергей Михайлович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037 +261 (245)
sj@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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

Сибирёв Николай Владимирович
Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН
+7 (812) 5345805 +5642
NickSibirev@yandex.ru
ул. Хлопина, 8, корп. 3, Санкт-Петербург, 195220, Россия

Силаев Михаил Андреевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385185
msilaev@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Силкин Вячеслав Михайлович
Университет страны басков
+34 (943) 018284
waxslavs@sc.ehu.es
Paseo de Manuel Lardizabal, 4, San Sebastian, 20018, Spain

Симагина Лилия Викторовна
ИК им. А.В. Шубникова РАН
+7 (499) 1351100
lsimagina@gmail.com
Москва, Россия

Сипрова Светлана Викторовна
ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4621712
vikssi@yandex.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Скороходов Евгений Владимирович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385555
evgeny@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Скрыль Антон Сергеевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385603
antoshka_rfslf@mail.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Слемзин Владимир Алексеевич
Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1357921
slem@lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Смирнов Антон Андреевич
ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 2736888
aa-cmirnov@yandex.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Смирнов Владимир Александрович
Технологический институт Южного федерального университета
+7 (634) 371611
sva@fep.tti.sfedu.ru
пер. Некрасовский 44, Таганрог, Россия

Смирнов Константин Владимирович
Закрытое акционерное общество «Сверхпроводниковые нанотехнологии»
+7 (499) 2461202
smirnov@scontel.ru
ул. Россолимо, д.5/22, стр.1, Москва, 119021, Россия

Смирнова Ирина Алексеевна
Институт физики твердого тела РАН
+7 (496) 5227024
irina@issp.ac.ru
ул.Институтская, 2, Черноголовка, Россия

Собакинская Екатерина Александровна
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 607648
katja@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Соловьев Игорь Игоревич
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ им. М.В. Ломоносова
+7 (495) 9394351
isol@phys.msu.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, 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

Степихова Маргарита Владимировна
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
mst@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Стрельчук Виктор Васильевич
Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины
+380 (44) 5256240
strelch@isp.kiev.ua
пр. Науки, 45, Киев, Украина

Суворов Эрнест Витальевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (495) 221978
suvorov@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл.,142432, Россия

Тагиров Ленар Рафгатович
Казанский федеральный университет
+7 (917) 2680182
ltagirov@mail.ru
420008 Казань, Россия

Таланов Юрий Иванович
Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского
+7 (843) 2319123
talanov@kfti.knc.ru
Казань, Россия

Татарский Дмитрий Аркадьевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313 +121
tatarsky@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Тележников Алексей Валентинович
ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4656255
telezhnikov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Терехов Александр Сергеевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (3832) 344874
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
teresh@thermo.isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Тестов Владимир Геннадьевич
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
+7 (908) 7537886
Tikhov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Тетельбаум Давид Исаакович
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4656914
tetelbaum@phys.unn.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Тимофеев Вячеслав Алексеевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
+7 (383) 333 3286
tv88889@gmail.com
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Тимофеева Мария Алексеевна
Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН
+7 (812) 6994009
timofeeva_m@list.ru
ул. Хлопина, 8, корп. 3, Санкт-Петербург, Россия

Титков Александр Николаевич
Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927317
Alexander.Titkov@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

Толстихина Алла Леонидовна
Учреждение российской академии наук институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН
+7 (499) 1351100
alla@ns.crys.ras.ru
Ленинский пр-т, 59, Москва, 119333, Россия

Торопов Михаил Николаевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313
write75@rambler.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Трушин Владимир Николаевич
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4655161
trushin@phys.unn.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Тугушев Виктор Витальевич
Donostia International Physics Center
+7 (495) 9361702
tuvictor@mail.ru
Сан-Себастьян, Испания

Удалов Олег Георгиевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313
udalov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ульянов Павел Геннадьевич
Санкт-Петербургский государственный университет
+7 (812) 4284369
pavel.ulyanov@gmail.com
ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Устинов Виктор Михайлович
Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2973178
vmust@beam.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Ушаков Дмитрий Владимирович
Белорусский государственный университет
+375 (29) 5017190
UshakovDV@bsu.by
Минск, Беларусь

Фальковский Леонид Александрович
Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН
+7 (495) 7029317
falk@itp.ac.ru
ул. Академика Семенова 1а, Черноголовка, Россия.

Федоров Александр Вячеславович
Санкт-Петербургский государственный университет
+7 (911) 7807668
a_v_fyodorov_spb@inbox.ru
ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Федотов Николай Игоревич
Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
+7 (495) 629 33 94
nfedotov89@mail.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Финкель Матвей Ильич
ГОУ ВПО «Московский педагогический государственный университет»
+7 (499) 2468899
matveyf@mail.ru
ул. М. Пироговская,1, Москва, 119991, Россия

Фомин Владимир Михайлович
Institute for Integrative Nanosciences, IFW-Dresden
+49 (351) 4659-780
v.fomin@ifw-dresden.de
Helmholtzstr. 20, D-01069 Dresden, Germany

Фомин Лев Александрович
Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН
+7 (49652) 44255
fomin@ipmt-hpm.ac.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Фраерман Андрей Александрович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4324043
andr@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хазанова Софья Владиславовна
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
+7 (831) 4656374
khazanova@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хаймович Иван Михайлович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (951) 9098381
hai@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хомицкий Денис Владимирович
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
+7 (831) 4623304
khomitsky@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хохлов Дмитрий Ремович
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
+7 (495) 9391151
khokhlov@mig.phys.msu.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Храмков Роман Александрович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313
president_2007@mail.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хрыкин Олег Игоревич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4323980
khrykin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Цыбин Николай Николаевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385555
tsybinikola@yahoo.com
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Цырлин Георгий Эрнстович
Санкт-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН
+7 (812) 9056907
cirlin@beam.ioffe.ru
ул. Хлопина д.8/3, Санкт-Петербург, Россия

Чернышева Мария
IEF, Université Paris-Sud
+33 (1) 69 15 40 51
Maria.Tchernycheva@ief.u-psud.fr
Париж, Франция

Чикина Алла Геннадьевна
Санкт-Петербургский государственный университет
+7 (953) 3547788
chikina_alla@bk.ru
ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Чувилин Андрей Леонидович
CIC nanoGUNE
+34 (943) 574021
a.chuvilin@nanogune.eu
Сан-Себастьян, Испания

Чулков Евгений Владимирович
Университет страны басков
+34 (943) 01 82 20
waptctce@ehu.es
Сан-Себастьян, Испания

Чхало Николай Иванович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385603
chkhalo@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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

Шалыгин Вадим Александрович
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
+7 (812) 5529671
shalygin@rphf.spbstu.ru
Санкт-Петербург, 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

Шаненко Аркадий Аркадьевич
Университет Антверпена
+32 (3) 2653661
arkady.shanenko@ua.ac.be
Антверпен, Бельгия

Швецов Александр Владимирович
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 2656255
alexshdze@mail.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шенгуров Дмитрий Владимирович
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
shen@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шепель Денис Вячеславович
Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1326362
denisshepel@yandex.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Шестов Сергей Викторович
Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1326597
sshestov@gmail.com
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Шикин Александр Михайлович
Санкт-Петербургский государственный университет
+7 (812) 4284367
ashikin@inbox.ru
ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Шмаенок Леонид Айзикович
Phystex
+31 (43) 3060214
phystex@ision.nl
Ваалс, Голландия

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

Юнин Павел Андреевич
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 2463704
pavlunia@mail.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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

Юрасова Надежда Валерьевна
Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
yurasova@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

Якунин Михаил Викторович
Институт физики металлов УрО РАН
+7 (343) 3783644
yakunin@imp.uran.ru
ул. С.Ковалевской, 18, Екатеринбург
Россия

Якушев Олег Феликсович
Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (495) 4991326667
olegyakushev@rambler.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия

Яшунин Дмитрий Александрович
Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН
+7 (831) 4164907
yashuninda@yandex.ru
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950,
Россия

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

A
Alvarez J. 554
Anderson E.H. 204
Ashhab S. 276

B
Balandin A.A. 74
Belenky G. 153
Bihlmayer G. 118
Bimberg D. 236
Bird J.P. 42
Bleuse J. 192
Bobkov A.M. 165
Bobkova I.V. 165
Boris A. 107
Borisova S.D. 252
Buzdin A.I. 167, 290

C
Cabrini S. 204
Cambie R. 204
Caprara S. 127
Chang-Hasnain C. 427
Chidichimo G. 564
Chulkov E.V. 118, 252
Coquillat D. 121

D
De Filpo G. 564
Demidov V.E. 222
Deminov R.G. 164
Demokritov S.O. 222
Dhuey S. 204
Drachenko O. 157, 508
Dubrovskii V.G. 427

E
Eaves L. 99
Ercolani D. 442
Eremeev S.V. 118
Ernst A. 118

F
Fateev D.V. 121
Favre W. 554
Fomin V.M. 74
Fominov Ya.V. 164

G
Galopin E. 234
Golubov A.A. 164
Gueunier-Farret M.E. 554
Gullikson E.M. 204
Gupta A. 590

H
Harmand J.-C. 234
Hartmann J.M. 446
Helm M. 157, 508
Henini M. 99
Henk J. 118
Hytch M. 246

J
Jacopin G. 234
Janic E. 514
Julien F.H. 234

K
Kamali S. 590
Karminskaya T.Yu. 164
Kazan S. 362
Kern K. 252
Kipshidze G. 153
Kleider J.P. 554
Knap W. 121
Ko W.S. 427
Kociak M. 234
Konishi K. 40
Koroteev Yu.M. 118
Kratzer P. 74
Kupriyanov M.Yu. 164
Kuwata-Gonokami M. 40

L
Lampel G. 363
Lassailly Y. 363
Leadley D.R. 70
Li X. 363
Lin C.T. 107
Lipsanen H. 270
Liu Y. 107
Lott J.A. 236
Lugani L. 442
Luna Bugallo A. de 234

M
Mariette H. 192
Mel'nikov A.S. 167, 290
Menshikova T.V. 118
Meziani Y.M. 121
Mikailzade F. 362
Moshkalev S.A. 258
Mourokh L.G. 42

N
Nazarenko M.V. 427
Nedopekin O.V. 164
Nika D.L. 74
Nori F. 276

O
Otsuji T. 121

P
Padmore H.A. 204
Paget D. 363
Peeters F.M. 196
Peretti J. 363
Pisarev R.V. 9
Pokatilov E.P. 74
Popov V.V. 121
Portal J.-C. 392
Pugach N.G. 290

R
Rastelli A. 74
Rigutti L. 234
Rusina G.G. 252

S
Sadofyev Yu.G. 210
Şale A.G. 362
Salmassi F. 204
Samal N. 210, 522, 525
Samokhvalov A.V. 167
Schmidt O.G. 74
Schneider H. 157, 508
Shterengas L. 153
Shur M.S. 516
Songmuang R. 234
Sorba L. 442
Sørensen C.B. 208, 463, 496

