

**XII РОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ  
ПО ФИЗИКЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

**ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**

**ПОЛУПРОВОДНИКИ 2015**

**Ершово, 21-25 сентября 2015 г**

УДК 53  
ББК 22.3

**Тезисы докладов XII Российской конференции по физике полупроводников.**–  
Москва, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 2015. с. 456

Издание осуществлено на основе MS Word файлов, представленных авторами докладов. В процессе верстки исправлены только ошибки стилевого оформления.

## ХII Российская конференция по физике полупроводников (Полупроводники 2015)

### Организаторы и партнеры:

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева РАН



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

Физический факультет  
МГУ  
им. М. В. Ломоносова



Научный совет по физике  
полупроводников,  
Отделение физических  
наук РАН

**mikron**  
ОАО «НИИМЭ и Микрон»

ОАО  
«НИИ молекулярной  
электроники и завод  
«Микрон»



**РОСНАНО**

ФОНД ИНФРАСТРУКТУРНЫХ  
И ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ



ООО  
«Триумфф сервис»

### Финансовая поддержка

Организаторы глубоко признательны за поддержку конференции:

Российской  
Академии  
наук



Российскому фонду  
фундаментальных  
исследований

ФАНО России



ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО  
НАУЧНЫХ ОРГАНИЗАЦИЙ

ООО  
«Брукер»



**RTI**  
КРИОМАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ

ООО «РТИ,  
Криомагнитные системы»

Сайт конференции <http://semicond-2015.lebedev.ru/>

## Программный комитет

---

Председатель:	Е.Л. Ивченко	ФТИ РАН, С.-Петербург
Уч. секретарь:	И.П. Акимченко	Научный совет по физике полупроводников РАН, Москва
	Ж.И. Алферов	СПб АУ НОЦНТ РАН, С.-Петербург
	А.А. Андронов	ИФМ РАН, Н.Новгород
	А.Л. Асеев	ИФП СО РАН, Новосибирск
	В.А. Волков	ИРЭ РАН, Москва
	С.В. Гапонов	ИФМ РАН, Н. Новгород
	А.А. Гиппиус	ФИАН, Москва
	М.М. Глазов	ФТИ РАН, С.-Петербург
	А.А. Горбачевич	ФИАН, Москва
	А.В. Двуреченский	ИФП СО РАН, Новосибирск
	В.С. Днепровский	МГУ, Москва
	А.Г. Забродский	ФТИ РАН, С.-Петербург
	С.В. Зайцев-Зотов	ИРЭ РАН, Москва
	А.А. Каплянский	ФТИ РАН, С.-Петербург
	В.В. Кведер	ИФТТ РАН, Черногловка
	Л.В. Келдыш	ФИАН, Москва
	П.С. Копьев	ФТИ РАН, С.-Петербург
	З.Ф. Красильник	ИФМ РАН, Н.Новгород
	Г.Я. Красников	ОАО «НИИМЭ и «Микрон», Зеленоград
	И.В. Кукушкин	ИФТТ РАН, Черногловка
	В.Д. Кулаковский	ИФТТ РАН, Черногловка
	Л.В. Кулик	ИФТТ РАН, Черногловка
	Ю.Г. Кусраев	ФТИ РАН, С.-Петербург
	А.В. Латышев	ИФП СО РАН, Новосибирск
	И.Г. Неизвестный	ИФП СО РАН, Новосибирск
	В.И. Окулов	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
	Я.Е. Покровский	ИРЭ РАН, Москва
	А.А. Саранин	ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
	Н.Н. Сибельдин	ФИАН, Москва
	Р.А. Сурис	ФТИ РАН, С.-Петербург
	А.С. Терехов	ИФП СО РАН, Новосибирск
	В.Б. Тимофеев	ИФТТ РАН, Черногловка
	В.М. Устинов	ФТИ РАН, С.-Петербург
	Д.Р. Хохлов	МГУ, Москва
	А.В. Чаплик	ИФП СО РАН, Новосибирск
	В.И. Шашкин	ИФМ РАН, Н.Новгород



## Организационный комитет

---

Председатель:	Н.Н. Сибельдин	ФИАН, Москва
Зам. председателя	А.А. Горбацевич	ФИАН, Москва
Зам. председателя	Д.Р. Хохлов	МГУ, Москва
Уч. секретарь:	А.А. Пручкина	ФИАН, Москва
	Ю.А. Алещенко	ФИАН, Москва
	Б.А. Аронзон	НИЦ «КИ» и ФИАН, Москва
	Т.М. Бурбаев	ФИАН, Москва
	В.А. Волков	ИРЭ РАН, Москва
	В.И. Гавриленко	ИФМ РАН, Н. Новгород
	А.А. Гиппиус	ФИАН, Москва
	А.В. Двуреченский	ИФП СО РАН, Новосибирск
	В.А. Дравин	ФИАН, Москва
	В.А. Заяц	ОФН РАН
	А.Г. Итальянцев	ОАО «НИИМЭ и «Микрон», Зеленоград
	О.А. Клименко	ФИАН, Москва
	П.С. Копьев	ФТИ РАН, С.-Петербург
	М.В. Кочиев	ФИАН, Москва
	А.В. Кулешов	ФИАН, Москва
	И.В. Кучеренко	ФИАН, Москва
	Ю.А. Митягин	ФИАН, Москва
	В.И. Окулов	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
	Л.С. Подлесных	ФИАН, Москва
	Т.А. Романова	ФИАН, Москва
	А.И. Шарков	ФИАН, Москва

## Тематика и формат конференции

---

В программу конференции включено 388 докладов по следующим разделам:

1. **Объемные полупроводники:** электрические и оптические свойства, релаксация носителей заряда, сверхбыстрые явления, экситоны, фононы, фазовые переходы, упорядочение.
2. **Поверхность, пленки, слои:** эпитаксия, атомная и электронная структура поверхности, адсорбция и поверхностные реакции, процессы формирования (самоорганизации) нанокластеров, СТМ и АСМ, оптическая микроскопия ближнего поля.
3. **Гетероструктуры и сверхрешетки:** структурные и оптические свойства, электронный транспорт, микрорезонаторы.
4. **Двумерные системы:** структурные, электронные, магнитные и оптические свойства, туннелирование, локализация, фононы, плазмоны, квантовый эффект Холла, корреляционные эффекты.
5. **Одномерные и нульмерные системы:** энергетический спектр, электронный транспорт, оптические свойства, локализация.
6. **Спиновые явления, спинтроника, наномagnetизм.**
7. **Примеси и дефекты** (объемные полупроводники и квантово-размерные структуры): примеси с мелкими и глубокими уровнями, магнитные примеси, структурные дефекты, неупорядоченные полупроводники.
8. **Высокочастотные явления в полупроводниках** (СВЧ и терагерцовый диапазон).
9. **Органические полупроводники, молекулярные системы.**
10. **Углеродные наноматериалы.**
11. **Метаматериалы и фотонные кристаллы. Нанопотоника.**
12. **Полупроводниковые приборы и устройства:** технология, методы исследования, наноприборы.
13. **Наномеханика.**
14. **Топологические изоляторы.**

### Коды докладов

Всем докладам, включенным в Программу конференции, присвоены коды, которые приведены перед их названиями.

Формат кода для устных докладов: <День недели> <Зал> <Номер заседания>

<Порядковый номер доклада> <статус доклада: пл – пленарный, п – приглашенный, у – устный>.

Формат кода стендового сообщения: <День недели> <Тематика> <Номер стенда>

<с — стенд>.



**РОСНАНО**

ФОНД ИНФРАСТРУКТУРНЫХ  
И ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ

## ФОНД ИНФРАСТРУКТУРНЫХ И ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ -

один из крупнейших российских  
институтов развития

- Сеть из **12** нанотехнологических центров
- Более **350** стартапов в **9** регионах России
- Развитие рынков инновационной продукции
- Более **102** программ дополнительного профессионального образования
- Школьная лига РОСНАНО: поддержка естественнонаучного образования
- E-Nano: дистанционные образовательные программы
- Стандартизация, сертификация и оценка безопасности нанопродукции
- Совершенствование законодательства в области развития инноваций
- Популяризация нанотехнологий



## **Bruker — более 40 лет в России!**

Компания Bruker начала активно сотрудничать с ведущими научно-исследовательскими организациями на территории бывшего СССР в 1970 году. В это время было основано представительство со штатом из 5 сотрудников. В 1983 году был открыт сервисный центр и демонстрационная лаборатория в Институте химической физики АН СССР. Доктор Уве Айххофф и Барбара Айххофф представляли интересы фирмы в СССР, СНГ и России до 1998 г. В 1998 году представительство было реорганизовано в ООО «Брукер», дочернюю структуру корпорации Bruker.

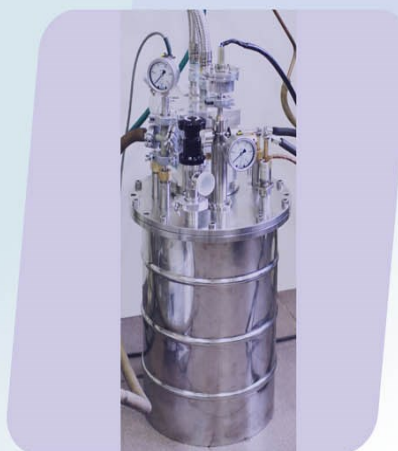
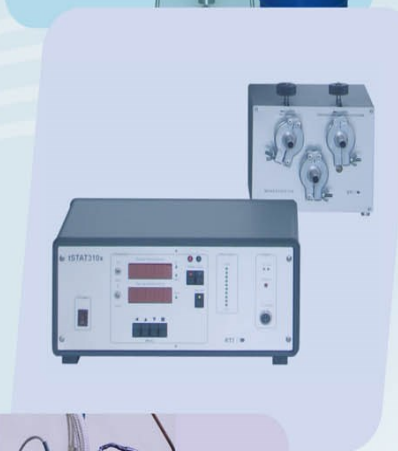
Сейчас ООО «Брукер» насчитывает более 50 высококлассных специалистов, сертифицированных компанией Bruker. ООО «Брукер» специализируется на поставках спектрального аналитического оборудования, выпускаемого Bruker, осуществляет запуск, методическую поддержку пользователей, гарантийное и послегарантийное обслуживание поставляемых приборов на всей территории Российской Федерации и бывших Союзных Республик.

ООО «Брукер» организовало две демонстрационные лаборатории в Москве, в которых представлено оборудование для ИК-спектроскопии, ИК-микроскопии, рентгеновское аналитическое оборудование, масс-спектрометрическое оборудование и приборы ЯМР. Сервисные центры компании расположены в Москве, Санкт-Петербурге, Екатеринбурге, Казани, Новосибирске.

- Ключевые технологии
- Магнитный резонанс
- Рентгеновское аналитическое оборудование
- Элементный анализ
- Инфракрасная и Рамановская спектроскопия
- Масс-спектрометрия
- Обнаружение СВРНЕ
- Анализ поверхности
- Доклиническая томография

## Криомагнитные приборы для научных исследований

- Сверхпроводящие магниты до 18 Тл
- "Сухие" магниты до 15 Тл
- Криостаты безгелиевые
- Криостаты для микроскопии
- Криостаты оптические
- Т-регуляторы, датчики
- Вставки He3, He4
- Охлаждаемые детекторы
- Измерители уровня
- Спецконфигурации





## optCRYO

### Универсальные гелиевые/азотные оптические криостаты

#### Области применения

- ❑ Оптика
- ❑ Раман-спектроскопия
- ❑ Электрооптика
- ❑ Поляризационная оптика
- ❑ Спектроскопия
- ❑ Оптомеханика

#### Основные модификации

- Оптические комби-криостаты (комбинация погружного и проточного криостата)

Образец в потоке газообразного гелия или азота

optCRYO105  
optCRYO105N2



- Оптические комби-криостаты



Образец в вакууме

optCRYO107vac  
optCRYO107vacN2

## microCRYO

### Проточные криостаты для микроскопии

#### Области применения

- ❑ Микроскопия
- ❑ Спектроскопия
- ❑ Оптика
- ❑ Раман-спектроскопия
- ❑ Оптомеханические исследования
- ❑ Люминесценция
- ❑ Электро-, магнитооптика
- ❑ Биофизика и медицина



Образец в вакууме

microCRYO102He  
microCRYO102N2

## xrayCRYO

### Универсальные гелиевые/азотные криостаты для рентгеновских исследований

#### Области применения

- ❑ Рентгеновские, синхротронные исследования
- ❑ Мессбауровские исследования

- Рентгеновские комби-криостаты

Образец в потоке газообразного гелия или азота

xrayCRYO105  
xrayCRYO105N2

Образец в вакууме

xrayCRYO107vac  
xrayCRYO107vacN2



### КриоСБОМ101

**Низкотемпературный сканирующий ближнепольный оптический микроскоп**

Области применения

- ❑ Нанотехнологии
- ❑ Физика низких температур
- ❑ Физика поверхностей
- ❑ Тонкие пленки
- ❑ Оптика и люминесценция



- Ближнепольный оптический и атомносиловой режимы сканирования
- Разрешающая способность 30-50 нм
- Возможность работы в расширенном диапазоне температур 1,8-300 К



### CryoFree104

**Безжидкостный криостат в диапазоне температур 4,2 – 273 К**

Области применения

- ❑ Оптические исследования
- ❑ Рентгеновские исследования
- ❑ Мессбауэровские исследования



- Длительные исследования без использования жидкого гелия
- Уменьшенные вибрации криостата

### CryoFree404

**Сверхпроводящий магнит на 8 Тл без использования жидкого гелия и азота**

Области применения

- ❑ Измерения электрофизических свойств образцов при низких температурах в магнитном поле



- Магнитные поля до 8 Тл без использования жидкого гелия и азота
- Температура на образце 5-300 К
- Один криокулер для охлаждения соленоида и образца

### CryoFree204

**Безжидкостный криостат для в диапазоне температур 4,2 – 273 К**

Области применения

- ❑ Исследования физических свойств в магнитном поле



- Длительные исследования без использования жидкого гелия

**Контактная информация:**

119991 Москва, Ленинский пр-т 53 корпус 8, ФИАН, ООО РТИ;  
 Телефон: (499) 132-68-72, 135-03-70, (495) 747-94-48;  
 Факс: (499) 132-60-31, (495) 747-94-48;  
 Website: [www.cryo.ru](http://www.cryo.ru); e-mail: [cmsystems@cryo.ru](mailto:cmsystems@cryo.ru).

## Содержание

### Пленарные доклады

---

Пн А0-1пл	<b>П. С. Копьев</b> Нитриды в мире и в России .....	3
Пн А0-2пл	<b>В. М. Пудалов</b> Термодинамика и магнитопрободимость коррелированной 2D электронной системы .....	4
Пт А0-1пл	<b>В. А. Волков</b> Полупроводниковые структуры с дираковскими фермионами .....	5

### Устные доклады

---

Пн А 1-1п	<b>С. С. Гаврилов, Н. А. Гиппиус, А. А. Деменев, В. Д. Кулаковский</b> Нестационарные и переходные состояния сильнонеравновесного конденсата экситонных поляритонов .....	9
Пн А 1-2п	<b>А. С. Журавлев</b> Конденсация спин-циклотронных экситонов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах.....	10
Пн А 1-3у	<b>А. В. Черненко, Ю. Фишер, С. Бродбек, И. Ледерер, А. Рахими-Иман, М. Амтор, В. Д. Кулаковский, М. Камп, М. Дурнев, К. Шнайдер, А. В. Кавокин, С. Хёфлинг</b> Конденсат поляритонов в магнитном поле: изменение знака g-фактора и скачок диамагнитной восприимчивости .....	11
Пн А 1-4у	<b>Т. С. Шамирзаев, J. Debus, М. М. Глазов, Е. Л. Ивченко, Д. Р. Яковлев, М. Вайер</b> Динамика рекомбинации экситонов в гетероструктурах с монослойными квантовыми ямами GaAs/AlAs и InAs/AlAs в сильных магнитных полях .....	12
Пн А 1-5у	<b>И. Я. Герловин, И. И. Игнатьев, И. А. Ловцюс, В. В. Петров, А. В. Трифонов</b> Биения квантово-размерных экситонных состояний в InGaAs/GaAs гетероструктуре .....	13
Пн А 1-6у	<b>Р. В. Чербунин, Н. Е. Коптева, А. В. Михайлов</b> Гигантское керровское вращение света в структурах с микрорезонаторами .....	14



Пн А 1-7у	<i>В. В. Бельх, М. В. Кочиев</i> Нагрев экситонной системы вследствие излучательной рекомбинации экситонов и биэкситонов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs .....	15
Пн А 1-8у	<i>А. Ю. Маслов, О. В. Прошина</i> Электрон-фононное взаимодействие в анизотропных квантовых ямах .....	16
Пн Б 1-1п	<i>А. Г. Журавлев, А. С. Романов, А. Г. Паулиш, Г. Э. Шайблер, В. Л. Альперович</i> Фотоэмиссия из GaAs с неравновесными слоями цезия.....	17
Пн Б 1-2п	<i>М. О. Нестоклон</i> Эффекты атомарной структуры интерфейсов в полупроводниковых наносистемах .....	18
Пн Б 1-3у	<i>А. Б. Одобеско, А. А. Майзлах, С. В. Зайцев-Зотов</i> Влияние динамической Кулоновской блокады на туннельные характеристики поверхности Si(111)-7x7.....	19
Пн Б 1-4у	<i>А. Н. Чайка, О. В. Молодцова, С. Бабенков, А. Захаров, Yuran Niu, Д. Марченко, J. Sánchez-Barriga, P. Mandal, А. Варыхалов, А. Locatelli, А. Sala, Т. Onur Menten, В. Ю. Аристов</i> Атомная и электронная структура графена на поверхности кубического карбида кремния SiC(001).....	20
Пн Б 1-5у	<i>А. А. Веденеев, К. Н. Ельцов</i> Структурный переход $4 \times 2 / c8 \times 2 \rightarrow nx6$ на поверхности GaAs(001) при температурах 350-500 °С.....	21
Пн Б 1-6у	<i>В. В. Бакин, К. В. Торонецкий, Г. Э. Шайблер, А. С. Терехов</i> Механизмы Cs-индуцированной хемосорбции кислорода на поверхности p-GaAs(Cs,O).....	22
Пн Б 1-7у	<i>В. В. Бакин, Д. В. Горшков, С. А. Рожков, С. Н. Косолобов, Г. Э. Шайблер, А. С. Терехов</i> Неупругое рассеяние фотоэлектронов на границе раздела $p^+$ - GaAs(Cs,O) – вакуум .....	23
Пн Б 1-8у	<i>Д. В. Грузнев, Л. В. Бондаренко, А. В. Матецкий, А. Ю. Тупчая, С. В. Еремеев, J.-P. Chou, C.-R. Hsing, C.-M. Wei, А. В. Зотов, А. А. Саранин</i> Управление структурой спин-расщепленных электронных состояний в двумерных сплавах на поверхности полупроводников .....	24
Вт А 1-1п	<i>А. Ф. Цацульников, В. В. Лундин, А. Е. Николаев, А. В. Сахаров, Н. Черкашин, В. М. Устинов</i> Стимулированная фазовая сепарация в InGaAlN гетероструктурах.....	25

Вт А 1-2п	<b>В. В. Бельков, М. М. Глазов, Л. Е. Голуб, М. А. Семина, З. Д. Квон, Д. А. Козлов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, С. Zoth, С. Д. Ганичев</b> Квантовые осцилляции фототока в квантовых ямах на основе теллурида ртути .....	26
Вт А 1-3у	<b>И. В. Алтухов, М. С. Каган, С. К. Папроцкий, А. Д. Буравлев, А. П. Васильев, Н. Д. Ильинская, А. А. Усикова, В. М. Устинов</b> Влияние ТГц резонатора на туннельную проводимость короткопериодных сверхрешеток .....	27
Вт А 1-4у	<b>Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин, М. Henini</b> Осцилляции фотопроводимости в p-i-n GaAs/AlAs гетероструктурах с квантовыми точками .....	28
Вт А 1-5у	<b>М. А. Пятаев, А. В. Шорохов, Д. С. Приймак, Н. Н. Хвастунов, К. Н. Алексеев</b> Механизм усиления терагерцового излучения на отрицательных электронных массах в полупроводниковой сверхрешетке .....	29
Вт А 1-6у	<b>М. П. Теленков, Ю. А. Митягин, А. А. Куцевол, В. В. Агафонов</b> Межподзонная инверсия населенностей и вынужденные излучательные переходы терагерцового диапазона в системе уровней Ландау в резонансно-туннельных структурах из квантовых ям .....	30
Вт Б 1-1п	<b>П. П. Васильев</b> Квантовый фазовый переход в процессе сверхизлучения в полупроводниках при комнатной температуре .....	31
Вт Б 1-2п	<b>Р. Х. Жукавин, В. Н. Шастин, С. Г. Павлов, Н.-W. Hübers</b> Механизмы стимулированного излучения в кремнии с мелкими примесными центрами: вынужденное комбинационное рассеяние и инверсия населенности.....	32
Вт Б 1-3у	<b>С. В. Мутилин, А. Ф. Булдыгин, Л. В. Яковкина, В. Я. Принц</b> Фазовый переход полупроводник-металл в диоксиде ванадия: обзор работ и результаты воздействия импульсного СВЧ поля .....	33
Вт Б 1-4у	<b>В. С. Багаев, Ю. В. Клевков, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, А. А. Пручкина</b> Излучение изолированных систем типа «точечный дефект–дислокация» в высокочистых поликристаллах CdTe.....	34
Вт Б 1-5у	<b>А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский, П. В. Семенухин, Т. В. Тиснек, С. И. Голощанов</b> Спиновое упорядочение и низкотемпературный транспорт в Ge:As вблизи фазового перехода изолятор – металл .....	35
Вт Б 1-6у	<b>М. А. Семина, М. М. Глазов, J. Thewes, J. Heckotter, T. Kazimierczuk, M. Aßmann, D. Frohlich, M. Bayer</b> Тонкая структура F-экситонов в закиси меди.....	36

<b>Вт А 2-1п</b>	<i>М. В. Боев, В. М. Ковалев, А. В. Чаплик</i> Акустоекситонное взаимодействие в бозе-эйнштейновском конденсате не прямых дипольных экситонов .....	37
<b>Вт А 2-2у</b>	<i>А. В. Горбунов, Л. В. Кулик, А. С. Журавлев, В. Б. Тимофеев, И. В. Кукушкин</i> Сверхмедленная спиновая релаксация в системе двумерных электронов .....	38
<b>Вт А 2-3у</b>	<i>В. К. Калевич, М. М. Афанасьев, В. А. Лукошкин, Д. Д. Солнышков, G. Malpuech, К. В. Кавокин, S. I. Tsintzos, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, А. В. Кавокин</i> Структурирование конденсата экситонных поляритонов в цилиндрических пилларах с микрорезонатором .....	39
<b>Вт А 2-4у</b>	<i>Т. М. Бурбаев, М. А. Акмаев, Д. С. Козырев, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, Н. Н. Сибельдин, В. В. Ушаков, В. А. Цветков, А. В. Новиков, Д. Н. Лобанов</i> Электронно-дырочная жидкость в Si/Ge гетероструктурах II рода .....	40
<b>Вт А 2-5у</b>	<i>В. В. Еналдиев, В. А. Волков</i> Поверхностные состояния в висмутовой нанопроволоке.....	41
<b>Вт Б 2-1п</b>	<i>А. А. Дубинов, В. И. Рыжий, В. Я. Алешкин, М. В. Рыжий, Т. Otsuji</i> Усиление терагерцового излучения при туннелировании электронов между слоями графена .....	42
<b>Вт Б 2-2у</b>	<i>Е. Е. Вдовин, М. Т. Greenaway, А. Mishchenko, К. S. Novoselov, Т. М. Fromhold, Ю. Н. Ханин, L. Eaves</i> Спектроскопия уровней Ландау при туннелировании в структурах графен/нитрид бора/графен .....	43
<b>Вт Б 2-3у</b>	<i>Ю. Е. Лозовик, А. Д. Заболотский, А. А. Соколик</i> Квантовая емкость и скорость Ферми электронного газа в графене: влияние многочастичных эффектов.....	44
<b>Вт Б 2-4у</b>	<i>С. А. Тарасенко, Л. Е. Голуб, Е. Л. Ивченко</i> Долинные оптические и фотогальванические эффекты в двумерных кристаллах .....	45
<b>Вт Б 2-5у</b>	<i>Л. С. Брагинский, М. В. Энтин</i> Междолинное рассеяние электронов заряженными примесями в графене .....	46
<b>Вт А 3-1п</b>	<i>А. Б. Ваньков, И. В. Кукушкин, В. В. Соловьев</i> Магнитооптика сильнокоррелированных двумерных электронных систем в структурах ZnO/MgZnO .....	47
<b>Вт А 3-2п</b>	<i>В. М. Муравьев, П. А. Гусихин, И. В. Кукушкин</i> Новый тип плазменных возбуждений в двумерной электронной системе с верхним затвором.....	48

<b>Вт А 3-3у</b>	<b><i>С. И. Дорожкин, К. von Klitzing, J. H. Smet</i></b> Нерегулярные перевероты электрического поля в доменной структуре, возникающей в неравновесных двумерных электронных системах под микроволновым облучением.....	49
<b>Вт А 3-4у</b>	<b><i>А. А. Заболотных, В. А. Волков</i></b> Спектр краевых плазмонов при учёте электромагнитного запаздывания .....	50
<b>Вт А 3-5у</b>	<b><i>И. В. Андреев, В. М. Муравьев, В. Н. Белянин, И. В. Кукушкин</i></b> Радиационный и релаксационный вклад в ширину линии магнитоплазменного резонанса в двумерных электронных системах .....	51
<b>Вт А 3-6у</b>	<b><i>А. Р. Хисамеева, В. Н. Белянин, П. А. Гусихин, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин</i></b> Плазменные возбуждения в двумерной системе тяжелых анизотропных фермионов .....	52
<b>Вт А 3-7у</b>	<b><i>А. В. Щепетильников, Ю. А. Нефёдов, И. В. Кукушкин</i></b> Изучение спиновых свойств двумерных систем с тяжелыми электронами посредством методики ЭПР .....	53
<b>Вт Б 3-1п</b>	<b><i>А. В. Родина, Ал. Л. Эфрос</i></b> Радиационная рекомбинация темного экситона в коллоидных нанокристаллах .....	54
<b>Вт Б 3-2п</b>	<b><i>А. Г. Милёхин, Л. Л. Свешникова, Т. А. Дуда, Е. Е. Родякина, Н. А. Ерюков, V. M. Dzhagan, E. Sheremet, O. D. Gordan, А. В. Латышев, D. R. T. Zahn</i></b> Гигантское комбинационное рассеяние света полупроводниковыми нанокристаллами на плазмонных структурах.....	55
<b>Вт Б 3-3п</b>	<b><i>А. А. Шевырин, А. Г. Погосов, М. В. Буданцев</i></b> Аномалии электронного транспорта в подвешенных полупроводниковых наноструктурах .....	56
<b>Вт Б 3-4у</b>	<b><i>А. М. Смирнов, М. В. Козлова, В. С. Днепровский</i></b> Нелинейные оптические процессы при самодифракции трех лазерных лучей в коллоидных квантовых точках CdSe/ZnS.....	57
<b>Вт Б 3-5у</b>	<b><i>С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский</i></b> Структурная перестройка волны зарядовой плотности при одноосной деформации и аномалии механических свойств квазиодномерных проводников.....	58
<b>Вт Б 3-6у</b>	<b><i>С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, А. П. Орлов</i></b> NbS <sub>3</sub> – уникальный квазиодномерный полупроводник с тремя пайерлсовскими переходами .....	59
<b>Ср А 1-1п</b>	<b><i>А. А. Быков</i></b> Нелинейный электронный транспорт в гетероструктурах GaAs/AlAs при больших факторах заполнения .....	60

Ср А 1-2п	<i>Д. А. Козлов, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий</i> Квантовый эффект Холла в системе дираковских фермионов на основе HgTe.....	61
Ср А 1-3у	<i>А. В. Германенко, Г. М. Миньков, О. Э. Рут, А. А. Шерстобитов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий</i> Слабая антилокализация в квантовых ямах HgTe вблизи дираковской точки.....	62
Ср А 1-4у	<i>З. Д. Квон, Т. Herrman, Д. А. Козлов, С. Н. Данилов, В. В. Бельков, В. Jentzsch, Р. Olbrich, С. Д. Ганичев, D. Weiss</i> Осцилляции магнитопроводимости двумерного электронного газа, индуцированные мощным терагерцовым излучением.....	63
Ср А 1-5у	<i>А. А. Шерстобитов, Г. М. Миньков, А. В. Германенко, О. Е. Рут, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий</i> Квантовая емкость двумерных систем HgTe при толщинах, близких к критической.....	64
Ср А 1-6у	<i>И. Л. Дричко, И. Ю. Смирнов, А. В. Суслов, L. N. Pfeiffer, К. W. West, Ю. М. Гальперин</i> Вигнеровский кристалл в режиме дробного квантового эффекта Холла в окрестности $\nu=1/5$ . Акустические методы исследования.....	65
Ср А 1-7у	<i>Г. М. Миньков, А. В. Германенко, А. А. Шерстобитов, О. Э. Рут, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий</i> Гигантское нарушение электрон-дырочной симметрии спин-орбитального расщепления дираковских фермионов в HgTe ямах.....	66
Ср Б 1-1п	<i>С. В. Морозов, В. В. Румянцев, А. В. Антонов, А. А. Дубинов, В. Я. Алёшкин, А. М. Кадыков, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко</i> Структуры HgCdTe для лазеров дальнего ИК диапазона.....	67
Ср Б 1-2п	<i>В. В. Васильев, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, В. Д. Кузьмин, Н. Н. Михайлов, В. Г. Ремесник, И. В. Сабинаина, Г. Ю. Сидоров, Ю. Г. Сидоров, М. В. Якушев, А. В. Латышев</i> Гетероэпитаксиальные наноструктуры HgCdTe для фотоприемников и лазерных излучателей.....	68
Ср Б 1-3у	<i>А. А. Гузев, В. М. Базовкин, А. П. Ковчавцев, А. В. Царенко, З. В. Панова, М. В. Якушев, Д. В. Марин, В. С. Варавин, В. В. Васильев, С. А. Дворецкий, И. В. Сабинаина, Ю. Г. Сидоров, Г. Ю. Сидоров</i> CdHgTe p+/n структуры выращиваемые МЛЭ на подложках Si(310) для тепловизоров работающих при повышенных температурах.....	69
Ср Б 1-4у	<i>К. С. Журавлев, А. К. Бакаров, Д. В. Гуляев, Д. Ю. Протасов, А. И. Торопов, В. М. Лукашин, В. Г. Латин, А. Б. Пашковский</i> Статус и перспективы мощных DA-pHEMT СВЧ-транзисторов.....	70

Ср Б 1-5у	<i>Д. Г. Есаев, А. П. Савченко, В. А. Фатеев, И. В. Марчишин, М. А. Демьяненко, А. И. Торопов, А. К. Калагин, Н. А. Валишева, Н. Р. Вицина</i> Матричные фотоприемники на основе многослойных структур GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами форматом 384x288 и 640x512.....	71
Ср Б 1-6у	<i>С. В. Гронин, С.В. Сорокин, И. В. Седова, Г. В. Климко, А. А. Торопов, К. Г. Беляев, С. Рувимов, П. С. Копьев, Е. В. Луценко, А. Г. Войнилович, Г. П. Яблонский, С. В. Иванов</i> Низкопороговые лазеры желто-оранжевого диапазона на основе гетероструктур с квантовыми точками CdSe/ZnCdSe, выращенных методом молекулярно- пучковой эпитаксии.....	72
Ср Б 1-7у	<i>Ю. П. Яковлев, А. А. Леонидов, В. В. Шерстнев, Е. А. Гребеницкова, Н. Д. Ильинская, О. Ю. Серебренникова, R. Teissier, А. Н. Баранов</i> Синхронизация мод в лазере со связанными дисковыми резонаторами .....	73
Чт А 1-1у	<i>О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, И. С. Терехов, О. П. Сушков</i> Электростатическая сверхрешетка как искусственный графен: критический беспорядок и электронная экранировка.....	74
Чт А 1-2у	<i>Е. А. Емельянов, А. В. Васев, М. А. Путьято, И. Б. Чистохин, В. В. Румянцев, С. В. Морозов, Б. Р. Семягин, А. П. Василенко, А. К. Гутаковский, В. В. Преображенский</i> Молекулярно-лучевая эпитаксия сверхрешеток GaSb/InAs: влияние температуры роста на свойства структур .....	75
Чт А 1-3у	<i>М. М. Соболев, М. С. Буяло, В. Н. Неведомский, Ю. М. Задиранов, Р. В. Золотарева, Е. Л. Портной</i> Прямое наблюдение полярона в сверхрешетке квантовых точек In(Ga)As/GaAs.....	76
Чт Б 1-1у	<i>В. П. Кочерешко, А. В. Платонов, В. Н. Кац, P Savvidis, А. V. Kavokin, L. Besombes, Н. Mariette</i> Бозе конденсация экситонных поляритонов в микрорезонаторах индуцированная магнитным полем .....	77
Чт Б 1-2у	<i>В. А. Зиновьев, А. В. Двуреченский, Ж. В. Смагина, Р. А. Кучинская, С. А. Рудин, А. В. Мудрый</i> Разреженные массивы кольцевых молекул из квантовых точек.....	78
Чт Б 1-3у	<i>В. А. Гайслер, А. В. Гайслер, А. И. Дерезев</i> Неклассические излучатели на основе квантовых точек.....	79
Чт А 2-1п	<i>С. И. Веденеев</i> Квантовые осцилляции в сильных магнитных полях, фаза Берри и сверхпроводимость в 3D топологических изоляторах $Bi_2Cu_xSe_3$ .....	80
Чт А 2-2п	<i>А. Н. Поддубный</i> Топологические состояния фотонов в наноструктурах .....	81