T
Tagirov L.R. 164
Tchernycheva M. 234
Tronc P. 484

U
Ulrichs H. 222

V
Varache R. 554
Vergniory M. 118
Vitali L. 252
Voronov D.L. 204

W
Wang X. 103
Warwick T. 204
Weiss T. 40
Winnerl S. 508
Wojtowicz T. 514
Wosnitza J. 157

Y
Yashchuk V.V. 204
Yoda Y. 590
Yoshikawa A. 103

Z
Zagonel L.F. 234

А
Абрамкин Д.С. 214
Авилов В.И. 537
Авраменко Е.А. 238
Агеев О.А. 426, 533, 537, 539
Адамчук В.К. 582, 583
Адачи Т. 230
Азанов П.В. 566
Акимов А.Б. 373
Акимов И.А. 133
Аладышкин А.Ю. 232, 296, 300, 303
Александров А.П. 588
Алексеев А.Н. 186
Алексеев П.А. 556
Алешкин В.Я. 119, 149, 208, 267, 463, 474, 459, 482, 496
Альперович В.Л. 190
Андреев Б.А. 469, 535
Андреев С.С. 594, 608
Андреева М.А. 590
Андрианов А.В. 206
Андронов А.А. 420
Андрюшечкин Б.В. 160
Анкудинов А.В. 554, 568
Антонов А.В. 149, 151, 459 506, 508, 520
Антонов И.Н. 552
Апель П.Ю. 607
Арапкина Л.В. 250, 452, 541, 543
Аронзон Б.А. 127
Артемьев Е.М. 329
Асрян Л.В. 480
Астахов Г.В. 133
Атаклти Г.В. 232
Афанаскин А.Ю. 407, 512
Ахсахалян А.А. 141
Ахсахалян А.Д. 141, 598
Ахундов И.О. 190

Б
Бабушкина Т.С. 267, 482
Багаев В.С. 386, 492
Баграев Н. 270
Байдакова Н.А. 446, 453
Байдусь Н.В. 374, 376, 395 399, 531
Байер М. 133
Бакурский С.В. 58
Балахонов С.В. 137
Банникова Н.С. 171
Барышева М.М. 85, 87, 91, 592, 594, 608, 610, 614
Батенькин М.А. 409
Батурин А.С. 548
Батурина Т.И. 10
Бекин Н.А. 125, 418
Белевский П.А. 374
Белов А.И. 188, 405, 438, 510
Белугина Н.В. 580
Белых В.В. 455
Бельков В.В. 62, 159
Беляев А.Е. 238
Беляков В.А. 457, 462
Беспалов А.А. 274
Бизяев Д.А. 550
Бирюков А.А. 267, 374, 376, 395, 399, 414
Битюрин Н.М. 588
Блохин С.А. 64, 236
Бобков А.М. 109
Бобкова И.В. 109
Бобров А.И. 478, 562
Богданов Ю.И. 56
Божко А.Д. 283
Борыгина К.И. 545, 582
Брилинская Е. 270
Брюквина Л.И. 546
Бузанов О.А. 143
Буздин А.И. 287
Бузынин Ю.Н. 414
Булах К.В. 548
Булгакова С.А. 145
Буравлев А. 270
Буравлев А.Д. 192
Бурбаев Т.М. 66
Бурдейный Д.И. 459
Бурдов В.А. 438, 457, 461, 462, 510
Буркова Л.В. 83
Бурлаков А.А. 264, 278
Бурмистров А.А. 607
Бурмистрова А.В. 228
Бухараев А.А. 44, 550
Бушуев В.А. 89
Быков В.А. 23

В
Вайнберг В.В. 374, 395
Вайнер Ю.А. 85, 91, 594, 608, 612, 614
Вакс В.Л. 11, 200, 262, 578
Валах М.Я. 238, 430, 471
Валеев В.Ф. 362
Вальков В.В. 260
Ван де Вондел Й. 232
Варнаков С.Н. 173, 356
Варыхалов А. 105
Васильев Р.Б. 472
Васильевский И.С. 434
Вахтомин Ю.Б. 305
Вдовин В.И. 422
Вдовичев С.Н. 175
Вдовичева Н.К. 574
Веденеев А.С. 127
Великанов Д.А. 81
Вещунов И.С. 107
Вилков О.Ю. 583
Винников Л.Я. 107
Винниченко В.Ю. 369
Винниченко М.Я. 153, 155
Винокур В.М. 10
Вихрова О.В. 129, 414, 424
Вишняков Е.А. 184
Водолазов Д.Ю. 196
Возняковский А.П. 568
Волгунов Д.Г. 141, 623
Волк Т.Р. 576
Волков В.А. 115, 392
Волков Н.В. 173
Волков П.В. 410
Волкова Н.С. 467
Воробьев Л.Е. 153, 155
Воробьева Н.В. 272
Воронов Б.М. 309
Востоков Н.В. 101, 378, 444
Вьюрков В.В. 31

Г
Гавриленко В.И. 149, 151, 157, 210, 376, 476, 502, 508, 520, 525
Гавриленко Л.В. 206, 208, 210, 463, 496, 506, 520
Гайкович П.К. 594, 608
Гайнутдинов Р.В. 576, 580
Галиев Г.Б. 434
Ганичев С.Д. 62, 159
Гапонова Д.М. 208, 210, 463, 496, 525
Гартман В.К. 255
Гаськов А.М. 472
Гатин А.К. 254
Гатиятова Ю.И. 362
Гаязов Р.Р. 147
Гельман А.И. 276, 314
Германенко А.В. 380
Гизатулин Д.Р. 226
Гилинский А.М. 363
Гиллийнс В. 232
Гинзбург Н.С. 486
Гиппиус Н.А. 40, 206, 373
Гладышева В.А. 562
Глушков В.В. 135, 137
Гольцман Г.Н. 52, 194, 200, 305, 309
Горай Л.И. 204
Гордеев Н.Ю. 64
Горшков А.П. 465, 467

Горшков О.Н. 405, 552
Горшунов Б.П. 452
Горюнов А.В. 410
Грибков Б.А. 79, 85, 91, 175, 331, 332, 614
Григорьев М.В. 600
Григорьева А.В. 135
Гришин М.В. 254
Громов А.Л. 426, 533
Грузнев Д.В. 48
Гуденко Ю.Н. 395
Гудилин Е.А. 135, 137
Гудовских А.С. 554
Гудыменко А.И. 430
Гуляев Л.В. 401
Гуревич С.А. 265
Гуртовой В.Л. 264, 278, 280
Гусев О.Б. 469
Гусев С.А. 145, 175, 218, 332, 340, 361, 630
Гусев С.Н. 79
Гусейнов Д.В. 60, 188, 440
Гутаковский А.К. 214
Гущина Е.В. 554

Д

Давыденко А.В. 176
Давыдов В.Ю. 192
Данилов С.Н. 62
Данилов Ю.А. 129, 342, 357, 416, 424
Данильцев В.М. 101, 378, 412, 444, 506
Дашевский З.М. 62
Дворецкий С.А. 68, 149, 151, 502
Двуреченский А.В. 15
Девятов И.А. 228
Дегтярев В.Е. 531
Демидов Е.В. 101, 444
Демидов Е.С. 79, 127, 188, 405
Демидова Н.Е. 405
Демиховский В.Я. 116, 376, 397
Демишев С.В. 135, 137, 283
Денисенко М.В. 54, 281
Денисов С.А. 60, 414, 418
Джаган В.Н. 471
Джиоев Р.И. 133
Джонс М.М. 145
Дивочий А.В. 305
Дмитриев А.И. 342
Дмитриев Д.В. 214, 363
Дмитриев П.Н. 11
Добровольский А.А. 62, 472
Добротворский А.М. 582
Догадин С.Е. 558
Додин Е.П. 420
Долбинина В.В. 580
Долгополов В.Т. 72, 376
Доронин М.С. 331
Дорофеев И.А. 578
Дорохин М.В. 342, 357, 416
Драченко О. 103
Дричко И.Л. 70
Дроздов К.А. 472
Дроздов М.Н. 87, 101, 202, 242, 412, 414, 418, 424, 432, 444, 450, 506, 604, 628
Дроздов Ю.А. 399
Дроздов Ю.Н. 87, 101, 129, 202, 414, 418, 432, 444, 446, 448, 450, 527, 596, 604
Дубинов А.А. 119, 267, 474, 482, 508
Дубровский В. 270
Дубровский В.Г. 436, 442
Дудин А.Ю. 552
Дудин Ю.А. 188, 438
Дулов Е.Н. 362
Дунаев В.С. 129
Дунаевский М.С. 556

Е

Евланов К.И. 269
Европейцев Е.А. 405
Егоров А.Ю. 494
Ежевский А.А. 60
Елисеев А.А. 255
Ельцев Ю.Ф. 226
Емелин Е.Е. 615
Еремин Е.В. 173
Ермаков А.Б. 11
Ермаков К.С. 334
Ермолаев Д.М. 476
Ермолаева О.Л. 331, 338, 340, 348
Ерофеева И.В. 520
Ершов А.А. 478
Ершов А.В. 407, 438, 478, 512

Ж

Жаворонков И.Ю. 438
Жмерик В.Н. 103, 206
Жолудев М.С. 149, 151, 502, 508
Жукавин Р.Х. 418
Жуков А.А. 255
Жуков А.Е. 480
Жуков Е.А. 133
Жукова Е.С. 452

З

Забродин И.Г. 592
Заварин Е.Е. 246
Заварицкая Т.Н. 514
Загороднев И.В. 115
Задиранов Ю.М. 236
Зайцев С.В. 342, 416
Зайцева Е.В. 606, 625
Зайцев-Зотов С.В. 76, 570, 584
Закгейм А.Л. 246
Захаров Н.Д. 240
Захарьин А.О. 206
Звонков Б.Н. 129, 267, 342, 376, 395, 399, 414, 416, 424, 474, 482
Здоровейщев А.В. 374, 416
Земляков В.Е. 476
Земляков К.Н. 294
Земцова Е.Г. 359
Зенкевич А.В. 548
Зерова В.Л. 153
Зиновьева А.Ф. 15
Зинченко Д.И. 420
Зорина М.В. 85
Зорина М.В. 91, 141, 598, 614
Зотов А.В. 48
Зубков В.И. 388
Зубов Ф.И. 480
Зуев С.Ю. 612, 630
Зыбцев С.Г. 76

И

Иванов С.В. 103, 206
Иванов Ю.П. 176, 334
Иванов Ю.С. 180
Ивлева Л.И. 576
Иконников А.В. 149, 157, 374, 376, 502
Ильин А.И. 38, 264, 336
Ильин О.И. 533
Имамов Р.М. 434
Иржак Д.В. 143, 600, 602, 615
Ищенко Т.В. 135, 137, 283

К

Казак Н.В. 356
Казаков И.П. 422
Калашников К.В. 11
Калентьева И.Л. 424
Калинушкин В.П. 452
Карачинский Л.Я. 64
Караштин Е.А. 344
Карбань О.В. 558
Каретникова И.Р. 175, 340, 348
Карзанов В.В. 79, 188, 405