Чт Б 2-1у	<i>И. И. Засавицкий, М. Д. Кузьмичев, А. Н. Зубов, А. А. Мармалюк, М. А. Ладугин, А. А. Падалица, А. В. Лобинцов, Ю. В. Курнякко, С. М. Сапожников, Т. А. Багаев, А. Ю. Андреев, В. А. Симаков, С. С. Зарубин</i> Квантовый каскадный лазер, излучающий в ИК области спектра около 10 мкм .....	82
Чт Б 2-2у	<i>В. Е. Земляков, В. И. Егоркин, Т. В. Малин, В. Г. Мансуров, К. С. Журавлев</i> Нормально закрытый AlN-GaN СВЧ-транзистор .....	83
Чт Б 2-3у	<i>В. И. Брылевский, А. В. Рожков, И. А. Смирнова, П. Б. Родин, И. В. Грехов</i> Новый механизм генерации электронно-дырочной плазмы в GaAs диодах после пикосекундного лавинного переключения .....	84
Чт А 3-1у	<i>А. А. Капустин, В. С. Столяров, С. И. Божко, Д. Н. Борисенко, Н. Н. Колесников</i> Транспортные и туннельные измерения $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ : свойства объемных и квазидвумерных носителей заряда .....	85
Чт А 3-2у	<i>В. А. Сабликов, А. А. Суханов</i> Квантовые примесные состояния в 2D топологических изоляторах .....	86
Чт А 3-3у	<i>Д. А. Козлов, З. Д. Квон, D. Weiss, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий</i> Магнитоемкостная спектроскопия трехмерного топологического изолятора на основе HgTe .....	87
Чт А 3-4у	<i>В. И. Гавриленко, М. С. Жолудев, А. В. Иконников, К. Е. Спирин, Л. С. Бовкун, M. Orlita, F. Terpe, W. Knar, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов</i> О структуре валентной зоны квантовых ям HgTe/CdHgTe .....	88
Чт А 3-5у	<i>С. Г. Егорова, В. И. Черничкин, Л. И. Рябова, Е. П. Скипетров, Л. В. Яшина, С. Н. Данилов, С. Д. Ганичев, Д. Р. Хохлов</i> Детектирование протяженных поверхностных состояний в кристаллических топологических изоляторах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ с помощью лазерного терагерцового излучения .....	89
Чт А 3-6у	<i>Л. Е. Голуб, В. В. Бельков, Н. Plank, S. D. Ganichev</i> Нелинейный транспорт в топологических изоляторах .....	90
Чт А 3-7у	<i>А. В. Галеева, С. Г. Егорова, М. Е. Тамм, Л. В. Яшина, С. Н. Данилов, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов</i> Фотоэлектромагнитный эффект в топологических изоляторах $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$ в окрестности бесщелевого состояния .....	91
Чт Б 3-1п	<i>А. Е. Жуков, М. В. Максимов, Н. В. Крыжановская</i> Микролазеры сверхмалого диаметра с квантовыми точками .....	92

Чт Б 3-2п	<i>А. А. Максимов, И. И. Тартаковский, Е. В. Филатов, В. Д. Кулаковский, С. Schneider, S. Höfling, M. Kamp</i> Циркулярно поляризованные моды в планарном хиральном фотонном кристалле на основе GaAs.....	93
Чт Б 3-3у	<i>С. В. Лобанов, Н. А. Гиппиус, В. Д. Кулаковский, С. Г. Тиходеев</i> Хирально-модулированные полупроводниковые структуры для источников циркулярно-поляризованного света.....	94
Чт Б 3-4у	<i>А. А. Горбачевич, В. В. Канаев</i> Метарезонансы в структурах металл-диэлектрик.....	95
Чт Б 3-5у	<i>В. С. Горелик, В. В. Канаев</i> Усиление электромагнитного поля в конечной слоисто-периодической структуре.....	96
Чт Б 3-6у	<i>А. А. Федянин</i> Нелинейно-оптические явления в полностью диэлектрических метаматериалах.....	97
Чт А 4-1п	<i>В. С. Запасский</i> Спектроскопия спонтанного магнитного резонанса полупроводниковых структур.....	98
Чт А 4-2у	<i>Н. С. Аверкиев, Б. А. Аронзон, А. Б. Давыдов, И. В. Крайнов, В. А. Кульбачинский, Л. Н. Овешников, И. В. Рожанский, Е. И. Яковлева</i> Ферромагнетизм и аномальный эффект Холла в 2D структуре GaAs/InGaAs/GaAs с отдаленным дельта слоем Mn.....	99
Чт А 4-3у	<i>Н. С. Аверкиев, М. О. Нестоклон, С. А. Тарасенко</i> Слабая локализация и антилокализация в многодолинных наноструктурах.....	100
Чт А 4-4у	<i>И. В. Рожанский, К. С. Денисов, Н. С. Аверкиев</i> Эффекты резонансно-туннельной спиновой поляризации в гетероструктурах.....	101
Чт Б 4-1п	<i>Ж. В. Смагина, В. А. Зиновьев, А. Ф. Зиновьева, Н. П. Степина, А. В. Двуреченский</i> Пространственно упорядоченные планарные ансамбли квантовых точек.....	102
Чт Б 4-2у	<i>О. Е. Терещенко, В. А. Голяшов, С. В. Еремеев, Л. В. Бондаренко, А. Ю. Тупчая, Д. В. Грузнев, А. А. Саранин</i> Поиск снятия вырождения Рашбы 2D электронных состояний в системе Bi/InAs(111)A.....	103
Чт Б 4-3у	<i>М. В. Лебедев, В. Kaiser, W. Jaegermann</i> Синхротронные исследования фотоэлектрохимического разложения воды на границе p-GaInP <sub>2</sub> с водным раствором HCl.....	104



Чт Б 4-4у	<i>П. А. Алексеев, М. С. Дунаевский, В. П. Улин, В. Л. Берковиц</i> Нитридная химическая пассивация поверхности GaAs нанопроводов.....	105
Чт А 5-1п	<i>Е. А. Вопилкин, С. А. Гусев, А. Ю. Климов, В. В. Рогов, Е. В. Скороходов, И. Ю. Шулешова, В. И. Шашкин</i> МЭМС структуры для сенсорных приложений.....	106
Чт А 5-2у	<i>А. А. Шевырин, А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, А. К. Бакаров, А. И. Торопов, Е. Е. Родякина и А. А. Шкляев</i> Возбуждение и детектирование колебаний нанoeлектромеханических систем на основе гетероструктур с двумерным электронным газом.....	107
Чт А 5-3у	<i>Е. П. Скипетров, О. В. Крулевецкая, Л. А. Скипетрова, Е. И. Слынько, В. Е. Слынько</i> Стабилизация уровня Ферми в теллуриде свинца, легированном железом, под давлением.....	108
Чт А 5-4у	<i>А. Т. Лончаков, С. Б. Бобин, В. В. Дерюшкин, В. И. Окулов, Т. Е. Говоркова</i> Наблюдение проявлений токов спонтанного намагничивания в кристаллах селенида ртути с низкой концентрацией примесей 3d- металлов .....	109
Чт Б 5-1п	<i>А. В. Ненашев, J. O. Oelerich, А. В. Двуреченский, F. Gebhard, С. Д. Барановский</i> Транспортная энергия в неупорядоченных органических полупроводниках .....	110
Чт Б 5-2у	<i>А. Н. Алешин, И. П. Щербаков</i> Нанокompозитные материалы с повышенной подвижностью на основе неорганических наночастиц, частиц графена, оксида графена встроенных в полимерную матрицу.....	111
Чт Б 5-3у	<i>П. С. Крылов, А. С. Берестенников, А. Н. Алёшин</i> Эффекты низковольтного переключения в композитных плёнках полимер-частицы графена (оксида графена).....	112
Чт Б 5-4у	<i>Т. Н. Копылова, Е. Н. Тельминов, В. Буртман</i> Создание органического инжекционного лазера – проблемы и достижения .....	113
Пт А 1-1п	<i>В. Л. Корнев, M. Salewski, И. А. Акимов, В. Ф. Сапега, L. Langer, И. В. Калитухо, J. Debus, P. И. Джисоев, Д. Р. Яковлев, D. Müller, C. Schröder, H. Hövel, G. Karczewski, M. Wiater, T. Wojtowicz, Ю. Г. Кусраев и M. Bayer</i> Ферромагнитный эффект близости в гибридах ферромагнетик/полупроводниковая квантовая ям.....	114

Пт А 1-2у	<i>L. Langer, C. B. Полтавцев, И. А. Югова, M. Salewski, Д. Р. Яковлев, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, И. А. Акимов, M. Bayer</i> Фотонное эхо на системе спинов в полупроводнике: доступ к долговременной оптической памяти.....	115
Пт А 1-3у	<b>Е. А. Жуков</b> , <i>Д. Р. Яковлев, Ю. Г. Кусраев, К. В. Кавокин, J. Debus, И. А. Акимов, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, M. Bayer</i> Спиновая динамика дырочного магнитного полярона в квантовых ямах (Cd,Mn)Te/(Cd,Mn,Mg).....	116
Пт А 1-4у	<b>А. В. Ларионов</b> , <i>Л. В. Кулик, С. М. Дикман, И. В. Кукушкин</i> Новый механизм спиновой дефазировки двумерных электронов в Холловском ферромагнетике.....	117
Пт А 1-5у	<i>Й. Дебус, Д. Кудлачик, В. Ф. Сапега, Д. Дункер, П. Бон, Й. Раутерт, Д. Браукман, Д. Р. Яковлев, Д. Ройтер, А. Д. Вик, М. Байер</i> Исследование электрон-ядерного сверхтонкого взаимодействия в однократно заряженных квантовых точках (In,Ga)As/GaAs методом неупругого рассеяния света с переворотом спина.....	118
Пт А 1-6у	<b>В. И. Окулов</b> , <i>А. Т. Лончаков, С. Б. Бобин, Т. Е. Говоркова, В. В. Дерюшкин, К. А. Окулова, Е. А. Памятных</i> Физическая природа спонтанной спиновой поляризации электронов и термодинамического аномального эффекта Холла в кристаллах с низкой концентрацией примесей 3d – элементов .....	119
Пт А 1-7у	<b>М. В. Дурнев</b> , <i>L. Bouet, M. Vidal, T. Mano, N. Ha, T. Kuroda, М. М. Глазов, Е. Л. Ивченко, X. Marie, T. Amand, K. Sakoda, G. Wang, B. Urbaszek</i> Многочастичные кулоновские комплексы в тригональных квантовых точках GaAs/AlGaAs.....	120
Пт Б 1-1п	<b>В. В. Попов</b> Возбуждение фототока нецентросимметричным плазмонным полем в двумерной электронной системе.....	121
Пт Б 1-2у	<b>О. В. Кибис</b> Как подавить обратное рассеяние электронов проводимости?.....	122
Пт Б 1-3у	<b>С. И. Дорожкин</b> , <i>А. А. Капустин</i> Особенности поглощения микроволнового излучения двумерными электронными системами вблизи гармоник циклотронного резонанса.....	123

Пт Б 1-4у	<i>А. Д. Буравлев, И. А. Мустафин, В. Н. Трухин, J. P. Kakko, T. Huhtio, H. Lipsanen</i> Влияние резонансного поглощения Ми на эффективность генерации терагерцового излучения в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах.....	124
Пт Б 1-5у	<b>К. Журавлев</b> , <i>T. Malin, B. Mansurov, G. Atmaca, E. Kutlu, P. Narin, B. Sarikavak-Lisesivdin, S. B. Lisesivdin, S. Ardali, E. Tiras</i> Энергетическая релаксация горячих электронов в AlGaN/GaN гетероструктурах.....	125
Пт Б 1-6у	<b>В. А. Гергель</b> , <i>A. B. Верховцева, H. M. Горшкова, A. П. Зеленый, B. C. Минкин, B. B. Павловский</i> Теоретические основы проектирования мультибарьерных гетероструктур для генерации мощного терагерцового излучения.....	126
Пт Б 1-7у	<b>А. И. Майдыковский</b> , <i>C. E. Свяховский, T. B. Мурзина, A. H. Степанов, C. B. Бодров, A. A. Мурзанев, Ю. А. Сергеев</i> Генерация оптической второй гармоники, индуцированной мощным ТГц излучением в кристаллическом кремнии .....	127

### Стендовые доклады

---

Пн 2-1с	<b>М. В. Дорохин</b> , <i>Д. А. Павлов, А. И. Бобров, Ю. А. Данилов, П. Б. Дёмина, Б. Н. Звонков, А. В. Здоровейцев, А. В. Кудрин, Н. В. Малехонова, Е. И. Малышева</i> Эпитаксия ферромагнитных квазикристаллов $Mn_xGa_y$ на поверхности GaAs.....	131
Пн 2-2с	<b>Ю. Г. Шретер</b> , <i>B. B. Вороненков, B. C. Коготков, M. B. Вирко, P. И. Горбунов, Ф. Е. Латышев, H. И. Бочкарёва, A. A. Леонидов, A. C. Зубрилов, Ю. C. Леликов, Ю. Т. Ребане</i> Физические основы отделения тонких слоёв от объёмных подложек сверхкороткими лазерными импульсами .....	132
Пн 2-3с	<b>А. В. Новиков</b> Формирование и селективное легирование SiGe низкоразмерных структур и их использование для приборных приложений .....	133
Пн 2-4с	<b>Е. В. Тихонов</b> , <i>C. B. Лепешкин, H. Л. Мацко, B. C. Батурин, Ю. А. Успенский, Д. Р. Хохлов</i> Первопринципное исследование структуры кремниевых нанокластеров, пассивированных кислородом.....	134

Пн 2-5с	<i><b>В. В. Румянцев, С. В. Морозов, А. В. Антонов, К. Е. Кудрявцев, S. Winnerl, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, М. Helm, В. И. Гавриленко</b></i> Времена жизни неравновесных носителей заряда в узкозонных эпитаксиальных слоях и структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe в условиях сильного возбуждения.....	135
Пн 2-6с	<i><b>П. А. Дементьев, М. В. Лебедев, Т. В. Львова, И. В. Седова, А. А. Ситникова, В. А. Соловьев, С. В. Иванов</b></i> Сульфидная пассивация поверхности (100) InSb для молекулярно- пучковой гомоэпитаксии .....	136
Пн 2-7с	<i><b>М. С. Дунаевский, П. А. Алексеев, А. А. Донцов, А. М. Монахов, А. Varanov</b></i> Метод измерения светочувствительного сдвига резонансной частоты АСМ-зонда для ближнепольной диагностики светоизлучения полупроводниковых лазеров.....	137
Пн 2-8с	<i><b>А. В. Войцеховский, С. Н. Несмелов, С. М. Дзядух, В. В. Васильев, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, М. В. Якушев, Г. Ю. Сидоров</b></i> Свойства границы раздела варизонного МЛЭ Hg <sub>1-x</sub> Cd <sub>x</sub> Te с пассивирующими покрытиями SiO <sub>2</sub> /Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> и Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .....	138
Пн 2-9с	<i><b>А. Г. Журавлев, А. С. Романов, В. Л. Альперович</b></i> Влияние адсорбции кислорода на вероятность эмиссии электронов из Cs/GaAs(001) в вакуум .....	139
Пн 2-10с	<i><b>М. С. Аксенов, А. Ю. Широков, В. А. Голяшов, С. Е. Хандархаева, А. К. Гутаковский, А. В. Бакулин, С. Е. Кулькова, Н. А. Валишева, О. Е. Терещенко</b></i> Пассивация поверхности InAs фтором при сухом окислении в таунсендовском разряде .....	140
Пн 2-11с	<i><b>М. В. Гомоюнова, Г. С. Гребенюк, И. И. Пронин</b></i> Формирование ферромагнитных пленок силицида кобальта Co <sub>3</sub> Si на поверхности монокристаллического кремния.....	141
Пн 2-12с	<i><b>Н. А. Тулина, А. Н. Россоленко, И. М. Шмытько, Н. Н. Колесников, Д. Н. Борисенко, В. В. Сироткин, И. Ю. Борисенко</b></i> Получение и исследование мезоскопических гетероструктур на основе селенида висмута Bi <sub>2</sub> Se <sub>3</sub> .....	142
Пн 2-13с	<i><b>Е. В. Гущина, О. А. Маслова, J. Alvarez, W. Favre, R. Varache, M. E. Guenier-Farret, А. С. Гудовских, А. В. Анкудинов, Е. И. Теруков, J. P. Kleider</b></i> Изучение границы a-Si:H/c-Si на сколах гетероструктур с помощью сканирующей зондовой микроскопии.....	143
Пн 2-14с	<i><b>Т. В. Павлова, Г. М. Жидомиров, К. Н. Ельцов</b></i> Динамика гетерогенной химической реакции хлорирования Cu(111) .....	144

Пн 2-15с	<b>М. В. Лебедев</b> Модификация поверхности полупроводников $A^3B^5$ посредством зарядового обмена на границе с раствором.....	145
Пн 2-16с	<b>С. Б. Бодров, А. А. Мурзанов, Ю. А. Мальков, Ю. А. Сергеев, А. Н. Степанов, Д. А. Яшунин</b> Исследование генерации второй гармоники оптического излучения с поверхности металла при воздействии мощного терагерцового поля .....	146
Пн 2-17с	<b>В. Б. Шмагин, К. Е. Кудрявцев, Д. В. Шенгуров, З. Ф. Красильник</b> Поглощение Урбаха и флуктуации зонного потенциала в эпитаксиальных слоях Si:Er .....	147
Пн 2-18с	<b>Д. М. Казанцев, И. О. Ахундов, Н. Л. Шварц, В. Л. Альперович, А. С. Терехов, А. В. Латышев</b> Выглаживание и разупорядочение ступенчато- террасированной поверхности GaAs: эксперимент и Монте- Карло моделирование .....	148
Пн 2-19с	<b>Р. К. Яфаров, В. Я. Шаныгин</b> Поверхностный фазовый переход в системе углерод – кремний ..	149
Пн 2-20с	<b>Б. А. Андреев, П. А. Бушуйкин, Е. В. Демидов, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, Е. В. Скороходов, П. А. Юнин</b> Рост и оптоэлектронные свойства слоёв InN, выращенных методом МПЭ ПА при различных соотношениях потоков элементов III и V групп .....	150
Пн 2-21с	<b>Б. А. Андреев, О. Б. Гусев, А. Н. Яблонский, А. В. Ершов, Д. А. Грачев, И. Н. Яссиевич, З. Ф. Красильник</b> Спектры возбуждения и кинетика люминесценции экситонов, автолокализованных на состояниях поверхностных димеров в нанокристаллах кремния .....	151
Пн 2-22с	<b>А. Ю. Клоков, А. И. Шарков, Д. Ф. Аминев, В. А. Цветков, Р. А. Хмельницкий</b> Зондирование когерентными фононами заглубленных в алмаз графитизированных слоев, созданных имплантацией ионов углерода .....	152
Пн 2-23с	<b>Д. Е. Свиридов, В. И. Козловский</b> Сканирующая микроскопия сопротивления растекания с подсветкой: искажения на топографических изображениях .....	153
Пн 2-24с	<b>С. А. Денисов, А. В. Нежданов, В. Ю. Чалков, В. Н. Трушин, Д. О. Филатов, Ю. Н. Бузынин, В. Г. Шенгуров</b> Гетероэпитаксиальный рост Ge на Si(100) методом горячей проволоки .....	154

Пн 2-25с	<p><i>Г. Б. Галиев, Е. А. Климов, А. Н. Клочков, Д. В. Лаврухин, С. С. Пушкарёв</i>  Структурные и фотолюминесцентные исследования низкотемпературного GaAs на подложках GaAs (100) и (111)A .....</p>	155
Пн 2-26с	<p><i>Н. А. Байдакова, А. И. Бобров, В. М. Данильцев, М. Н. Дроздов, А. В. Новиков, Д. А. Павлов, М. В. Шалеев, П. А. Юнин, Д. В. Юрасов</i>  Формирование на Si(001) релаксированных слоев Ge высокого кристаллического качества .....</p>	156
Пн 2-27с	<p><i>П. Н. Брунков, А. В. Бакланов, Н. Д. Прасолов, А. А. Гуткин, Н. А. Калюжный, С. Г. Конников</i>  Эффект локальной трибоэлектризации поверхности эпитаксиального слоя n-GaAs с помощью зонда атомно-силового микроскопа .....</p>	157
Пн 2-28с	<p><i>В. К. Егоров, Е. В. Егоров, С. А. Кукушкин</i>  Исследования монокристаллических и эпитаксиальных структур силицида углерода .....</p>	158
Пн 2-29с	<p><i>А. П. Деточенко, С. А. Денисов, М. Н. Дроздов, А. И. Машин, В. А. Гавва, А. Д. Буланов, А. В. Нежданов, А. А. Ежеский, М. В. Степихова, В. Ю. Чалков, В. Н. Трушин, Д. В. Шенгуров, В. Г. Шенгуров, N. V. Abrosimov, H. Rietmann</i>  Эпитаксиально выращенные моноизотопные слои Si, Ge и Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>: получение и свойства .....</p>	159
Пн 2-30с	<p><i>Е. А. Емельянов, А. В. Васев, Б. Р. Семягин, А. П. Василенко, А. А. Команов, А. К. Гутаковский, М. А. Путьто, В. В. Преображенский</i>  МЛЭ твёрдых растворов InAsSb на GaAs (001): влияние молекулярной формы As на состав и кристаллическое совершенство эпитаксиальных слоев .....</p>	160
Пн 2-31с	<p><i>А. И. Никифоров, В. А. Тимофеев, А. Р. Туктамышев, В. И. Машанов, С. А. Тийс, М. Ю. Есин</i>  Влияние Sn на морфологию поверхности при росте соединений Si-Ge-Sn на Si(100) методом МЛЭ .....</p>	161
Пн 2-32с	<p><i>Л. С. Паршина, О. А. Новодворский, О. Д. Храмова, В. А. Михалевский, А. В. Шорохова, И. А. Петухов, Ф. Н. Путилин, М. Н. Румянцева</i>  Импульсное лазерное осаждение прозрачных проводящих слоев SnO<sub>2</sub>:Sb на гибких легкоплавких органических подложках для оптоэлектронных применений .....</p>	162
Пн 2-33с	<p><i>Д. В. Дмитриев, А. М. Гилинский, А. И. Торопов, А. С. Кожухов, Д. В. Щеглов, А. П. Василенко, К. С. Журавлёв</i>  МЛЭ слоёв In<sub>0,52</sub>Al<sub>0,48</sub>As на подложке InP для высокочастотных фотодиодов .....</p>	163

Пн 2-34с	<i>П. В. Волков, А. В. Горюнов, А. Ю. Лукьянов, А. Д. Тертышник, М. Н. Дроздов, А. В. Новиков, Д. В. Юрасов, Н. Н. Михайлов, Д. Г. Икусов, И. Н. Ужаков</i> Оптический мониторинг технологических процессов формирования полупроводниковых структур .....	164
Пн 2-35с	<i>Н. И. Подольская</i> Спинодальный распад пленок ZnCdO и BeZnO .....	165
Пн 2-36с	<i>А. Н. Акимов, Д. В. Ищенко, А. Э. Климов, И. Г. Неизвестный, В. Н. Шумский, В. С. Эпов</i> Особенности ВАХ пленок PbSnTe:In в режиме инжекции из контактов и ограничения тока пространственным зарядом в магнитном поле: эксперимент и расчет .....	166
Пн 2-37с	<i>Т. А. Багаев, М. А. Ладугин, А. А. Падалица, А. А. Мармалюк</i> Легирование арсенида галлия тетрахлоридом углерода в условиях МОС-гидридной эпитаксии.....	167
Пн 2-38с	<i>А. В. Шорохова, О. А. Новодворский, В. В. Рыльков, Д. А. Зуев, К. И. Маслаков, С. Н. Николаев</i> Высокотемпературный ферромагнетизм в пленках $Si_{1-x}Mn_x$ ( $x \approx 0.5$ ).....	168
Пн 2-39с	<i>А. С. Паршин, А. Ю. Игуменов, С. А. Куценков</i> Количественный анализ полупроводниковых материалов методом спектроскопии потерь энергии отраженных электронов .....	169
Пн 2-40с	<i>Н. Н. Михайлов, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, В. Г. Ремесник, Ю. Г. Сидоров</i> Влияние защитного покрытия CdTe на электрофизические параметры эпитаксиальных пленок $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	170
Пн 3-41с	<i>В. Я. Алешкин, О. В. Вихрова, А. А. Дубинов, Н. В. Дикарева, Б. Н. Звонков, К. Е. Кудрявцев, С. М. Некоркин, П. А. Юнин</i> Наблюдение суперлюминесценции из метаморфного GaAsSb, выращенного на GaAs .....	171
Пн 3-42с	<i>Л. А. Кулакова, А. В. Лютецкий</i> Деформационные исследования поляризационных свойств лазерных гетероструктур на квантовой яме и квантовых точках .....	172
Пн 3-43с	<i>Т. А. Комиссарова, Г. В. Климко, С. В. Гронин, И. В. Седова, С. В. Сорокин, Б. Я. Бер, А. А. Торопов, С. В. Иванов</i> Особенности электрофизических и структурных свойств гетеровалентных гетероструктур (Al)GaAs/Zn(Mn)Se.....	173
Пн 3-44с	<i>Н. Е. Коптева, Р. В. Чербунин, А. В. Михайлов</i> Наблюдение Раби осцилляций в структуре с микрорезонатором .....	174

Пн 3-45с	<i>А. Н. Яблонский, Д. И. Крыжков, С. В. Морозов, В. Я. Алешкин, Б. Н. Звонков, О. В. Вихрова, З. Ф. Красильник</i> Фотолюминесценция структур с квантовыми ямами GaAsSb/GaAs и InGaAs/GaAsSb/GaAs в спектральном диапазоне 1–1,3 мкм .....	175
Пн 3-46с	<i>А. А. Деменев, С. С. Гаврилов, А. С. Бричкин, А. В. Ларионов, В. Д. Кулаковский</i> Темные солитоны в конденсате экситонных поляритонов в полупроводниковых микрорезонаторах при нерезонансной оптической накачке .....	176
Пн 3-47с	<i>А. А. Лясота, Н. Н. Сибельдин, М. Л. Скориков, Э. Капон, А. Рудра</i> Температурная трансформация спектров фотолюминесценции квантовых ям GaAs/AlGaAs в области 2–50 К.....	177
Пн 3-48с	<i>Е. С. Храпцов, П. А. Белов, Ф. С. Григорьев, С. Ю. Вербин, С. Л. Яковлев</i> Прямое численное решение уравнения Шредингера для экситонов в квантовых ямах .....	178
Пн 3-49с	<b>В. В. Капаев</b> Узкополосное детектирование и генерация гармоник терагерцевого излучения в резонансно-туннельных гетероструктурах.....	179
Пн 3-50с	<b>Ф. С. Григорьев, Ю. П. Ефимов, С. А. Елисеев, И. В. Игнатьев, В. А. Ловцюс, В. В. Петров, А. В. Трифонов</b> Экситоны в совершенных гетероструктурах: эксперимент и теория .....	180
Пн 3-51с	<i>Д. Ю. Протасов, А. К. Бакаров, А. И. Торопов, К. С. Журавлев</i> Влияние профиля $\delta$ -слоев на подвижность двумерного электронного газа, ограниченную кулоновским рассеянием, в акцепторно-легированных гетероструктурах AlGaAs/InGaAs/AlGaAs.....	181
Пн 3-52с	<i>И. С. Васильевский, А. Н. Виниченко, Н. И. Каргин</i> Влияние переменного профиля состава квантовой ямы $\text{In}_{y(z)}\text{Ga}_{1-y(z)}\text{As}$ на электронные транспортные свойства РНЕМТ гетероструктур .....	182
Пн 3-53с	<i>А. С. Клепикова, В. Н. Неверов, Н. Г. Шелушинина, Ю. Г. Арапов, М. В. Якунин, С. В. Гудина</i> Скейлинг в наноструктуре InGaAs/GaAs с двойной квантовой ямой в режиме квантового эффекта Холла .....	183
Пн 3-54с	<i>И. С. Васильевский, А. Н. Виниченко, Н. И. Каргин</i> Механизм немонотонной зависимости подвижности от концентрации электронов в квантовых ямах AlGaAs/InGaAs/GaAs.....	184



Пн 3-55с	<i>Н. Р. Григорьева, Р. В. Григорьев, Ю. Н. Лазарева, Б. В. Новиков, А. В. Селькин</i> Экситон-поляритонное излучение света из приповерхностной варизонной гетероструктуры CdS <sub>1-x</sub> Se <sub>x</sub> /CdS ..... 185	185
Пн 3-56с	<i>А. В. Шорохов, Н. С. Прудских, К. Н. Алексеев</i> Критерий устойчивости для полупроводниковых сверхрешеток с омическими и неомическими контактами ..... 186	186
Пн 3-57с	<i>В. А. Володин, В. А. Сачков, М. П. Синюков</i> Анизотропия смешанных оптических и интерфейсных фононов в сверхрешётках GaAs/AlAs: эксперимент и расчёты ..... 187	187
Пн 3-58с	<i>Ю. Ю. Романова</i> Отрицательная проводимость и разогрев электронного газа в одномерных полупроводниковых сверхрешетках ..... 188	188
Пн 3-59с	<i>А. С. Большаков, В. В. Чалдышев, А. В. Бабичев, Д. А. Кудряшов, А. С. Гудовских, И. А. Морозов, М. С. Соболев, Е. В. Никитина</i> Спектроскопия электроотражения резонансных брэгговских гетероструктур с квантовыми ямами InAs/GaAs ..... 189	189
Пн 3-60с	<i>З. Ш. Пирмагомедов, М. М. Гаджиалиев, Т. Н. Эфендиева</i> Определение барического коэффициента дна зоны проводимости арсенида галлия ..... 190	190
Пн 3-61с	<i>М. Я. Винниченко, Д. А. Фирсов, Л. Е. Воробьев, Р. М. Балагула, М. М. Кулагина, А. П. Васильев, С. А. Diqie, А. Tiutiunnyk, V. Akimov, R. L. Restrepo</i> Межподзонное поглощение и преломление света в туннельно-связанных квантовых ямах GaAs/AlGaAs в поперечном электрическом поле ..... 191	191
Пн 3-62с	<i>Д. А. Веселов, И. С. Шашкин, А. А. Подоскин, С. О. Слипченко, З. Н. Соколова, Н. А. Пихтин, И. С. Тарасов</i> Методика исследования поглощения на свободных носителях в гетероструктуре мощного полупроводникового лазера ..... 192	192
Пн 3-63с	<i>А. В. Васев, Е. А. Емельянов, М. А. Путьто, Б. Р. Семягин, В. В. Преображенский</i> Взаимодействие сурьмы с поверхностью InAs(001) при формировании гетерограниц InAs/GaSb методом МЛЭ ..... 193	193
Пн 3-64с	<i>Н. А. Бекин, Р. Х. Жукавин, К. А. Ковалевский, А. В. Антонов, Д. В. Козлов, М. Л. Орлов, Д. В. Юрасов, В. Н. Шастин</i> Терагерцовое излучение горячих дырок при латеральном транспорте в гетероструктурах Ge/GeSi с туннельно-связанными квантовыми ямами ..... 194	194

Пн 3-65с	<p><b>Г. М. Борисов, В. Г. Гольдорт, А. А. Ковалёв, С. А. Кочубей, Д. В. Ледовских, В. В. Преображенский, М. А. Пулято, Н. Н. Рубцова, Б. Р. Семягин</b></p> <p>Генерация второй гармоники излучения фемтосекундного лазера <math>\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2</math> в гетероструктурах <math>\text{A}_3\text{B}_5</math> с асимметричными квантовыми ямами .....</p>	195
Пн 14-66с	<p><b>А. У. Вуков, Т. V. Murzina, N. Olivier, G. A. Wurtz, A. V. Zayats</b></p> <p>Сверхбыстрая динамика отклика второй оптической гармоники от поверхности топологического изолятора <math>\text{Bi}_2\text{Te}_3</math> .....</p>	196
Пн 14-67с	<p><b>И. В. Загороднев, В. В. Еналдиев, В. А. Волков</b></p> <p>Зависимость спектра поверхностных состояний в 2D и 3D топологических изоляторах от условий на поверхности .....</p>	197
Пн 14-68с	<p><b>А. В. Фролов, Ю. И. Латышев, В. А. Прудкогляд, Т. Вэйд, А. П. Орлов, В. А. Волков, В. М. Пудалов, М. Конциковский</b></p> <p>Эффект Ааронова-Бома и поверхностные состояния Тамма-Шокли в висмутовых нанопроволоках .....</p>	198
Пн 14-69с	<p><b>Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, Г. М. Гусев, А. Д. Левин, О. Е. Райчев, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий</b></p> <p>Двумерный топологический изолятор в широких квантовых ямах <math>\text{HgTe}</math> .....</p>	199
Пн 14-70с	<p><b>О. Е. Терещенко, В. А. Голяшов, К. А. Кох, И. И. Климовских, А. М. Шикин, С. В. Еремеев, Е. В. Чулков</b></p> <p>Формирование комбинированной электронной структуры спин-поляризованных поверхностных состояний Дирака и Рашбы .....</p>	200
Пн 14-71с	<p><b>М. Л. Савченко, Д. А. Козлов, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий</b></p> <p>Слабая антилокализация в трехмерном топологическом изоляторе на основе напряженного слоя теллурида ртути .....</p>	201
Пн 14-72с	<p><b>Г. В. Будкин, С. А. Тарасенко, В. В. Бельков, К.-М. Dantscher, Д. А. Козлов, P. Olbrich, C. Zoth, P. Faltermeier, M. Lindner, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, D. Weiss, С. Д. Ганичев</b></p> <p>Эффект электронного храповика на поверхностных состояниях напряженных пленок <math>\text{HgTe}</math> в условиях циклотронного резонанса .....</p>	202
Пн 14-73с	<p><b>В. В. Глушков, А. Д. Божско, Н. О. Жаднов, С. В. Демишев, В. В. Воронов, А. В. Кузнецов, И. И. Санников, В. Б. Филиппов, Н. Ю. Шицевалова, Н. Е. Случанко</b></p> <p>Транспортные и магнитные свойства <math>\text{YbB}_6</math> .....</p>	203
Пн 14-74с	<p><b>Д. В. Хомицкий, А. А. Чубанов, А. В. Мишин, А. С. Козулин, А. А. Конаков</b></p> <p>Одномерные и нульмерные системы на основе поверхности топологических изоляторов .....</p>	204