Карзанова М.В. 405
Карминская Т.Ю. 228
Карпович И.А. 365, 465, 467
Касаткин А.П. 188, 438, 552
Каськов А.И. 141
Каськов И.А. 592
Касьян В.А. 62
Катаева Е.А. 283
Каурова Н.С. 309
Кафанов С. 50
Качемцев А.Н. 504
Кашин С.М. 382
Квон З.Д. 19
Кёлле Д. 232
Кеммлер М. 232
Кемппинен А. 50
Кинев Н.В. 11
Кипарисов С.Я. 83
Кириленко Е.П. 566
Киселев О.С. 11
Киселева Е.А. 145
Кладько В.П. 430
Клейнер Р. 232
Кленов Н.В. 58, 307
Климов А.Ю. 175, 332, 630
Климов Е.А. 434
Клюенков Е.Б. 141, 202, 592, 604, 628
Князев М.В. 602
Ковалевский К.А. 418
Кожухов А.С. 190
Козлов В.А. 384
Козлов Д.А. 19
Козлов Д.В. 125, 157
Козловский В.И. 522
Колесников М.Н. 267, 482
Колмакова И.В. 294
Колмычек И.А. 216
Коломийцев А.С. 426, 533, 539
Коломыс А.Ф. 238, 484
Комиссарова Т.А. 103
Конаков А.А. 462
Конев А.Н. 409
Кононенко В.К. 529
Копьев П.С. 206
Коренев В.Л. 133
Корнев В.К. 58, 307
Корнеев А.А. 194
Корнеев В.И. 346
Корнеева Ю.П. 194
Коробков А.В. 560
Коровушкин М.М. 260
Королев Д.С. 438
Коротков Е.В. 562
Коршунов А.С. 269
Костюк А.Б. 188, 438
Кочаровская Е.Р. 64, 486
Кочаровский Вл.В. 64
Кочерешко В.П. 192
Кочиев М.В. 488
Кошелев К.Н. 147
Кошелец В.П. 11
Красильник З.Ф. 206, 208, 384, 430, 446, 448, 463, 490, 496, 498, 504, 527, 533, 535
Красильникова Л.В. 490, 510, 527, 533
Красовицкий Д.М. 186
Кривобок В.С. 386, 492
Кривулин Н.О. 562
Кривцун В.М. 147
Криницина Т.П. 171
Криштопенко С.С. 376
Крыжановская Н.В. 480, 494
Крыжков Д.И. 208, 210, 463, 496, 525, 535
Крылова Л.А. 250, 541, 543
Кудасов Ю.Б. 269, 354
Кудрин А. 374
Кудрин А.В. 129
Кудрявцев К.Е. 448, 474, 498, 504, 506, 520
Кудряшов М.А. 564
Кузин С.В. 180, 182
Кузнецов А.В. 137
Кузнецов В.И. 285
Кузнецов В.П. 498, 535
Кузнецов М.И. 141
Кузнецов О.А. 60
Кузнецова С.М. 287
Кузьменков А.Г. 236
Кузьмичев С.А. 226
Кукин А.В. 469
Кукушкин В.А. 64, 500
Кулагина М.М. 236
Курин В.В. 352
Курицын Д.В. 496
Курицын Д.И. 206, 208, 210, 463, 506, 525
Курова Н.В. 461
Кусраев Ю.Г. 133
Кучеренко И.В. 514
Кучерова О.В. 388
Кучмий С.Я. 471

Л

Лаптев Д.А. 440
Лапшин Р.В. 566
Ларионов А.В. 38, 336
Ластовкин А. 374
Ластовкин А.А. 149, 376, 502
Латышев А.В. 10, 19, 34, 190
Латышев Ю.И. 111
Лачинов А.А. 272
Лачинов А.Н. 272
Лебедева Н. 270
Левичев М.Ю. 218
Левкович Н.В. 607
Левчук С.А. 79
Леденцов Н.Н. 236
Леесмент С.И. 558
Леонова А.В. 546
Леонова Н.В. 546
Лесников В.П. 79, 127
Литвин П.М. 430
Лобанов Д.Н. 386, 418, 430, 446, 453, 504
Лобанов С.В. 40
Лобастова А. 309
Ломакова Е.М. 580
Лопатин А.Я. 145, 180, 202, 604, 628
Лугинин М.С. 184
Лукичев В.Ф. 31
Лукьянов А.Ю. 410
Лундин В.В. 155, 246
Лучин В.И. 145, 180, 202, 604, 628
Лысенко В.Г. 208, 463, 496
Лысова О.А. 576

М

Мазуркин Н.С. 346
Маиси В.Ф. 50
Макаров И.В. 269
Макаровский О.Н. 99
Маковийчук М.И. 390
Максимов М.В. 480
Малеев Н.А. 236, 476
Маликов И.В. 369
Малышева Е.И. 357, 416
Маремьянин К.В. 149, 476
Маркелов А.С. 625
Марков А.В. 606
Мартовицкий В.П. 492
Марченко Д.Е. 105
Масленникова А.В. 309
Маслов Д.А. 269
Маслова О.А. 554
Мастеров Д.В. 288, 294
Матецкий А.В. 48
Мачулин В.Ф. 238
Машин А.И. 407, 478, 512, 560, 564
Машко М.О. 153
Мейлихов Е.З. 78
Мелентьев Г.А. 153, 155
Мельник Н.Н. 471, 514
Мельников А.С. 169, 274, 287, 313
Мельников М.Ю. 95
Менделева Ю.А. 440

Менсов С.Н. 409
Мизеров М.Н. 246
Миляев М.А. 171
Миннекаев М.Н. 548
Миньков Г.М. 380
Миронов А.Ю. 10
Миронов В.Л. 331, 338, 348
Миронов С.В. 292, 296
Митрофанов А.В. 182, 607
Михайлов А.Н. 188, 405, 438, 510
Михайлов Г.М. 369
Михайлов Н.Н. 68, 149, 151, 502
Михайлова Г.Н. 452
Молдавская Л.Д. 506
Монсо П. 111
Моргунов Р.Б. 342
Морозов А.И. 220
Морозов И.А. 220
Морозов М.Ю. 212
Морозов П.Е. 359
Морозов С.В. 210, 508, 520, 525
Морозов Ю.А. 212
Морозова Е.Н. 392
Мощалков В.В. 232
Мурель А.В. 242, 393, 444
Мурзина Т.В. 216
Мухаматчин К.Р. 350, 371
Муханов О.А. 307

Н

Нагорных С.Н. 510
Насимов Д.А. 10
Насретдинова В.Ф. 76
Наумова Л.И. 171
Наумова О.В. 448
Нежданов А.В. 129, 407, 512
Неклюдова М.Н. 363
Некоркин С.М. 267, 482
Ненашев А.В. 15
Нефедов И.М. 141, 175, 232, 296, 340, 348, 300, 598
Никитин М.В. 76
Никитов С.А. 516
Никифоров А.И. 248
Николаев А.Е. 155, 246
Николаев С.Н. 127, 386, 492
Николенко А.С. 430
Никорич А.В. 62
Никулов А.В. 264, 278
Новиков А.А. 430
Новиков А.В. 66, 240, 242, 386, 446, 450, 453, 504, 596
Новиков Б.В. 192
Новиков И.И. 64
Новиков С. 270
Ноздрин Ю.Н. 420
Нургазизов Н.И. 550
Нуянзин С.А. 56
Няпшаев И.А. 568

О

Оболенский С.В. 97, 384, 504
Овчинников С.Г. 173, 356
Огнев А.В. 222, 334
Одобеско А.Б. 570, 584
Ожегов Р.В. 305
Омельяновский О.Е. 226
Онищенко Е.Е. 386
Орелович О.Л. 607
Орликовский А.А. 31
Орлов А.П. 111
Орлов М.Л. 403
Осин Ю.Н. 362
Ота Х. 135
Ошитков А.А 572

П

Павельев Д.Г. 200
Павленков В.И. 510
Павлов Д.А. 478, 562
Павлов С.А. 288, 294
Павлова Е.Д. 465
Пальчик М.Г. 83
Панкратов А.Л. 262, 298
Панчук В.В. 359
Парафин А.Е. 288, 294
Паршин А.С. 131
Парьев Д.Е. 594, 608
Патрин Г.С. 81, 83
Патрин К.Г. 81
Паулиш А.Г. 363
Пашкин Ю.А. 50
Пекола Ю.П. 50
Пентин И.В. 200, 305
Перваков К.С. 226
Перов А.А. 376
Перцов А.А. 182
Пестов А.Е. 85, 91, 145, 592, 594, 608, 610, 627, 628, 630
Петров В.Н. 224, 361
Петров С.И. 186
Пилипчук А.С. 395
Пименов И.В. 352
Пирогов Е.В. 494
Пирожков А.С. 184
Планкина С.М. 129
Платонов А.В. 192
Платонов В.В. 269, 354
Платонов Ю.Я. 91
Платунов М.С. 356
Плотицына О.А. 143
Пляшечник О.С. 514
Подгорных С.М. 68
Подольский В.В. 79, 127
Позднякова В.И. 300
Покровский В.Я. 76
Полищук О.В. 516
Полковников В.Н. 87, 180, 612, 630
Пономарёв С.С. 471
Пономарев Я.Г. 226
Попело А.В. 472
Попков А.Ф. 346
Попков С.А. 60
Попов В.В. 476, 516
Попов В.Г. 99
Попов В.С. 587
Попов Е.Я. 269
Порошин В.Н. 374, 395
Принц В.Я. 123
Приползин С.И. 11, 200
Проглядо В.В. 171
Прокофьева М.М. 357
Прохоров А.С. 452
Пряхин Д.А. 410, 418, 432, 444
Птицин Б.Г. 269
Пудалов В.М. 226
Пунегов В.И. 139
Пустовалов Е.В. 334
Пустовой А.С. 539
Путилов А.В. 296
Пушкарёв С.С. 434
Пчеляков О.П. 248

Р

Рагозин Е.Н. 184
Радаев А.В. 107
Радер О. 105
Раевская А.Е. 471
Разумов В.Ф. 5
Рассолова И.С. 188, 405
Рауцкий М.В. 173
Ревин Л.С. 298
Резник А.Н. 574
Рогачев Д.Н. 91, 592, 610, 614
Рогов В.В. 175, 218, 340, 630
Романов В. 270
Романова Ю.Ю. 518
Рощупкин Д.В. 139, 143, 600, 602, 615
Рудая Н.С. 190
Руденко К.В. 31
Рузанова Л.Н. 329
Румянцев В.В. 151, 508, 520

Румянцева М.Н. 472
Рут О.Э. 380
Рыбкин А.Г. 105
Рыжий В.И. 119
Рыжов Д.А. 300
Рыльков В.В. 127
Рябова Л.И. 62, 472
Рябчун С.А. 200, 309

С

Савельев И.С. 93
Савельев С.К. 93
Савинов Д.А. 296, 301
Садаков А.В. 226
Садофьев Ю.Г. 244, 502, 522, 525
Саира О.-П. 50
Салахутдинов Л.Ф. 230
Салащенко Н.Н. 27, 85, 91, 141, 145, 180, 202, 592, 594, 604, 608, 610, 612, 614, 617, 623, 627, 628, 630
Самал Н. 502
Самардак А.С. 222
Самарин Н.А. 135, 137
Самойлова Л. 89
Самохвалов А.В. 169
Самсоненко Ю.Б. 192, 436
Сапожников М.В. 79, 129, 218, 340
Саранин А.А. 48
Сатанин А.М. 54, 276, 281, 314, 382
Сахаров А.В. 155, 246
Сведе-Швец В.Н. 236
Секретенко А.В. 38, 336
Селемир В.Д. 269, 354
Семено А.В. 135, 137
Семенов А.Д. 198
Семенов В.Г. 359
Сенников П.Г. 432
Сергеев А.П. 143
Сергеев А.С. 486
Сергеев С.М. 208, 463, 496, 525
Сергеева О.Ю. 584
Середкин В.А. 83
Сибельдин Н.Н. 66, 455, 488
Сибирёв Н.В. 436, 442
Сидоренко К.А. 440
Сидоренко К.В. 457
Силаев М.А. 311
Силанек А. 232
Силкин В.М. 257
Симагина Л.В. 576
Скориков М.А. 66
Скориков М.Л. 455, 488
Скороходов Е.В. 145, 332, 348, 361, 630
Скрыль А.С. 610, 617, 623
Слемзин В.А. 182
Сливинская Е.В. 305
Слободян Н.В. 430
Случанко Н.Е. 135, 137
Смирнов А.А. 303
Смирнов А.В. 200, 305
Смирнов В.А. 537, 539
Смирнов В.М. 359
Смирнов И.Ю. 70
Смирнов К.В. 305
Смирнова И.А. 178, 619
Смотрин Д.С. 374, 399
Собакинская Е.А. 262, 578
Соболев М.С. 494
Солдатов И.В. 380
Соловьев И.И. 307
Солодовник М.С. 537
Софронов А.Н. 155, 206
Сошников И.П. 192
Спиваков А.Г. 210
Спирин К.Е. 149, 151, 157, 376, 502
Стариков С.Д. 612
Стеблий М.Е. 222
Степанов А.Н. 588
Степихова М.В. 448, 490, 527, 533
Стовпяга А.В. 568
Стрельчук В.В. 238, 430, 484
Субботин И.А. 434
Суворов Э.В. 178, 619
Сульянова Е.А. 545
Суслов А.В. 68, 70
Сухоруков А.В. 60

Т

Тагиров Л.Р. 362
Таланов Ю.И. 230
Тарасов А.С. 173
Татарский Д.А. 621
Таценко О.М. 354
Тележников А.В. 397
Терентьев Я.В. 159
Терехов А.С. 162, 190
Терещенко О.Е. 363
Тертышник А.Д. 410
Теруков Е.И. 469, 554
Тестов В.Г. 365, 399
Тетельбаум Д.И. 188, 405, 438, 440, 478, 510
Тийс С.А. 248
Тимофеев В.А. 248
Тимофеева М.А. 442
Титков А.Н. 46, 556
Тихов С.В. 365, 399
Тиходеев С.Г. 40, 373
Ткаченко В.А. 19
Ткаченко О.А. 19
Токман И.Д. 350
Токпанов Ю.С. 11
Толстихина А.Л. 576, 580
Торгашин М.Ю. 11
Торопов А.И. 363
Торопов М.Н. 592, 610, 614, 617, 623, 630
Трапезникова И.Н. 469
Третьяков И.В. 309
Троицкий Б.Б. 218, 340
Тронов А.А. 79
Трошина А.Г. 107
Трушин В.Н. 606, 625
Тугушев В.В. 127
Тулин В.А. 264, 278, 280
Туральчук П.А. 294

У

Удалов О.Г. 344, 367
Ульянов В.В. 248
Ульянов П.Г. 545, 582
Ундалов Ю.К. 469
Усачев Д.Ю. 583, 582
Усольцев А.С. 226
Устинов А.Б. 224
Устинов В.В. 171
Устинов В.М. 236, 246
Ушаков Д.В. 529

Ф

Фальковский Л.А. 113
Фарзетдинова Р.М. 78
Фатеев Д.В. 516
Фахртдинов Р.Р. 143, 600, 602, 615
Федонин М.П. 188
Федоров А.В. 583
Федосеенко С.И. 545
Федосов А.Е. 564
Федотов Н.И. 584
Феклистов А.А. 568
Филиппенко Л.В. 11
Филиппов А.В. 269
Финкель М.И. 309
Фирсов Д.А. 153, 155
Флоря И.Н. 194
Фомин Л.А. 369
Фраерман А.А. 175, 350, 371, 621
Фролова Е.А. 262
Фролова Е.В. 397

Х

Хазанова С.В. 531
Хайбуллин Р.И. 362

Хаймович И.М. 311, 313
Халитов Н.И. 362
Ханипов Т.Ф. 550
Харитонов А.И. 141, 598
Харитонов В.А. 254
Хасанов Р.И. 230
Хлыбов Е.П. 226
Хомицкий Д.В. 401
Хохлов Д.Р. 62, 472
Хохлова Л.В. 218, 340
Храмков Р.А. 85, 627
Храпай В.С. 95
Хребтов А.И. 436
Хрыкин О.И. 101, 412, 444
Худченко А.В. 11

Ц

Цай Дж.Ш. 50
Цацульников А.Ф. 155, 246
Цветков В.А. 455, 488
Цыбин Н.Н. 180, 202, 604, 628
Цырлин Г. 270
Цырлин Г.Э. 192, 436

Ч

Чалков В.Ю. 414, 527
Чалый В.П. 186
Чапнин В.А. 250, 452, 541 543
Чеботкевич Л.А. 176, 222, 334
Черкашин Н.А. 246
Черничкин В.И. 62
Чернобровкин А.Л. 135, 137
Черняков А.Е. 246
Чесноков С.А. 409
Чжан А.В. 83
Чигиринский Ю.И. 405
Чиж К.В. 250, 452, 541, 543
Чикина А.Г. 586
Чугров И.А. 438, 478
Чуприк А.А. 548
Чупрунов Е.В. 625
Чурагулов Б.Р. 137
Чхало Е.Д. 418
Чхало Н.И. 27, 85, 87, 91, 145, 592, 594, 608, 610, 614, 617, 623, 627, 628, 630

Ш

Шалеев М.В. 240, 446, 448
Шалыгин В.А. 155, 206
Шамирзаев Т.С. 214, 363, 484
Шаныгина Т.Е. 226
Шаповал С.Ю. 476
Шарафиев А.В. 58, 307
Шастин В.Н. 418
Шашкин В.И. 101, 378, 393, 410, 412, 432, 444
Швецов А.В. 314
Шевелько А.П. 147
Шевлюга В.М. 250
Шелаев А.В. 587
Шенгуров В.Г. 60, 414, 418, 448, 490, 512, 527, 533, 418, 448, 498, 504, 535
Шенина М.Е. 188, 438, 552
Шепель Д.В. 66
Шерешевский И.А. 175, 232, 296, 300, 313, 574
Шерман Е.Я. 401
Шерстобитов А.А. 380
Шестов С.В. 180
Шикин А.М. 105
Шиляев П.А. 562
Шмагин В.Б. 384, 498
Шмаенок Л.А. 202, 604, 628
Шторм И.В. 192
Шуб Б.Р. 254
Шубина Т.В. 206
Шуленков А.С. 236

Щ

Щеглов Д.В. 190
Щелкачёв Н.М. 10, 313
Щелоков И.А. 602

Э

Эскоффиер В. 111

Ю

Юнин П.А. 450, 596
Юрасов Д.В. 240, 242, 446, 450, 453, 596
Юрасова Н.В. 533
Юрьев В.А. 250, 452, 541, 543

Я

Яблонский А.Н. 210, 453, 469, 474, 490, 535
Якимов Е.Б. 600
Яковлев Д.Р. 133
Яковчук В.Ю. 81
Якунин М.В. 68
Якушев О.Ф. 147
Яриков С.А. 81
Яшунин Д.А. 588

НТ-МДТ – приборостроение для нанотехнологий

Комплексное оснащение нанотехнологических научно-производственных и научно-образовательных центров



- НАНОЭДЬЮКАТОР – классы для практического обучения основам нанотехнологий.
- ИНТЕГРА – многофункциональные исследовательские зондовые нанолаборатории.
- НАНОФАБ - модульная платформа для исследования и мелкосерийного производства.

NT-MDT
INTEGRATED SOLUTIONS FOR NANOTECHNOLOGY

124482, Россия, Москва, Зеленоград, корп.100,
т.: +7 (495) 913-5736, +7 (499) 735-0305;
ф.: +7 (495) 913-5739, +7 (499) 735-6410;
e-mail: spm@ntmdt.ru; http://www.ntmdt.com



BRUKER

Компания **Bruker** предлагает широкий спектр аналитического оборудования:

- Рентгеновские спектрометры и дифрактометры
- Масс-спектрометры
- ЯМР-спектрометры
- Ик-Фурье спектрометры

ООО "Брукер"

www.bruker.com

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

ЗЕЛЕНОГРАД

124482, Москва, г. Зеленоград
Савелкинский пр., д.4, оф. 2108
тел.: 8(495) 228-07-88
факс: 8(495) 228-07-89

НОВОСИБИРСК

630128, г.Новосибирск
ул. Демакова, д.27, корп.1, офис 2
тел./факс: 8(383) 335-61-05

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ

197374, Санкт-Петерубруг
ул. Оптиков, д.4, корп.2, лит.А, оф. 209
тел.: 8(812) 493-24-80
факс: 8(812) 493-24-82

МОСКВА

107045, Москва
Ащеулов пер., д.9, оф.1
тел./факс: 8(495) 626-19-13

"SemiTEq" является зарегистрированной торговой маркой ЗАО "Научное и технологическое оборудование" (Санкт-Петербург). На сегодняшний день "SemiTEq" - единственный в России брэнд, под которым производится законченный комплекс высоковакуумного и сверхвысоковакуумного оборудования мирового уровня для эпитаксиального выращивания полупроводниковых наногетероструктур и для проведения ключевых технологических операций планарного цикла при проведении опытно-конструкторских разработок, мелкосерийного и серийного производства приборов наноэлектроники, полупроводниковой микро- и оптоэлектроники.

ПРОДУКТОВЫЕ ЛИНИИ



Серия установок молекулярно-пучковой эпитаксии.
Выращивание материалов A3B5, A2B6 и широкозонных соединений на основе нитридов III группы.



Серия установок электронно-лучевого напыления.
Напыление многослойных тонкопленочных покрытий в контролируемом высоком и сверхвысоком вакууме.



Серия установок для плазмохимических процессов.
Травление и осаждение диэлектриков с использованием комбинированного индуктивно-связанного и емкостного разряда.



Серия установок быстрого термического отжига.
Высокотемпературный отжиг в регулируемой газовой среде и вакууме.