Пн 14-75с	<b>В. И. Белявский, А. А. Горбацевич</b> Спонтанная поляризация ферроэлектриков: топологические и нетопологические аспекты.....	205
Пн 14-76с	<b>С. Г. Егорова, В. И. Черничкин, Л. И. Рябова, В. А. Касьян, Л. Черняк, С. Н. Данилов, Д. Р. Хохлов</b> Электронный транспорт и фотоэлектрические эффекты в виртуальном кристаллическом топологическом изоляторе PbSe, модифицированном окислением.....	206
Пн 14-77с	<b>В. А. Голяшов, К. А. Кох, О. А. Шегай, О. Е. Терещенко</b> р-п переход в объеме и на поверхности топологических изоляторов $Bi_2Te_3$ и $Bi_xSb_{2-x}Te_3$ .....	207
Пн 14-78с	<b>А. Ю. Дмитриев, Н. И. Федотов, В. Ф. Насретдинова, С. В. Зайцев-Зотов</b> Сканирующая туннельная спектроскопия ступеней на поверхности $Bi_2Se_3$ .....	208
Пн 14-79с	<b>А. С. Козулин, А. А. Конаков</b> Определение эффективной массы и скорости Ферми поверхностных состояний трехмерного топологического изолятора по данным спектроскопии уровней Ландау.....	209
Пн 14-80с	<b>Л. С. Бовкун, С. С. Криштопенко, К. Е. Спирин, М. С. Жолудев, А. В. Иконников, К. В. Маремьянин, А. В. Антонов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко</b> Эффективные значения g-фактора в зоне проводимости 2D топологических изоляторов.....	210
Пн 14-81с	<b>Н. Н. Новикова, В. А. Яковлев, И. В. Кучеренко</b> Инфракрасные спектры пленок $Bi_2Se_3$ на кремнии.....	211
Вт 1-1с	<b>А. В. Телегин, Ю. П. Сухоруков, Н. Г. Бебенин, В. Д. Бессонов, Е. И. Патраков, В. А. Фёдоров, Т. К. Менщикова, С. В. Телегин, Н. А. Кругликов</b> Магнитооптические эффекты в ИК/ТГц диапазоне в ферромагнитных полупроводниках на основе шпинели.....	212
Вт 1-2с	<b>К. Е. Кудрявцев, Л. В. Красильникова, Д. В. Шенгуров, Б. А. Андреев, З. Ф. Красильник</b> Спектроскопия оптического усиления и потерь в активных волноводных структурах Si:Er/SOI.....	213
Вт 1-3с	<b>Т. П. Суркова, В. И. Максимов, С. Ф. Дубинин</b> Неоднородно-искажённое состояние структуры сфалерита при повышенном содержании 3d- примеси в кристаллах $A^{II}B^{VI}$ .....	214
Вт 1-4с	<b>С. Г. Егорова, В. И. Черничкин, С. Н. Данилов, А. В. Никорич, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов</b> Фотоэлектромагнитный эффект в PbTe(Ga) при возбуждении импульсами терагерцового лазера.....	215

Вт 1-5с	<i>В. В. Глушков, А. Д. Божско, С. В. Демисhev, А. В. Духненко, А. В. Семенов, В. Б. Филиппов, Н. Ю. Шицевалова, К. Flachbart, S. Gabáni, Н. Е. Случанко</i> Эффект Холла в SmB <sub>6</sub> .....	216
Вт 1-6с	<i>П. С. Вергелес, Е. Б. Якимов</i> Рекомбинационно-ускоренное движение дислокаций в пленках GaN .....	217
Вт 1-7с	<i>И. Г. Горлова, С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, С. Ю. Гаврилкин, А. Ю. Цветков</i> Эффект Холла и магнетосопротивление в слоистом квазиодномерном полупроводнике TiS <sub>3</sub> .....	218
Вт 1-8с	<i>Г. О. Андрианов, В. И. Козуб, Н. Ю. Михайлин, Р. В. Парфеньев, Д. В. Шамшур, А. В. Черняев</i> Корреляция сверхпроводящих свойств твердых растворов (Pb <sub>z</sub> Sn <sub>1-z</sub> ) <sub>0.95</sub> In <sub>0.05</sub> с составом материала и величиной гидростатического сжатия .....	219
Вт 1-9с	<i>Б. А. Андреев, П. А. Бушуйкин, В. Ю. Давыдов, А. Н. Яблонский</i> Спектр фотопроводимости нитрида индия .....	220
Вт 1-10с	<i>А. Н. Акимов, А. Э. Климов, И. Г. Неизвестный, В. Н. Шумский, В. С. Эпов</i> Влияние магнитного поля на динамику фототока в пленках PbSnTe:In .....	221
Вт 1-11с	<i>О. С. Комков, Д. Д. Фирсов, А. Н. Семёнов, В. А. Соловьёв, Т. В. Львова, И. В. Седова, С. В. Иванов</i> Фотомодуляционная инфракрасная фурье-спектроскопия автоэпитаксиальных слоёв InSb .....	222
Вт 1-12с	<i>Е. В. Кожемякина, Т. С. Шамирзаев, Е. А. Жуков, Д. Р. Яковлев, М. Вауер</i> Электронный g-фактор и время спиновой релаксации T <sub>2</sub> * в высокочистых твердых растворах AlGaAs.....	223
Вт 1-13с	<i>Н. Н. Агеева, И. Л. Броневоy, Д. Н. Забегаев, А. Н. Кривонос</i> Бистабильность автомодуляции спектра собственного стимулированного пикосекундного излучения GaAs .....	224
Вт 1-14с	<i>В. П. Калинушкин, О. В. Уваров, А. А. Гладилин, Н. Н. Ильичев, В. П. Данилов, М. И. Студеникин, Е. М. Гавришук, В. Б. Иконников, С. А. Родин, Д. В. Савин, Н. А. Тимофеева</i> Исследование объемных характеристик Zn-Se с помощью двухфотонной конфокальной микроскопии.....	225
Вт 1-15с	<i>К. А. Ковалевский, Р. Х. Жукавин, В. Н. Шастин</i> Влияние поляризации накачки на эффективность кремниевых лазеров с мелкими донорами в условиях одноосной деформации .....	226

<b>Вт 1-16с</b>	<i>М. М. Гаджиалиев, М. И. Даунов, А. М. Мусаев</i> Зависимость диэлектрической проницаемости прямозонных полупроводников от всестороннего давления ..... 227
<b>Вт 1-17с</b>	<i>И. В. Кочман, А. И. Вейнгер, Т. В. Тиснек, В. И. Окулов</i> Особенности микроволнового поглощения в магнитном поле в вырожденном узкозонном полупроводнике HgSe:Fe ..... 228
<b>Вт 1-18с</b>	<i>А. М. Стрельчук</i> Температурная зависимость краевой инжекционной электролюминесценции в SiC рп структурах..... 229
<b>Вт 1-19с</b>	<i>А. С. Ильин, М. Н. Мартышов, Н. П. Фантина, П. А. Фориш, П. К. Кашкаров</i> Электрические и фотоэлектрические свойства нанокристаллического оксида индия с квантовыми точками CdSe..... 230
<b>Вт 1-20с</b>	<i>А. В. Дмитриев, Н. А. Масюков</i> Дрейфовая скорость электронов в сильных электрических полях в твёрдых растворах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ ..... 231
<b>Вт 1-21с</b>	<i>А. В. Дмитриев, Е. С. Ткачёва</i> Влияние зоны тяжёлых дырок на термоэлектрические величины теллурида свинца ..... 232
<b>Вт 1-22с</b>	<i>А. Г. Алибеков, А. Ю. Моллаев, Л. А. Сайпуллаева, С. Ф. Маренкин, И. В. Федорченко</i> Электротранспортные явления в гранулированных структурах $\text{Cd}_3\text{As}_2+\text{MnAs}$ при высоком давлении ..... 233
<b>Вт 1-23с</b>	<i>И. К. Камиров, А. А. Степуренко, А. Э. Гумметов</i> Диамagnetизм продольного автосолитона в р-InSb в продольном магнитном поле ..... 234
<b>Вт 4-24с</b>	<i>М. В. Якунин, А. В. Суслов, М. Р. Попов, Е. Г. Новик, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий</i> Увеличенное перекрытие электронной и валентной подзон в двойной квантовой яме HgTe ..... 235
<b>Вт 4-25с</b>	<i>А. А. Кононов, С. В. Егоров, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Э. В. Девятков</i> Исследование транспорта между металлом с макроскопическим параметром порядка и краем двумерной электронной системы в квантовой яме HgTe с инверсией зон..... 236
<b>Вт 4-26с</b>	<i>Ю. Б. Васильев, Н. Н. Михайлов, Г. Ю. Васильева, Ю. Л. Иванов, А. О. Захарьин, А. В. Андрианов, А. В. Антонов, А. В. Иконников, В. И. Гавриленко</i> Излучение при зинеровском туннелировании в квантовых ямах HgTe ..... 237

Вт 4-27с	<p><b>З. Д. Квон, Г. М. Гусев, А. Д. Левин, Е. Е. Родякина, А. В. Латышев</b>  Гигантский микроволновый фотокондактанс туннельного точечного контакта ..... 238</p>
Вт 4-28с	<p><b>В. В. Платонов, Ю. Б. Кудасов, М. С. Жолудев, А. В. Иконников, О. Drachenko, А. С. Коршунов, И. В. Макаров, Д. А. Маслов, О. М. Сурдин, А. В. Филиппов, В. И. Гавриленко, М. Helm, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий</b>  Исследование магнитопоглощения в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами в сильных магнитных полях при различных температурах ..... 239</p>
Вт 4-29с	<p><b>Т. Б. Чарикова, Н. Г. Шелушинина, Г. И. Харус, Д. С. Петухов, О. Е. Петухова, А. А. Иванов</b>  Скейлинг продольного и холловского электросопротивлений в двумерной электронно-легированной неупорядоченной системе ..... 240</p>
Вт 4-30с	<p><b>В. С. Багаев, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев</b>  Влияние плазменных колебаний терагерцового диапазона на спектры фотолюминесценции SiGe-гетероструктур ..... 241</p>
Вт 4-31с	<p><b>А. В. Герт, М. О. Нестоклон, И. Н. Ясиевич</b>  Электронная структура и эффективный гамильтониан силицена около дираковской точки ..... 242</p>
Вт 4-32с	<p><b>И. Н. Котельников, Е. Н. Морозова, С. Е. Дижур, Э. В. Девятков, В. Т. Долгополов</b>  Пиннинг уровней Ландау в туннельных спектрах двумерной электронной системы ..... 243</p>
Вт 4-33с	<p><b>А. А. Добрецова, Л. С. Брагинский, М. В. Энтин, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий</b>  Поверхностные состояния в HgTe квантовой яме и рассеяние на шероховатостях ..... 244</p>
Вт 4-34с	<p><b>Е. Л. Румянцев</b>  Zitterbewegung и одночастичные уравнения Паули в двумерных дираковских полупроводниках с учетом заполнения ..... 245</p>
Вт 4-35с	<p><b>С. И. Дорожкин</b>  Емкостная спектроскопия двухслойных электронных систем ..... 246</p>
Вт 4-36с	<p><b>М. П. Михайлова, А. И. Вейнгер, П. В. Семенухин, И. В. Кочман, В. А. Березовец, А. Hospodková, J. Pangrac, M. Ziková, E. Hulicius</b>  Поглощение микроволнового излучения двумерными электронами в композитной квантовой яме II типа InAs/GaSb в магнитном поле ..... 247</p>

Вт 4-37с	<b>Д. В. Посвянский, А. Я. Шульман</b> Самосогласованный расчет непараболического энергетического спектра электронов в обогащенном слое на поверхности <i>n</i> -InAs.....	248
Вт 4-38с	<b>Ю. Г. Арапов, С. В. Гудина, В. Н. Неверов, С. М. Подгорных, М. Р. Попов, Г. И. Харус, Н. Г. Шелушинина, М. В. Якунин, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов</b> Эффекты 2D-локализации в режиме квантового эффекта Холла в широких квантовых ямах HgTe .....	249
Вт 4-39с	<b>П. С. Алексеев, М. И. Дьяконов</b> Объяснение «колоссального» отрицательного магнетосопротивления двумерной электронной жидкости .....	250
Вт 4-40с	<b>Д. Б. Султанов, А. Б. Воробьёв, А. Ф. Булдыгин</b> Особенности магнетосопротивления двумерного электронного газа на цилиндрической поверхности под действием СВЧ-излучения .....	251
Вт 4-41с	<b>В. С. Багаев, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, А. В. Новиков, Е. Е. Онищенко, А. А. Пручкина</b> Условия возникновения сверхизлучения в видимом диапазоне в двумерных структурах SiGe/Si .....	252
Вт 4-42с	<b>Е. Ю. Жданов, А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, Д. А. Похабов, А. К. Бакаров, А. И. Торопов</b> Переворот фазы осцилляций Шубникова-де Гааза в подвешенных полупроводниковых структурах .....	253
Вт 4-43с	<b>А. В. Щепетильников, Ю. А. Нефёдов, И. В. Кукушкин</b> Наблюдение гигантских осцилляций магнетосопротивления индуцированных микроволновым излучением в ZnO/MgZnO гетеропереходах .....	254
Вт 4-44с	<b>И. В. Загороднев, Ж. А. Девизорова, В. В. Еналдиев, А. В. Фролов, В. А. Волков</b> Рассеяние электронов в графене на круглом нанотверстии .....	255
Вт 4-45с	<b>Н. В. Агринская, В. И. Козуб, В. А. Березовец</b> Температурно-зависящий беспорядок и беспорядок, контролируемый магнитным полем: исследование применительно к системе модуляционно легированных квантовых ям .....	256
Вт 4-46с	<b>Л. В. Данилов, А. А. Петухов, Э. В. Иванов, Д. В. Кузнецов, К. В. Калинина, Г. Г. Зегря, М. П. Михайлова, Ю. П. Яковлев, А. Hospodková, J. Pangrác, J. Oswald, M. Ziková, and E. Hulicius</b> Излучательная рекомбинация в наногетероструктурах с глубокими квантовыми ямами при высоких температурах.....	257
Вт 4-47с	<b>А. Я. Шульман</b> Обменно-корреляционная энергия многоэлектронной системы в приближении самосогласованного поля.....	258

Вт 4-48с	<b>В. Е. Бисти, В. А. Кузнецов, Л. В. Кулик</b> Плазмороны в неравновесной системе двумерных магнитоэкситонов .....	259
Вт 4-49с	<b>О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко</b> Полупроводниковый дираковский резонатор в слабых магнитных полях.....	260
Вт 4-50с	<b>Ю. Г. Арапов, С. В. Гудина, В. Н. Неверов, С. М. Подгорных, М. Р. Попов, Г. И. Харус, Н. Г. Шелушинина, М. В. Якунин, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий</b> Температурный скейлинг в квантовом эффекте Холла в квантовой яме HgTe с инвертированным энергетическим спектром.....	261
Вт 4-51с	<b>Л. Н. Овешников, В. А. Кульбачинский, Р. А. Лунин, Н. А. Юзеева, Г. Б. Галиев, С. С. Пушкарев</b> Влияние структуры метаморфного буфера и ориентации подложки на подвижности электронов в двумерном канале .....	262
Вт 5-52с	<b>М. А. Семина, Р. А. Сурис</b> Локализованные состояния дырок в наноструктурах: магнитоиндуцированное смешивание и эффект Зеемана.....	263
Вт 5-53с	<b>О. С. Кен, Д. А. Явсин, С. А. Гуревич, О. М. Сресели</b> Нанокompозитные слои Si-Au и лавинное умножение в гетеропереходах на их основе .....	264
Вт 5-54с	<b>Н. А. Ерюков, А. Г. Милёхин, Л. Л. Свешникова, Т. А. Дуда, Е. Е. Родякина, А. В. Латышев</b> Гигантское комбинационное рассеяние света оптическими фононами в полупроводниковых нанокристаллах CuS на поверхности Au.....	265
Вт 5-55с	<b>Х. Сигурдссон, О. В. Кибис, И. А. Шелых</b> Оптический эффект Ааронова-Бома в квантовых кольцах .....	266
Вт 5-56с	<b>А. И. Якимов, В. В. Кириенко, В. А. Армбристер, А. А. Блошкин, А. В. Двуреченский</b> Локализация электронных состояний в напряженных гетероструктурах Ge/Si с квантовыми точками Ge .....	267
Вт 5-57с	<b>М. П. Гамбарян, В. А. Володин, А. Г. Черков, В. И. Вдовин</b> Светоизлучающие нанокристаллы Ge <sub>x</sub> Si <sub>(1-x)</sub> , сформированные в многослойных наноструктурах GeO/SiO <sub>2</sub> .....	268
Вт 5-58с	<b>В. Е. Минакова, А. Н. Талденков, С. В. Зайцев-Зотов</b> Низкотемпературная проводимость и фотопроводимость пайерлсовского проводника o-TaS <sub>3</sub> при одноосном растяжении ..	269
Вт 5-59с	<b>А. А. Лямкина, С. П. Мощенко, Д. В. Дмитриев, А. И. Торопов</b> Коллективные эффекты в экситон-плазмонном взаимодействии в структурах с InAs/AlGaAs КТ и кластерами индия .....	270



Вт 5-60с	<b>В. П. Кочерешко, В. Н. Кац, А. В. Платонов, А. Н. Поддубный, Г. Э. Цырлин, А. Д. Буравлев</b> Спектроскопия одиночной квантовой точки, заключенной в одиночную квантовую нить.....	271
Вт 5-61с	<b>А. А. Зарубанов, К. С. Журавлев</b> Температурная зависимость времени жизни в нанокристаллах CdS, сформированных методом Ленгмюра-Блоджетт .....	272
Вт 5-62с	<b>Р. М. Балагула, Л. Е. Воробьев, Д. А. Фирсов, А. Н. Софронов, А. А. Тонких</b> Релаксация фотоиндуцированного поглощения света среднего ИК диапазона в квантовых точках $Ge_{1-x}Si_x/Si$ .....	273
Вт 5-63с	<b>М. В. Еременко, А. Н. Резницкий, А. М. Минтаиров, J. Kapaldo, J. Merz</b> Экситоны в самоорганизованных CdSe/ZnSe квантовых точках: температурная зависимость формы спектров излучения и пространственная размерность излучающих состояний .....	274
Вт 5-64с	<b>С. В. Сорокин, Т. В. Шубина, И. В. Седова, С. В. Гронин, А. В. Родина, М. А. Семина, А. А. Головатенко, М. В. Рахлин, А. А. Ситникова, А. А. Торопов, С. В. Иванов</b> Управление спектром излучательных состояний в массивах квантовых точек CdSe/ZnSe, сформированных методами молекулярно-пучковой эпитаксии .....	275
Вт 5-65с	<b>Д. С. Абрамкин, К. М. Румынин, Е. А. Емельянов, А. К. Бакаров, М. А. Путьато, А. К. Гутаковский, Б. Р. Семягин, В. В. Преображенский, Т. С. Шамирзаев</b> Энергетический спектр самоорганизованных III-Sb/AlAs квантовых точек .....	276
Вт 5-66с	<b>П. И. Арсеев, Н. С. Маслова, В. Н. Манцевич</b> Влияние кулоновских корреляций на особенности туннельных характеристик примесных комплексов и сильно связанных квантовых точек .....	277
Вт 5-67с	<b>И. В. Крылов, К. А. Дроздов, А. С. Чижов, М. Н. Румянцева, Р. Б. Васильев, Д. Р. Хохлов, Д. Г. Филатова, А. М. Абакумов, А. М. Гаськов</b> Полупроводниковые газовые сенсоры на основе оксида цинка с квантовыми точками селенида кадмия .....	278
Вт 5-68с	<b>Д. М. Самосват, О. П. Чикалова-Лузина, Г. Г. Зегря</b> Безызлучательный резонансный перенос энергии в полупроводниковых квантовых точках .....	279

Вт 5-69с	<i>А. В. Бакланов, А. А. Гуткин, П. Н. Брунков, А. Ю. Егоров, С. Г. Конников</i> Анализ процессов термической эмиссии носителей заряда из массивов InAs квантовых точек в слое объемного заряда GaAs матрицы .....	280
Вт 5-70с	<i>А. П. Болтаев, Ф. А. Пудонин</i> Диэлектрические свойства nanoостровковых систем с туннельным характером проводимости.....	281
Вт 5-71с	<i>И. А. Александров, В. Г. Мансуров, К. С. Журавлев</i> Модель температурного тушения фотолюминесценции структур с квантовыми точками GaN/AlN .....	282
Вт 5-72с	<i>А. И. Якимов, В. В. Кириенко, В. А. Тимофеев, А. В. Дзуреченский</i> Двунаправленный фототок дырок в слоях квантовых точек Ge/Si .....	283
Вт 5-73с	<i>А. А. Головатенко, М. А. Семина, А. В. Родина, Т. В. Шубина</i> Моделирование спектров фотолюминесценции неоднородных массивов эпитаксиальных квантовых точек CdSe/ZnSe .....	284
Вт 5-74с	<i>С. А. Тарасов, И. И. Михайлов, И. А. Ламкин, А. С. Евсеенков, А. В. Соломонов</i> Оптические свойства наносистем «коллоидные квантовые точки PbS – матрицы пористого кремния» .....	285
Вт 5-75с	<i>А. В. Савельев, М. В. Максимов, А. Е. Жуков</i> Стабильность спектра излучения ансамблей полупроводниковых квантовых точек.....	286
Вт 5-76с	<i>В. В. Вальков, С. В. Аксенов</i> Вольт-амперная характеристика джозефсоновского перехода, сформированного регулярной структурой спиновых димеров.....	287
Вт 5-77с	<i>В. Я. Алешкин, О. В. Вихрова, А. А. Дубинов, Н. В. Дикарева, Б. Н. Звонков, С. М. Некоркин, А. Н. Яблонский</i> Наблюдение фотолюминесценции квантовых точек InAs, выращенных на метаморфном буфере GaAsSb .....	288
Вт 5-78с	<i>К. Л. Кошелев, В. Ю. Качоровский</i> Оптическое возбуждение циркулярного тока в неупорядоченном квантовом кольце .....	289
Вт 8-79с	<i>О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко</i> Многофотонные эффекты в прохождении электрона через плавный барьер в микроволновом поле .....	290
Вт 8-80с	<i>А. В. Андрианов, А. О. Захарьин, В. И. Санкин, Ю. Б. Васильев</i> Примесная ТГц люминесценция, индуцированная инъекцией неравновесных носителей заряда в легированных полупроводниках .....	291

<b>Вт 8-81с</b>	<b><i>М. А. Ормонт, И. П. Звягин</i></b> Особенности частотной зависимости проводимости неупорядоченных полупроводников в режиме прыжковой проводимости с постоянной длиной прыжка.....	292
<b>Вт 8-82с</b>	<b><i>А. А. Горбацевич, В. И. Егоркин, И. П. Казаков, В. В. Канаев, В. Н. Мурзин, С. А. Савинов</i></b> Детектирование суб-ТГц излучения асимметричными резонансно-туннельными наноструктурами при нулевом смещении .....	293
<b>Вт 10-83с</b>	<b><i>А. Д. Заболотский, Ю. Е. Лозовик</i></b> Псевдомагнитное поле в деформированном дираковском материале .....	294
<b>Вт 10-84с</b>	<b><i>А. А. Грешинов, Я. М. Бельтюков</i></b> Теория квантового эффекта Холла в графене при 300 К.....	295
<b>Вт 10-85с</b>	<b><i>Г. Ю. Васильева, Д. Смирнов, Ю. Б. Васильев, Ю. Л. Иванов, Р. Хауг</i></b> Линейное магнетосопротивление в двухслойном графене .....	296
<b>Вт 10-86с</b>	<b><i>С. Л. Коваленко, Б. В. Андрюшечкин, Т. В. Павлова, К. Н. Ельцов</i></b> Формирование монокристаллов графена на поверхности Ni(111) методом температурно-программируемого синтеза.....	297
<b>Вт 10-87с</b>	<b><i>Г. В. Тихомирова, Т. К. Петросян, А. В. Тебеньков</i></b> Фазовые переходы в графите и графене при холодном сжатии.....	298
<b>Вт 10-88с</b>	<b><i>В. Ю. Давыдов, А. Н. Смирнов, В. М. Микушкин, С. П. Лебедев, А. А. Лебедев</i></b> Влияние дефектов и примесных комплексов, создаваемых контролируемым образом, на оптические и электрофизические свойства графена, синезированного на 6H-SiC.....	299
<b>Вт 10-89с</b>	<b><i>Г. Ю. Васильева, Ю. Б. Васильев, Ю. Л. Иванов, С. Новиков, С. Данилов</i></b> Терагерцовая фотопроводимость структур на основе эпитаксиального графена .....	300
<b>Вт 10-90с</b>	<b><i>А. Л. Вихарев, А. Б. Мучников, Д. Б. Радищев, С. А. Богданов, В. А. Исаев, О. А. Иванов, А. М. Горбачев</i></b> Комбинированные подложки моно- и поликристаллического полупроводникового CVD алмаза большой площади .....	301
<b>Вт 10-91с</b>	<b><i>С. В. Голод, М. А. Сергеев, В. А. Володин, А. И. Комонов, Р. А. Соотс, В. Я. Принц</i></b> Влияние высокотемпературных отжигов на морфологию поверхности меди и выращенного графена .....	302

<b>Вт 10-92с</b>	<i>О. И. Хрыкин, Ю. Н. Дроздов, М. Н. Дроздов, П. А. Юнин, В. И. Шашкин, С. А. Богданов, А. Б. Мучников, А. Л. Вихарев, Д. Б. Радищев, В. В. Чернов</i> Рост нанокристаллических алмазных пленок на монокристаллическом AlN .....	303
<b>Ср 6-1с</b>	<i>И. В. Крайнов, В. Ф. Сапега, Н. С. Аверкиев, Г. С. Димитриев, К. Н. Ploog</i> Механизмы спиновой релаксации марганца в ферромагнитном (Ga,Mn)As .....	304
<b>Ср 6-2с</b>	<i>А. В. Ненашев, А. Ф. Зиновьева, А. В. Двуреченский, Т. С. Зароднюк, А. Ю. Горнов</i> О возможности выполнения квантовых логических операций в системе двух электронов, локализованных на Ge квантовой точке .....	305
<b>Ср 6-3с</b>	<i>Е. Л. Ивченко, Л. А. Бакалейников, В. К. Калевич</i> Спин-зависимая рекомбинация и сверхтонкое взаимодействие на глубоких парамагнитных дефектах.....	306
<b>Ср 6-4с</b>	<i>И. И. Лятелин, М. С. Окороков</i> О генерации спин-волнового тока в гибридных наноструктурах .....	307
<b>Ср 6-5с</b>	<i>А. П. Деточенко, А. В. Сухоруков, Д. В. Гусейнов, А. В. Кудрин, С. А. Попков, А. В. Королева, А. А. Ежеский, А. А. Конаков, В. А. Бурдов, Д. Г. Зверев, Г. В. Мамин, Н. В. Абросимов, Н. Riemann</i> Спиновый транспорт и спиновый резонанс с участием мелких доноров в кремнии.....	308
<b>Ср 6-6с</b>	<i>А. В. Здоровейцев, М. В. Дорохин, П. Б. Демина, Ю. А. Данилов, А. В. Кудрин, Е. А. Питиримова, А. Г. Темирязов, М. П. Темирязева, F. Iikawa</i> Спиновые светоизлучающие диоды на основе наноразмерных структур InGaAs/GaAs с ферромагнитным инжектором CoPt .....	309
<b>Ср 6-7с</b>	<i>Д. С. Смирнов, Л. Е. Голуб</i> Динамика и флуктуации спина в режиме стриминга.....	310
<b>Ср 6-8с</b>	<i>И. А. Кокурин, Н. С. Аверкиев</i> Ориентация спинов носителей током в квази-одномерной системе .....	311
<b>Ср 6-9с</b>	<i>А. В. Пошакинский, С. А. Тарасенко</i> Распространение термических флуктуаций спиновой плотности в квантовых ямах .....	312
<b>Ср 6-10с</b>	<i>Ж. А. Девизорова, В. А. Волков</i> Спин-орбитальное взаимодействие электронов с атомарно резкой гетерограницей в квантовой яме.....	313

Ср 6-11с	<i>Е. В. Филатов, А. А. Максимов, И. И. Тартаковский</i> Прямые измерения пикосекундной кинетики нагрева спиновой подсистемы Mn в полумагнитных полупроводниковых гетероструктурах типа-II (Zn,Mn)Se/BeTe .....	314
Ср 6-12с	<i>А. Н. Афанасьев, А. А. Грешнов, Г. Г. Зегря</i> Генерация чисто спиновых токов при Оже-рекомбинации в квантовых ямах с расщеплением Рашбы и Дрессельхауса.....	315
Ср 6-13с	<i>Л. В. Котова, А. В. Платонов, В. Н. Кац, Л. Е. Голуб, В. П. Кочерешко, Е. В. Кожемякина, Д. В. Дмитриев</i> Эффекты пространственной дисперсии в структурах с квантовыми ямами .....	316
Ср 6-14с	<i>М. М. Глазов</i> Конкуренция сверхтонкого взаимодействия и прыжков в спиновом шуме локализованных электронов .....	317
Ср 6-15с	<i>В. Ф. Сапега, Г. С. Дмитриев, И. В. Крайнов, Н. С. Аверкиев</i> Расщепление состояний акцептора марганца в (Ga,Mn)As в деформационном и магнитном полях .....	318
Ср 6-16с	<i>К. Ю. Черноглазов, А. С. Семисалова, С. Н. Николаев, В. В. Рыльков, В. В. Тугушев, Ю. М. Чесноков, А. Л. Васильев, И. А. Лихачев, Э. М. Пашаев, А. В. Зенкевич, Ю. А. Матвеев, О. А. Новодворский, А. В. Шорохова, Н. С. Перов, Э. Т. Кулатов, А. С. Веденеев, А. С. Бугаев</i> Ферромагнетизм поликристаллических пленок $Si_{1-x}Mn_x$ ( $x \sim 0,5$ ) с самоорганизованным распределением кристаллитов по размерам.....	319
Ср 6-17с	<i>О. Е. Терещенко, В. А. Голяшов, И. Б. Чистохин, Т. С. Шамирзаев, А. С. Ярошевич, И. А. Дербезов, В. А. Гайслер, А. К. Бакаров, Д. В. Дмитриев, А. И. Торопов, И. И. Мараховка, А. В. Коптилов, Н. В. Кислых</i> Инжекция свободных спин-поляризованных электронов в гетероструктуры на основе $A^3B^5$ .....	320
Ср 6-18с	<i>К. Г. Гареев, С. А. Ионин, В. А. Мошников, Н. В. Пермяков</i> Исследование коллоидных частиц $Fe_mO_n-SiO_2$ , получаемых одно- и двухстадийными способами .....	321
Ср 6-19с	<i>А. В. Черненко, А. С. Бричкин</i> Локализованные и связанные экситоны в сверхрешётках второго типа ZnMnSe/ZnSSe.....	322
Ср 6-20с	<i>А. А. Лотин, О. А. Новодворский, М. А. Панков, В. В. Рыльков, Э. Т. Кулатов, Д. А. Зуев, О. Д. Храмова, Л. С. Паршина, А. В. Шорохова, В. А. Михалевский, Е. А. Черобыло</i> Магнитная анизотропия в тонких пленках $Zn_{1-x}Co_xO$ .....	323

Ср 6-21с	<p><i>О. А. Новодворский, Л. С. Паршина, О. Д. Храмова, В. А. Михалевский, С. Ф. Маренкин, И. В. Федорченко, А. Н. Аронов, Б. А. Аронзон</i></p> <p>Создание магнитных полупроводниковых гетеропереходов <math>p\text{-In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/n\text{-InSb}</math> методом импульсного лазерного осаждения ..... 324</p>
Ср 7-22с	<p><i>Н. С. Аверкиев, I. B. Bersuker, В. В. Гудков, S. Zherlitsyn, S. Yasin, И. В. Жевстовских, К. А. Барышников, А. М. Монахов, М. Н. Сарычев, Ю. В. Коростелин</i></p> <p>Ультразвуковое определение параметров эффекта Яна-Теллера в полупроводниковом кристалле <math>\text{CdSe:Cr}^{2+}</math> ..... 325</p>
Ср 7-23с	<p><b>В. Я. Алешкин</b></p> <p>Динамика примесной фотопроводимости в гетероструктуре GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами ..... 326</p>
Ср 7-24с	<p><b>О. А. Солтанович, Е. Б. Якимов, Й. Вебер</b></p> <p>Исследование метастабильных дефектов в эпитаксиальных слоях n-GaAs методом высокоразрешающей Лапласовской релаксационной спектроскопии глубоких уровней..... 327</p>
Ср 7-25с	<p><i>В. С. Багаев, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, Е. Е. Онищенко, А. А. Пручкина, А. А. Савинова, Н. А. Смирнова</i></p> <p>Оптическая спектроскопия комплексных дефектов в компенсированных кристаллах Cd(Zn)Te ..... 328</p>
Ср 7-26с	<p><i>В. В. Козловский, Б. Я. Бер, Е. В. Богданова, Н. В. Середова, А. А. Лебедев</i></p> <p>Особенности радиационного дефектообразования в 6Н- и 4Н-SiC n- и p- типа проводимости..... 329</p>
Ср 7-27с	<p><b>Л. В. Арапкина, М. С. Сторожевых, К. В. Чиж, В. А. Чапнин, В. А. Юрьев</b></p> <p>Формирование наноразмерных дефектов роста на поверхности Si/Si(001) в процессе МЛЭ ..... 330</p>
Ср 7-28с	<p><b>Е. П. Скипетров, М. М. Маркина, К. В. Захаров, А. А. Соловьев, А. В. Кнотько, Е. И. Слынько, В. Е. Слынько</b></p> <p>Магнитные свойства разбавленных магнитных полупроводников <math>\text{Pb}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Te}</math> ..... 331</p>
Ср 7-29с	<p><i>А. Н. Акимов, Д. В. Ищенко, А. Э. Климов, И. Г. Неизвестный, В. Н. Шумский, В. С. Эпов</i></p> <p>Термостимулированные токи в <math>\text{PbSnTe:In}</math> при заполнении центров захвата освещением и инъекцией из контактов ..... 332</p>
Ср 7-30с	<p><i>И. И. Ижнин, Е. И. Фицыч, А. В. Войцеховский, А. Г. Коротаев К. Д. Мынбаев, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, М. В. Якушев, А. Ю. Бончик, Г. В. Савицкий, Z. Świątek, P. Ozga</i></p> <p>Электрофизические и оптические исследования нейтральных дефектов в эпитаксиальных пленках <math>\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}</math> ..... 333</p>

Ср 7-31с	<b>Л. Б. Карлина, А. С. Власов, Б. Я. Бер, Д. Ю. Казанцев, М. М. Кулаг</b> Роль изовалентных сурфактантов в процессах диффузии цинка в арсениде галлия.....	334
Ср 7-32с	<b>В. П. Мартовицкий, Ю. Г. Садофьев</b> Рентгенодифракционное выявление повышенной концентрации точечных дефектов в эпитаксиальных слоях $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ и $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ .....	335
Ср 7-33с	<b>В. В. Цыпленков, В. Н. Шастин</b> Механизм инверсии при оптическом возбуждении двойных доноров магния в кремнии.....	336
Ср 7-34с	<b>В. И. Зубков, О. В. Кучерова, А. В. Зубкова, J. Butler, А. Л. Вихарев, С. А. Богданов</b> Исследования примесного уровня бора в полупроводниковом алмазе методом температурной спектроскопии адмиттанса.....	337
Ср 7-35с	<b>Ю. В. Жилев, В. В. Зеленин, Е. Н. Мохов, С. С. Нагальюк, Н. К. Полетаев, А. П. Скворцов</b> Спектры поглощения кристаллов нитрида алюминия, легированных ионами $\text{Er}^{3+}$ .....	338
Ср 7-36с	<b>И. А. Курова, Н. Н. Ормонт</b> Релаксация метастабильной темновой проводимости пленок аморфного гидрированного кремния, фотоиндуцированной при температурах выше 400 К.....	339
Ср 7-37с	<b>И. В. Осинных, Т. В. Малин, В. Ф. Плюснин, К. С. Журавлев</b> Исследование сине-зеленой полосы в спектрах фотолюминесценции сильно легированного $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ .....	340
Ср 7-38с	<b>О. С. Трушин, Э. Марас, Т. Ала-Ниссила, Э. Гранато, С. Ч. Инг</b> Атомные механизмы зарождения дислокаций в гетероэпитаксиальной структуре $\text{Ge}/\text{Si}(001)$ .....	341
Ср 7-39с	<b>А. А. Алтухов, Ю. В. Гуляев, Н. Х. Талипов, Р. А. Хмельницкий, Г. В. Чучева</b> Особенности активации бора, имплантированного при больших дозах в природные кристаллы алмаза.....	342
Ср 7-40с	<b>А. Э. Климов, Н. С. Пащин, В. Н. Шерстякова, В. Н. Шумский</b> Длинноволновая ИК фотопроводимость пленок $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}:\text{In}$ для составов вблизи инверсии зон .....	343
Ср 7-41с	<b>Е. В. Иванова, М. В. Загорянская, М. Г. Мынбаева</b> Точечные дефекты в объемном $\text{GaN}$ .....	344
Ср 9-42с	<b>Е. С. Жукова, A. Pustogow, M. Pinterić, S. Tomić, J. A. Schlueter, Б. П. Горшунюв, М. Dressel</b> Низкоэнергетические возбуждения в спин-жидкостном соединении $\kappa\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{Cu}_2(\text{CN})_3$ .....	345

Ср 9-43с	<i>В. В. Травкин, Г. Л. Пахомов, В. И. Шашкин, П. А. Стужин</i> Многослойные структуры с изотипным молекулярным гетеропереходом .....	346
Ср 9-44с	<b>С. В. Новиков</b> Прыжковый транспорт носителей заряда в материалах с пространственно коррелированной экспоненциальной плотностью состояний.....	347
Ср 9-45с	<i>А. С. Берестенников, П. С. Крылов, А. Н. Алёшин</i> Композитные плёнки на основе биоцеллюлозы, модифицированной проводящим полимером PEDOT/PSS .....	348
Ср 9-46с	<i>А. Б. Гордеева, И. В. Макаренко, В. П. Улин, В. Л. Берковиц</i> Влияние свойств подложки на формирование кристаллитов фталоцианина меди.....	349
Ср 9-47с	<i>Р. Т. Сибатов, Е. В. Морозова</i> Дисперсионная адвекция-диффузия носителей заряда в полимерных мультислоях .....	350
Ср 9-48с	<i>М. Н. Журавлёв, А. А. Горбацевич, Т. С. Катаева</i> Молекулярный переключатель на основе транс-полиацетилена .....	351
Ср 11-49с	<i>М. В. Степихова, С. М. Сергеев, В. А. Вербус, А. В. Новиков, З. Ф. Красильник, М. В. Шалеев, И. И. Амиров, J. G. Schilling</i> Модовый состав и люминесцентные свойства дисковых микрорезонаторов, сформированных на базе светоизлучающих структур с наноструктурами Ge(Si) .....	352
Ср 11-50с	<i>В. Л. Крутянский, А. Л. Чехов, А. И. Стогний, Т. В. Мурзина</i> Нелинейно-оптические эффекты в Au/BIG магнитоплазмонных кристаллах .....	353
Ср 11-51с	<i>В. И. Ушанов, В. В. Чалдышев, Н. А. Берт, В. Н. Неведомский, Н. Д. Ильинская, Н. М. Лебедева, М. А. Яговкина, В. В. Преображенский, М. А. Пулято, Б. Р. Семягин</i> Плазмонный резонанс в новых металло-полупроводниковых метаматериалах AsSb-AlGaAs .....	354
Ср 11-52с	<i>Л. С. Голобокова, Ю. В. Настаушев, Ф. Н. Дульцев, Н. В. Крыжановская, Э. И. Мусеев, А. Б. Талочкин, В. А. Сейфи, А. В. Латышев</i> Экспериментальное исследование и численное моделирование оптических характеристик кремниевых нанопилларов .....	355
Ср 11-53с	<i>М. Ю. Барабаненков, В. Т. Волков, А. Н. Грузинцев, А. И. Ильин, О. В. Трофимов</i> Асимметричная структура из двух дифракционных решеток для ввода ИК излучения в Si полосковый волновод .....	356



Ср 11-54с	<b>М. Ю. Барабаненков, Ю. Н. Барабаненков</b> Передача возбуждения вдоль 1D линейной цепочки плазмонных сферических наночастиц.....	357
Ср 11-55с	<b>В. К. Егоров, Е. В. Егоров</b> Особенности рентгеновской нанофотоники в условиях воздействия оптического излучения.....	358
Ср 12-56с	<b>К. В. Чиж, В. А. Юрьев, В. А. Чапнин, О. В. Уваров, В. П. Калинушкин</b> Неохлаждаемые микроболометры на основе диодов Шоттки .....	359
Ср 12-57с	<b>В. Г. Кеслер, А. А. Гузев, С. А. Дворецкий, Е. Р. Закиров, А. П. Ковчавцев, З. В. Панова, М. В. Якушев</b> Изготовление и фотоэлектрические характеристики туннельных МОП диодов на КРТ .....	360
Ср 12-58с	<b>М. А. Ладугин, Т. А. Багаев, И. В. Яроцкая, А. А. Падалица, А. А. Мармалюк, А. Д. Максимов</b> Гетероструктуры с квантовыми ямами (Al)GaAs и (In)GaAsP для мощных полупроводниковых лазерных излучателей спектрального диапазона 780-810 нм .....	361
Ср 12-59с	<b>Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, И. С. Тарасов</b> Внутренние оптические потери в полупроводниковых лазерах....	362
Ср 12-60с	<b>О. В. Наумова, Э. Г. Зайцева, Б. И. Фомин, М. А. Ильницкий, В. П. Попов</b> Подвижность электронов в двухзатворных тонкопленочных КНИ-МОП транзисторах.....	363
Ср 12-61с	<b>Н. В. Крыжановская, Ю. В. Кудашова, Э. И. Моисеев, А. Е. Жуков, М. В. Максимов, М. М. Кулагина, С. И. Трошков, А. А. Липовский, Д. В. Карпов</b> Микролазеры анизотропной формы с активной областью на основе InAs/InGaAs квантовых точек .....	364
Ср 12-62с	<b>С. А. Рожков, С. Н. Косолюбов, Г. Э. Шайблер, А. С. Терехов, В. А. Курешов, Д. Р. Сабитов, А. В. Мазалов, А. А. Падалица, А. В. Долгих, А. В. Чикинев, С. В. Гамзинов, И. И. Гольдберг</b> Вклад электронных ловушек в темновой ток p-GaN(Cs,O) фотокатада.....	365
Ср 12-63с	<b>С. О. Слипченко, А. А. Подоскин, А. В. Рожков, Н. А. Пихтин, И. С. Тарасов, Т. А. Багаев, М. А. Ладугин, А. А. Мармалюк, А. А. Падалица, В. А. Симаков</b> Мощные импульсные лазеры-тиристоры на основе AlGaAs/GaAs гетероструктур (900 нм).....	366
Ср 12-64с	<b>С. В. Сорокин, Г. В. Климко, С. В. Гронин, И. В. Седова, А. А. Ситникова, А. А. Торопов, Е. А. Европейцев, С. В. Иванов</b> Молекулярно-пучковая эпитаксия короткопериодных сверхрешеток Zn(S)Se/CdSe/In <sub>0,3</sub> Ga <sub>0,7</sub> As с эффективной шириной запрещенной зоны 2,1-2,15 эВ .....	367

Ср 12-65с	<i>Н. Ю. Гордеев, А. С. Паюсов, Ю. М. Шерняков, Н. А. Калюжный, С. А. Минтаиров, М. В. Максимов</i> Управление модовым составом излучения торцевых полупроводниковых лазеров с резонансно-связанными волноводами .....	368
Ср 12-66с	<i>Д. В. Гуляев, К. С. Журавлев, А. К. Бакаров, А. И. Торопов, Д. Ю. Протасов, Б. Я. Бер, Д. Ю. Казанцев</i> Влияние легирования барьерных слоев AlGaAs бериллием на свойства <i>p</i> -HEMT AlGaAs/InGaAs/AlGaAs гетероструктур .....	369
Ср 12-67с	<i>М. А. Бобров, С. А. Блохин, А. Г. Кузьменков, Н. А. Малеев, А. А. Блохин, А. П. Васильев, А. Г. Гладышев, В. М. Устинов</i> Контроль поляризации выходного излучения вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм с ромбовидной токовой апертурой и внутрирезонаторными контактами .....	370
Ср 12-68с	<i>А. А. Мармалюк, А. В. Мазалов, В. А. Курешов, Д. Р. Сабитов, А. А. Падалица, Р. Х. Акчурин</i> Гетероструктуры III-N для приборов полупроводниковой фотоэлектроники .....	371
Ср 12-69с	<i>М. С. Иванов, П. Б. Родин, П. А. Иванов, И. В. Грехов</i> Волна ионизации TRAPATT-типа в карбидкремниевых и кремниевых пикосекундных лавинных обострителях .....	372
Ср 12-70с	<i>Г. М. Борисов, В. Г. Гольдорт, С. А. Кочубей, Д. В. Ледовских, А. А. Ковалёв, М. Н. Путято, В. В. Преображенский, Н. Н. Рубцова, Б. Р. Семягин, Т. С. Шамирзаев</i> Наноструктуры $A^3B^5$ для пассивной синхронизации мод лазеров .....	373
Ср 12-71с	<i>В. П. Попов, М. А. Ильницкий, В. Н. Мордкович, А. В. Леонов</i> Квантовые поправки в эффекте линейной зарядовой связи порогов двухзатворных КНИ транзисторов толщиной до 200 нм .....	374
Ср 12-72с	<i>А. А. Дубинов, С. С. Криштопенко, М. С. Жолудев, В. Я. Алешкин</i> Возможность стимулированного терагерцового излучения из HgCdTe структур с квантовыми ямами .....	375
Ср 12-73с	<i>С. М. Некоркин, Б. Н. Звонков, Н. В. Дикарева, В. Г. Шенгуров, С. А. Денисов, А. А. Дубинов, В. Я. Алешкин, К. Е. Кудрявцев, З. Ф. Красильник</i> Стимулированное излучение в InGaP/GaAs/InGaAs структуре на Ge/Si подложке .....	376
Ср 12-74с	<i>А. П. Ковчавцев, В. Г. Кеслер, А. А. Гузев, А. В. Царенко, З. В. Панова</i> Температурные зависимости адмиттанса InAs-МОП структур со сверхтонким окислом .....	377

Ср 12-75с	<i>П. А. Иванов, О. И. Коньков, А. С. Потапов, Т. П. Самсонова</i> Электрическое сопротивление барьерных контактов Ti/n-4H-SiC при высоких плотностях прямого тока.....	378
Ср 12-76с	<i>А. А. Алтухов, Ю. В. Гуляев, К. Н. Зяблюк, Н. Х. Талипов, Г. В. Чучева</i> Формирование дельта легированного <i>p</i> -слоя в природных и CVD кристаллах алмаза при термообработках в водороде .....	379
Ср 12-77с	<i>О. Г. Кошелев, Г. Г. Унтила</i> О времени релаксации фотопроводимости в базовой области кремниевых солнечных элементов при локальном освещении .....	380
Ср 12-78с	<i>Д. В. Горшков, В. В. Бакин, С. А. Рожков, Г. Э. Шайблер, С. Н. Косолобов, А. С. Терехов</i> Упругое и неупругое рассеяние фотоэлектронов при фотоэмиссии из <i>p</i> -GaN(Cs,O) и <i>p</i> -GaAs(Cs,O) фотокатодов .....	381
Ср 12-79с	<i>П. Н. Брунков, В. И. Брылевский, И. А. Смирнова, П. Б. Родин, И. В. Грехов</i> Глубокие уровни в диодных структурах кремниевых лавинных обострителей субнаносекундного диапазона.....	382
Ср 12-80с	<i>О. А. Солтанович, Е. Б. Якимов</i> Анализ частотных зависимостей вольт-фарадных характеристик и адмиттанса светоизлучающих структур InGaN/GaN: влияние процессов релаксации заряда в квантовых ямах .....	383
Ср 12-81с	<i>М. Е. Бойко, М. Д. Шарков, А. М. Бойко, А. В. Бобыль, С. Г. Конников</i> Исследование сверхструктур в полупроводниковых приборах методом МУРР при длинах волн около краев поглощения элементов образца.....	384
Ср 12-82с	<i>М. А. Демьяненко, Д. Г. Есаев, А. И. Козлов, А. Р. Новоселов, В. Н. Овсяк</i> Мозаичные фотоприемники обзорно-панорамного формата: разработка, применение и некоторые системные вопросы .....	385
Ср 12-83с	<i>Г. М. Борисов, В. Г. Гольдорт, А. А. Ковалёв, Д. В. Ледовских, Н. Н. Рубцова</i> Техника двойной модуляции в исследовании кинетики поглощения/отражения полупроводниковых наноструктур .....	386
Ср 12-84с	<i>В. В. Золотарев, А. Ю. Лешко, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, И. С. Тарасов</i> Полупроводниковые лазеры с поверхностным распределенным брэгговским зеркалом высокого порядка дифракции.....	387

Ср 12-85с	<i><b>И. А. Андреев, В. В. Дюделев, Н. Д. Ильинская, Г. Г. Коновалов, Е. В. Куницына, О. Ю. Серебренникова, Г. С. Соколовский, В. В. Шерстнев, Ю. П. Яковлев</b></i> Сверхбыстродействующие (полоса пропускания 2-10 ГГц) фотодиоды для спектрального диапазона 1,3-3,8 мкм.....	388
Ср 12-86с	<i><b>И. Г. Пашаев</b></i> Исследование релаксации избыточного тока кремниевых диодов Шоттки, изготовленного с применением различных аморфных металлических сплавом .....	389
Ср 12-87с	<i><b>А. Ю. Егоров, А. В. Бабичев, Л. Я. Карачинский, И. И. Новиков, Н. А. Пухтин, И. С. Тарасов, Е. В. Никитина, А. Н. Софронов, Д. А. Фирсов, Л. Е. Воробьев, М. Tchernycheva, A. Bousseksou</b></i> Генерация излучения с длиной волны 5.8 мкм многопериодными квантово-каскадными лазерами при комнатной температуре .....	390
Ср 12-88с	<i><b>З. Н. Соколова, К. В. Бахвалов, А. В. Лютецкий, Н. А. Пухтин, И. С. Тарасов, Л. В. Асрян</b></i> Метод определения скорости захвата носителей заряда в квантовую яму в полупроводниковом лазере .....	391
Ср 12-89с	<i><b>М. Д. Шарков, М. Е. Бойко, А. В. Бобыль, А. М. Бойко, С. Г. Конников</b></i> Исследования размеров в доменно-кластерной структуре GaN/SiC и пористого SiC — материалов для полупроводниковых лазеров.....	392
Ср 13-90с	<i><b>А. Н. Куприянов, О. С. Трушин, И. И. Амиров</b></i> Моделирование методом молекулярной динамики колебаний медных нанорезонаторов .....	393
Ср 13-91с	<i><b>И. В. Уваров, О. М. Королева, В. В. Наумов</b></i> МЭМС-переключатель электростатического типа с механизмом активного размыкания электродов.....	394
Ср 7-92с	<i><b>Э. А. Штейнман, А. В. Терещенко, В. В. Привезенцев</b></i> Фотолюминесценция в кремнии, имплантированном ионами цинка .....	395
	<b>Авторский указатель .....</b>	<b>397</b>

# **Пленарные доклады**

**ПОЛУПРОВОДНИКИ 2015**



## **Нитриды в мире и в России**

**П. С. Копьев**

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

*тел: (812)297-36-20, эл. почта: ps@kopjev.ioffe.ru*

Нобелевская премия по физике 2014г. присуждена за создание синего светодиода. Будет раскрыта суть достижений Нобелевских лауреатов, взаимосвязь их работы с другими работами в области полупроводниковых наногетероструктур, удостоенными Нобелевских премий, история исследований и разработок, приведших к этому открытию.

Предполагается представить состояние по разработке источников видимого света на основе нитридов и светодиодного освещения в мире и состояние и перспективы развития этих исследований и разработок в России.

## **Термодинамика и магнитопроводимость коррелированной 2D электронной системы**

**В. М. Пудалов**

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 119991, Россия.

тел: (499)132-42-78, эл. почта: [pudalov@sci.lebedev.ru](mailto:pudalov@sci.lebedev.ru)

К настоящему времени накоплено большое количество экспериментальных данных, свидетельствующих о неспособности стандартной Ферми-жидкостной теории объяснить транспортные и термодинамические свойства сильно-коррелированных двумерных систем. Сюда относятся результаты измерений спиновой намагниченности электронов, магнитопроводимости в слабом параллельном поле, квантовых осцилляций в присутствии параллельного поля и др. Объяснение этим данным удастся на качественном уровне найти в рамках неоднофазного электронного состояния, в котором Ферми жидкость сосуществует с коллективными локализованными состояниями. Обе фазы находятся в термодинамическом равновесии и по мере изменения температуры и концентрации трансформируются друг в друга.



## Полупроводниковые структуры с дираковскими фермионами

**В. А. Волков**

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, стр.7, Москва, Россия.

*тел: (495)629-33-94, эл. почта: VoVA@cplire.ru*

Бурное развитие физики графена началось около 10 лет назад, почти одновременно с зарождением физики топологических изоляторов (ТИ). Имеет смысл подвести некоторые итоги, выделить из потока работ наиболее яркие достижения. На это и нацелен доклад. Особый упор сделан на экспериментально подтвержденных эффектах. Общим для этих двух разделов физики конденсированного состояния является малость ширины запрещенной зоны в таких материалах и псевдорелятивистский вид закона дисперсии носителей заряда. Их квантовомеханическое движение по зоне проводимости и валентной зоне описывается (в рамках многозонного обобщения метода эффективной массы) единым уравнением для эффективной волновой функции. С точностью до обозначений это уравнение есть настоящее (или модифицированное) уравнение Дирака. Поэтому носители заряда в таких материалах называют сейчас дираковскими фермионами (ДФ), массивными или безмассовыми (в зависимости от того, конечна ли ширина запрещенной зоны, или равна нулю).

В ТИ, для которых присуще сильное спин-орбитальное взаимодействие, особенности объемной зонной структуры таковы, что на их поверхности обязана существовать (по топологическим соображениям) особая зона проводящих поверхностных (или краевых) состояний – ПС. Это наиболее фундаментальное предсказание топологической теории. Поверхностные ДФ имеют конический закон дисперсии, т.е. являются безмассовыми, что приводит к сильному подавлению их рассеяния на немагнитных примесях. Считается, что это особенность («топологическая защита») именно ТИ. В докладе дан, в частности, обзор свойств ТИ разного типа и родственных материалов с ДФ.

С другой стороны, много лет известно о существовании на атомарно чистых поверхностях ряда кристаллов и зоны обычных, нетопологических, ПС. Это состояния Тамма-Шокли. Чаще всего они исследуются локальными методиками типа ARPES. Эти состояния не защищены от возмущений топологическими аргументами, поэтому их свойства (особенно транспортные) весьма чувствительны к состоянию и загрязнению поверхности. Интересен вопрос: существуют ли состояния типа Тамма-Шокли на реальных поверхностях раздела в нетопологических материалах, и имеет ли проводимость по ним зонный характер? В литературе неоднократно публиковались сообщения о наблюдении таких состояний в нормальных условиях, но прямые (и подтвержденные) доказательства, похоже, отсутствовали до последнего времени.

Совсем недавно краевые состояния этого типа обнаружены в графене. Было установлено, что спектр краевых таммовских состояний имеет линейную форму, похожую на конический спектр ПС в ТИ, и с помощью прямого транспортного эксперимента доказан зонный характер проводимости по ним в нормальных условиях. «Дираковость», видимо, облегчает условия появления зоны ПС типа Тамма-Шокли. Это роднит между собой такие разные дираковские системы, как графен и ТИ. Обсуждается справедливость этого вывода в других возможных системах с ДФ и степень защищенности ПС типа Тамма-Шокли от рассеяния.



**Устные тематические доклады**

**ПОЛУПРОВОДНИКИ 2015**



## Нестационарные и переходные состояния сильнонеравновесного конденсата экситонных поляритонов

С. С. Гаврилов<sup>1</sup>, Н. А. Гиппиус<sup>2</sup>, А. А. Деменев<sup>1</sup> и В. Д. Кулаковский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, 142432, Россия.

<sup>2</sup>Сколковский институт науки и технологий, Сколково, 143025, Россия.

тел: (496)522-82-23, эл. почта: gavr\_ss@issp.ac.ru

Квазидвумерные экситонные поляритоны – композитные бозоны, возникающие в условиях сильной экситон-фотонной связи. Их макроскопически когерентные (конденсатные) состояния могут возникать как в квазиравновесных условиях, так и непосредственно под действием резонансной и когерентной оптической накачки. Недавно был обнаружен эффект сверхбыстрой спиновой конверсии сильнонеравновесного поляритонного конденсата в анизотропных микрорезонаторах [1]. В частности, было найдено, что взаимовлияние отталкивательного поляритон-поляритонного взаимодействия и пространственной анизотропии системы приводит к спонтанному нарушению симметрии конденсатных состояний с право- и лево-циркулярной поляризацией в условиях линейно поляризованного (спин-симметричного) внешнего поля. В результате наблюдаются переходы между линейно и циркулярно поляризованными состояниями конденсата, осуществляющиеся пороговым образом на масштабе пикосекунд и микрометров по достижении критических интенсивностей возбуждения [1-3]. Этот эффект аналогичен спиновой мультистабильности [4].

Понижение симметрии системы приводит также к формированию нестационарных состояний конденсата в постоянных или плавно изменяющихся внешних условиях. Теоретически и экспериментально исследуются автоколебательные режимы, возникающие за счет нарушения спиновой симметрии поляритонов [5], переходные осцилляции, сопровождающие скачки между ветвями устойчивости [6], и возможность «переключения» среднего спина конденсата под действием акустических (деформационных) импульсов пикосекундной длительности при неизменной оптической накачке [7]. Предсказанный сценарий эволюции поляритонного конденсата в режиме «обострения» [8] подтвержден экспериментально.

Обнаруженные явления открывают перспективу создания источников когерентного излучения, в которых поляризация света может управляемо и за времена порядка нескольких пикосекунд переключаться между линейной, право- и лево-циркулярными. Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (грант МК-6521.2014.2) и Российского научного фонда (грант 14-12-01372).

### Литература

- [1] S. S. Gavrilov et al., APL **102**, 011104 (2013)
- [2] S. S. Gavrilov et al., Phys. Rev. B **87**, 201303 (2013)
- [3] A. V. Sekretenko et al., Phys. Rev. B **88**, 205302 (2013)
- [4] N. A. Gippius et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 236401 (2007)
- [5] S. S. Gavrilov et al., Phys. Rev. B **90**, 235309 (2014)
- [6] С. С. Гаврилов и др., Письма в ЖЭТФ, **101** (1), 9 (2015)
- [7] С. С. Гаврилов и др., Письма в ЖЭТФ, **100** (12), 923 (2014)
- [8] S. S. Gavrilov. Phys. Rev. B **90**, 205303 (2014)

## Конденсация спин-циклотронных экситонов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах

А. С. Журавлев

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия.

тел: (496) 522-44-16, факс: (496) 522-81-60, эл. почта: [andrey.zhuravlev@issp.ac.ru](mailto:andrey.zhuravlev@issp.ac.ru)

Известно, что экситонные состояния в металлических системах, таких как двумерный электронный газ, нестабильны. Однако, в квантующих магнитных полях и при температурах значительно ниже, чем энергия циклотронного квантования, электронная система при целочисленном заполнении уровней Ландау превращается в Холловский изолятор. Возбуждениями в Холловском изоляторе являются магнитоэкситоны, называемые так по аналогии с магнитоэкситонами в полупроводниках [1]. Появление бозонной компоненты в коррелированной системе фермионов делает целочисленный квантовый эффект Холла потенциальным кандидатом для формирования макроскопических неравновесных экситонных конденсатов, как предлагается в работе [2]. Однако, в данном случае, вместо электронов в зоне проводимости и валентных дырок, в качестве заряженных частиц выступают возбужденные электроны на незаполненных уровнях Ландау и вакансии на заполненных.

Одной из очевидных возможных реализаций подобного сценария является система магнитоэкситонов, образованных электронами на первом уровне Ландау и вакансиями на нулевом уровне Ландау при факторе заполнения  $\nu=2$ . Электронная система не поляризована по спину, поэтому спектр межуровневых возбуждений состоит из двух типов магнитоэкситонов: спин-синглетного, с полным спином 0; и спин-триплетного с полным спином 1 и проекцией спина на ось магнитного поля -1, 0, 1. Синглетный магнитоэкситон представляет собой бесспиновую магнитоплазменную моду. Его релаксация в основное состояние связана с переходом электрона с первого уровня Ландау на нулевой посредством испускания фотона с циклотронной энергией. Таким образом, спин-синглетный магнитоэкситон — «светлый экситон». В отличие от спин-синглетного, спин-триплетный магнитоэкситон не является оптически активным («темный экситон»), и его времена релаксации могут достигать гигантских значений [3].

Для манипулирования системой спин-триплетных магнитоэкситонов при  $\nu=2$  была разработана новая оптическая методика. Поскольку возбужденные спин-триплетные магнитоэкситоны медленно релаксируют в основное состояние, появляется экспериментальная возможность накопить макроскопическую систему магнитоэкситонов с плотностью на уровне 0,1 от плотности электронов на уровне Ландау. В плотной системе спин-триплетных магнитоэкситонов наблюдаются фазовые превращения, которые можно интерпретировать в терминах конденсации магнитоэкситонов.

### Литература

- [1] L. P. Gor'kov, I. E. Dzyaloshinskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **53**, 717 (1968) [Sov. Phys. JETP **26**, 449 (1968)].
- [2] I. V. Lerner, Yu. E. Lozovik, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **80**, 1488 (1981) [Sov. Phys. JETP **53**, 763 (1981)].
- [3] S. M. Dickmann, Phys. Rev. Lett. **110**, 166801 (2013).

## Конденсат поляритонов в магнитном поле: изменение знака g-фактора и скачок диамагнитной восприимчивости

А. В. Черненко<sup>1</sup>, Ю. Фишер<sup>2</sup>, С. Бродбек<sup>2</sup>, И. Ледерер<sup>2</sup>, А. Рахими-Иман<sup>2</sup>,  
М. Амтор<sup>2</sup>, В. Д. Кулаковский<sup>1</sup>, М. Камп<sup>2</sup>, М. Дурнев<sup>3</sup>, К. Шнайдер<sup>2</sup>,  
А. В. Кавокин<sup>3</sup>, С. Хёфлинг<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твёрдого тела РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл, Россия.

<sup>2</sup>Technische Physik, Physikalisches Institut, Universität Wuerzburg, Am Hubland, D-97074 Wuerzburg, Germany.

<sup>3</sup>Spin Optics Laboratory, St-Petersburg State University, 1, Ulianovskaya, St.-Petersburg 198504, Russia.

тел: (496) 522-82-88, факс: (496) 522-86-50, эл. почта: chernen@issp.ac.ru

Свойства конденсата поляритонов в высококачественном микрорезонаторе с добротностью  $Q > 10^4$  исследованы в магнитном поле, перпендикулярном плоскости структуры. Нерезонансное возбуждение осуществлялось непрерывным титан-сапфировым лазером в первый минимум отражения Бреговских зеркал. Измерения фотолюминесценции (ФЛ) выявили неожиданный факт: g-фактор конденсата меняет знак по отношению к g-фактору газа поляритонов при значительных отрицательных расстройках резонатора  $\delta$ . Данные для  $\delta = -6.5$  мэВ приведены на Рис.1

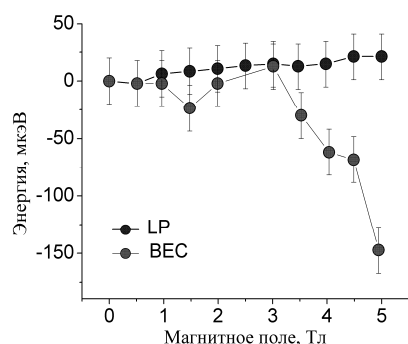


Рис. 1. Зависимость g-фактора от магнитного поля при накачках ниже (LP) и выше (ВЕС) порога конденсации.  $T = 5$  К

Объяснить эффект оказалось возможным допустив отсутствие равновесия между спиновыми подуровнями конденсата поляритонов. Модифицировав теоретическую модель предложенную ранее [1], удалось получить качественное согласие с экспериментом.

Эта модель предполагает наличие термодинамического равновесия в системе поляритонов и хорошо объясняет результаты, полученные ранее [2]. Допустив отсутствие равновесия между спиновыми подуровнями и приписав каждому из подуровней свой химический потенциал, удастся связать Зеемановское расщепление со степенью циркулярной поляризации, измеряемой в эксперименте [3].

Кроме изменения знака g-фактора также наблюдается заметный, до 25%, рост диамагнитной константы при переходе через порог конденсации, который связан с фактором заполнения фазового пространства. В случае конденсата это приводит к увеличению Боровского радиуса экситонов и, как следствие, к росту величины диамагнитной константы.

### Литература

- [1] Y. G. Rubo, A. V. Kavokin, and I. A. Shelykh, Phys. Lett. A **358**, 227 (2006)
- [2] A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, S. Hoefling et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 256401 (2010).
- [3] J. Fisher, S. Brodbeck, A. V. Chernenko, et al., Phys. Rev. Lett. **112**, 093902 (2014).

**Динамика рекомбинации экситонов в гетероструктурах с  
монослойными квантовыми ямами GaAs/AlAs и InAs/AlAs в  
сильных магнитных полях**

**Т. С. Шамирзаев**<sup>1,2</sup>, J. Debus<sup>3</sup>, М. М. Глазов<sup>4</sup>, Е. Л. Ивченко<sup>4</sup>, Д. Р. Яковлев<sup>3,4</sup>,  
М. Bayer<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ИФП им. А.В.Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>НГУ, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>3</sup>Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Dortmund, 44221, Germany.

<sup>4</sup>ФТИ им. А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая 26, С.-Петербург, 194021, Россия.

*тел: (383) 330-44-55, факс: (383) 333-27-71, эл. почта: tim@isp.nsc.ru*

Динамика экситонной рекомбинации в магнитном поле исследовалась в гетероструктурах с непрямоугольными монослойными квантовыми ямами (КЯ). Обнаружено необычное поведение фотолуминесценции (ФЛ) экситонов: с ростом магнитного поля в геометрии Фарадея (продольное поле) происходит уменьшение её интенсивности и одновременное увеличение времени рекомбинации экситонов. В предложенной нами модели эффект объясняется тем, что основное состояние экситона в продольном магнитном поле является «темным» и его заселенность возрастает в магнитном поле. Явление универсально и проявляется как в структурах первого (InAs/AlAs) так и второго (GaAs/AlAs) рода [1].

Спектры низкотемпературной (2 К) ФЛ структур содержат полосу бесфонного перехода и его фонные повторения. Приложение к структурам продольного магнитного поля приводит к монотонному уменьшению интегральной интенсивности ФЛ (до 5 раз в поле 10 Тл) при одновременном возрастании времени излучательной рекомбинации (до 20 раз в поле 10 Тл). Повышение температуры или изменение ориентации магнитного поля (поворот поля в геометрию Фохта) приводят к восстановлению интенсивности ФЛ и уменьшению времени излучательной рекомбинации. Отметим, что в нулевом магнитном поле вследствие высокого качества структур интенсивность их ФЛ определяется излучательной рекомбинацией оптически активных экситонов, а вклад безызлучательных процессов пренебрежимо мал. Соотношение между  $g$ -факторами электрона и дырки в исследуемых КЯ таково, что в продольном магнитном поле основным состоянием экситона оказывается оптически неактивное (проекция момента 2 на ось поля), доля экситонов, накапливающихся в этом состоянии увеличивается с ростом напряженности магнитного поля. При этом возрастает вклад процессов безызлучательной рекомбинации, что и приводит к уменьшению интегральной интенсивности ФЛ структур. Восстановление интенсивности ФЛ с одновременным уменьшением времени излучательной рекомбинации при повышении температуры или в наклонном магнитном поле обусловлены температурным заселением оптически активных экситонных состояний в первом случае и смешиванием оптически активных и неактивных состояний поперечной компонентой магнитного поля во втором. Работа поддержана РФФИ (проект 13-02-00073).