SemiTEq

ЗАО «Научное и технологическое оборудование»
194156, Россия, Санкт-Петербург,
пр. Энгельса, д. 27, корп. 5, Литер «А»
Тел.: +7 (812) 702-13-08
Факс: +7 (812) 320-43-94
e-mail: sales@semiteq.ru
www.semiteq.ru

ISO 9001 Quality Certified

PANalytical

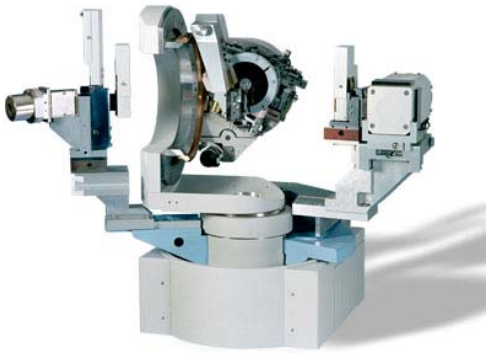
РЕНТГЕНОВСКИЕ ДИФРАКТОМЕТРЫ С ГЕОМЕТРИЕЙ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НАНОСТРУКТУР

X'PERT PRO MRD

Дифрактометр с горизонтальным гониометром высокого разрешения является универсальной многоцелевой системой для рентгеноструктурных исследований в современном материаловедении, позволяющей успешно решать такие прикладные задачи, как:

- измерение и анализ кривых качания;
- рефлектометрия и анализ тонких пленок;
- анализ остаточных напряжений и текстур.

Наряду с хорошо зарекомендовавшей себя стандартной конфигурацией дифрактометра предлагаются три специализированные версии для исследования тонкой структуры наноматериалов:



- X'pert PRO MRD со скользящей геометрией падения рентгеновских лучей и геометрией in-plane, позволяющей исследовать плоскости решетки, почти перпендикулярные и перпендикулярные к поверхности образца.
- X'pert Pro Extended MRD версия позволяет устанавливать различные дополнительные модули PreFIX: источники излучения, рентгеновские зеркала, монохроматоры и другие дополнительные элементы оптической схемы для работы с высокой интенсивностью падающего пучка без потери разрешения.
- X'pert PRO MRD XL версия отвечает всем требованиям, предъявляемым к высокоточному анализу полупроводников, тонких пленок и других современных наноматериалов. Позволяет осуществлять полный анализ пластин до 300 мм в диаметре, с опцией автоматического загрузчика пластин, а также негабаритных и тяжеловесных образцов.

Новая разработка PANalytical – многоцелевой рентгеновский дифрактометр Empyrean



- Высокоточный гониометр высокого разрешения (шаг 0.0001°, воспроизводимость по углам θ и 2θ ± 0.0001°)
- Рентгеновские трубки PANalytical, простая и быстрая смена фокуса, большой выбор материалов анода
- Система предварительно откалиброванных модулей PreFIX (замена оптических и других модулей пользователем без дополнительной юстировки)
- Новые, уникальные платформы для образцов:
  - компактная люлька с возможностью перемещения по 5 осям,
  - компактная люлька с возможностью перемещения по 3 осям (для образцов весом до 2 кг),
  - спиннер для компьютерной томографии,
  - платформа с автоматической компенсацией изменения высоты

Широкий спектр исследований: идентификация фаз, количественный анализ, рефлектометрия, эпитаксиальные исследования**,** исследования напряжений и текстур**,** исследования наноматериалов**,** малоугловое рассеяние**,** микродифракция**,** исследования трехмерных объектов (компьютерная томография)**,** высоко- и низкотемпературные исследования.

Официальный агент PANalytical в России:

ООО «Аналитические Экс-Рэй Системы»: 119048 Москва, ул. Усачева, 35, стр. 1

Тел./факс (495) 933 5214, (495) 933 5215, (499) 246 0736

E-mail: AXRS.Russia@g23.relcom.ru

www.analytical.ru

ООО “РТИ, Криомагнитные системы”

119991 г. Москва, Ленинский проспект, д.53, к.8, оф. 23
www.cryo.ru, cmsystems@cryo.ru, тел: (499) 132-68-62, факс: (499) 132-60-31

CryoFree 404

«сухой» сверхпроводящий магнит 8 – 15 Т

Уникальная криогенная безжидкостная компактная установка, которая позволяет получать магнитные поля до 8 – 15 Т без использования жидкого гелия и азота. В конструкции криосистемы предусмотрено изменение температуры образца 1.6 – 300 К с использованием только одного криорефрижератора. В большинстве зарубежных аналогов для охлаждения соленоида и образца применяют два криорефрижератора. Криостат имеет в два раза меньшие размеры по сравнению с установками предыдущего поколения. Для ввода тока в соленоид разработаны токовводы из ВТСП-провода 2-го поколения.



Высота, см	67
Диаметр криостата, см	40
Мин. температура образца, К	1.8
Макс. температура образца, К	300
Диаметр вставки, мм	19–50
Максимальное магнитное поле, Т	8–15
Рабочий ток, А, не более	90
Однородность магнитного поля не хуже	10^{-2}
Диаметр теплого отверстия, мм	40–80

CryoFree 104

безжидкостный криостат для оптических и мессбауэровских исследований в диапазоне температур 4,2 – 273 К

Криостат-рефрижератор CryoFree104 предназначен для оптических, рентгеновских и мессбауэровских исследований различных материалов в температурном интервале 4,2 – 273 К. Создание и поддержание низкой температуры осуществляется за счет работы криорефрижератора мощностью 0,5 Вт при 4,2 К. Криостат замкнутого цикла позволяет проводить длительные исследования, время гарантированной работы криокулера составляет 20000 часов.

Диапазон рабочих температур, К	4,2 – 273
Время достижения минимальной температуры, час	3
Диаметр шахты для образцов, мм	30 – 40
Материал окон	кварц, ZnSe, бериллий, майлар
Время непрерывной работы	Ресурс криорефрижератора (техобслуживание через 10000 часов работы)
Терморегулятор	tSTAT310xc
Интерфейс связи с компьютером	RS-232
Габаритные размеры криостата, мм	1500 × 1400 × 500



Головной офис
Omicron NanoTechnology GmbH
Limburger Str. 75
65232 Taunusstein
Germany
Тел: (+)49 - 61 28 98 70
Факс: (+)49 - 61 28 98 71 85
E-mail: info@omicron.de
Web: www.omicron.de

Представительство в России
ООО «ТерРаЛаб НТС»
Тел: (+)7 - 49 59 39 11 06
Факс: (+)7 - 49 59 39 17 53
E-mail: ilya@trlsys.ru

Компания Omicron NanoTechnology является признанным мировым лидером среди производителей аналитического оборудования для научных исследований в области нанотехнологий. Используя инновационные технологии, компания создает приборы, которые отвечают самым высоким современным требованиям, и объединяет их в уникальные многофункциональные аналитические системы. Многофункциональность - это философия компании Omicron.

- **«MULTIPROBE LT».** Атомно-силовой микроскоп с атомарным пространственным разрешением, работающий при температуре < 5 K с использованием Q-plus сенсора.
- **«UHV NANOPROBE».** Измерения проводимости на структурах с характерным размером < 10 нм.
- **«ESCA+».** Быстрая, надежная и высокоэффективная реализация методов электронной спектроскопии в задачах химического анализа.
- **«MULTIPROBE MBE».** Молекулярно-лучевая эпитаксия на образцах размером до 4 дюймов.
- **«NanoSAM Lab».** Сканирующая электронная микроскопия с пространственным разрешением до 3 нм и оже-микроскопия с разрешением до 5 нм.
- **«NanoESCA»**. Сканирующая электронная спектроскопия с пространственным разрешением до 650 нм для химического анализа.
- ***Комплексное решение задач наноаналитики***. Одновременное приготовление образцов и их исследование в многофункциональных сверхвысоковакуумных системах.
- ***Возможность создания материалов будущего уже сегодня***. Универсальные комплексы молекулярно-лучевой эпитаксии, магнетронного напыления, сканирующей зондовой микроскопии, напыления тонких пленок, отжига, послойного осаждения пленок и др.

Компания поддерживает более 30 различных экспериментальных методик, и для каждой из них в компании найдутся специалисты, которые окажут Заказчику поддержку в планировании проекта, оценят пригодность методов, помогут в проектировании системы, проведут практическое обучение на оборудовании и осуществят модернизацию имеющейся у Заказчика системы.

Кроме широкого набора стандартных модульных установок компания предлагает и уникальные индивидуальные решения. Используя специальные знания и широкую инфраструктуру, Omicron разрабатывает совершенно новые решения, которые наиболее полно соответствуют специальным требованиям Заказчика.

Компания всегда поддерживает своих Заказчиков в проведении их исследований.

Omicron – это научно-исследовательская компания с более чем 20-летним опытом работы.

www.omicron.de
www.trlsys.ru

С О Д Е Р Ж А Н И Е 2-го тома

Артемьев Е.М., Рузанова Л.Н. Структура и магнитные свойства гетерогенных состояний в тонких пленках сплава CoPd 329

Грибков Б.А., Доронин М.С., Ермолаева О.Л., Миронов В.Л. Исследования индуцированных зондом МСМ процессов перемагничивания в ферромагнитных наночастицах крестообразной формы 331

Гусев С.А., Грибков Б.А., Климов А.Ю., Скороходов Е.В. Формирование магнитных наноструктур с применением фокусированных ионных пучков 332

Ермаков К.С., Огнев А.В., Иванов Ю.П., Пустовалов Е.В., Чеботкевич Л.А. Магнитные свойства массивов эпитаксиальных нанодисков Co, упакованных на атомарно-гладких и вицинальных подложках Si 334

Ларионов А.В., Секретенко А.В., Ильин А.И. Управление спиновой релаксацией электронов в широкой GaAs-квантовой яме с помощью внешнего латерально локализующего электрического поля 336

Ермолаева О.Л., Миронов В.Л. Магнитные логические ячейки на основе ферромагнитных наночастиц и нанопроволок 338

Ермолаева О.Л., Сапожников М.В., Гусев С.А., Рогов В.В., Каретникова И.Р., Нефедов И.М., Троицкий Б.Б., Хохлова Л.В. Исследование фрустрированной решетки магнитных вихрей в наногофрированной пленке Co 340

Зайцев С.В., Дмитриев А.И., Моргунов Р.Б., Дорохин М.В., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н. Ферромагнетизм тонкого слоя Mn в структурах InGaAs/GaAs/δ-<Mn>. Магнитные и оптические исследования 342

Карашитин Е.А., Удалов О.Г. Особенности высокочастотной проводимости в ГМС-структурах 344

Мазуркин Н.С., Попков А.Ф., Корнеев В.И. Синхронизация автоколебаний спинов, индуцированных током, в наноконтактах на общей платформе 346

Миронов В.Л., Ермолаева О.Л., Скороходов Е.В., Нефедов И.М., Каретникова И.Р. Компьютерное моделирование фрустрированных состояний в массивах анизотропных ферромагнитных наночастиц на двумерной треугольной решетке 348