### **Литература**

[1] T.S. Shamirzaev, A.M. Gilinsky, A.K. Kalagin, et al Phys.Rev B **76**, 155309 (2007).



## Биения квантово-размерных экситонных состояний в InGaAs/GaAs гетероструктуре

И. Я. Герловин, И. И. Игнатъев, И. А. Ловцюс, В. В. Петров, **А. В. Трифонов**  
Санкт-Петербургский государственный университет, Ульяновская ул., д. 1, Санкт-Петербург, Петродворец, 198504, Россия.

тел: (812) 428-48-40, , эл. почта: arthur.trifonov@gmail.com

Биения дискретных энергетических состояний являются одним из наиболее ярких проявлений квантовой когерентности. Первые наблюдения квантовых биений в полупроводниках были реализованы в 1991 году [1] на спиновых состояниях экситонов в магнитном поле. Спиновые состояния экситонов, а также состояния легких и тяжелых дырок, до сих пор являются основными объектами для наблюдения квантовых биений в полупроводниках.

В докладе будут приведены результаты экспериментального исследования биений в принципиально иной системе – системе уровней размерного квантования экситонных состояний. Исследовалась гетероструктура с InGaAs квантовой ямой, шириной 95 нм, помещенной между барьерными слоями GaAs. В спектрах люминесценции и отражения структуры присутствуют отчетливо выраженные пики, соответствующие переходам на шесть нижайших уровней размерного квантования [2]. Кинетика экситонных состояний изучалась методом «накачки-зондирования», в котором регистрируется обусловленное накачкой изменение коэффициента отражения пробного лазерного пучка как функция временной задержки между накачивающим и пробным импульсами.

Эксперименты показали, что в условиях, когда спектр импульса накачки покрывает переходы сразу в несколько квантово-размерных экситонных состояний, в кинетике сигнала возникают отчетливо выраженные осцилляции (см. рис. 1). Частоты осцилляций соответствуют энергетическим зазорам между каждым из уровней и уровнем IV, наиболее эффективно возбуждаемым импульсом накачки. Анализ затухания осцилляций позволил определить время существования квантовой когерентности исследуемых состояний и изучить зависимость этого времени от температуры и мощности накачки.

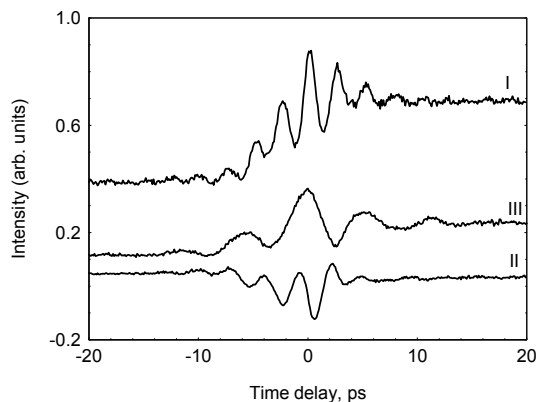


Рис. 1. Форма сигналов «накачки-зондирования», регистрируемых на первом (I), втором (II) и третьем (III) экситонных состояниях.

### Литература

- [1] S. Bar-Ad and I. Bar-Joseph, Phys. Rev. Lett. **66**, 2491 (1991).  
[2] A. V. Trifonov, S. N. Korotan, A. S. Kurdyubov, I. Ya. Gerlovин, I. V. Ignatiev, Yu. P. Efimov, S. A. Eliseev, V. V. Petrov, Yu. K. Dolgikh, V. V. Ovsyankin, and A. V. Kavokin, Phys. Rev. B **91**, 115307 (2015).

## Гигантское керровское вращение света в структурах с микрорезонаторами

Р. В. Чербунин, Н. Е. Коптева, А. В. Михайлов

Санкт-Петербургский государственный университет, Ульяновская улица 1, Петергоф, 198504, Санкт-Петербург, Россия.

тел: (812) 428-48-49, эл. почта: r.cherbunin@gmail.com

Полупроводниковые микрорезонаторы привлекают возрастающий интерес благодаря их способности усиливать взаимодействие между светом и веществом. В частности, эффект керровского вращения, заключающийся в повороте плоскости поляризации отраженного от намагниченной среды света, может быть усилен на несколько порядков, если поместить поляризованные по спину частицы в плоский микрорезонатор с высокой добротностью. Благодаря этому, в недавнее время стало возможным измерение спинового состояния одиночного электрона, детектирование ядерной намагниченности по поляризации электронного газа в эффективном ядерном магнитном поле, и др. В данной работе методом накачки и зондирования с последующим анализом состояния поляризации отраженного света, исследован предельный случай сильной циркулярно поляризованной оптической накачки структуры с микрорезонатором и возможности достижения максимального угла поворота плоскости поляризации в таких структурах. В частности, нами исследовалось, какие параметры микрорезонатора, помимо его добротности, оказывают влияние на коэффициент усиления угла поворота. В работе продемонстрировано фото-индуцированное керровское вращение на образце с квантовой ямой в микрорезонаторе, находящемся в режиме сильной связи между экситоном и фотонной модой, близкое по величине к предельному значению в отражении, равному  $\pi/2$ . Показано, что ключевую роль в достижении предельных углов поворота играет соотношение оптических потерь в резонаторе и асимметрия зеркал, а не добротность резонатора. Тщательный анализ состояния поляризации отраженного света (см. рис. 1) позволил нам понять механизмы формирования гигантского керровского вращения при оптической накачке. Он показал, что одинаковую роль играет как голубой сдвиг энергии экситона, так и уменьшение силы осциллятора экситонного перехода.

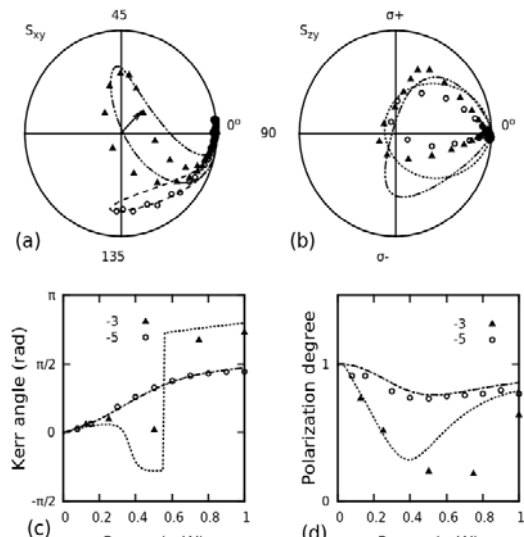


Рис. 1. (а) Годограф вектора Стокса отраженного пробного пучка в экваториальной плоскости сферы Пуанкаре при изменении длины волны детектируемого пробного импульса. Задержка между импульсами 10 пс. Треугольники — эксперимент при отстройке  $\Delta=3$  мэВ. Круги — эксперимент при  $\Delta=5$  мэВ. Сплошные линии построены по результатам моделирования. (б) Проекция годографа вектора Стокса в плоскости  $zy$ . (с) Максимальный угол керровского вращения в зависимости от мощности импульсов накачки (д) Степень поляризации отраженного света.

## Нагрев вследствие рекомбинации экситонов и биэкситонов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs

В. В. Белых, М. В. Кочиев

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

тел: (499) 132-63-45, эл. почта: [kochievmv@mail.ru](mailto:kochievmv@mail.ru)

Динамика экситонов и биэкситонов в квантовых ямах (КЯ) исследована при помощи спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) с разрешением по времени при резонансном импульсном фотовозбуждении. Исследовалась ФЛ структуры GaAs/AlGaAs, содержащей две мелкие КЯ шириной 4 и 3 нм. Для возбуждения экситонов и биэкситонов использовалась накачка пикосекундными лазерными импульсами с энергией квантов вблизи экситонного резонанса 4-нм КЯ.

При резонансном возбуждении кинетика экситонной ФЛ имеет быстрый участок (~10 пс), соответствующий рекомбинации фотовозбужденных холодных экситонов, и медленный участок (>100 пс), соответствующий уменьшению концентрации (за счет излучательной рекомбинации) термализованного ансамбля экситонов, большая часть которых находится в темновых состояниях. При возбуждении с энергией  $(E_X - E_b/2)$  (где  $E_X$  — энергия экситонного перехода,  $E_b$  — энергия связи биэкситона), сразу после импульса накачки в спектре доминирует биэкситонная ФЛ, люминесценция экситонов же нарастает по мере рекомбинации и диссоциации биэкситонов (с характерным временем ~50 пс).

Из измеренных кинетических зависимостей определены излучательные времена жизни экситонов (~16 пс) и биэкситонов (~55 пс). Предложен метод определения динамики внутренней температуры экситонного газа из динамик интенсивностей излучения экситонов  $I_X(t)$  и биэкситонов  $I_B(t)$  [1]:

$$T(t) = A \frac{\int_0^{\infty} (I_X(t') + I_B(t')) dt'}{I_X(t)},$$

где  $A = 37$  К/нс для исследуемой структуры.

Определена динамика температуры для различных плотностей возбуждения и энергий возбуждающих квантов. Установлено, что рекомбинация экситонов приводит к увеличению внутренней температуры экситонного газа на величину (~4 К) пропорциональную скорости рекомбинации и обратно пропорциональную скорости экситон-фононного рассеяния. Также к значительному нагреву экситонной системы приводит образование биэкситонов с последующей их рекомбинацией. В этом случае, увеличение температуры пропорционально отношению интенсивностей излучения биэкситонов и экситонов и может достигает ~10 К. Данные процессы излучательного нагрева экситонного газа накладывают новое ограничение на возможность его бозе-эйнштейновской конденсации, делая ее невозможной для прямых экситонов в GaAs КЯ даже при резонансном возбуждении холодного экситонного газа.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-12-01425).

### Литература

[1] V. V. Belykh and M. V. Kochiev, submitted to Phys. Rev. B.

## Электрон-фононное взаимодействие в анизотропных квантовых ямах

А. Ю. Маслов, О. В. Прошина

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (812) 292-73-97, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: maslov.ton@mail.ioffe.ru

Для многих полупроводниковых соединений характерно сосуществование нескольких кристаллических модификаций. Возможность гетеропереходов между соединениями кубической и гексагональной симметрии следует учитывать при изучении электронных и фононных свойств квантовых ям.

В настоящей работе выполнено теоретическое исследование особенностей спектра оптических фононов и электрон-фононного взаимодействия в гетероструктурах с различной симметрией материалов квантовой ямы и барьеров. Рассмотрена различная ориентация оптической оси гексагональной структуры относительно плоскости квантовой ямы. В гетероструктурах кубической симметрии именно взаимодействие с интерфейсными оптическими фононами определяет эффективный параметр электрон-фононного взаимодействия [1]. Этот параметр необходим для описания процессов релаксации носителей в квантовой яме и возникновения поляронной массы носителей заряда. В рассматриваемых структурах спектр интерфейсных фононов и параметры электрон-фононного взаимодействия определяются анизотропией диэлектрических свойств гексагональной структуры. В частности, для гексагональной квантовой ямы, окруженной барьерами кубической симметрии, спектр симметричной моды интерфейсных оптических фононов определяется следующим выражением:

$$\varepsilon^{(b)}(\omega) = -\varepsilon_{\square}^{(w)}(\omega) \sqrt{\frac{\varepsilon_{\perp}^{(w)}(\omega)}{\varepsilon_{\square}^{(w)}(\omega)}} \operatorname{th} \left( \sqrt{\frac{\varepsilon_{\perp}^{(w)}(\omega)}{\varepsilon_{\square}^{(w)}(\omega)}} \frac{qL}{2} \right),$$

где  $\varepsilon^{(b)}(\omega)$  – диэлектрическая проницаемость барьеров,  $\varepsilon_{\square}^{(w)}(\omega)$  и  $\varepsilon_{\perp}^{(w)}(\omega)$  – диэлектрические проницаемости гексагонального материала ямы в направлениях параллельном и перпендикулярном оптической оси,  $L$  – ширина квантовой ямы. При сильном различии фононных частот, входящих в выражения для  $\varepsilon_{\square}^{(w)}(\omega)$  и  $\varepsilon_{\perp}^{(w)}(\omega)$ , в структуре возможно появление дополнительных ветвей оптических фононов, которые отсутствуют как в материале квантовой ямы, так и на отдельной гетерогранице. Учет всех фононных ветвей спектра позволяет описать экспериментальные данные по изменению величины эффективной массы в квантовой яме на основе соединений ZnO-ZnMgO [2].

Данная работа выполнена при частичной поддержке гранта НШ 5062.2014.2.

### Литература

- [1] A. Yu. Maslov, O. V. Proshina, Phys. Stat. Sol. C 7, 1609 (2010); Semiconductors, in print, (2015).  
[2] Y. Imanaka, T. Takamasu, H. Tampo, H. Shibata, and S. Niki, Phys. Stat. Sol. C 7, 1599 (2010).

**Фотоэмиссия из GaAs с неравновесными слоями цезия**

А. Г. Журавлев<sup>1,2</sup>, А. С. Романов<sup>1,2</sup>, А. Г. Паулиш<sup>1,2</sup>, Г. Э. Шайблер<sup>1</sup>,  
**В. Л. Альперович<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,  
пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск,  
630090, Россия

тел: (383)330-98-74, факс: (383)333-27-71, эл. почта: alper@isp.nsc.ru

Поверхности GaAs с адсорбированными слоями цезия широко используются как модельная система для исследования начальных стадий формирования границ раздела металл-полупроводник, а также как основа *p*-GaAs(Cs,O) фотоэммиттеров с отрицательным эффективным электронным средством. В последнее время поверхности полупроводников с относительно небольшим положительным эффективным средством  $\chi^* \sim 0.2-0.4$  эВ также привлекают внимание в связи с возможностью повышения эффективности преобразования солнечной энергии за счет использования "фотонно-усиленной термоэмиссии" электронов, рожденных светом ниже уровня вакуума и термализованных вверх по энергии благодаря поглощению фононов (photon-enhanced thermionic emission, PETE) [1]. Для создания PETE-устройств, сочетающих преимущества "фотонных" и "тепловых" солнечных элементов, система Cs/GaAs представляет интерес благодаря подходящей для поглощения солнечного излучения ширине запрещенной зоны GaAs и возможности подобрать оптимальную величину средства путем нанесения субмонослойного цезиевого покрытия. Проблема состоит в нестабильности этой системы при повышенных температурах, а также в отсутствии данных по вероятности выхода электронов в вакуум.

В данной работе методом спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии, адаптированным для исследования систем с параметрами, меняющимися во времени [2], экспериментально изучена эволюция эффективного средства  $\chi^*$  и вероятности выхода электронов в вакуум *P* при адсорбции цезия на поверхности сильнолегированного *p*-GaAs(001) с различным соотношением галлия и мышьяка в поверхностном слое. В дозовых зависимостях вероятностей выхода "горячих" электронов, рожденных светом выше уровня вакуума, а также термализованных электронов, эмитированных в вакуум благодаря PETE-процессу, обнаружены максимумы при Cs покрытиях около 0.4 монослоя. Установлено, что даже максимальные значения вероятностей выхода малы (<20%), что существенно ограничивает возможности создания эффективных PETE-преобразователей солнечной энергии [3]. Обсуждаются возможные причины малости и резонансного увеличения вероятностей выхода при определенных Cs покрытиях: надъямный резонанс при прохождении электронами области поверхностного изгиба зон и потенциала сил заряда-изображения, неупругое рассеяние электронов на границе раздела с вакуумом, а также особенности превращения электронов с блоховской волновой функцией в полупроводнике в свободные электроны в вакууме.

**Литература**

- [1] J.W. Schwede et al., Nat. Mater. **9**, 762 (2010); Nat. Commun. **4**, 1576 (2013).
- [2] А.Г. Журавлев и др., Письма в ЖЭТФ **98**, 513 (2013).
- [3] A.G. Zhuravlev et al., Appl. Phys. Lett. **105**, 251602 (2014).

## Эффекты атомарной структуры интерфейсов в полупроводниковых наносистемах

М. О. Нестоклон

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

тел: (812) 297-22-45, факс: (812)297-10-17, эл. почта: nestoklon@coherent.ioffe.ru

Атомарная структура интерфейсов оказывает большое влияние на зонную структуру полупроводниковых наносистем, их оптические и электрические свойства. В докладе будет представлено современное состояние метода сильной связи [1], используемого для атомистического моделирования наноструктур, проанализирован ряд эффектов, обусловленных структурой интерфейсов:

*Междолинное смешивание.* На гетероинтерфейсах в меру нарушения трансляционной инвариантности состояния из различных долин могут смешиваться. Эффекты междолинного смешивания, их влияние на электронные состояния и оптические свойства будут рассмотрены на примере квантовых ям Si/SiGe [2], нанокристаллов халькогенидов свинца [3] и квантовых точек (In,Ga)As/GaP [4].

*Спин-зависимые эффекты.* Симметрия полупроводников с решёткой алмаза не допускает линейных по волновому вектору спин-зависимых слагаемых в квантовых ямах, но их появление возможно за счёт локального понижения точечной симметрии до  $C_{2v}$  на интерфейсах. Нами был выполнен расчёт такого спинового расщепления [2], изучена зависимость интерфейсного вклада от электрического поля [5,6], построено полуэмпирическое описание в рамках обобщённого метода эффективной массы.

*Перенормировка спектра в квантовых ямах HgTe/CdTe.* Учет интерфейсного смешивания приводит к тому, что вместо одного двукратно вырожденного дираковского конуса в квантовых ямах HgTe/CdTe критической толщины возникают два конуса, смещённых по шкале энергий на  $\sim 10$  мэВ. [7]

*Модификация примесных состояний.* Влияние интерфейсов на примесные состояния проявляется в туннельном анизотропном магнитосопротивлении [8].

### Литература

- [1] Semiconductor Modeling Techniques, eds. X. Marie and N. Balkan, Springer Berlin Heidelberg (2012); Chapter 2, "Theory and Modelling for the Nanoscale: The spds\* Tight Binding Approach.", by R. Benchamekh, M. Nestoklon et al., pp. 19–39.
- [2] M.O. Nestoklon, L.E. Golub, E.L. Ivchenko, Phys. Rev. B **73**, 235334 (2006).
- [3] A.N. Poddubny, M.O. Nestoklon, S.V. Goupalov, Phys. Rev. B **86**, 035324 (2012).
- [4] C. Robert, M.O. Nestoklon, et al., Appl. Phys. Lett. **104**, 011908 (2014).
- [5] M.O. Nestoklon, E.L. Ivchenko, J.-M. Jancu, P. Voisin, Phys. Rev. B **77**, 155328 (2008).
- [6] M.O. Nestoklon, S.A. Tarasenko, J.-M. Jancu, P. Voisin, Phys. Rev. B **85**, 205307 (2012).
- [7] S.A. Tarasenko, M.V. Durnev, M.O. Nestoklon, E.L. Ivchenko, J.-W. Luo, A. Zunger, Phys. Rev. B **91**, 081302(R) (2015).
- [8] M.O. Nestoklon, O. Krebs, H. Jaffres et al., Appl. Phys. Lett. **100**, 062403 (2012).

## Влияние динамической Кулоновской блокады на туннельные характеристики поверхности Si(111)-7x7

А. Б. Одобеско, А. А. Майзлах, С. В. Зайцев-Зотов

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11/7, Москва, 125009, Россия.

тел: +7(495)629-33-94, эл. почта: arty@cplire.ru

В работе исследовалась температурная зависимость проводимости  $\sigma(T)$  и туннельные вольт-амперных характеристики поверхности Si(111)-7x7 в широком диапазоне температур. Обнаружено, что проводимость данной поверхности описывается законом Эфроса-Шкловского (Э-Ш)  $\ln \sigma \propto T^{-1/2}$  во всем изученном температурном интервале 10–250 К, при этом изменение величины проводимости составляет более 8 порядков (рис. 1). Определена длина локализации электрона  $\xi = 1.3$  нм.

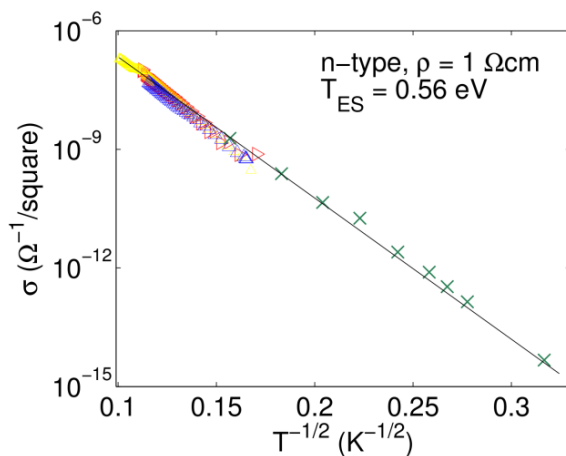


Рис. 1. Температурная зависимость проводимости поверхности Si(111)-7x7.

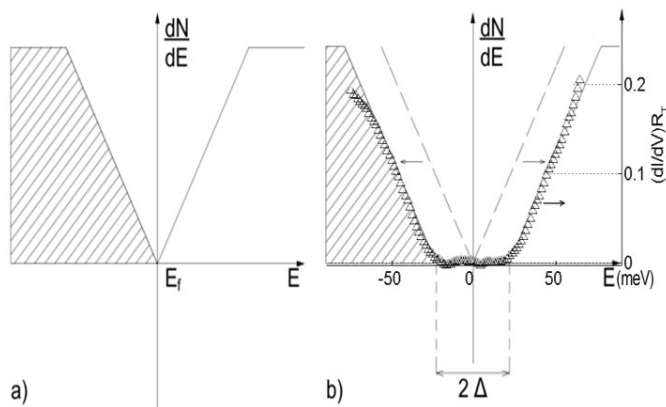


Рис. 2. Модель: а) кулоновская щель; б) туннельная плотность состояний с учетом динамической кулоновской блокады и кулоновской щели

Si(111)7x7 n-типа с  $\rho=1\Omega\text{см}$  при  $T = 5.6$  К. Модель позволяет описать всю имеющуюся совокупность экспериментальных данных единым образом, в том числе и температурное размытие щели выше 40К.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Президиума РАН.

В туннельных спектрах при низких температурах наблюдается энергетическая щель, которая по форме соответствует жесткой щели, но сравнительно быстро размывается флуктуациями при повышении температуры. При этом известно, что Ферми уровень для Si(111)7x7 расположен внутри одной из поверхностных зон.

Для описания данного поведения предлагается феноменологическая модель, в которой предполагается, что вследствие динамической кулоновской блокады, мягкая кулоновская щель в плотности состояний  $dN/dE \propto |E - E_F|$ , следующая из наблюдения проводимости Э-Ш (рис. 2а) модифицируется, как показано на рис. 2б.

На Рис. 2б также указан фрагмент экспериментальных данных туннельной плотности состояний  $(dI/dV)R_T$ , полученных на образце

## Атомная и электронная структура графена на поверхности кубического карбида кремния SiC(001)

А. Н. Чайка<sup>1</sup>, О. В. Молодцова<sup>2</sup>, С. Бабенков<sup>2</sup>, А. Захаров<sup>3</sup>, Yuran Niu<sup>3</sup>, Д. Марченко<sup>4,5</sup>, J. Sánchez-Barriga<sup>4</sup>, P. Mandal<sup>4</sup>, А. Варыхалов<sup>4</sup>, А. Locatelli<sup>6</sup>, А. Sala<sup>6</sup>, Т. Onur Mentés<sup>6</sup>, В. Ю. Аристов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432, Россия

<sup>2</sup>HASYLAB at DESY, D-22607 Hamburg, Germany

<sup>3</sup>MAX-lab, Lund University, Box 118, 22100 Lund, Sweden

<sup>4</sup>Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie, D-12489 Berlin, Germany

<sup>5</sup>Freie Universität Berlin, D-14195 Berlin, Germany

<sup>6</sup>Elettra Sincrotrone Trieste SCpA, Trieste, Italy

тел: (496)522-83-69, факс: (496)522-81-60, эл. почта: [chaika@issp.ac.ru](mailto:chaika@issp.ac.ru)

Уникальные свойства графена делают его перспективным материалом для элементной базы микро- и нанoeлектроники. Недавно была продемонстрирована возможность синтезировать графен [1] на поверхности тонких (микронной толщины) пленок кубического карбида кремния SiC(001), выращенных на стандартных пластинах Si(001). Такие пластины SiC(001)/Si(001) коммерчески доступны и совместимы с существующими кремниевыми технологиями.

В докладе представлены результаты исследований атомной и электронной структуры графена, синтезированного на низкоиндексной и вицинальных поверхностях SiC(001) в условиях сверхвысокого вакуума. Полученные данные демонстрируют возможность синтеза трехслойного графена однородной толщины на пластинах SiC(001)/Si(001) миллиметрового размера [2,3]. С помощью сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и электронной спектроскопии показано, что графеновое покрытие на SiC(001) состоит из системы нанодоменов, с границами раздела, ориентированными вдоль направлений направлений [110] и [1-10]. При использовании вицинальной поверхности SiC(001) удастся синтезировать графен с одним предпочтительным направлением границ, которое совпадает с направлением ступеней. Отдельные домены обладают атомной структурой и электронным спектром, характерными для квазисвободного трехслойного графена АВА-типа. Данные СТМ показывают корреляцию между атомной структурой подложки и графенового покрытия и могут быть использованы для оптимизации синтеза графена на пластинах SiC(001)/Si(001).

Работа выполнена при поддержке программ Президиума РАН, грантов РФФИ и гранта Марии Кюри Европейской рамочной программы FP7.

### Литература

- [1] V. Yu. Aristov, G. Urbanik, K. Kummer, D. V. Vyalikh, O. V. Molodtsova, A. B. Preobrajenski, A. A. Zakharov, Ch. Hess, T. Hänke, B. Büchner, I. Vobornik, J. Fujii, G. Panaccione, Yu. A. Ossipyan, and M. Knupfer, *Nano Letters* **10**, 992 (2010).
- [2] A. N. Chaika, O. V. Molodtsova, A. A. Zakharov, D. Marchenko, J. Sanchez-Barriga, A. Varykhalov, I. V. Shvets, V. Yu. Aristov, *Nano Research* **6**, 562 (2013).
- [3] A. N. Chaika, O. V. Molodtsova, A. A. Zakharov, D. Marchenko, J. Sánchez-Barriga, A. Varykhalov, S. V. Babenkov, M. Portail, M. Zielinski, B. E. Murphy, S. A. Krasnikov, O. Lübben, I. V. Shvets, and V. Yu. Aristov, *Nanotechnology* **25**, 135605 (2014).



## Структурный переход $4\times 2/c(8\times 2) \rightarrow n\times 6$ на поверхности GaAs(001) при температурах 350-500 °С

А. А. Веденеев, К. Н. Ельцов

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия.

тел: (499) 503-81-24, эл. почта: alex\_ved@kapella.gpi.ru

Атомно-гладкие поверхности кристаллов  $A_3B_5(001)$  с террасированной морфологией, в частности GaAs(001), требуются как для исследований в области физики поверхности, так и для практических применений. Существует значительное количество работ, посвященных изучению атомных реконструкций GaAs(001), опубликованы подробные обзоры, например [1], где представлены модели всех основных As- и Ga-стабилизированных атомных реконструкций GaAs(001). Модели, предложенные для As-стабилизированных реконструкций, экспериментально подтверждены, но поверхности, стабилизированные галлием, к которым относятся  $6\times 6$ ,  $4\times 6$  (группа реконструкций  $n\times 6$ ) и  $4\times 2/c(8\times 2)$ , изучены в меньшей степени, равно как и структурные переходы между ними. Наиболее простой в получении является структура  $4\times 2/c(8\times 2)$ , которую обычно подготавливают отжигом образца при температуре  $T \approx 620^\circ\text{C}$  [1]. Известно, что реконструкция  $4\times 2/c(8\times 2)$  нестабильна при  $T < 600^\circ\text{C}$  и, если скорость остывания образца в интервале температур  $[600 \div 400^\circ\text{C}]$  ниже  $10^\circ\text{C}/\text{с}$ , наблюдается структурный переход  $4\times 2/c(8\times 2) \rightarrow n\times 6$  [1], который, в зависимости от точного значения скорости остывания, происходит полностью или частично. Описание этого перехода затруднено тем, что переход сопровождается сублимацией материала при  $T > 550^\circ\text{C}$ , в результате чего возможно неконтролируемое изменение стехиометрии поверхности.

Целью настоящей работы является изучение фазового перехода  $4\times 2/c(8\times 2) \rightarrow n\times 6$  при температурах подложки заведомо ниже порога сублимации материала с поверхности, но выше порога поверхностной диффузии атомов ( $T > 300^\circ\text{C}$ ). В этом случае соотношение атомов галлия и мышьяка на поверхности остается неизменным. Основным методом исследования была выбрана сверхвысоковакуумная сканирующая туннельная микроскопия *in situ*, позволявшая наблюдать изменения структуры поверхности на атомном уровне. Установлено, что структурный переход  $4\times 2/c(8\times 2) \rightarrow n\times 6$  вызван выходом атомов галлия и мышьяка из верхнего бислоя исходной поверхности, которые и формируют элементы реконструкции  $4\times 6$  поверх атомной террасы. Реконструкция  $6\times 6$  при этом не наблюдается. Время полного превращения  $4\times 2/c(8\times 2)$  в  $4\times 6$  зависит от температуры отжига образца и составляет 5 – 6 часов при  $T = 350^\circ\text{C}$  и менее 0.5 часа при  $T = 480^\circ\text{C}$ . На основе полученных экспериментальных данных построена схема структурного перехода  $4\times 2/c(8\times 2) \rightarrow 4\times 6$ .

### Литература

[1] A. Ohtake, Surface Science Reports **63**, 295 (2008).

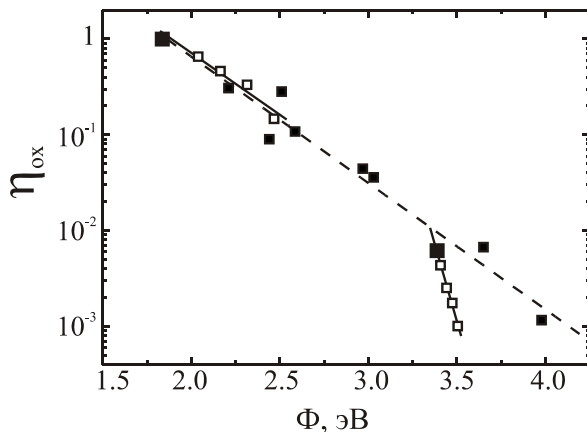
## Механизмы Cs-индуцированной хемосорбции кислорода на поверхности p-GaAs(Cs,O)

В. В. Бакин, К. В. Торопецкий, Г. Э. Шайблер, А. С. Терехов

ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383) 330-98-74, факс: (330) 333-27-71, эл. почта: [scheibl@isp.nsc.ru](mailto:scheibl@isp.nsc.ru)

Экспериментальные исследования Cs – индуцированной хемосорбции кислорода (ЦИХК) на поверхности p - GaAs, начавшиеся более 40 лет назад открытием состояния эффективного электронного сродства на поверхности p-GaAs(Cs,O), продолжают до сих пор в связи с необходимостью повышения параметров p - GaAs(Cs,O) фотокатодов. Теоретические модели ЦИХК на полупроводниках были предложены в [1,2], но их применимость для описания этого явления на p - GaAs(Cs,O) экспериментально не подтверждена. Не изучен, в частности, «нелокальный» механизм ЦИХК, предложенный в [1], при доминировании которого начальная вероятность хемосорбции молекулярного кислорода ( $\eta_{\text{ох}}$ ) пропорциональна вероятности переноса электронов из полупроводника на антисвязывающую  $2\pi^*$ -орбиталь молекулы в момент её столкновения с полупроводником. Согласно [1] доминирование «нелокального» механизма проявляется в том, что  $\eta_{\text{ох}}$  экспоненциально возрастает с уменьшением работы выхода ( $\Phi$ ) поверхности p-GaAs(Cs), вызванной адсорбцией цезия. Проведённые нами исследования [3] показали (тёмные точки на рисунке), что  $\eta_{\text{ох}}$  экспоненциально увеличивается с уменьшением  $\Phi$ , подтверждая тем самым доминирование «нелокального» механизма хемосорбции. При увеличении экспозиции в кислороде на поверхности p-GaAs(Cs), на котором толщина адсорбированного цезия ( $\theta_{\text{Cs}}$ ) равна 0.5 монослоя, работа выхода поверхности p-GaAs(Cs,O) увеличивается и изменения  $\eta_{\text{ох}}$  по-прежнему следуют предсказаниям «нелокального» механизма ЦИХК. Результаты измерений  $\eta_{\text{ох}}$  ( $\Phi$ ), подтверждающие этот вывод, показаны на рисунке светлыми точками в интервале



Φ от 1.8 эВ до 2.5 эВ. При меньших  $\theta_{\text{Cs}}$  характер зависимости  $\eta_{\text{ох}}$  ( $\Phi$ ) при увеличении экспозиции в кислороде существенно изменяется. Белыми точками на рисунке, лежащими в окрестности  $\Phi \approx 3.5$  эВ ( $\theta_{\text{Cs}} \approx 0.15$  монослоя), показаны изменения вероятности хемосорбции кислорода на поверхности p-GaAs(Cs,O) при увеличении экспозиции в кислороде. Видно, что при малых  $\theta_{\text{Cs}}$  увеличение экспозиции в кислороде незначительно увеличивает  $\Phi$ , но

вероятность хемосорбции уменьшается существенно, свидетельствуя о значительном вкладе «локального» механизма ЦИХК, предсказанного в [2].

### Литература

- [1] V. Hellsing, Phys. Rev. B **40**, 3855 (1989).
- [2] J. E. Ortega, E. M. Oellig, J. Ferrón, R. Miranda, Phys. Rev. B **36**, 6213 (1987).
- [3] В. В. Бакин и др., Письма в ЖЭТФ **101**, 412 (2015).

## Неупругое рассеяние фотоэлектронов на границе раздела $p^+$ - GaAs(Cs,O) – вакуум

В. В. Бакин<sup>1</sup>, Д. В. Горшков<sup>1,2</sup>, С. А. Рожков<sup>1,2</sup>, С. Н. Косолобов<sup>1</sup>,  
Г. Э. Шайблер<sup>1</sup>, А. С. Терехов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>НГУ, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383) 330-98-74, факс: (383) 333-27-71, эл. почта: [terek@isp.nsc.ru](mailto:terek@isp.nsc.ru)

Существующая модель фотоэмиссии из  $p^+$  - GaAs(Cs,O) фотокатода предполагает, что значительная доля фотоэлектронов, движущихся к его эмитирующей поверхности из объёма полупроводника, не может выйти в вакуум из-за отражения туннельно-прозрачным барьером, связанным с (Cs,O) – слоем. В результате отражения вероятность выхода ( $P_e$ ) фотоэлектронов в вакуум снижается до величины, меньшей единицы. Исследования фотоэмиссии из  $p^+$  - GaAs(Cs,O) в процессе формирования (Cs,O) – слоя не выявили возникновения такого барьера. В данной работе обсуждается альтернативная модель, объясняющая  $P_e < 1$ . В этой модели энергия значительной доли фотоэлектронов снижается ниже уровня вакуума из-за их неупругого рассеяния на интерфейсе, вызванного их взаимодействием с поверхностными фононами и «дырочными» плазмонами. Вероятность неупругого рассеяния фотоэлектронов увеличивается с увеличением толщины неупорядоченного (Cs,O) – слоя. Поскольку компоненты электрических полей поверхностных фононов и плазмонов, параллельные поверхности, сохраняются на интерфейсе, то неупругое рассеяние фотоэлектронов происходит не только в приповерхностной области пространственного заряда полупроводника, но и на вакуумной стороне интерфейса.

Для изучения закономерностей неупругого рассеяния фотоэлектронов на границе раздела  $p^+$  - GaAs(Cs,O) – вакуум измерялись энергетические и угловые распределения эмитированных фотоэлектронов. Для проведения таких измерений использовались миниатюрные электронные спектрометры оригинальной конструкции, сохраняющие эмиссионные свойства фотокатодов в течение многих лет. Разделение вкладов электрон – фононного и электрон – плазмонного рассеяния осуществлялось путём использования фотокатодов с разными концентрациями свободных дырок. Исследования фотоэмиссии проводились в интервале температур 4.2 – 330 К [1,2].

Анализ полученных результатов и их сопоставление с результатами измерений характеристических потерь энергии медленных электронов на поверхности  $p^+$  - GaAs, привели нас к выводу о том, что величина  $P_e$  действительно ограничивается неупругим рассеянием фотоэлектронов на поверхностных плазмонах и фононах.

### Литература

- [1] Д. А. Орлов, В. Э. Андреев, А. С. Терехов, Письма в ЖЭТФ **71**, 220 (2000).
- [2] В. В. Бакин, А. А. Пахневич, С. Н. Косолобов, Г. Э. Шайблер, А. С. Ярошевич, А. С. Терехов, Письма в ЖЭТФ **77**, 197 (2003).

## Управление структурой спин-расщепленных электронных состояний в двумерных сплавах на поверхности полупроводников

Д. В. Грузнев<sup>1,2</sup>, Л. В. Бондаренко<sup>1</sup>, А. В. Матецкий<sup>1</sup>, А. Ю. Тупчая<sup>1</sup>,  
С. В. Еремеев<sup>3,4</sup>, J.-P. Chou<sup>5</sup>, C.-R. Hsing<sup>5</sup>, C.-M. Wei<sup>5</sup>, А. В. Зотов<sup>1,2</sup>,  
**А. А. Саранин<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>ИАПУ ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия.

<sup>2</sup>ШЕН, ДВФУ, ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950, Россия.

<sup>3</sup>ИФПиМ СО РАН, Проспект Академический, 2/4, Томск, 634021, Россия.

<sup>4</sup>ТГУ, Проспект Ленина, 40, Томск, 634050, Россия.

<sup>5</sup>IAMS, Academia Sinica, P.O. Box 23-166 Taipei, Taiwan.

тел: (423) 231-04-26, факс: (423) 231-04-52, эл. почта: asaranin@gmail.com

Для использования эффекта Рашбы [1] в двумерном электронном газе на поверхности кремния в спиновом транспорте необходимо иметь спин-расщепленные *металлические* поверхностные зоны. К сожалению, элементы с сильным спин-орбитальным взаимодействием, например Bi, Tl, Sb, Pt, Pb, образуют поверхностные реконструкции на кремния, которые, не обладают *металлическим* характером [2-5]. В настоящей работе предлагается подход для создания металлических спин-расщепленных зон с помощью увеличения плотности атомов в двумерном слое. Увеличение плотности атомов достигается с помощью добавления второго адсорбата.

В настоящей работе с помощью сканирующей туннельной микроскопии, фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением и теоретических расчетов из первых принципов исследованы атомная, электронная и спиновая структуры новых двумерных сплавов и соединений. Были исследованы четыре системы, (i) Au/Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ , модифицированная с помощью адсорбции Tl, In, Na и Cs [2], (ii) формирование двумерных сплавов при взаимодействии Na с Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Bi и (iii) Pb с Si(111)1 $\times$ 1-Tl [3] и (iv) формирование двухслойной сэндвич-подобной структуры, состоящей из одного моноатомного слоя лежащего на одном моноатомном слое Sn на поверхности Si(111) [4]. Во всех случаях была продемонстрирована эффективность предложенного подхода для создания поверхностных спин-расщепленных *металлических* состояний с различной спиновой текстурой на поверхности кремния.

Результаты экспериментальных исследований и теоретических расчетов находятся в хорошем согласии друг с другом.

### Литература

- [1] Y. Bychkov, E. Rashba, JETP Letters, **39**, 78 (1984).
- [2] L. V. Bondarenko, D. V. Gruznev, A. A. Yakovlev, A. Y. Tupchaya, D. Usachov, O. Vilkov, A. Fedorov, D. V. Vyalikh, S. V. Eremeev, E. V. Chulkov, A. V. Zotov, and A. A. Saranin, Sci. Rep. **3**, 01826 (2013).
- [3] D. V. Gruznev, L. V. Bondarenko, A. V. Matetskiy, A. A. Yakovlev, A. Y. Tupchaya, S. V. Eremeev, E. V. Chulkov, J.-P. Chou, C.-M. Wei, M.-Y. Lai, Y.-L. Wang, A. V. Zotov, and A. A. Saranin, Sci. Rep. **4**, 04742 (2014).
- [4] D. V. Gruznev, L. V. Bondarenko, A. V. Matetskiy, A. Y. Tupchaya, A. A. Alekseev, C. R. Hsing, C. M. Wei, S. V. Eremeev, A. V. Zotov, and A. A. Saranin, Phys. Rev. B **91**, 035421 (2015).

## Стимулированная фазовая сепарация в InGaAlN гетероструктурах

А. Ф. Цацульников<sup>1</sup>, В. В. Лундин<sup>1</sup>, А. Е. Николаев<sup>1</sup>, А. В. Сахаров<sup>1</sup>,  
Н. Черкашин<sup>2</sup>, В. М. Устинов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая 26, Санкт-Петербург 194021, Россия

<sup>2</sup>CEMES-CNRS/Université de Toulouse, 29 rue Jeanne Marvig, 31055 Toulouse, France

тел: (812)297-31-82, факс: (812)297-31-82, эл. почта: [andrew@beam.ioffe.ru](mailto:andrew@beam.ioffe.ru)

Значительный прогресс, достигнутый в физике и технологии синтеза гетероструктур на основе нитрида галлия, и связанная с ним Нобелевская премия 2014 года, обусловлен в первую очередь возможностями широкого применения светодиодов на основе данной системы в устройствах отображения информации и общего освещения. Однако, несмотря на данный прогресс, остается ряд не до конца выясненных основополагающих физических и технологических аспектов, связанных с такими светодиодами, к которым относятся: особенности фазовой сепарации в активной области на основе квантовых ямах InGaN, наблюдающейся даже при низких составах по индию, проблема «зеленой долины», а именно уменьшение эффективности излучения AlInGaN светодиодов в желто-зеленой области спектра, нетепловое уменьшение эффективности излучения светодиодов при инжекционной накачке при высоких плотностях тока.

В работе представлены результаты детального исследования эффекта фазовой сепарации в квантовых ямах InGaN в широком диапазоне составов и излучающих в диапазоне длин волн от ультрафиолетового до красного. В первую очередь внимание уделено влиянию технологических условий эпитаксиального роста, таких как давление, прерывания роста, последовательность слоев в гетероструктуре, на фазовую сепарацию. Изучена возможность с помощью технологических условий стимулировать эффект фазовой сепарации и трансформировать квантовые ямы в массив квантоворазмерных изолированных островков непосредственно в процессе эпитаксиального роста. Проведены детальные исследования структурных свойств формирующихся островков методами просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения с применением метода геометрических фаз и оптических свойств выращенных гетероструктур методами фотолюминесценции, микрофотолюминесценции и электролюминесценции. Было показано, что в зависимости от условий синтеза латеральные размеры островков могут изменяться от нескольких нанометров до нескольких десятков нанометров. Формирование островков позволяет увеличить максимальную эффективность излучения светодиодных структур за счет подавления транспорта носителей в плоскости квантовой ямы, но, с другой стороны, приводит к существенному изменению токовой зависимости внешней квантовой эффективности, что демонстрирует важность данного эффекта при эпитаксиальном росте гетероструктур для светоизлучающих приборов. Изучена возможность создания на основе AlInGaN гетероструктур светодиодов с монолитной активной областью, то есть содержащих несколько квантовых ям InGaN, излучающих при различных длинах волн, для получения белого света с высоким индексом цветопередачи. Показано, что использование островков в InGaN/GaN активной области монолитных светодиодных гетероструктур позволяет уменьшить общее содержание индия в активной области и увеличить эффективность излучения.

## Квантовые осцилляции фототока в квантовых ямах на основе теллурида ртути

В. В. Бельков<sup>1</sup>, М. М. Глазов<sup>1</sup>, Л. Е. Голуб<sup>1</sup>, М. А. Семина<sup>1</sup>, З. Д. Квон<sup>2</sup>,  
Д. А. Козлов<sup>2</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>2</sup>, С. А. Дворецкий<sup>2</sup>, С. Zoth<sup>3</sup>, С. Д. Ганичев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>ИФП им. А.В. Ржанова, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>3</sup>Terahertz Center, Regensburg University, Regensburg, 93053, Germany.

тел: (812)292-79-89, факс: (812)297-10-17, эл. почта: bel@epi.ioffe.ru

В работе сообщается об обнаружении и исследовании магнитоосцилляций фототока, генерируемого в HgTe квантовых ямах при воздействии на них терагерцового излучения. Развита микроскопическая теория, описывающая результаты экспериментальных наблюдений.

Исследовались (013)-ориентированные HgTe/CdHgTe высокоподвижные гетероструктуры, содержащие квантовые ямы шириной 5, 6.6, 8 и 21 nm. Эти структуры характеризуются различными - нормальным, инвертированным и близким к линейному - энергетическими спектрами. Фототок регистрировался при приложении нормального к плоскости структуры магнитного поля  $B$  напряженностью до 7 Т. В качестве возбуждающего использовалось излучение непрерывного терагерцового лазера с длиной волны 118 или 184  $\mu\text{m}$  (частота 2.54 или 1.63 THz, соответственно). Температура образца варьировалась в диапазоне от 1.8 до 50 К. Наряду с фотогальваническими, были выполнены измерения фотопроводимости и магнитопротекания, а также и магнитотранспорта.

Во всех исследуемых структурах в зависимостях фототока от величины магнитного поля обнаружена  $1/B$  периодичность. Амплитуда фотоотклика существенно возрастала в условиях циклотронного резонанса. Зависимость величины резонансного магнитного поля от концентрации носителей в квантовой яме шириной 6.6 nm свидетельствует о линейности энергетического спектра в данной системе [1].

Показано, что обнаруженные осцилляции фототока, подобно осцилляциям Шубникова – де Гааза и де Гааза – ван Альфена, обусловлены пересечением уровня Ферми уровнями Ландау. Для всех трех случаев энергетической дисперсии предложена микроскопическая модель наблюдаемого эффекта, в которой учтена спин-зависимая асимметрия энергетической релаксации носителей заряда. Проанализированы два вклада в фототок, один из которых связан со спиновой поляризацией электронного газа, тогда как другой обусловлен различием подвижности электронов с противоположно направленными спинами. Выполнено детальное сравнение данных экспериментов с теоретическими результатами и выводами.

### Литература

[1] С. Zoth *et al.*, Phys. Rev. B **90**, 205415 (2014).

## Влияние ТГц резонатора на туннельную проводимость короткопериодных сверхрешеток

И. В. Алтухов<sup>1</sup>, М. С. Каган<sup>1</sup>, С. К. Папроцкий<sup>1</sup>, А. Д. Буравлев<sup>2</sup>, А. П. Васильев<sup>2</sup>,  
Н. Д. Ильинская<sup>2</sup>, А. А. Усикова<sup>2</sup>, В. М. Устинов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
Моховая 11-7, Москва 125009 Россия.

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26,  
194021, Санкт-Петербург, Россия.

тел: (495) 629-33-61, эл. почта: kagan@cplire.ru

В работе исследовался электронный транспорт в сверхрешетках (СР) при наличии оптического резонатора. Для реализации усиления и генерации электромагнитного излучения ТГц диапазона с помощью СР при температурах вблизи комнатной нужно выполнить несколько существенных условий. Для получения коротких времен установления проводимости, которая в СР определяется туннелированием, нужны узкие барьеры. Чтобы исключить термическое возбуждение электронов на вышележащие уровни размерного квантования и в свободную зону, нужны узкие квантовые ямы и достаточно большой разрыв зон. Т.е. необходимы короткопериодные СР. Для реализации быстрой отрицательной динамической проводимости в СР с доменами нужно короткое максвелловское время, т.е. достаточно высокий уровень легирования.

Исследовался вертикальный транспорт в резонаторных структурах на основе короткопериодных сверхрешеток (СР) GaAs/AlAs, выращенных с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. СР содержали 100 периодов 4 нм GaAs/2 нм AlAs расположенных между сильно легированными верхним контактным слоем  $n^+$ -GaAs ( $n = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) и подложкой  $n^+$ -GaAs ( $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Концентрация доноров в СР составляла  $(1-2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . С помощью сухого (ионного) травления и обычной фотолитографии изготовлены меза-структуры в форме дисков диаметром 10-15 мкм. К образцу прикладывались импульсы прямоугольной или треугольной формы. Длительность импульсов варьировалась от 0,2 до 10 мксек. Треугольные импульсы позволяли регистрировать вольтамперные характеристики при прямом и обратном ходе напряжения. Измерения проводились, в основном, при комнатной температуре.

На вольтамперных характеристиках (ВАХ) СР GaAs/AlAs при некотором пороговом напряжении наблюдалось скачкообразное уменьшение тока, которое связывается с образованием движущихся доменов. Перепад тока при образовании доменов достигал 50%. При напряжениях выше порогового на ВАХ наблюдаются немонотонные особенности. В отличие от эквидистантных максимумов, наблюдавшихся в режиме нерезонансного туннелирования в СР InAs/AlSb [1], эти особенности нерегулярны и отличаются в разных образцах. Приведены данные, указывающие на возбуждение ТГц резонатора за счет отрицательного сопротивления СР с доменами.

### Литература

- [1] М. С. Каган, И. В. Алтухов, А. Н. Баранов, Н. Д. Ильинская, С. К. Папроцкий, Р. Тесье, А. А. Усикова, ФТП **47**, 1489 (2013).

## Осцилляции фотопроводимости в р-і-п GaAs/AlAs гетероструктурах с квантовыми точками

Ю. Н. Ханин<sup>1</sup>, Е. Е. Вдовин<sup>1</sup>, М. Henini<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИПТМ РАН, ул. Академика Осипьяна 6, г. Черноголовка, 142432, Россия.

<sup>2</sup>The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, NG72RD, UK.

эл. почта: vdovb2@yandex.ru

Квантовые осцилляции фотопроводимости от смещающего напряжения в р-і-п GaAs/AlAs гетероструктурах были обнаружены совсем недавно [1] и объяснены, как результат квантованного движения фотовозбужденных носителей в

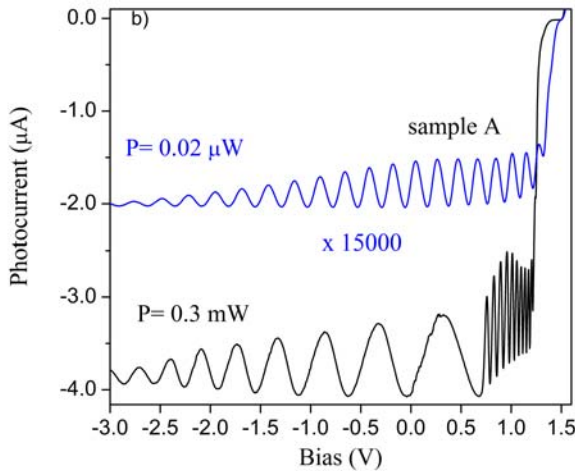


Рис.1. Осцилляции фототока в р-і-п GaAs/AlAs гетероструктуре с квантовыми точками в барьере при двух интенсивностях излучения.

нелегированных околобарьерных областях гетероструктуры. При этом на части структур наблюдались два участка осциллирующих зависимостей с сильно различающимися периодами и было показано, что больший период обусловлен квантованием движения фотовозбужденных электронов и их последующей рекомбинацией.

Данная работа представляет результаты исследования фотопроводимости в трех видах р-і-п GaAs/AlAs гетероструктур с различным расположением по энергии электронных и дырочных

уровней квантовых точек по отношению к краям запрещенной зоны в их центральной части, что принципиально изменяло возможности как захвата и ухода с них фотовозбужденных носителей, так и последующей прямой рекомбинации с участием на этих уровнях. Продемонстрировано, что короткопериодные осцилляции проявляются только при таком сочетании процессов переноса через нелегированную область структуры, захвата/ухода на состояния квантовых точек и, когда на них может происходить интенсивная аккумуляция дырок, приводящая к резкому перераспределению потенциала вдоль структуры. То есть, причиной короткопериодных осцилляций фототока является квантование движения электронов и их рекомбинация в приконтактном слое при условии накопления дырок в центральной части структуры. Положения максимумов осцилляций на экспериментальных зависимостях показали хорошее совпадение с нашими расчетами, учитывающими скачкообразное перераспределение потенциала.

### Литература

- [1] E. E. Vdovin, M. Ashdown, A. Patane, L. Eaves, R. P. Campion, Yu. N. Khanin, M. Henini and O. Makarovskiy, Quantum oscillations in the photocurrent of GaAs/AlAs p-i-n diodes, Physical Review B, 89, 205305 (2014).



## Механизм усиления терагерцового излучения на отрицательных электронных массах в полупроводниковой сверхрешетке

М. А. Пятаев<sup>1</sup>, А. В. Шорохов<sup>1</sup>, Д. С. Приймак<sup>3</sup>, Н. Н. Хвастунов<sup>2</sup>, К. Н. Алексеев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, ул. Большевистская, 68, Саранск, 430005, Россия.

<sup>2</sup>Мордовский государственный педагогический институт им. М.Е. Евсевьева, ул. Студенческая, 11а, Саранск, 430007, Россия

<sup>3</sup>Loughborough University, LE11 3TU Loughborough, United Kingdom.

тел: (8342) 29-05-87, факс: (8342) 24-24-44, эл. почта: [pyataevma@gmail.com](mailto:pyataevma@gmail.com)

В работе показано, что режим усилителя и генератора электромагнитного излучения на отрицательных эффективных массах (NEMAG) [1,2], известный для объемных полупроводников, может реализовываться и в полупроводниковой сверхрешетке с минизонным транспортным режимом, помещенной в скрещенные электрические и магнитные поля. Приложение к сверхрешетке перпендикулярного магнитного поля вызывает гибридизацию циклотронных и блоховских осцилляций электронов, делая их сильно нелинейными, что приводит к возникновению отрицательных средних электронных масс и, соответственно, к инверсной населенности уровней. Это, в свою очередь, при определенных условиях, приводит к усилению ТГц излучения в условиях положительной дифференциальной проводимости, а значит в отсутствии характерных нестабильностей, связанных с отрицательной дифференциальной проводимостью.

Заметим, что динамика электронов в сверхрешетке в нашем случае может быть описана в рамках квазиклассического подхода [3], в отличие от квантовых каскадных структур слабо связанных ям, где достижение инверсной населенности между уровнями Ландау позволяет создать перестраиваемый квантовый генератор ТГц излучения [4]. При параметрах системы, типичных для GaAs сверхрешетки с периодом  $d=6$  нм и шириной минизоны  $\Delta=60$  нм, усиливаемые частоты лежат в диапазоне от 500 ГГц до нескольких терагерц.

Также в работе рассмотрена температурная зависимость эффекта и показано, что одновременное выполнение условий отрицательного поглощения и положительной дифференциальной проводимости остается возможным до температур порядка нескольких десятков кельвин. Основные результаты работы частично опубликованы нами в [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках госзадания (проект №, 2.2665.2014).

### Литература

- [1] H. Grömer, Phys. Rev. **109**, 1856 (1958).
- [2] А. А. Андронов и др., Письма в ЖЭТФ **40**, 221 (1984).
- [3] T. Nyart, J. Mattas, K. N. Alekseev, Phys. Rev. Lett. **103**, 117401 (2009).
- [4] F. R. Jasnot et al., Appl. Phys. Lett. **100**, 102103 (2012).
- [5] А. В. Шорохов и др., Письма в ЖЭТФ **100**, 870 (2014).

## Межподзона́нная инверсия населенностей и вынужденные излучательные переходы терагерцового диапазона в системе уровней Ландау в резонансно-туннельных структурах из квантовых ям

М. П. Теленков<sup>1,2</sup>, Ю. А. Митягин<sup>1,3</sup>, А. А. Куцевол<sup>2</sup>, В. В. Агафонов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский пр., 4, 119049, Москва, Россия.

<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское ш., 31, Москва, 115409, Россия.

тел: +7(499)132-69-62, факс: +7(499)135-78-80, эл. почта: [maxim\\_telenkov@mail.ru](mailto:maxim_telenkov@mail.ru)

Представлены результаты исследования механизма [1] формирования межподзонной инверсии населенностей в резонансно-туннельных структурах из квантовых ям GaAs/AlGaAs с асимметричным периодом, состоящим из двух квантовых ям различной ширины. В таких структурах асимметричная конструкция периода позволяет в наклонном магнитном поле добиться существенного нарушения правила отбора, запрещающего излучательные переходы, представляющие интерес для получения вынужденной генерации когерентного электромагнитного излучения терагерцового диапазона, частоту которого можно перестраивать вариацией приложенного магнитного поля [2].

Рассчитаны населенности уровней Ландау в двойной квантовой яме в наклонном магнитном поле в условиях резонансно-туннельной накачки верхних подзон. Учитывались как электрон-электронное рассеяние, так и одноэлектронные процессы рассеяния (на фононах и шероховатости гетерограниц).

Показано, что относительный сдвиг волновых функций различных подзон, обусловленный асимметричной конструкцией периода, приводит к существенному увеличению (в несколько раз) времени межподзонного рассеяния по сравнению с одиночной квантовой ямой, рассмотренной ранее в [1]. Это позволяет существенно увеличить степень межподзонной инверсии при резонансно-туннельной накачке верхних подзон.

Показано, что, используя две туннельно-связанные квантовые ямы различной ширины в качестве периодов резонансно-туннельных структур, можно добиться существенного увеличения эффективности генерации перестраиваемого терагерцового излучения одновременно как за счет увеличения оптического матричного элемента перехода, так и за счет повышения степени его инверсии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 15-02-09055) и Министерства образования и науки РФ по программе повышения конкурентоспособности НИТУ «МИСиС» (№ К4-1024-073 и К2-2014-015).

### Литература

- [1] M. P. Telenkov, Yu. A. Mityagin, and P. F. Kartsev, *Opt. Quantum Electron.* **46**, 759 (2014).
- [2] M. P. Telenkov, Yu. A. Mityagin, and P. F. Kartsev, *Nanoscale Research Letters* **7**, 491 (2012).

## Квантовый фазовый переход в процессе сверхизлучения в полупроводниках при комнатной температуре

П. П. Васильев

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

тел: (499) 132-64-84, факс: (499) 135-78-80, эл. почта: peter@lebedev.ru

Доклад посвящен исследованию уникального явления – сверхизлучению Дикке в полупроводниковой среде. Экспериментами доказано [1-3], что сверхизлучение сопровождается не только генерацией сверхмощных фемтосекундных импульсов, но и качественными и количественными изменениями микроскопических свойств электронов и дырок. Совокупность экспериментальных данных позволяет отнести исследуемое явление к нестационарному квантовому фазовому переходу. В процессе сверхизлучения возникает нестационарное когерентное БКШ-подобное электронно-дырочное состояние, сопровождаемое установлением дальнего порядка и макроскопической пространственной когерентности [4,5], сверхсветовым распространением импульсов через когерентную среду, макроскопически большими амплитудными и фазовыми флуктуациями поля, характерной формой оптических спектров, идеально описывающихся квазичастицами канонического преобразования Боголюбова. С помощью классического опыта Юнга экспериментально доказана пространственная когерентность электронно-дырочного конденсата, излучение которого оказалось более когерентными, чем лазерное излучение, наблюдаемое в этих же полупроводниковых структурах. Нестационарное когерентное коллективное состояние имеет время жизни не более 1-5 пикосекунд и распадается с излучением сверхмощных фемтосекундных оптических импульсов. Переход электронно-дырочной системы в упорядоченное состояние при фазовом переходе сопровождается возникновением аномально больших флуктуаций кооперативного излучения [6]. Фазовые и амплитудные флуктуации импульсов на 1–2 порядка превосходят все известные нестабильности лазерного и спонтанного излучения в полупроводниках. Экспериментально продемонстрировано, что установление когерентности в полупроводниковой среде при сверхизлучающем фазовом переходе приводит к распространению электромагнитного поля со скоростью, превосходящей на 30–40% групповую скорость в среде. В многочисленных экспериментах сверхизлучение наблюдалось в полупроводниках различной пространственной размерности (в объемном материале, в структурах на квантовых ямах и квантовых точках) и различного состава (GaAs/AlGaAs, GaN/InGaN, AlGaInAs, InAs/AlGaAs).

### Литература

- [1] П. П. Васильев, Х. Кан, Х. Ота, Т. Хирума, ЖЭТФ **123**, 351 (2003).
- [2] П. П. Васильев, Письма в ЖЭТФ **82**, 129 (2005).
- [3] P. P. Vasil'ev, Rep. Prog. Phys. **72**, 076501 (2009).
- [4] P. P. Vasil'ev, Phys. Stat. Sol. **B241**, 1251 (2004).
- [5] P. P. Vasil'ev, V. Olle, R. V. Penty, I. H. White, Europhys. Letts. **104**, 40003 (2013).
- [6] P. P. Vasil'ev, V. Olle, R. V. Penty, I. H. White, Appl. Phys. Letts. **103**, 241108 (2013).

## Механизмы стимулированного излучения в кремнии с мелкими примесными центрами: вынужденное комбинационное рассеяние и инверсия населенности

Р. Х. Жукавин<sup>1</sup>, В. Н. Шастин<sup>1</sup>, С. Г. Павлов<sup>2</sup>, Н.-W. Hübers<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афоино, Нижегородская область, 603087, Россия.

<sup>2</sup>Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Rutherfordstrasse 2, Berlin, 12489, Germany.

<sup>3</sup>Humboldt Universität, Unter den Linden strasse 6, Berlin, 10099, Germany.

тел: (831) 417-94-79, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: zhur@ipmras.ru

Развитие полупроводниковых источников стимулированного излучения терагерцового диапазона частот исторически шло различными путями (например, [1, 2]), что обуславливалось, в том числе, и различием научных школ. Данный

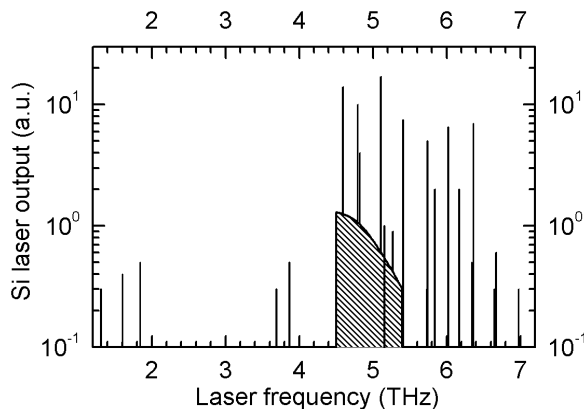


Рис. 1. Спектры излучения лазеров на основе переходов мелких доноров в кремнии при оптическом возбуждении. Штрихованная область соответствует диапазону перестройки ВКР.

доклад ставит своей целью обзор результатов по наблюдению стимулированного излучения из кремния, легированного мелкими примесными центрами при оптическом возбуждении в условиях низких температур. Для доноров пятой группы реализованы два механизма стимулированного излучения: инверсия населенности и ВКР (вынужденное комбинационное рассеяние) [3]. На примере бора в кремнии было показано, что резонансное возбуждение на примесных переходах может приводить к стимулированному

эффекту [4]. Представлены возможные пути развития данного направления, в том числе, кандидаты на роль активных центров, в частности, двойные доноры.

### Литература

- [1] Субмиллиметровые лазеры на горячих дырках в полупроводниках, Коллективная монография под редакцией А. А. Андропова, Горький, ИПФ АН СССР (1987).
- [2] B. S. Williams, *Nature Photonics* **1**, 517, (2007).
- [3] S. G. Pavlov, R. Kh. Zhukavin, V. N. Shastin, and H.-W. Hübers, *Phys. Status Solidi B* **250**, 9–36 (2013).
- [4] S. G. Pavlov, N. Deßmann, V. N. Shastin, R. Kh. Zhukavin, B. Redlich, A. F. G. van der Meer, M. Mittendorff, S. Winnerl, N. V. Abrosimov, H. Riemann, H.-W. Hübers, *Phys. Rev. X* **4**, 021009 (2014).

## Фазовый переход полупроводник-металл в диоксиде ванадия: обзор работ и результаты воздействия импульсного СВЧ поля

С.В. Мутилин<sup>1</sup>, А.Ф. Булдыгин<sup>1</sup>, Л.В. Яковкина<sup>2</sup>, В.Я. Принц<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>ИНХ СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 3, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383)333-06-99, факс: (383)330-56-36, эл. почта: mutilin@isp.nsc.ru

В работе представлен современный обзор работ по фазовому переходу (ФП) полупроводник-металл в диоксиде ванадия ( $\text{VO}_2$ ), при котором скачкообразно (до  $10^5$  раз) происходит изменение электрической проводимости. ФП под воздействием внешних факторов, таких как нагрев выше критической температуры ( $68^\circ\text{C}$ ), приложение значительного электрического поля, оптического возбуждения выше порогового значения или введения достаточных механических напряжений [1-3]. Для целого ряда практических применений необходимо быстрое и сверхбыстрое ( $\sim 100$  фс) управление переходом полупроводник-металл, который возникает при рождении электрон-дырочных пар из-за воздействия мощным импульсным лазером. Однако природа этого перехода до сих пор является дискутируемой.

Приведены оригинальные результаты по исследованию и практическому применению перехода полупроводник-металл в  $\text{VO}_2$  инициируемого неразогревающим СВЧ электрическим полем. Рассмотрены возможные механизмы фазового перехода под воздействием СВЧ поля. Показано влияние различных условий роста на фазовый переход в  $\text{VO}_2$ .

Работа частично поддержана грантом РФФИ 14-29-10261 офи\_м, и стипендией Президента СП-2728.2013.5.

### Литература

- [1] A. Cavalleri, Th. Dekorsy, H. H. Chong, J. C. Kieffer, and R. W. Schoenlein, *Phys. Rev. B* **70** (2004).
- [2] H. Kim, Y.W. Lee, B.-J. Kim, B.-G. Chae, S.J. Yun, K.-Y. Kang, K.-J. Han, K.-J. Yee, and Y.-S. Lim, *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006).
- [3] A Joushaghani, J. Jeong, S. Paradis, D. Alain, J.S. Aitchison, and J.K.S. Poon, *Appl. Phys. Lett.* **104** (2014).

## Излучение изолированных систем типа «точечный дефект - дислокация» в высокочистых поликристаллах CdTe

В. С. Багаев, Ю. В. Клевков, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, А. А. Пручкина  
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский пр. 53, Москва, Россия.  
тел: (499)135-79-41, факс: (499)135-78-80, эл. почта: [krivobok@lebedev.ru](mailto:krivobok@lebedev.ru)

В данной работе исследована микрофотолюминесценция (пространственное разрешение  $\sim 2$  мкм) высокочистых поликристаллов CdTe в спектральном диапазоне соответствующем дислокационному излучению. Поликристаллические образцы с размером зерна  $\sim 0.5$ -2 мм получены методом многократной перекристаллизации при температуре 600 С. В спектрах фотолюминесценции (ФЛ) таких образцов наблюдается два типа рекомбинационных полос связанных с протяженными дефектами: обычное дислокационное излучение (Y-линия в районе 1.47 эВ) и полоса в районе 1.35 эВ, предположительно, связанная с некогерентными двойниковыми границами (Z-линия) [1]. Наличие дислокаций и некогерентных двойниковых границ подтверждается анализом поверхности поликристаллических текстур после шлифовки и селективного травления.

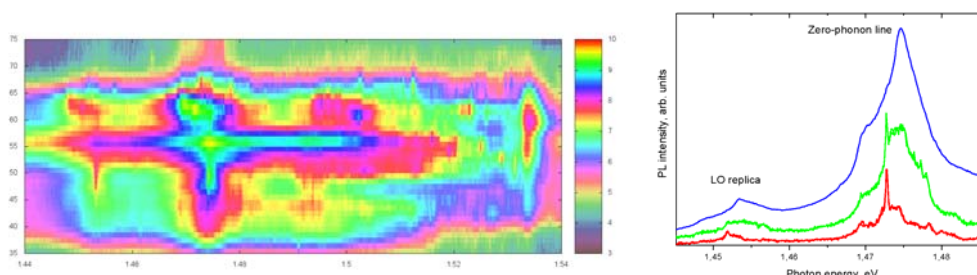


Рис. 1. (слева) пример спектрально-пространственной (X-Y) карты ФЛ CdTe в области Y-линии; (справа) интегральный спектр излучения (синяя кривая) и спектры излучения из области  $\sim 2 \times 1$  мкм в области Y-линии при плотности мощности 100 Вт/см<sup>2</sup> (зеленая кривая) и 20 Вт/см<sup>2</sup> (красная кривая). Температура 5К.