Мухаматчин К.Р., Токман И.Д., Фраерман А.А. Генерация электрического тока спиновой волной в объёмном ферромагнетике 350

Курин В.В., Пименов И.В. Магнитооптические эффекты в наноструктурированных ферромагнетиках 352

Платонов В.В., Кудасов Ю.Б., Селемир В.Д., Таценко О.М. Магнитные фазовые переходы в $LaCoO_3$ 354

Платунов М.С., Варнаков С.Н., Овчинников С.Г., Казак Н.В. Транспортные свойства магнитных наногетероструктур на основе Fe/Si 356

Прокофьева М.М., Дорохин М.В., Данилов Ю.А., Малышева Е.И. Формирование спиновых светоизлучающих диодов на основе гетероструктур InGaAs/GaAs, содержащих ферромагнитные включения 357

Семенов В.Г., Земцова Е.Г., Морозов П.Е., Панчук В.В., Смирнов В.М. Исследование железокислородных наноструктур на кремнии 359

Гусев С.А., Петров В.Н., Скороходов Е.В. Диагностика магнитных наноструктур 361

Халитов Н.И., Валеев В.Ф., Гатиятова Ю.И., Дулов Е.Н., Осин Ю.Н., Тагиров Л.Р., Хайбуллин Р.И., Kazan S., Şale A.G., Mikailzade F. Синтез и исследование нанокомпозитных мультиферроиков на основе титаната бария, имплантированного ионами кобальта и железа 362

Терещенко О.Е., Паулиш А.Г., Шамирзаев Т.С., Неклюдова М.Н., Гилинский А.М., Дмитриев Д.В., Торопов А.И., Li X., Lampel G., Lassailly Y., Paget D., Peretti J. Оптическая регистрация спина электрона в структурах Pd/Fe/GaAs/InGaAs 363

Тихов С.В., Карпович И.А., Тестов В.Г. Фотоэлектронные характеристики диодов на основе гетеронаноструктур с квантовой ямой InGaAs/GaAs и дельта-слоем Mn 365

Удалов О.Г. Спектр ЯМР в неколлинеарном антиферромагнетике $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$ 367

Фомин Л.А., Винниченко В.Ю., Маликов И.В., Михайлов Г.М. Влияние магнитной анизотропии и аспектного отношения на микромагнитные состояния в прямоугольных микроструктурах Fe(001) 369

Фраерман А.А., Мухаматчин К.Р. Неколлинеарные состояния в цепочках классических магнитных диполей 371

Акимов А.Б., Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г. Резонансное приближение для матрицы рассеяния периодической структуры вблизи порога открытия дифракционного канала 373

Байдусь Н.В., Бирюков А.А., Белевский П.А., Вайнберг В.В., Здоровейщев А.В., Иконников А.В., Кудрин А., Ластовкин А., Смотрин Д.С., Порошин В.Н. Использование короткопериодной сверхрешетки GaAs–AlGaAs для улучшения эффективности пространственного переноса электронов при латеральном сильнополевом транспорте 374

Байдусь Н.В., Криштопенко С.С., Спирин К.Е., Иконников А.В., Ластовкин А.А., Бирюков А.А., Звонков Б.Н., Перов А.А., Гавриленко В.И., Демиховский В.Я., Долгополов В.Т. Спиновое расщепление в гетероструктурах InGaAs/InP (001) с квантовыми ямами 376

Востоков Н.В., Данильцев В.М., Шашкин В.И. Динамика перезарядки Al-нанокластеров в матрице GaAs 378

Германенко А.В., Миньков Г.М., Рут О.Э., Солдатов И.В., Шерстобитов А.А. Квантовые поправки к проводимости полупроводниковых структур с двойными квантовыми ямами 380

Кашин С.М., Сатанин А.М. Распад многоэлектронных квазистационарных состояний в квантовых точках 382

Козлов В.А., Оболенский С.В., Шмагин В.Б., Красильник З.Ф. Неоднородность туннельного тока в тонких обратносмещенных p^+–n^+-переходах, обусловленная дискретностью распределения легирующих примесей 384

Багаев В.С., Кривобок В.С., Лобанов Д.Н., Николаев С.Н., Новиков А.В., Онищенко Е.Е. Структура спектра и стабильность многочастичных состояний в SiGe/Si квантовых ямах 386

Кучерова О.В., Зубков В.И. Адмитансные исследования светодиодных гетероструктур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN 388

Маковийчук М.И. Разработка аналитического метода импульсной фликкер-шумовой спектроскопии с целью идентификации атомных кластеров в низкоразмерных системах 390

Морозова Е.Н., Волков В.А., Portal J.-C. Гигантское магнитосопротивление многослойных туннельных гетероструктур на основе GaAs/AlGaAs 392

Мурель А.В., Шашкин В.И. Определение параметров структуры низкобарьерного диода с приповерхностным дельта-легированием из температурных зависимостей ВАХ 393

Порошин В.Н., Вайнберг В.В., Гуденко Ю.Н., Пилипчук А.С., Байдусь Н.В., Бирюков А.А., Звонков Б.Н. Транспортные свойства дельта-легированных гетероструктур с квантовыми ямами 395

Тележников А.В., Фролова Е.В., Демиховский В.Я. Динамика волновых пакетов в графене, находящемся в магнитном поле 397

Тихов С.В., Байдусь Н.В., Бирюков А.А., Звонков Б.Н., Дроздов Ю.А., Смотрин Д.С., Тестов В.Г. Эффект поля по проводимости – эффективный метод контроля качества гетеронаноструктур на основе i-InP с двумерным электронным газом 399

Хомицкий Д.В., Гуляев Л.В., Шерман Е.Я. Управление спином при возбуждении осцилляций Раби в двойной квантовой яме со спин-орбитальным взаимодействием 401

Орлов М.Л. Структура поля, распределение носителей заряда и особенности протекания фототока в диодных структурах с гетеробазой нанометровой толщины 403

Демидов Е.С., Михайлов А.Н., Белов А.И., Карзанова М.В., Карзанов В.В., Демидова Н.Е., Рассолова И.С., Горшков О.Н., Тетельбаум Д.И., Чигиринский Ю.И., Европейцев Е.А. Свойства пористого кремния с примесями редкоземельных элементов на имплантированном ионами фосфора кремнии 405

Афанаскин А.Ю., Ершов А.В., Машин А.И., Нежданов А.В. Влияние условий получения пленок аморфного кремния на спектры комбинационного рассеяния света нанокристаллических включений, синтезированных методом лазерного отжига 407

Батенькин М.А., Конев А.Н., Менсов С.Н., Чесноков С.А. Самоформирование нанопористого полимера в процессе фотоотверждения ФПК, содержащей неполимеризационноспособный компонент 409

Волков П.В., Горюнов А.В., Лукьянов А.Ю., Пряхин Д.А., Тертышник А.Д., Шашкин В.И. Оптический мониторинг многослойных структур в условиях плазмохимического травления 410

Данильцев В.М., Дроздов М.Н., Хрыкин О.И., Шашкин В.И. Металлоорганическая газофазная эпитаксия дельта-легированных кремнием слоев GaAs с высокой поверхностной концентрацией электронов 412

Звонков Б.Н., Бирюков А.А., Вихрова О.В., Шенгуров В.Г., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Дроздов Ю.Н., Дроздов М.Н., Бузынин Ю.Н. Рост и свойства гетероструктур InGaAs/GaAs/Ge (буфер) на кремниевых подложках 414

Дорохин М.В., Здоровейщев А.В., Малышева Е.И., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н., Зайцев С.В. Особенности формирования методом газофазной эпитаксии квантовых точек InAs/GaAs, легированных атомами Mn 416

Жукавин Р.Х., Бекин Н.А., Шастин В.Н., Лобанов Д.Н., Пряхин Д.А., Шенгуров Д.В., Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Чхало Е.Д., Ковалевский К.А., Денисов С.А., Шенгуров В.Г. Резонансное туннелирование дырок в структурах Si/SiGe с одиночным селективно-легированным барьером 418

Андронов А.А., Додин Е.П., Зинченко Д.И., Ноздрин Ю.Н. Исследование электронного транспорта в $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$-сверхрешетках со слабыми барьерами на основе модели Казаринова – Суриса при учете дальнего туннелирования..... 420

Казаков И.П., Вдовин В.И. Молекулярно-пучковая эпитаксия Al на GaAs (001)..... 422

Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Дроздов М.Н., Звонков Б.Н., Калентьева И.Л. Диффузия марганца в InGaAs/GaAs квантово-размерных структурах 424

Агеев О.А., Громов А.Л., Коломийцев А.С. Исследование процессов травления полупроводниковых материалов фокусированным ионным пучком..... 426

Nazarenko M.V., Ko W.S., Chang-Hasnain C., Dubrovskii V.G. Nanoneedle kinetic growth model 427

Валах М.Я., Николенко А.С., Стрельчук В.В., Литвин П.М., Кладько В.П., Гудыменко А.И., Слободян Н.В., Красильник З.Ф., Новиков А.А., Лобанов Д.Н. Эффекты латерального упорядочения самоорганизованных SiGe-нановстровков, выращенных на напряженных $Si_{1-x}Ge_x$ буферных слоях.... 430

Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Пряхин Д.А., Шашкин В.И., Сенников П.Г. Изотопный и примесный состав слоев ^{72}Ge и ^{74}Ge, осажденных методом PECVD 432

Васильевский И.С., Галиев Г.Б., Имамов Р.М., Климов Е.А., Пушкарёв С.С., Субботин И.А. Электрофизические и структурные свойства метаморфных наногетероструктур с высоким содержанием InAs (75–100%), выращенных на подложках GaAs и InP..... 434

Сибирёв Н.В., Цырлин Г.Э., Самсоненко Ю.Б., Хребтов А.И., Дубровский В.Г. Образование кубической фазы в автокаталитических ННК..... 436

Михайлов А.Н., Костюк А.Б., Королев Д.С., Жаворонков И.Ю., Чугров И.А., Белов А.И., Шенина М.Е., Касаткин А.П., Бурдов В.А., Ершов А.В., Дудин Ю.А., Тетельбаум Д.И. Формирование методом ионной имплантации наночастиц золота в однослойных и многослойных массивах светоизлучающих нанокристаллов кремния 438

Лаптев Д.А., Менделева Ю.А., Гусейнов Д.В., Сидоренко К.А., Тетельбаум Д.И. Принципы формирования наноструктурированных и квазиоднородных слоев на кремнии путем дефектообразования при ионном облучении и их оптические свойства 440

Тимофеева М.А., Сибирёв Н.В., Lugani Lorenzo, Ercolani Daniele, Sorba Lucia, Дубровский В.Г. Особенности роста InSb нитевидных нанокристаллов при изменении соотношения потоков In/Sb 442

Хрыкин О.И., Востоков Н.В., Данильцев В.М., Демидов Е.В., Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Мурель А.В., Пряхин Д.А., Шашкин В.И. Структурные и электрофизические свойства слоев вольфрама, осажденных на GaN и Al_2O_3 в реакторе установки газофазной эпитаксии..... 444