Малый размер анализируемой области в сочетании с низкой (5 К) температурой позволяет разрешить линейчатую структуру Y- и Z- полос в CdTe (см. рис. 1). Спектральная ширина отдельных линий при плотности мощности возбуждения  $\sim 20$  Вт/см<sup>2</sup> составляет  $< 0.3$  мэВ (ограничена спектральным разрешением установки). Низкое значение фактора Хуанга-Рисса  $\sim 0.1$ -0.3 (параметр, определяющий величину взаимодействия излучающего состояния с продольными оптическими фононами), характерное для дислокационного излучения, подтверждает связь обнаруженных узких линий с протяженными дефектами. Совокупность полученных экспериментальных данных хорошо объясняется в рамках представлений об одиночных излучателях типа «точечный дефект - дислокация». С увеличением плотности мощности возбуждения и/или температуры наблюдаются уширение и синий сдвиг линейчатых спектров в области Y-линии. Это явление в сочетании с длинновременной динамикой отдельных пиков в рекомбинационных спектрах указывает на возможность значительного изменения свойств одиночных излучателей. Подобные изменения могут быть объяснены перестройкой локальных электрических полей вблизи протяженных дефектов при изменении плотности мощности возбуждения и/или температуры.

### Литература

[1] В.С. Багаев и др. ФТТ, **52**, 37 (2010)

## Спиновое упорядочение и низкотемпературный транспорт в Ge:As вблизи фазового перехода изолятор – металл

А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский, **П. В. Семенихин**, Т. В. Тиснек, С. И. Голощاپов  
ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.  
тел: (812) 292-71-52, эл. почта: petr3295@gmail.com

По данным ЭПР исследований магнитных свойств компенсированного Ge:As с концентрацией носителей, близкой к границе фазового перехода изолятор – металл, было определено, что в интервале температур  $6 > T > 20$  К спины мелких примесных центров упорядочиваются в антипараллельные пары, а в области более низких температур наблюдается переход к парам с параллельной ориентацией спинов [1]. Происходящее упорядочение приводит к изменению энергетического спектра электронной подсистемы, которое должно проявляться не только в магнитных измерениях, но и в низкотемпературном транспорте.

В работе проведено сопоставление низкотемпературного транспорта и магнитной восприимчивости. Методика измерения магнитной восприимчивости изложена в [2]. Анализ транспортных свойств для той же серии образцов проводился по методике, описанной в [3], согласно которой по температурным зависимостям проводимости строилась характеристическая функция  $w(T)$ , несущая смысл приведенной энергии активации:

$$w(T) = -\partial \log \rho / \partial \log T.$$

Проведенный анализ показал соответствие поведения характеристической функции  $w(T)$  и парамагнитной восприимчивости. В области температур  $T > 20$  К парамагнитная восприимчивость подчиняется закону Кюри, проводимость определяется уровнем протекания. В интервале температур  $6 > T > 20$  К главную роль в транспортных свойствах начинает играть проводимость по примесной зоне, а спины электронов начинают взаимодействовать, ориентируясь антипараллельно. Транспорт определяется, в основном, проводимостью с переменной длиной прыжка (VRH-режим). При дальнейшем понижении температуры происходит переориентация спинов от антипараллельного упорядочения к параллельному, это приводит к перестройке волновых функций примесных электронов. При этом, наблюдается замедление роста характеристической функции  $w(T)$ .

Работа выполнена при частичной поддержке: Российского фонда фундаментальных исследований (грант 13-02-00360), Министерства образования и науки Российской Федерации (грант президента РФ НШ-347.2014.2), Research Executive Agency ЕС (Programme “People”, Proposal 295180).

### Литература

- [1] А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский, Т. Л. Макарова, Т. В. Тиснек, С. И. Голощاپов, П. В. Семенихин, ЖЭТФ **143**, 918 (2013).
- [2] А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский, Т. В. Тиснек, С. И. Голощاپов, П. В. Семенихин, ЖТФ **83** (12), 103 (2013).
- [3] А. Г. Забродский, К. Н. Зиновьева, ЖЭТФ **86**, 727 (1984).

## Тонкая структура F-экситонов в закиси меди

М. А. Семина<sup>1</sup>, М. М. Глазов<sup>1</sup>, J. Thewes,<sup>2</sup> J. Heckotter,<sup>2</sup> T. Kazimierczuk,<sup>2</sup>  
М. Aßmann,<sup>2</sup> D. Frohlich,<sup>2</sup> M. Bayer<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия.

<sup>2</sup>Technische Universitat Dortmund, D-44221 Dortmund, Germany.

тел: (812) 292-7367, факс: (812) 297-1017, эл. почта: msemina@gmail.com

Исключительное качество природных кристаллов закиси меди и развитие спектроскопических методик позволило в недавних экспериментах наблюдать *P*-состояния «желтой» экситонной серии с главными квантовыми числами *n* вплоть до *n*=25 [1]. Энергии связи этих состояний с хорошей точностью описываются водородоподобной моделью,  $E_b = Ry/(n+1)^2$  с эффективным Ридбергом  $Ry \approx 87$  meV. Однако, на высокоэнергетическом крыле *P*-состояний с  $n \geq 4$ , наблюдаются триплеты, ширина которых составляет порядка 1  $\mu$ eV, а их расщепление и расстояние между триплетом и соответствующей линией *P*-экситона систематически убывает с увеличением *n*. Интенсивность триплетов в спектрах пропускания составляет несколько процентов от интенсивности линий *P*-экситонов. Триплеты наблюдаются в спектре вплоть до *n*=12.

Мы интерпретируем наличие триплетов в спектрах поглощения проявлением *F*-экситонных состояний (угловой момент  $l=3$ ). Точечная группа симметрии  $O_h$  кристаллов закиси меди допускает смешивание *F*- и *P*-экситонных состояний, поэтому *F*-экситоны приобретают силу осциллятора и могут проявляться в спектрах пропускания. Симметричный анализ показывает, что *F*-состояния «желтой» серии могут проявиться в виде четырех линий в спектре, однако одна из них содержит существенный вклад от спин-запрещенного параэкситонного состояния и может быть значительно слабее остальных трех.

В  $\text{Cu}_2\text{O}$  спин-орбитальное расщепление валентной зоны,  $\Delta=130$  meV, сопоставимо с энергией связи экситона, поэтому для количественного описания экспериментов необходим учет сложной структуры валентной зоны [2]. В рамках модели, учитывающей как двукратно вырожденную валентную зону  $\Gamma_{7+}$  (верхняя валентная зона), так и четырехкратно вырожденную зону  $\Gamma_{8+}$ , были рассчитаны энергии *P*- и *F*-экситонов, а также выполнены оценки сил осцилляторов *F*-экситонных состояний [3]. Показано, что из четырех оптически активных состояний *F*-экситона три обладают значительной силой осциллятора, а их спектральные положения соответствуют экспериментально наблюдаемым. Детальное сопоставление теории и эксперимента позволило определить значения всех параметров Латтинжера для закиси меди:  $\gamma_1 = 1.79$ ,  $\gamma_2 = 0.82$ , и  $\gamma_3 = 0.54$ .

В заключение отметим, что наблюдение *F*-экситонных состояний и их тонкой структуры в кристаллах закиси меди связано с кубической симметрией системы и открывает возможности для дальнейших исследований эффектов кубической анизотропии в оптических свойствах этого материала.

### Литература

- [1] T. Kazimierczuk, D. Frohlich, S. Scheel, H. Stolz, M. Bayer, Nature **514**, 343 (2014).
- [2] C. Uihlein, D. Frohlich, R. Kenkies, Phys. Rev. B **23**, 2731 (1981).
- [3] J. Thewes, J. Heckötter, T. Kazimierczuk, M. Aßmann, D. Fröhlich, M. Bayer, M. A. Semina, M. M. Glazov, arXiv:1503.05517 (2015).



## Акустоэкситонное взаимодействие в бозе-эйнштейновском конденсате непрямых дипольных экситонов

М. В. Боев<sup>1</sup>, В. М. Ковалев<sup>1,2</sup>, А. В. Чаплик<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский Государственный Технический Университет, пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073, Россия.

<sup>3</sup>Новосибирский Государственный Университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383) 333-32-64, факс: (383) 333-27-71, эл. почта: vadimkovalev@isp.nsc.ru

В докладе рассматривается теория взаимодействия поверхностных акустических волн (ПАВ) типа Блюштейна-Гуляева и Релея с газом непрямых в пространстве дипольных экситонов в двойной квантовой яме, расположенной на поверхности полупроводниковой подложки. Изучаются эффекты поглощения и перенормировки скорости ПАВ, акустического увлечения (acoustic drag effect) экситонного БЭК посредством ПАВ, а также генерация второй звуковой гармоники ПАВ, обусловленная взаимодействием с экситонным БЭК. Теория строится как при высоких температурах, заведомо больших температуры конденсации экситонов  $T_C$ , так и при нулевых температурах, когда наиболее ярко проявляются эффекты конденсации. Основное внимание уделяется выяснению различий в поведении изучаемых эффектов в условиях нормальной фазы экситонной подсистемы и при наличии конденсата. Анализируются изменения в частотном и концентрационном поведении физических величин (коэффициента поглощения ПАВ, тока увлечения и т.д.), описывающих указанные эффекты при переходе через точку конденсации. Обсуждаются возможности использования методов акустической спектроскопии для экспериментального наблюдения конденсации экситонного газа. Мы показываем, что в конденсированной фазе, отклик конденсатных и надконденсатных частиц существенно различен, что проявляется в поведении соответствующих физических величин. А именно, как правило, наличие конденсата проявляется в появлении резонанса в функциях отклика экситонного БЭК на частоте внешнего возмущения, равного энергии элементарного возбуждения системы – боголюбовского возбуждения, что приводит к пику поглощения ПАВ, резонансному току увлечения и т.д. В свою очередь надконденсатные частицы дают пороговое поведение их функции отклика: при фазовой скорости кванта внешнего акустического поля меньшей некоторого критического значения, отклик надконденсатных частиц обращается в ноль (при нулевой температуре), а значит, и их вклад в поглощение ПАВ, в ток увлечения, в генерацию второй звуковой гармоники и т.д. Мы полагаем, что такие особенности в отклике конденсата на внешние акустические возмущения могут быть использованы в акусто-спектроскопических экспериментах в системах дипольных экситонов для детектирования перехода нормальная фаза – конденсат в дополнение к уже существующим оптическим методам регистрации такого перехода.

### Литература

- [1] В. М. Ковалев, А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **96**, 865 (2012).
- [2] Э. Г. Батыев, В. М. Ковалев, А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **99**, 623 (2014).
- [3] В. М. Ковалев, А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **101**, 194 (2015).

## Сверхмедленная спиновая релаксация в системе двумерных электронов

**А. В. Горбунов**, Л. В. Кулик, А. С. Журавлев, В. Б. Тимофеев, И. В. Кукушкин  
Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка,  
142432, Россия.

тел: (496)522-83-14, факс: (496)522-81-60, эл. почта: [gorbunov@issp.ac.ru](mailto:gorbunov@issp.ac.ru)

Исследована кинетика спиновой релаксации электрона в составе триплетного магнитоэкситона в двумерной электронной системе в режиме целочисленного квантового эффекта Холла с фактором заполнения  $\nu = 2$ . Экситон образован в двумерной электронной системе в зоне проводимости: электроном на нижайшем незаполненном уровне Ландау и дыркой на верхнем полностью заполненном уровне Ландау, – и поэтому является нижайшим по энергии возбуждением [1, 2]. Полный спин экситона равен единице ( $S = 1$ ), а проекции спина на направление магнитного поля  $S_z = -1, 0$  и  $+1$ . Излучательная рекомбинация триплетного экситона в дипольном приближении запрещена («темный» экситон), поэтому при достаточно низкой температуре оптическое возбуждение неравновесных электронов на более высокие уровни Ландау должно приводить к накоплению триплетных экситонов в нижайшем энергетическом состоянии:  $S = 1, S_z = -1$  (в GaAs с учетом отрицательного  $g$ -фактора  $S = S_z = 1$ ) и к изменению, таким образом, спинового состояния всей электронной системы.

Разработана техника детектирования заселенности электронных уровней Ландау с помощью резонансного отражения. Электронная спиновая релаксация анализировалась путем измерения кинетики фотоиндуцированного резонансного отражения, спектроскопии фотолюминесценции и неупругого рассеяния света. Обнаружено, что в высококачественных гетероструктурах на основе GaAs/AlGaAs (электронная концентрация  $0.5\text{-}2.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , подвижность  $5\text{-}20 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ), триплетные экситоны релаксируют чрезвычайно медленно. При температуре  $T < 1 \text{ К}$  в квантовой яме шириной 35 нм время релаксации  $\tau \geq 100 \text{ мкс}$  и от  $T$  не зависит, что соответствует современным теоретическим представлениям, согласно которым аннигиляция триплетных экситонов происходит с испусканием высокоэнергетичных акустических фононов, а расчет, проведенный в работе [3], дает еще более длинное время  $\tau = 7 \text{ мс}$ . С ростом магнитного поля и увеличением ширины квантовой ямы время  $\tau$  растет, что также не противоречит фононному механизму. Вопреки предсказаниям [3] характер кинетики – экспоненциальный, и это заставляет предположить, что канал релаксации через экситон-экситонное рассеяние с испусканием фонона менее эффективен, чем аннигиляция одиночного экситона с испусканием двух и или даже трех фононов. Выше  $T \approx 1 \text{ К}$  скорость спиновой релаксации растет активационным образом:  $\tau = \tau_1 \exp(\Delta/T)$ , – с характерным временем  $\tau_1 = 1 \text{ нс}$  и энергией активации  $\Delta \approx 11 \text{ К}$ , что близко к сумме измеренной в эксперименте энергии связи экситона и зеемановского расщепления,  $\sim 7.5 \text{ К}$ .

### Литература

- [1] S. Dickmann and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **71**, 241310 (2005).
- [2] L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. Dickmann, et al, Phys. Rev. B **72**, 073304 (2005).
- [3] S. Dickmann, Phys. Rev. Lett. **110**, 166801 (2013).

## Структурирование конденсата экситонных поляритонов в цилиндрических пилларах с микрорезонатором

В. К. Калевич<sup>1,2</sup>, М. М. Афанасьев<sup>1,2</sup>, В. А. Лукошкин<sup>1,2</sup>, Д. Д. Солнышков<sup>3</sup>,  
G. Malpuech<sup>3</sup>, К. В. Кавокин<sup>1,2</sup>, S. I. Tsintzos<sup>4</sup>, Z. Hatzopoulos<sup>5</sup>, P. G. Savvidis<sup>4,5</sup>,  
А. В. Кавокин<sup>2,6</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Лаборатория оптики спина, Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия.

<sup>3</sup>CNRS and University Blaise Pascal, 24 avenue des Landais, 63177 Aubiere cedex, Clermont-Ferrand, France.

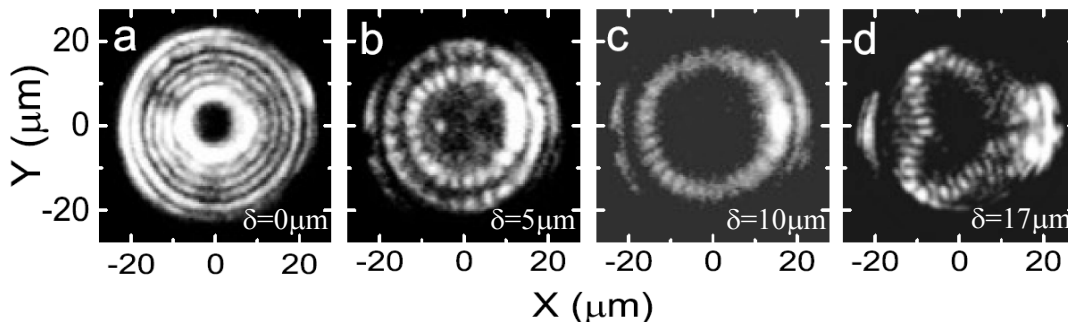
<sup>4</sup>IESL-FORTH, P.O. Box 1527, 71110 Heraklion, Crete, Greece.

<sup>5</sup>University of Crete, 71003 Heraklion, Crete, Greece.

<sup>6</sup>University of Southampton, Highfield, Southampton SO171BJ, United Kingdom.

тел: (812) 292-71-40, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: [kalevich@solid.ioffe.ru](mailto:kalevich@solid.ioffe.ru)

Мы наблюдаем образование Бозе-Эйнштейновских конденсатов экситонных поляритонов в форме концентрических колец при нерезонансном возбуждении остро сфокусированным лазерным лучом в центр цилиндрических пилларов, вытравленных из GaAs/AlGaAs вертикальных микрорезонаторов. Количество колец зависит от размера пиллара и интенсивности накачки и может достигать пяти в пилларах диаметром 40 микрон (см. рисунок). Нарушение аксиальной симметрии при смещении пятна возбуждения из центра пиллара на величину  $\delta$  приводит к трансформации колец в совокупность ярких пятен, сформированную квантовыми состояниями с ненулевым угловым моментом. Количество пятен, их форма и расположение зависят от положения пятна возбуждения. Неравновесная конденсация поляритонов теоретически описывается с помощью уравнения Гросса-Питаевского, учитывающего пространственное ограничение поляритонов границей пиллара и их отталкивание друг от друга и от экситонного резервуара, образующегося в пятне возбуждения. Заселенность экситонного резервуара находится из кинетического уравнения Больцмана.



### Литература

- [1] V.K. Kalevich, M.M. Afanasiev, V.A. Lukoshkin, D.D. Solnyshkov, G. Malpuech, K.V. Kavokin, S.I. Tsintzos, Z. Hatzopoulos, P.G. Savvidis, and A.V. Kavokin, *Physical Review B* **91**, 045305 (2015).

## Электронно-дырочная жидкость в Si/Ge гетероструктурах II рода

Т. М. Бурбаев<sup>1</sup>, М. А. Акмаев<sup>1</sup>, Д. С. Козырев<sup>1</sup>, В. С. Кривобок<sup>1</sup>, С. Н. Николаев<sup>1</sup>,  
Н. Н. Сибельдин<sup>1</sup>, В. В. Ушаков<sup>1</sup>, В. А. Цветков<sup>1</sup>, А. В. Новиков<sup>2</sup>, Д. Н. Лобанов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603905, Россия.

тел: (499)132-63-62, эл. почта: burbaev@sci.lebedev.ru

За последние 10-15 лет были получены впечатляющие результаты в физике многочастичных взаимодействий в низкоразмерных экситонных и электронно-дырочных системах высокой плотности. Исследования проводились, в основном, на гетероструктурах GaAs/AlGaAs I рода с двойными или широкими одиночными квантовыми ямами (КЯ) для электронов и дырок. В системе диполярных экситонов в этих структурах были обнаружены различные фазы конденсированного состояния, такие как бозе-эйнштейновский конденсат и диполярная электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ).

Настоящая работа посвящена исследованию многочастичных электронно-дырочных состояний в гетероструктурах II рода на основе кремния и его соединений с германием, экситонная система в которых обладает не менее интересными свойствами. Недавно в Si/sSiGe/Si(001) гетероструктурах с квантоворазмерным напряженным (сжатым) слоем sSiGe, образующим барьер для электронов и КЯ для дырок, было обнаружено образование пространственно прямой [1, 2] и диполярной [3] ЭДЖ. В данной работе методом стационарной и разрешенной по времени фотолюминесценции (ФЛ) были исследованы Si<sub>1-y</sub>Ge<sub>y</sub>/tSi/sSi<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/tSi/Si<sub>1-y</sub>Ge<sub>y</sub> (x>y) гетероструктуры, выращенные на монокристаллических Si<sub>1-y</sub>Ge<sub>y</sub>(001) подложках с двумя слоями напряженного (растянутого) кремния tSi (КЯ для электронов), разделенными сжатым слоем sSi<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> (барьер для электронов и КЯ для дырок).

Обнаружено, что при высоких уровнях возбуждения в структуре с толщиной барьерного слоя sSi<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> 4 нм образуется двумерная диполярная ЭДЖ. Показано, что при увеличении туннельной прозрачности барьерного слоя (при уменьшении его толщины от 4 до 2 нм) наблюдается перестройка спектров ФЛ экситонов и ЭДЖ. Двумерная диполярная ЭДЖ трансформируется в пространственно прямую. Критическая температура диполярной ЭДЖ оказалась равной 5 К, а пространственно прямой – около 18 К. Эти значения заметно меньше соответствующих критических температур ЭДЖ в структурах Si/sSiGe/Si. Уменьшение критических температур обоих типов ЭДЖ, по-видимому, связано с уменьшением (в 2 раза) степени вырождения электронного спектра в слоях tSi гетероструктур Si<sub>1-y</sub>Ge<sub>y</sub>/tSi/sSi<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/tSi/Si<sub>1-y</sub>Ge<sub>y</sub> по сравнению со слоями Si гетероструктур Si/sSiGe/Si(001). Измерено время жизни диполярных экситонов (6.3 мкс), которое оказалось существенно больше времени жизни пространственно прямых экситонов (< 1мкс в структурах Si/sSiGe/Si).

Работа поддержана грантом РФФИ (13-02-00853) и программами РАН.

### Литература

- [1] Т.М. Бурбаев, М.Н. Гордеев, Д.Н. Лобанов и др. Письма в ЖЭТФ, **92**, 341 (2010).
- [2] V.S. Bagaev, V.S. Krivobok, S.N. Nikolaev et al. Phys. Rev. **B 82**, 1153131 (2010).
- [3] Бурбаев Т.М., Козырев Д.С., Сибельдин Н.Н., Скориков М.Л. Письма в ЖЭТФ, **98**, 925 (2013).

## Поверхностные состояния в висмутовой нанопроволоке

В. В. Еналдиев<sup>1</sup>, В. А. Волков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, 125009, Россия.

<sup>2</sup>МФТИ, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, 141700, Россия.

тел: (495) 629-33-94, эл. почта: vova.enaldiev@gmail.com

Квантовые осцилляционные эффекты (эффекты Шубникова-де Гааза и де Гааза-ван Альфена) были открыты именно в висмуте более восьмидесяти лет назад. Интерес к этому материалу, прежде всего, связан с относительной простотой в изготовлении образцов высокого качества [1]. Объемный кристалл висмута является полуметаллом с небольшим количеством электронов в трех L-долинах и дырок в T-долине. Эффект размерного квантования в Bi-нанопроволоке с диаметром менее 50 нм приводит к переходу полуметалл-полупроводник [2]. При этом принципиальную роль начинают играть поверхностные состояния (ПС), которые могут, вообще говоря, возникать в запрещенной зоне нанопроволоки. Например, существованием подобных ПС можно объяснить эффект Ааронова-Бома в магнитосопротивлении Bi-нанопроволоки [3, 4]. Можно ожидать, что такие ПС имеют таммовскую природу. Однако их свойства не исследованы.

В работе впервые вычислен энергетический спектр дираковских электронов в цилиндрической Bi-нанопроволоке с учетом как размерного квантования объемных состояний, так и ПС типа Тамма-Шокли. В рамках 4-зонного приближения динамика электронов, принадлежащих L-долинам, описывается анизотропным 3D уравнением Дирака. Поверхность проволоки описывается граничным условием (ГУ) общего вида, обеспечивающим эрмитовость гамильтониана Дирака в ограниченной области пространства [5]. ГУ зависит от одного феноменологического параметра  $a_0$ , характеризующего детали атомарного строения поверхности проволоки. Знак  $a_0$  качественно отличает возможные спектры ПС таммовского типа. Так, при  $a_0 > 0$  ( $a_0 < 0$ ) спектр ПС состоит из 1D подзон, нумеруемых проекцией полного углового момента на ось проволоки, которые находятся внутри (вне) запрещенной зоны в L-точке. Продольное магнитное поле приводит к периодической (по полю) зависимости плотности ПС на уровне Ферми, что проявляется в эффекте Ааронова-Бома. Это согласуется с экспериментом [3, 4]. Кроме того, предсказано, что при определенных условиях в запрещенной зоне проволоки возникает управляемая магнитным полем «суперсимметричная» мода ПС, имеющая общие черты как с нулевой модой в инверсном гетероконтакте [6], так и со знаменитым решением Джаквива-Ремби [7]. Обсуждены условия ее проявления в эксперименте. Работа выполнена при поддержке РФФИ (№14-02-01166, №14-02-31592). ВВЕ выражает благодарность фонду "Династия".

### Литература

- [1] V.S. Edel'man, Adv. Phys. **25**, 555 (1976)
- [2] Y.-M. Lin, X. Sun, M.S. Dresselhaus, Phys. Rev. B **62**, 4610 (2000)
- [3] A. Nikolaeva, D. Gitsu, L. Konopko, et al., Phys. Rev. B **77**, 075332 (2008)
- [4] T. E. Huber, A. Adeyeye, A. Nikolaeva, et al., Phys. Rev. B **83**, 235414 (2011)
- [5] В.А. Волков, Т.Н. Пинскер, ФТТ **23**, 1756 (1981)
- [6] Б.А. Волков, О.А. Панкратов, Письма в ЖЭТФ, **42**, 145 (1985)
- [7] R. Jackiw and C. Rebbi, Phys. Rev. D **13**, 3398 (1976)

## Усиление терагерцового излучения при туннелировании электронов между слоями графена

А. А. Дубинов<sup>1,2</sup>, В. И. Рыжий<sup>3</sup>, В. Я. Алешкин<sup>1,2</sup>, М. В. Рыжий<sup>4</sup>, Т. Otsuji<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ИФМ РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 603087, Россия.

<sup>2</sup>ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия.

<sup>3</sup>RIEC, Tohoku University, Sendai, 980-8577, Japan.

<sup>4</sup>DCSE, University of Aizu, Aizu-Wakamatsu, 965-8580, Japan.

тел: (831) 417-94-82, факс: (831) 417-94-74, эл. почта: [sanya@ipm.sci-nnov.ru](mailto:sanya@ipm.sci-nnov.ru)

В настоящее время очень востребованы компактные источники терагерцового излучения. В данной работе рассмотрена концепция и изучены условия работы инжекционного терагерцового лазера на основе структуры с двумя графеновыми слоями, разделенных барьером, и с волноводом на основе поверхностных плазмонов. Рассматриваемый лазер использует резонансные излучательные переходы между графеновыми слоями. Это позволит лазеру работать при комнатной температуре, также будет возможна перестройка напряжением спектра излучения [1-3].

Предлагаемая структура состоит из двух слоев графена, разделенных тонким слоем диэлектрика (туннельно-прозрачный барьер), с боковыми контактами к каждому из графеновых слоев. Противоположные края графеновых слоев изолированы от других контактов. При приложении напряжения между графеновыми слоями происходит инжекция электронов из графенового слоя с *n*-типом легирования в графеновый слой с *p*-типом легирования, так что между слоями графена возникает инверсия населенности, которая может быть использована для генерации излучения с электрическим полем, перпендикулярным к плоскости графенового слоя. Переходы между слоями графена с испусканием фотонов, компонента электрического поля которых перпендикулярна слоям графена, сохраняют импульс электрона без включения механизма рассеяния.

Матричный элемент оптического перехода был рассчитан в модели двух дельта-слоев, разделенных тонким барьером. Был также рассчитан коэффициент усиления для терагерцовой плазменной ТМ моды, которая обладает малым Друде поглощением в графене. Оказалось, что усиление может быть достаточно большим для создания лазера. Также показано, что спектр излучаемых фотонов можно регулировать с помощью изменения приложенного напряжения между слоями графена.

Работа поддержана Фондом «Династия» и Программами РАН.

### Литература

- [1] V. Ryzhii, A. A. Dubinov, V. Ya. Aleshkin, M. Ryzhii, and T. Otsuji, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 163507 (2013).
- [2] V. Ryzhii, A. A. Dubinov, T. Otsuji, V. Ya. Aleshkin, M. Ryzhii, and M. Shur, *Opt. Exp.* **21**, 31567 (2013).
- [3] A. A. Dubinov, V. Ya. Aleshkin, V. Ryzhii, M. Shur, and T. Otsuji, *J. Appl. Phys.* **115**, 044511 (2014).

## Спектроскопия уровней Ландау при туннелировании в структурах графен/нитрид бора/графен

Е. Е. Вдовин<sup>1</sup>, М. Т. Greenaway<sup>3</sup>, А. Mishchenko<sup>2</sup>, К. S. Novoselov<sup>2</sup>,  
Т. М. Fromhold<sup>3</sup>, Ю. Н. Ханин<sup>1</sup>, L. Eaves<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ИПТМ РАН, ул. Академика Осипьяна 6, г. Черноголовка, 142432, Россия.

<sup>2</sup>School of Physics and Astronomy, University of Manchester, M13 9PL, UK.

<sup>3</sup>The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, NG72RD, UK.

эл. почта: vdov62@yandex.ru

Принципиально новые вандерваальсовские гетероструктуры, состоящие из механически совмещенных моноатомных слоев различных материалов, были изготовлены впервые совсем недавно и исследования их оптических и электронных свойств находятся в начальной стадии.

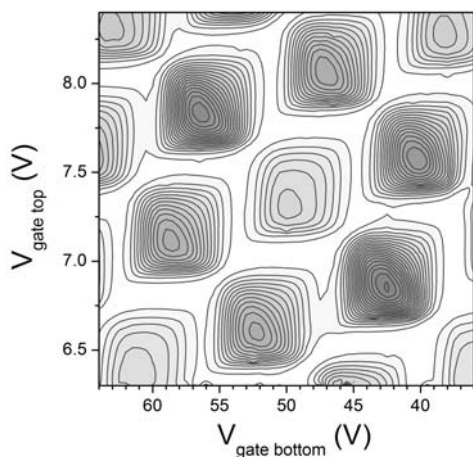


Рис. 1. Зависимость  $dI/dV_{bias}$  структуры графен/нитрид бора/графен от напряжения на верхнем и нижних затворах в магнитном поле  $B=4T$ .

Эксперименты и теоретическое моделирование работы таких гетероструктур показывают, что транспорт в них определяется туннельными переходами электронов между слоями графена с сохранением, как энергии, так и квазиимпульса в плоскости структуры [1, 2]. В данной работе нами было исследовано влияние на туннелирование электронов магнитного поля, перпендикулярного плоскости графеновых слоев. Такое поле приводило к квантованию движения электронов в плоскости слоев и формированию неэквидистантных дискретных спектров уровней Ландау вследствие

принципиального отличия свойств безмассовых дираковских фермионов в графене от носителей в традиционных материалах. Собственные состояния электронов в графене формируются из двух компонент, одна из которых обусловлена псевдоспинами, а вторая – состояниями, подобными гармоническому осциллятору. Незначительная угловая разориентация двух графеновых электродов приводила к нарушению правила отбора для туннелирования с сохранением импульса в отличие от случая идеального совпадения ориентаций. Нами было показано, что полуклассическое описание состояний уровней Ландау позволяет получить адекватное физическое объяснение величин относительных амплитуд экспериментальных пиков резонансно-туннельных спектров.

### Литература

- [1] A. Mishchenko et al. Twist-controlled resonant tunnelling in graphene/boron nitride/graphene heterostructures, *Nature Nanotechnology*, Volume 9, 808 (2014).
- [2] Fallahzad B. et al. Gate-tunable resonant tunneling in double bilayer graphene heterostructures, *Nano Lett.* Jan 14;15(1):428, (2015).

## Квантовая емкость и скорость Ферми электронного газа в графене: влияние многочастичных эффектов

Ю. Е. Лозовик<sup>1,2,3</sup>, А. Д. Заболотский<sup>1,2</sup>, А. А. Соколик<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН, ул. Физическая, 5, Троицк, Москва, 142190, Россия.

<sup>2</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики, ул. Суцёвская, 22, Москва, 127055, Россия.

<sup>3</sup>Московский институт электроники и математики НИУ ВШЭ, ул. Таллинская, 34, Москва, 123458, Россия.

тел: (495)851-08-81, эл. почта: lozovik@isan.troitsk.ru

Одной из характеристик, влияющей на параметры наноустройств на основе графена, является его квантовая емкость. Обсуждаются результаты диаграммных вычислений квантовой емкости и перенормированной скорости Ферми взаимодействующих электронов в графене в приближении хаотических фаз и других приближениях (см. работы [1,2]). Обработаны недавние экспериментальные данные по квантовой ёмкости и перенормированной скорости Ферми [2,3], сделано сравнение с теорией. Рассмотрено совместное влияние многочастичных эффектов кулоновского взаимодействия и случайного потенциала примесей на квантовую емкость и перенормировку скорости Ферми.

### Литература

- [1] Yu. E. Lozovik, A. A. Sokolik, and A. D. Zabolotskiy, Phys. Rev. B **91**, 075416 (2015).
- [2] Yu. E. Lozovik, A. A. Sokolik, and A. D. Zabolotskiy (to be publ.).
- [3] G. L. Yu, R. Jalil, B. Belle, A. S. Mayorov, P. Blake, F. Schedin, S. V. Morozov, L. A. Ponomarenko, F. Chiappini, S. Wiedmann, U. Zeitler, M. I. Katsnelson, A. K. Geim, K. S. Novoselov, and D. C. Elias, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **110**, 3282 (2013).
- [4] J. Chae, S. Jung, A. F. Young, C. R. Dean, L. Wang, Y. Gao, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Hone, K. L. Shepard, P. Kim, N. B. Zhitenev, and J. A. Stroscio, Phys. Rev. Lett. **109**, 116802 (2012).



## Долинные оптические и фотогальванические эффекты в двумерных кристаллах

С. А. Тарасенко, Л. Е. Голуб, Е. Л. Ивченко

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

тел: (812)292-71-55, факс: (812)297-10-17, эл. почта: tarasenko@coherent.ioffe.ru

Успехи в технологии и экспериментальном исследовании двумерных многодолинных кристаллов: графена, силицена, монослоев нитрида бора и дихалькогенидов переходных металлов, ван-дер-ваальсовых гетероструктур и т. д., стимулируют активное изучение оптических и электрических эффектов, связанных с долиной степенью свободы электронов проводимости.