Шалеев М.В., Новиков А.В., Юрасов Д.В., Байдакова Н.А., Hartmann J.M., Дроздов Ю.Н., Лобанов Д.Н., Красильник З.Ф. Исследования процессов перехода к трехмерному росту и упорядочения Ge(Si)-островков в структурах, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях 446

Шенгуров Д.В., Степихова М.В., Дроздов Ю.Н., Шалеев М.В., Кудрявцев К.Е., Красильник З.Ф., Шенгуров В.Г., Наумова О.В. Особенности предростовой подготовки и эпитаксиальный рост волноводных светоизлучающих структур SOI/Si:Er для лазерных применений 448

Дроздов Ю.Н., Дроздов М.Н., Новиков А.В., Юнин П.А., Юрасов Д.В. Послойный анализ структур с δ-слоями методом ВИМС с учетом функции разрешения по глубине TOF.SIMS-5..... 450

Жукова Е.С., Горшунов Б.П., Юрьев В.А., Арапкина Л.В., Чиж К.В., Чапнин В.А., Калинушкин В.П., Прохоров А.С., Михайлова Г.Н. Поглощение терагерцового излучения в гетероструктурах Ge/Si(001) с квантовыми точками 452

Байдакова Н.А., Новиков А.В., Лобанов Д.Н., Юрасов Д.В., Яблонский А.Н. Спектроскопия возбуждения фотолюминесценции многослойных структур с самоформирующимися Ge(Si)/Si(001) нановстровками 453

Белых В.В., Цветков В.А., Скориков М.Л., Сибельдин Н.Н. Нелинейная динамика излучения GaAs-микрорезонатора с встроенными квантовыми ямами 455

Беляков В.А., Бурдов В.А., Сидоренко К.В. Влияние диэлектрического окружения на экситонную динамику в ансамблях кремниевых нанокристаллов 457

Алёшкин В.Я., Антонов А.В., Бурдейный Д.И. Особенности в спектрах примесной фотопроводимости n-GaAs и n-InP в окрестности удвоенной энергии LO-фононов 459

Курова Н.В., Бурдов В.А. Влияние фосфора на оже-рекомбинацию в нанокристаллах кремния 461

Беляков В.А., Конаков А.А., Бурдов В.А. Экситонный перенос в массивах нанокристаллов кремния с мелкими примесями..... 462

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. Процессы остывания и высвечивания экситонов в двойных квантовых ямах в электрическом поле 463

Горшков А.П., Карпович И.А., Павлова Е.Д. Влияние дефектообразования при встраивании дельта-слоя Mn на спектр фоточувствительности от квантовых ям InGaAs/GaAs 465

Горшков А.П., Карпович И.А., Волкова Н.С. Влияние электрического поля, температуры, дефектообразования на процессы эмиссии неравновесных носителей из квантовых точек InAs/GaAs 467

Гусев О.Б., Кукин А.В., Теруков Е.И., Трапезникова И.Н., Ундалов Ю.К., Андреев Б.А., Яблонский А.Н. Нанокластеры аморфного кремния в матрице SiO_X, полученные магнетронным распылением 469

Валах М.Я., Джаган В.Н., Пономарёв С.С., Кучмий С.Я., Раевская А.Е., Мельник Н.Н. Оптические исследования полупроводниковых нанокристаллов малых размеров, полученных методами коллоидной химии 471

Дроздов К.А., Добровольский А.А., Васильев Р.Б., Попело А.В., Румянцева М.Н., Гаськов А.М., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р. Оптические и фотоэлектрические свойства структур с квантовыми точками CdSe/CdS (ядро-оболочка) 472

Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Звонков Б.Н., Кудрявцев К.Е., Яблонский А.Н. Наблюдение прямозонной фотолюминесценции из Ge квантовой ямы, выращенной на GaAs 474

Попов В.В., Ермолаев Д.М., Маремьянин К.В., Малеев Н.А., Земляков В.Е., Гавриленко В.И., Шаповал С.Ю. Детектор терагерцового излучения на основе одномерного антенного массива полевых транзисторов 476

Ершов А.В., Чугров И.А., Ершов А.А., Бобров А.И., Павлов Д.А., Машин А.И., Тетельбаум Д.И. Особенности фотолюминесценции ионно-легированных многослойных нанопериодических систем *nc*-Si/*high-k*-оксид 478

Зубов Ф.И., Жуков А.Е., Асрян Л.В., Максимов М.В., Крыжановская Н.В. Высокая температурная стабильность полупроводниковых лазеров с асимметричными барьерными слоями 480

Колесников М.Н., Звонков Б.Н., Некоркин С.М., Бабушкина Т.С., Алешкин В.Я., Дубинов А.А. Мощный диодный лазер со сверхузкой диаграммой направленности 482

Коломыс А.Ф., Стрельчук В.В., Шамирзаев Т.С., Tronc P. Субмикронные рамановские и люминесцентные исследования гетероструктур с InAs/AlAs/GaAlAs квантовыми точками 484

Гинзбург Н.С., Кочаровская Е.Р., Сергеев А.С. Динамика мод и особенности выжигания спектральных провалов в сверхизлучающих полупроводниковых лазерах 486

Кочиев М.В., Сибельдин Н.Н., Скориков М.Л., Цветков В.А. Влияние уровня фотовозбуждения на температурное тушение и динамику люминесценции структур GaAs/AlGaAs с мелкими квантовыми ямами 488

Красильникова Л.В., Степихова М.В., Яблонский А.Н., Шенгуров В.Г., Красильник З.Ф. Особенности процессов возбуждения редкоземельной примеси эрбия в эпитаксиальных структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si 490

Багаев В.С., Кривобок В.С., Мартовицкий В.П., Николаев С.Н. Хрупкая релаксация напряжений несоответствия в люминесцирующих структурах Si(001)/SiGe/Si 492

Крыжановская Н.В., Егоров А.Ю., Пирогов Е.В., Соболев М.С. Оптические свойства четверных полупроводниковых твердых растворов $GaN_xAs_yP_{1-x-y}$ 494

Алешкин В.Я., Гавриленко Л.В., Гапонова Д.М., Красильник З.Ф., Крыжков Д.И., Курицын Д.В., Сергеев С.М., Лысенко В.Г., Sørensen Claus B. Влияние квантово-размерного эффекта Штарка на экситонную фотолюминесценцию в одиночных и двойных туннельно-связанных квантовых ямах 496

Кудрявцев К.Е., Шмагин В.Б., Шенгуров Д.В., Кузнецов В.П., Красильник З.Ф. Оже-девозбуждение ионов эрбия в кремниевых диодных структурах, выращенных методом сублимационной МЛЭ 498

Кукушкин В.А. Фонтанные лазерные схемы дальнего инфракрасного диапазона на полупроводниковых наногетероструктурах 500

Ластовкин А.А., Иконников А.В., Спирин К.Е., Жолудев М.С., Гавриленко В.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Садофьев Ю.Г., Самал Н. Исследование циклотронного резонанса полупроводниковых наноструктур с квантовыми ямами на основе HgCdTe 502

Красильник З.Ф., Кудрявцев К.Е., Качемцев А.Н., Лобанов Д.Н., Новиков А.В., Оболенский С.В., Шенгуров Д.В. Сравнительный анализ радиационного воздействия на электролюминесценцию кремния и SiGe/Si(001)-гетероструктур с самоформирующимися нанооствровками 504

Антонов А.В., Гавриленко Л.В., Данильцев В.М., Дроздов М.Н., Кудрявцев К.Е., Курицын Д.И., Молдавская Л.Д. Кинетика фотолюминесценции и фотопроводимость структур с квантовыми точками InAs 506

Морозов С.В., Жолудев М.С., Антонов А.В., Румянцев В.В., Гавриленко В.И., Дубинов А.А., Drachenko O., Winnerl S., Schneider H. and Helm M. Исследования времен жизни носителей в графеноподобных гетероструктурах с квантовыми ямами $Hg_yCd_{1-y}Te/Cd_{1-x}Hg_xTe$ методом терагерцовой pump-probe-спектроскопии 508

Нагорных С.Н., Павленков В.И., Михайлов А.Н., Белов А.И., Красильникова Л.В., Бурдов В.А., Тетельбаум Д.И. Модель температурной зависимости фотолюминесценции нанокристаллов кремния в матрице диоксида кремния 510

Нежданов А.В., Машин А.И., Ершов А.В., Шенгуров В.Г., Афанаскин А.Ю. Оптические свойства самоформирующихся кремниевых наноструктур на подложках ВОПГ и сапфира 512

Мельник Н.Н., Кучеренко И.В., Заварицкая Т.Н., Пляшечник О.С., Wojtowicz T., Janic E. Резонансное рассеяние света в нанопроволоках ZnTe, ZnMnTe 514

Попов В.В., Фатеев Д.В., Полищук О.В., Никитов С.А., Shur M.S. Усиление плазмонных резонансов в транзисторной структуре с решеточным затвором на мембранной подложке 516

Романова Ю.Ю. Усиление высокочастотных гармоник в полупроводниковых СР 518

Морозов С.В., Гавриленко В.И., Румянцев В.В., Гавриленко Л.В., Антонов А.В., Кудрявцев К.Е., Ерофеева И.В. Особенности релаксации примесной фотопроводимости в объемном кремнии, легированном бором 520

Садофьев Ю.Г., Samal N., Козловский В.И. Межзонная люминесценция GaAs/AlGaAs ТГц ККЛ структур при нулевом напряжении смещения 522

Крыжков Д.И., Морозов С.В., Гапонова Д.М., Сергеев С.М., Гавриленко В.И., Курицын Д.И., Садофьев Ю.Г., Samal N. Диагностика квантовых каскадных структур оптическими методами в ближнем ИК-диапазоне 525

Степихова М.В., Красильникова Л.В., Дроздов Ю.Н., Красильник З.Ф., Чалков В.Ю., Шенгуров В.Г. Излучающие свойства волноводных гетероструктур $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ 527

Ушаков Д.В., Кононенко В.К. Расчет внутриподзонных переходов в квантово-каскадных структурах на основе соединений Si/Ge 529

Байдусь Н.В., Хазанова С.В., Дегтярев В.Е. Влияние флуктуаций состава и эффекта сегрегации на оптические свойства туннельно-связанных квантовых ям InGaAs/GaAs 531

Юрасова Н.В., Степихова М.В., Красильникова Л.В., Красильник З.Ф., Шенгуров В.Г., Коломийцев А.С., Громов А.Л., Ильин О.И., Агеев О.А. Микродисковые резонаторы на основе светоизлучающих структур Si/SiGe:Er: теоретический расчет и технология формирования 533

Яблонский А.Н., Андреев Б.А., Крыжков Д.И., Кузнецов В.П., Шенгуров Д.В., Красильник З.Ф. Спектры возбуждения люминесценции ионов эрбия в кремнии в условиях интенсивной оптической накачки 535

Агеев О.А., Авилов В.И., Солодовник М.С., Смирнов В.А. Исследование режимов локального анодного окисления эпитаксиальных структур арсенида галлия 537

Агеев О.А., Коломийцев А.С., Пустовой А.С., Смирнов В.А. Исследование методов изготовления и модификации зондов для сканирующей туннельной микроскопии 539

Арапкина Л.В., Крылова Л.А., Чапнин В.А., Чиж К.В., Юрьев В.А. Использование метода гидрирования в процессе жидкофазного травления для низкотемпературной очистки поверхности Si(001) перед МЛЭ: исследование методами СТМ и ДБОЭ 541

Арапкина Л.В., Крылова Л.А., Чапнин В.А., Чиж К.В., Юрьев В.А. СТМ-исследование процесса роста тонких слоев Ge на поверхности Si(001) 543

Борыгина К.И., Сульянова Е.А., Ульянов П.Г., Федосеенко С.И. Изучение морфологии поверхности и химического состава тонких пленок флюоритов 545

Брюквина Л.И., Леонова Н.В., Леонова А.В. Образование поверхностных наноразмерных структур в процессе термодиффузии редкоземельных примесей в кристаллах щелочно-земельных фторидов 546

Батурин А.С., Булах К.В., Зенкевич А.В., Миннекаев М.Н., Чуприк А.А. Исследование сегнетоэлектрических свойств сверхтонких пленок $BaTiO_3$ методами атомно-силовой микроскопии 548

Бизяев Д.А., Бухараев А.А., Нургазизов Н.И., Ханипов Т.Ф. Применение СЗМ-нанолитографии для формирования магнитных микро- и наноструктур 550

Горшков О.Н., Антонов И.Н., Шенина М.Е., Дудин А.Ю., Касаткин А.П. Формирование методами ионной имплантации наноразмерных частиц золота в матрицах $ZrO_2(Y)$ и GeO_2 552

Гущина Е.В., Маслова О.А., Alvarez J., Favre W., Varache R., Gueunier-Farret M.E., Гудовских А.С., Анкудинов А.В., Теруков Е.И., Kleider J.P. Сканирующая зондовая микроскопия проводимости гетерограницы аморфный – кристаллический кремний 554

Алексеев П.А., Дунаевский М.С., Титков А.Н. Наблюдение эффектов дрейфа и аккумуляции электронов на поверхности n-GaAs методом кельвин-зонд-микроскопии в градиентной моде 556

Догадин С.Е., Леесмент С.И., Карбань О.В. Способ автоматизированного создания панорамных СЗМ-изображений 558

Машин А.И., Коробков А.В. Эффект памяти в полимер-диспергированных жидких кристаллах 560

Павлов Д.А., Коротков Е.В., Шиляев П.А., Кривулин Н.О., Гладышева В.А., Борбов А.И. Влияния условий молекулярно-лучевого осаждения на механические свойства слоёв кремния на сапфире 562

Машин А.И., Кудряшов М.А., Федосов А.Е., Chidichimo G., De Filpo G. Получение, морфология и оптические свойства нанокомпозитов «серебро/полимер» 564

Лапшин Р.В., Азанов П.В., Кириленко Е.П. Получение в плазме тлеющего разряда каталитических наночастиц никеля заданных размеров путём многократного повторения циклов намагничивания – осаждения 566

Няпшаев И.А., Анкудинов А.В., Возняковский А.П., Феклистов А.А., Стовпяга А.В. Атомно-силовая микроскопия структуры и механических свойств ультратонких пленок полимерных композитов 568

Одобеско А.Б., Зайцев-Зотов С.В. Низкотемпературная туннельная спектроскопия энергетической структуры поверхности Si(111)-7×7 слаболегированного кремния 570

Ошитков А.А. Определение микротопографии и химического состава наносистем кластеры Pt – полимерная матрица 572

Резник А.Н., Шерешевский И.А., Вдовичева Н.К. Глубинная профилометрия концентрации свободных носителей в полупроводниковых наноструктурах при помощи ближнепольной сверхвысокочастотной микроскопии 574

Симагина Л.В., Гайнутдинов Р.В., Волк Т.Р., Лысова О.А., Толстихина А.Л., Ивлева Л.И. Особенности динамики сегнетоэлектрических доменов в кристаллах ниобата бария-стронция в поле сканирующего зондового микроскопа 576

Собакинская Е.А., Дорофеев И.А., Вакс В.Л. Эффекты временных и пространственных корреляций тепловых полей поверхности в спектре адсорбированных частиц 578

Толстихина А.Л., Белугина Н.В., Гайнутдинов Р.В., Ломакова Е.М., Долбинина В.В. Исследование сегнетоэлектрических кристаллов TGS с примесями внедрения и замещения методом СЗМ 580

Ульянов П.Г., Добротворский А.М., Усачёв Д.Ю., Борыгина К.И., Адамчук В.К. Применение микроскопа атомных сил для исследования наноструктуры металлов и сплавов, подвергнутых механическим и термическим воздействиям 582

Федоров А.В., Усачев Д.Ю., Вилков О.Ю., Адамчук В.К. Электронная структура системы графен/Al(111) 583

Федотов Н.И., Сергеева О.Ю., Одобеско А.Б., Зайцев-Зотов С.В. Сканирующая туннельная микроскопия и спектроскопия атомных цепочек In на поверхности Si(001) 584

Чикина А.Г. Модификация структуры графена при интеркаляции золота 586

Попов В.С., Шелаев А.В. Интеграция СЗМ и пьезокварцевых микровесов 587

Александров А.П., Битюрин Н.М., Степанов А.Н., Яшунин Д.А. Исследование нелинейно-оптических свойств золотых наночастиц с помощью фемтосекундного лазерного излучения 588

Andreeva M.A., Gupta A., Kamali S., Yoda Y. Depth-selective investigation of the spin reorientation in the antiferromagnetically coupled Fe/Cr superlattice 590

Барышева М.М., Забродин И.Г., Каськов И.А., Клюенков Е.Б., Пестов А.Е., Рогачев Д.Н., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И. Стенд для изучения шероховатости поверхностей сложной формы в частотном диапазоне 0,001–100 обратных микрометров 592

Андреев С.С., Барышева М.М., Вайнер Ю.А., Гайкович П.К., Парьев Д.Е., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. Многослойные структуры на основе Cr/Sc и Co/Sc 594

Дроздов Ю.Н., Новиков А.В., Юрасов Д.В., Юнин П.А. Новый подход к рентгенодифракционному анализу тестовых структур при калибровке потоков в реакторах эпитаксиального роста 596

Ахсахалян А.Д., Зорина М.В., Нефедов И.М., Харитонов А.И. Компьютерное моделирование и оптимизация процесса травления цилиндрических зеркал 598

Григорьев М.В., Иржак Д.В., Рощупкин Д.В., Фахртдинов Р.Р., Якимов Е.Б. Реализация метода наведенного тока на лабораторном источнике рентгеновского излучения 600

Иржак Д.В., Князев М.В., Рощупкин Д.В., Фахртдинов Р.Р., Щелоков И.А. Дифракционная решетка с фазосдвигающим металлическим слоем 602

Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Клюенков Е.Б., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Салащенко Н.Н., Цыбин Н.Н., Шмаенок Л.А. Трансформация состава и структуры свободновисящих Mo/$ZrSi_2$-пленок в условиях высокотемпературного отжига в вакууме и водородной атмосфере 604

Марков А.В., Трушин В.Н., Зайцева Е.В. Корректировка профиля параболической поверхности модульных элементов 606

Митрофанов А.В., Апель П.Ю., Бурмистров А.А., Левкович Н.В., Орелович О.Л. Сменные окна и фильтры детекторов рентгеновского изображения на основе пористых пленок субмикронной толщины 607

Андреев С.С., Барышева М.М., Вайнер Ю.А., Гайкович П.К., Парьев Д.Е., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. Многослойные рентгеновские зеркала для мягкого рентгеновского излучения 4.4–5 нм.... 608

Барышева М.М., Пестов А.Е., Рогачев Д.Н., Салащенко Н.Н., Скрыль А.С., Торопов М.Н., Чхало Н.И. Проект зеркального рентгеновского микроскопа для биологических исследований в области окна прозрачности воды..... 610

Вайнер Ю.А., Зуев С.Ю., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Стариков С.Д. Al-содержащие многослойные зеркала для диапазона длин волн 25–40 нм 612

Барышева М.М., Вайнер Ю.А., Грибков Б.А., Зорина М.В., Рогачев Д.Н., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И. Измерение шероховатости поверхностей в среднем диапазоне пространственных частот (10^{-3}–10^{-1} мкм$^{-1}$) методом безэталонной оптической интерферометрии.... 614

Рощупкин Д.В., Иржак Д.В., Емелин Е.Е., Фахртдинов Р.Р. Сегнетоэлектрические доменные структуры в кристалле $LiNbO_3$: формирование методом прямой электронно-лучевой переполяризации, исследование методами рентгеновской топографии и дифрактометрии 615

Салащенко Н.Н., Скрыль А.С., Торопов М.Н., Чхало Н.И. Анализ применения дифракционных оптических элементов для аттестации асферической оптики с субнанометровой точностью..... 617

Смирнова И.А., Суворов Э.В. Формирование изображения дефектов в проекционной топографии ... 619

Татарский Д.А., Фраерман А.А. Интерференционное усиление магнитооптического эффекта Керра в многослойных структурах..... 621

Волгунов Д.Г., Салащенко Н.Н., Скрыль А.С., Торопов М.Н., Чхало Н.И. Стенд светосильного интерферометра на основе двух низкокогерентных источников сферической волны 623

Зайцева Е.В., Маркелов А.С., Трушин В.Н., Чупрунов Е.В. Особенности формирования светоиндуцированного температурного поля деформации и рентгеновских изображений в двулучепреломляющих кристаллах..... 625

Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Храмков Р.А., Чхало Н.И. Моделирование рельефа поверхности плавленого кварца под действием ионной бомбардировки 627

Дроздов М.Н., Клюенков Е.Б., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И., Шмаенок Л.А. Долговременные испытания Mo/$ZrSi_2$-фильтра методом токового нагрева в вакууме..... 628

Гусев С.А., Зуев С.Ю., Климов А.Ю., Пестов А.Е., Полковников В.Н., Рогов В.В., Салащенко Н.Н., Скороходов Е.В., Торопов М.Н., Чхало Н.И. Отражательная маска для проекционной литографии на длине волны 13,5 нм 630

Список участников 632

Авторский указатель..... 649

Научное издание

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XV международного симпозиума

В двух томах

Т о м 2

Оригинал-макет подготовлен Редакционно-издательской группой Института прикладной физики РАН

Редакторы-корректоры *Н. Н. Кралина, И. А. Кокорина*
Верстка *М. В. Башевой, Н. Н. Кралиной, А. А. Маховой*
Технический редактор *Д. П. Семенова*
Обложка *С. В. Кротовой*

Бумага Data Copy.
Усл. печ. л. 43,5. Уч.-изд. л. 38,0. Тираж 300 экз. Заказ № 20(2011).

Отпечатано на ризографе в Институте прикладной физики РАН,
603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46