В настоящем докладе представлены результаты теоретических исследований нелинейных оптических и фотогальванических эффектов в двумерных многодолинных системах, проведено сопоставление результатов с имеющимися экспериментальными данными. Изучен эффект генерации долинных и электрических фототоков под действием поляризованного света. Предложен оптический метод регистрации долиной поляризации носителей заряда и изучения долиного шума [1]. Показано, что долиная поляризация электронов или долиный ток приводят к локальному понижению пространственной симметрии структуры и, как следствие, к генерации второй оптической гармоники и долиному эффекту Фарадея. Возможность селективно формировать и детектировать электронные распределения в долинах связана с низкой симметрией одиночных долин по сравнению с пространственной симметрией всего кристалла [2,3].

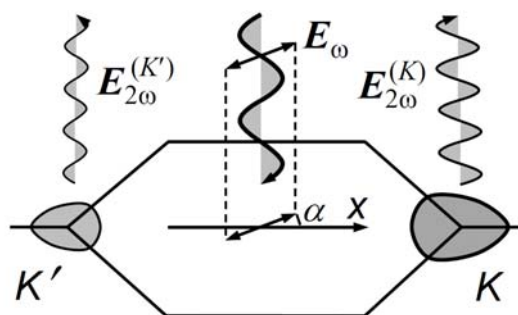


Рис. 1. Генерация второй гармоники в графене за счет анизотропии долин.

Эффект генерации второй оптической гармоники в графене, связанной с долиной поляризацией электронов, проиллюстрирован на рис. 1. Симметрия долин  $K$  и  $K'$  описывается точечной группой  $D_{3h}$ , которая не содержит центра пространственной инверсии, в отличие от группы  $D_{6h}$  решетки графена. Тригональная анизотропия спектра в долинах приводит к возникновению отклика на удвоенной частоте, когда графен возбуждается линейно

поляризованным светом. Сигналы на удвоенной частоте от долин  $K$  и  $K'$  взаимно противофазны и компенсируют друг друга при идентичном распределении электронов по долинам. Суммарный сигнал возникает, если имеется неэквивалентное заселение долин, что позволяет использовать эффект генерации второй гармоники для регистрации долиной поляризации носителей заряда.

### Литература

- [1] L.E. Golub and S.A. Tarasenko, Phys. Rev. B **90**, 201402(R) (2014).
- [2] H. Yuan, X. Wang, B. Lian et al., Nature Nanotechnol. **9**, 851 (2014).
- [3] S.A. Tarasenko, Nature Nanotechnol. **9**, 752 (2014).

## Междолинное рассеяние электронов заряженными примесями в графене

Л. С. Брагинский<sup>1,2</sup>, М. В. Энтин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, д. 2,

тел: (8-381)-3333264, факс: (333)212-12-45, эл. почта: [brag@isp.nsc.ru](mailto:brag@isp.nsc.ru)

Известно, что процессы междолинной релаксации являются определяющими для поверхностного фототока и поляризованной люминесценции. С другой стороны, номер долины в графене является относительно хорошо сохраняющимся квантовым числом (псевдоспином), которое может быть использовано в качестве элемента хранения информации.

Большая передача импульса в междолинном рассеянии приводит к слабости этого процесса. Наличие кулоновского взаимодействия с примесью усиливает междолинный процесс.

В настоящей работе рассматривается задача о влиянии кулоновского потенциала на междолинное рассеяние в монослойном графене [1]. Задача рассматривается в модели огибающих волновых функций как в рамках, так и за рамками борновского приближения. Показано, что дальнедействующее кулоновское взаимодействие заметно увеличивает амплитуду междолинного рассеяния на короткодействующей примеси, эффективно увеличивая время пребывания электрона вблизи рассеивателя. Влияние кулоновского взаимодействия описывается фактором Зоммерфельда  $F_z = (a\varepsilon/s)^p$ , где  $p = 2(1 - 4g^2)^{1/2} - 2$ ,  $\varepsilon$  - энергия электрона, измеренная от точки Дирака,  $a$  - постоянная решетки,  $g = Ze^2/s\kappa$  - безразмерная константа кулоновского взаимодействия,  $e$  - заряд электрона,  $Ze$  - заряд иона,  $s$  - скорость электрона,  $\kappa$  - диэлектрическая проницаемость окружающей среды.

В отличие от шелевого полупроводника, величина фактора Зоммерфельда в графене оказывается независимой от знака  $g$ , т.е. одинакова как для притяжения, так и отталкивания. Причина состоит в электронно-дырочной конверсии вблизи точки Дирака. Действительно, междолинное рассеяние происходит за счет электронов, в радиальных состояниях с нулевой проекцией момента на нормаль к графену. Электрон в таком состоянии, налетающий на отталкивающий потенциал, безотражательно проходит через точку остановки, переходя в дырочное состояние, в котором он притягивается к отрицательно заряженной примеси.

### Литература

[1] L. S. Braginsky, M.V.Entin, Письма в ЖЭТФ, **101**, 354 (2015).

## Магнитооптика сильнокоррелированных двумерных электронных систем в структурах ZnO/MgZnO

А. Б. Ваньков, И. В. Кукушкин, В. В. Соловьев

ИФТТ РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, г. Черноголовка, 142432, Россия.

эл. почта: [vankov@issp.ac.ru](mailto:vankov@issp.ac.ru)

В последние годы возник значительный интерес к исследованию фундаментальных свойств сильно коррелированных двумерных электронных систем (ДЭС) в высококачественных гетероструктурах ZnO/MgZnO. Наиболее привлекательное свойство этих систем состоит в реализации высоких кулоновских корреляций при сохранении рекордных подвижностей. В настоящей работе обсуждаются результаты первых магнитооптических экспериментов, в которых обнаружилось нетривиальное поведение ключевых характеристик ДЭС – эффективной массы, энергетического спектра, энергии коллективных возбуждений – при больших значениях параметра взаимодействия  $r_s$ . Методом оптически детектируемого резонансного микроволнового поглощения было обнаружено сильное возрастание циклотронной массы (от  $0.28m_0$  до  $0.35m_0$ ) при изменении концентрации ДЭС в диапазоне  $10^{11}$ - $10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Аномальный рост массы приписан влиянию кулоновского взаимодействия в сочетании с непараболичностью зоны [1]. Важно, что параметр кулоновского взаимодействия  $r_s$  в данном диапазоне концентраций довольно велик и меняется от 4 до 14. Кулоновские корреляции также нетривиальным образом изменяют эффективную массу плотности состояний, измеряемой по спектральной ширине полосы фотолюминесценции ДЭС. Эффективная масса оказывается увеличенной и сильно зависит от электронной плотности, указывая на эффект Ферми-жидкостной перенормировки. При  $r_s \sim 9$  значение массы достигает  $\sim 0.6m_0$ .

При этих значениях параметра  $r_s$  сама спектральная полоса фотолюминесценции имеет нетривиальную форму – наблюдается сингулярность линии рекомбинации на уровне Ферми, по-видимому, обусловленная реализацией экситонов Махана. Степень выраженности сингулярности увеличивается при малых плотностях, а исчезает при концентрациях выше  $10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Наблюдение  $I/B$ -периодических осцилляций сигнала фотолюминесценции позволяет точное определение концентрации двумерных электронов, а также измерение межподзонного расщепления [2].

Наконец, методом резонансного неупругого рассеяния света были изучены межподзонные возбуждения зарядовой и спиновой плотности. Необычным является то, что энергии обеих коллективных мод оказываются ниже величины межподзонной щели. В частности, это означает преобладание корреляционного сдвига в энергии зарядовых возбуждений над деполяризационным.

Многие из перечисленных экспериментальных фактов не имеют прямой аналогии с поведением ДЭС в традиционных структурах на основе GaAs по причине существенно большего масштаба кулоновских корреляций. Их объяснение потребует развития альтернативных теоретических подходов, не сводящихся к теории возмущений по параметру  $r_s$ .

### Литература

- [1] V. E. Kozlov, A. B. Van'kov, I. V. Kukushkin et.al, PRB **91**, 085304 (2015).
- [2] V. V. Solovyev, A. B. Van'kov, I. V. Kukushkin et.al, APL **106**, 082102 (2015).

## Новый тип плазменных возбуждений в двумерной электронной системе с верхним затвором

В. М. Муравьев, П. А. Гусихин, И. В. Кукушкин

Институт Физики Твердого Тела РАН, ул. Академика Осипьяна 2,  
г. Черноголовка, 142432, Россия

тел: (496) 522-19-82, факс: (496) 522-81-60, эл. почта: muravev\_vm@mail.ru

В работе экспериментально изучается электродинамический отклик двумерной электронной системы (ДЭС) с верхним затвором в режиме  $\sigma_{2D} > c/2\pi$ . Исследования проводились при помощи двух методик: микроволнового пропускания пары связанных плазменных резонаторов и методики оптического детектирования. Обнаружены ранее не наблюдавшиеся низкочастотные резонансы микроволнового поглощения, отвечающие возбуждению слабо затухающих плазменных волн в ДЭС. Новые моды возбуждаются даже на частотах  $\omega < 1/\tau$  ( $\tau$  – время релаксации носителей заряда), где обычные 2Д плазмоны затухают. Показано, что новые плазменные возбуждения существуют вплоть до температуры 300 К, что делает открытое явление интересным с точки зрения различных приложений.

Поведение резонансов от магнитного поля и электронной концентрации однозначно указывает на плазмон-поляритонную природу явления (рис. 1).

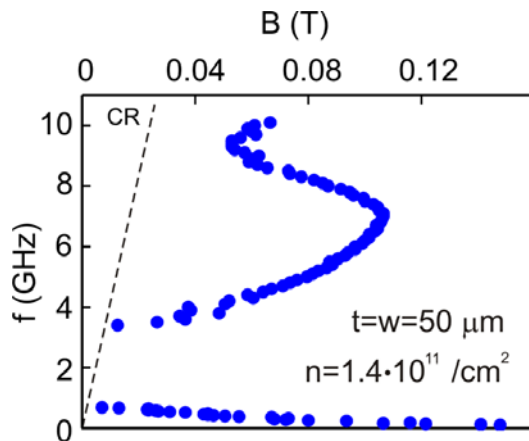


Рис. 1. Магнито-дисперсия нового плазменного возбуждения.

На это указывает, во-первых, anomalously малая ширина моды. А во-вторых, тот факт, что верхняя ветвь магнито-дисперсии моды по частоте лежит ниже циклотронного резонанса и обладает странной зигзагообразной формой.

Экспериментально установлено, что важнейшим условием для возбуждения моды является  $\sigma_{2D} > c/2\pi$ . Поскольку в электростатическом приближении двумерная проводимость  $2\pi\sigma_{2D}$  определяет скорость максвелловской релаксации в ДЭС,

то ясно, что релятивистские эффекты запаздывания вносят определяющий вклад в образование моды. Также показано, что обнаруженная плазменная мода локализована в подзатворной области. При этом расстояние от ДЭС до затвора и размер самой подзатворной области значительно влияют на частоту и ширину моды.

### Литература

- [1] П.А. Гусихин, В.М. Муравьев, И.В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **100**, 732 (2014).
- [2] V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, I.V. Andreev, I.V. Kukushkin, accepted to Phys. Rev. Lett. (2015).

## Нерегулярные перевороты электрического поля в доменной структуре, возникающей в неравновесных двумерных электронных системах под микроволновым облучением

С. И. Дорожкин<sup>1</sup>, К. von Klitzing<sup>2</sup>, J. H. Smet<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФТТ РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия.

<sup>2</sup>Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstrasse, 1, Stuttgart, D-70569, Germany.

тел: (49652)2-82-61, факс: (49652) 2-81-60, эл. почта: dorozh@issp.ac.ru

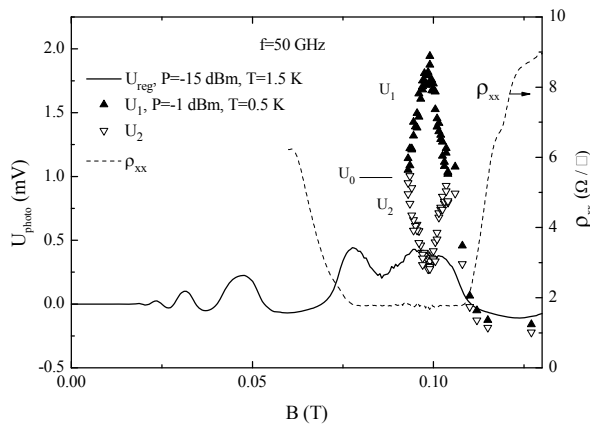


Рис. 1. Зависимости от магнитного поля  $B$  фото-ЭДС  $U_{\text{рег}}$  и амплитуд  $U_1$  и  $U_2$ , а также магнетосопротивления  $\rho_{xx}$  под облучением.

напряжения  $U_0$  зависит от образца и может быть мала, так что  $U_1(x) \approx -U_2(x)$ . Пропускание постоянного тока через контакт, используемый для измерения фото-ЭДС, приводит к изменению  $U_0$ , пропорциональному величине тока. Полученные результаты позволяют предложить следующую картину явления. Микроволновая фото-ЭДС состоит из двух аддитивных компонент. Регулярная фото-ЭДС  $U_{\text{рег}}$  существует во всей области параметров, постоянна во времени, и осциллирует относительно нулевого уровня в функции магнитного поля в соответствии с соотношением  $2\pi f = n\omega_c$  [3] ( $f$  – частота излучения,  $\omega_c$  – циклотронная частота,  $n=1,2,3,\dots$ ). В состояниях с близкой к нулю диссипацией в образце возникают спонтанные электрические поля и соответствующая им фото-ЭДС. Направление полей скачкообразно меняется на противоположное. Это изменение происходит нерегулярно во времени и синхронно в значительной части образца. Такая картина качественно согласуется с теоретически предсказанной доменной структурой электрических полей, возникающей в результате спонтанного нарушения симметрии в образце, т.к. при таком нарушении симметрии конфигурации с противоположным направлением электрических полей являются равновероятными.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект 14-12-00599).

### Литература

- [1] S. I. Dorozhkin et.al., Nature Physics **7**, 336 (2011).
- [2] R. G. Mani et.al., Nature **420**, 646 (2002).
- [3] S. I. Dorozhkin et.al., Phys. Rev. Lett., **102**, 036602 (2009).

Продолжены исследования эффекта бистабильности микроволновой фото-ЭДС [1], наблюдающегося в состояниях с близкой к нулю диссипацией на постоянном токе (так называемые ‘zero-resistance states’ [2]). Обнаружено, что два квази-стабильных значения фото-ЭДС  $U_1$  и  $U_2$ , между которыми происходят переключения, будучи представленными в функции какого-либо из экспериментальных параметров  $x$ , удовлетворяют соотношению  $U_1(x) \approx U_0 - U_2(x)$  (см. рис). Постоянная величина

## Спектр краевых плазмонов при учёте электромагнитного запаздывания

А. А. Заболотных<sup>1,2</sup>, В. А. Волков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11-7, Москва, 125009, Россия.

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141700, Россия.

тел.: (495)629-33-94, эл. почта: andrey.zabolotnyh@phystech.edu

Краевые плазмоны, бегущие вдоль края двумерного (2D) электронного газа в полупроводниковых структурах, исследуются уже 30 лет как экспериментально, так и теоретически, начиная с работ [1, 2, 3]. Без учёта электромагнитного запаздывания спектр таких плазмонов в полубесконечной 2D системе с прямолинейной границей (вдоль оси  $y$ ) имеет в длинноволновом пределе вид  $\omega_{\text{edge}}(q_y) = \alpha \cdot (2\pi n e^2 |q_y| / m \kappa)^{1/2}$ , где  $\alpha < 1$  – постоянный коэффициент ( $\alpha \approx 0.906$  в [2],  $\alpha \approx 0.816$  в [3]),  $q_y$  – импульс плазмона вдоль границы,  $n$  – концентрация электронов вдали от границы,  $m$  – эффективная масса электрона,  $\kappa$  – средняя диэлектрическая проницаемость среды, в которую помещена 2D система. Таким образом,  $\omega_{\text{edge}}(q_y) \sim |q_y|^{1/2}$ , а значит в области малых  $q_y$ , для которых  $\omega_{\text{edge}} \geq c \cdot q_y$ , где  $c$  – скорость света, нужно учитывать эффекты запаздывания, что и сделано в

данной работе.

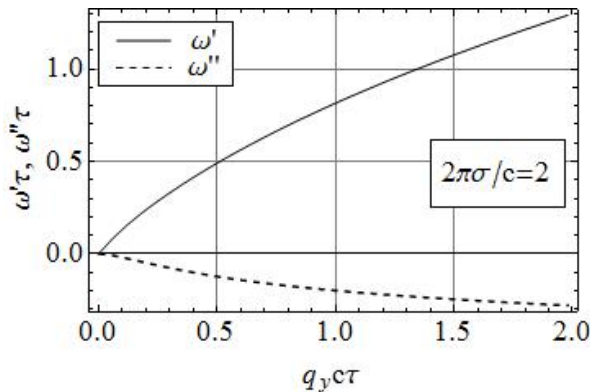


Рис. 1. Зависимости действительной  $\omega'$  (сплошная линия) и мнимой  $\omega''$  (пунктир) частоты частоты краевого плазмона-поляритона от волнового вектора  $q_y$ ;  $\sigma$  – проводимость 2D системы.

В работе вычислен спектр краевого плазмона с учётом запаздывания, т.е. краевого плазмона-поляритона, в рамках подхода, предложенного в работе [3]. Релаксация плазмона описывается в терминах объёмного времени релаксации  $\tau$ . Показано, что добротность краевой моды может быть больше единицы даже в режиме частых столкновений, когда  $\omega\tau \ll 1$ , если  $2\pi\sigma/c > 3/2$  (при  $\kappa=1$ ), где  $\sigma = e^2 n \tau / m$  – проводимость 2D системы, см. рис. 1. Эта краевая мода отщепляется от слабозатухающей моды объёмных

2D плазмон-поляритонов [4]. Также в работе вычислен спектр краевых плазмонов-поляритонов в магнитном поле, ортогональном плоскости 2D системы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №14-02-01166). А.А.З. выражает благодарность фонду “Династия”.

### Литература

- [1] D.V. Mast, A.J. Dahm, A.L. Fetter, Phys. Rev. Lett. **54**, 1706 (1985).
- [2] В.А. Волков, С.А. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **42**, 450 (1985).
- [3] A.L. Fetter, Phys. Rev. B **32**, 7676 (1985).
- [4] В.И. Фалько, Д.Е. Хмельницкий, ЖЭТФ **95**, 1988 (1989).

## Радиационный и релаксационный вклад в ширину линии магнитоплазменного резонанса в двумерных электронных системах

И. В. Андреев<sup>1</sup>, В. М. Муравьев<sup>1</sup>, В. Н. Белянин<sup>1</sup>, И. В. Кукушкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна 2, г. Черноголовка, 142432, Россия

тел: (496-52) 2-44-31, факс: (496-52) 2-81-60, эл. почта: andreev@issp.ac.ru

Плазменные волны в двумерных электронных системах (ДЭС) являются исключительно гибким и удобным объектом для изучения взаимодействия света с веществом и эффектов волновой оптики, а также имеют важные приложения в области создания новых детекторов и спектрометров излучения субтерагерцового частотного диапазона. При этом для создания устройств плазменной оптики и электроники имеет критическое значение тот факт, что их размер ограничен длиной свободного пробега плазмона  $L$ . Длина свободного пробега однозначно связана с полушириной линии магнитоплазменного резонанса  $\Delta\omega$  по формуле  $L=v/\Delta\omega$ , где  $v$  – скорость распространения магнитоплазменного возбуждения. Уширение резонанса, в свою очередь, складывается из столкновительной релаксации возбуждения и радиационного затухания за счет излучения всей электронной системы как целого:  $\Delta\omega = 1/\tau + \Gamma$  ( $\tau$  – время релаксации импульса,  $\Gamma$  – радиационная ширина резонанса).

В работе раздельно исследован вклад в ширину линии циклотронного магнитоплазменного резонанса двух механизмов – радиационного и релаксационного – для высокоподвижных ДЭС в форме диска. Измерения проводились при помощи оптической методики детектирования микроволнового поглощения, основанной на изменении спектра фотолюминесценции ДЭС при разогреве за счет резонансного поглощения микроволнового излучения, возбуждающего магнитоплазмону в ДЭС.

Проведены измерения времени релаксации циклотронного магнитоплазменного резонанса в рекордно широком диапазоне электронных плотностей  $2 \times 10^9 - 3 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Проведен сравнительный анализ циклотронного и транспортного времен релаксации. Показано, что с ростом температуры циклотронное и транспортное время релаксации убывают неодинаково, причем с увеличением температуры циклотронное время релаксации стремится к транспортному. Также показано, что в отличие от транспортного времени релаксации, циклотронное время релаксации слабее зависит от концентрации двумерных электронов, и в области малых электронных концентраций может превосходить транспортное на порядок величины. Этот факт является новым наблюдением, пока не получившим своего объяснения в рамках существующих теорий.

Установлено, что радиационный вклад в ширину линии магнитоплазменного резонанса возрастает при увеличении резонансной частоты, что объясняется увеличением интенсивности дипольного излучения с частотой. Также обнаружено, что скорость и характер такого роста существенно зависят от электронной концентрации.

### Литература

- [1] I. V. Andreev, V. M. Muravev, V. N. Belyanin, I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. **105**, 202106 (2014).

## Плазменные возбуждения в двумерной системе тяжелых анизотропных фермионов

А. Р. Хисамеева, В. Н. Белянин, П. А. Гусихин, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин  
Институт Физики Твердого Тела РАН, ул. Академика Осипьяна 2,  
г. Черноголовка, 142432, Россия

тел: (496) 522-19-82, факс: (496) 522-81-60, эл. почта: muravev\_vm@mail.ru

В данной работе экспериментально исследуются плазменные возбуждения в высококачественной двумерной электронной системе (ДЭС) на основе AIAs [1]. Образец представлял собой шесть эквидистантных дисков ДЭС, расположенных в щелях копланарного волновода. Исследования проводились при помощи методики резонансного поглощения микроволнового излучения. В микроволновом отклике дисков двумерных электронов были обнаружены две магнитоплазменные моды: краевая и циклотронная.

Удивительной особенностью обнаруженных плазменных мод является щель по частоте между ними в нулевом магнитном поле (рис. 1). Это является следствием сильной анизотропии масс носителей заряда в AIAs квантовых ямах. Следует также отметить, что наклон магнитодисперсий мод в малых магнитных полях значительно меньше, чем  $d\omega/d\omega_c$  соответствующего наклона для образца такой же геометрии с изотропной массой.

Из частот плазменных возбуждений в нулевом магнитном поле были получены

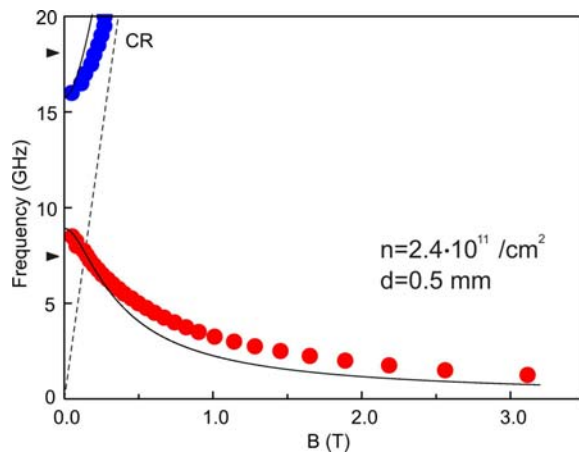


Рис. 1. Магнитодисперсия плазменных возбуждений в AIAs.

значения эффективных масс вдоль основных кристаллографических направлений  $m_1 = 0.84m_0$  и  $m_2 = 0.26m_0$ . Полученные значения масс несколько отличаются от ранее известных  $m_1 = 1.1m_0$  и  $m_2 = 0.2m_0$  [2]. Однако, экспериментально измеренная нами величина циклотронной массы  $m_c = (m_1 m_2)^{0.5} = 0.47m_0$  совпадает с полученной ранее [3].

В экспериментах также детально были изучены концентрационная и температурная зависимости положения и ширины плазменных возбуждений в двумерной системе

тяжелых анизотропных фермионов.

### Литература

- [1] V.M. Muravev, A.R. Khisameeva, V.N. Belyanin, P.A. Gusikhin, I.V. Kukushkin, submitted to Phys. Rev. B (2015).
- [2] M. Shayegan, E.P. De Poortere, O. Gunawan, Y.P. Shkolnikov, E. Tutue, K. Vakili, Phys. Stat. Sol. (b) **243**, 3629-3642 (2006).
- [3] E.P. De Poortere, Y.P. Shkolnikov, E. Tutuc, S.J. Papadakis, M. Shayegan Appl. Phys. Lett., **80**, 1583-1585 (2002).



## Изучение спиновых свойств двумерных систем с тяжелыми электронами посредством методики ЭПР

А. В. Щепетильников<sup>1,2</sup>, Ю. А. Нефёдов<sup>1</sup>, И. В. Кукушкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела Российской академии наук, ул. Академика Осипьяна д.2, г. Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия.

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, г. Долгопрудный, Московская область, 141700, Россия.

тел: 8(496)52 244-31, факс: +7(496) 522 8160,

эл. почта: shchepetilnikov@issp.ac.ru

Системы двумерных электронов, формирующиеся на гетерограницах ZnO/MgZnO или AlAs/AlGaAs, характеризуется чрезвычайно большими массами носителей заряда. Так в ZnO/MgZnO гетеропереходах эффективная масса составляет 0.3 массы свободного электрона, что в несколько раз больше массы электрона в стандартных GaAs/AlGaAs гетероструктурах. В AlAs эффективная масса анизотропна и также в несколько раз превышает массу электрона в GaAs. Большая масса носителей заряда приводит к доминированию энергии электрон-электронного взаимодействия над кинетической, а значит, к значительному возрастанию роли многочастичных эффектов и существенному изменению спиновых свойств такой системы. Современные технологии роста позволяют получать чрезвычайно чистые двумерные электронные системы на базе как ZnO/MgZnO, так и GaAs/AlGaAs. В таких системах наблюдается не только целочисленный, но и дробный квантовые эффекты Холла.

В рамках данной работы было изучено явление электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) вблизи четных и нечетных факторов заполнения в ряде MgZnO/ZnO гетеропереходов и AlAs/AlGaAs квантовых ям при низких температурах и в сильных магнитных полях. Обнаружено, что ЭПР наблюдается не только около нечетных, но и вблизи четных факторов заполнения системы. Более того, амплитуда резонансного пика значительно возрастает в окрестности как нечетных, так и четных факторов заполнения. Из полученных результатов можно сделать вывод, что система как минимум частично поляризована по спину вблизи четных факторов заполнения. Удивительно, что знак сигнала ЭПР соответствует охлаждению системы вблизи четных факторов заполнения в MgZnO/ZnO гетеропереходе с достаточно большой концентрацией электронов (около  $6.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ). Оказалось, что в указанной двумерной системе величина фактора Ланде осциллирует с фактором заполнения: максимумам  $g$  соответствуют четные факторы, а минимумам – нечетные. Полученные экспериментальные результаты не имеют теоретического обоснования.

## Радиационная рекомбинация темного экситона в коллоидных нанокристаллах

А. В. Родина<sup>1</sup>, Ал. Л. Эфрос<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А. Ф. Иоффе, РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375, USA.

тел: (812) 247-22-45, факс: (812) 247-10-17, эл. почта: [anna.rodina@mail.ioffe.ru](mailto:anna.rodina@mail.ioffe.ru)

Полупроводниковые коллоидные нанокристаллы в стекле и в водном растворе были впервые синтезированы более 30 лет назад. Их оптические исследования положили начало новой области – физики полупроводниковых нульмерных структур, или квантовых точек. Особенностью коллоидных нанокристаллов является пространственная локализация носителей в очень малой области (1-5 нм), значительно усиливающая обменное взаимодействие между носителями. Основное состояние экситона в сферических нанокристаллах CdSe является оптически неактивным (темным), а энергетическое расстояние до светлого экситона может достигать 20 мэВ [1]. При низких температурах именно темное состояние экситона ответственно за долгоживущую фотолюминесценцию (ФЛ), однако механизмы активации ФЛ в нулевом магнитном поле до настоящего времени однозначно не установлены и являются предметом дискуссий. Известные механизмы активации радиационной рекомбинации темного экситона, связанные с подмешиванием оптически активных экситонных состояний с помощью акустических или оптических фононов, деформаций или внешнего магнитного поля, не позволяют объяснить ряд экспериментальных данных по низкотемпературной ФЛ нанокристаллов CdSe, например, температурную зависимость положения и интенсивности бесфонной ФЛ [2] и ее поляризацию.

Нами предложена новая теоретическая модель, объясняющая активацию темного экситона обменным взаимодействием спинов электронов со спинами оборванных связей (dangling bonds) на поверхности нанокристалла. Излучательная рекомбинация темного экситона становится возможной в результате одновременного переворота поверхностного спина и спина электрона в экситоне, приводящего к подмешиванию состояний светлого экситона. При низких температурах ферромагнитное обменное взаимодействие между спинами в процессе оптической накачки и рекомбинации темных экситонов приводит к динамической поляризации спинов и формированию магнитного полярона. Степень поляризации и поляронная поправка к энергии зависят от условий накачки и температуры. Радиационная рекомбинация темного экситона в поляронном состоянии частично подавляется, причем повышение температуры приводит как к сдвигу энергии бесфонной ФЛ, так и к увеличению ее интенсивности. Таким образом, предложенная модель связывает наблюдавшиеся ранее особенности низкотемпературной ФЛ нанокристаллов CdSe с их спин-индуцированными магнитными свойствами. Взаимодействие спинов электронов со спинами поверхностных связей позволяет объяснить радиационную рекомбинацию темного экситона и ее поляризацию не только в сферических нанокристаллах, но и в двумерных и одномерных коллоидных наноструктурах.

### Литература

[1] Al. L. Efros *et al.*, Phys. Rev B **54**, 484356 (1996).

[2] M. Nirmal, C. V. Murray, and M. G. Bawendi, Phys. Rev. B **50**, 2293 (1994).

## Гигантское комбинационное рассеяние света полупроводниковыми нанокристаллами на плазмонных структурах

А. Г. Милёхин<sup>1,2</sup>, Л. Л. Свешникова<sup>1</sup>, Т. А. Дуда<sup>1</sup>, Е. Е. Родякина<sup>1,2</sup>, Н. А. Ерюков,  
V. M. Dzhagan<sup>3</sup>, E. Sheremet<sup>4</sup>, O. D. Gordan<sup>3</sup>, A. B. Латышев<sup>1,2</sup>, D. R. T. Zahn<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, пр. Лаврентьева, 13.

<sup>2</sup>Новосибирский Государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>3</sup>Semiconductor Physics, <sup>4</sup>Solid Surfaces Analysis, Technische Universität Chemnitz, D-09107, Chemnitz, Germany.

тел: (383) 316-60-54, факс: (333) 333-27-71, эл. почта: [milekhin@isp.nsc.ru](mailto:milekhin@isp.nsc.ru)

Мы сообщаем о наблюдении и исследовании эффекта гигантского комбинационного рассеяние света (ГКРС) нанокристаллами (НК) ряда полупроводниковых материалов (CdS, Cu<sub>x</sub>S, ZnO, CdSe), сформированных с помощью технологии Ленгмюра-Блоджетт на плазмонных структурах, включая массивы нанокластеров Au, массивы димеров, антенн и одиночные димеры.

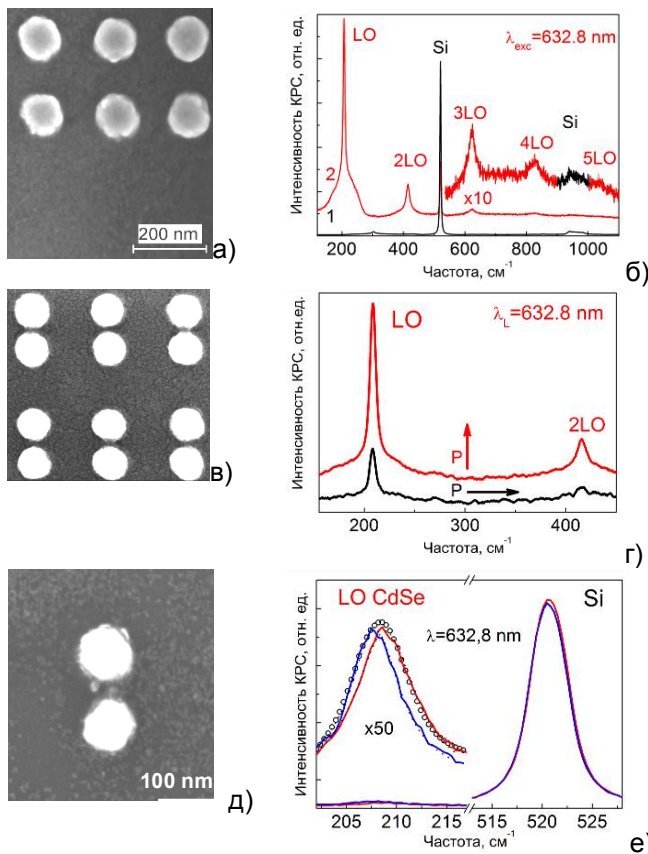


Рис 1. СЭМ изображения а) массивов нанокластеров Au, в) димеров и д) одиночного димера с НК CdSe и соответствующие им спектры ГКРС.

димеру, а ширина линии фоновой моды уменьшается, что объясняется эффектом конфинмента фононов в одиночных НК CdSe различного размера.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-12-01037).

Так КРС НК CdSe, нанесенных на плазмонные подложки, демонстрирует значительное усиление интенсивности мод оптических фононов (фактор  $2 \times 10^3$ ) что свидетельствует о наблюдении эффекта ГКРС фононами НК (Рис. 1а,б). Показано, что интенсивность ГКРС зависит от размера нанокластеров Au и имеет резонансный характер, что характерно для электро-магнитного механизма ГКРС. Установлено, что ГКРС НК CdSe на массивах димеров (Рис. 1в,г) анизотропно и максимально при поляризации падающего и рассеянного света параллельно оси димера.

Исследовано ГКРС от одиночных димеров Au с НК CdSe с ультра-малой пространственной плотностью (Рис. 1д,е). Показано, что частота LO моды, наблюдаемой в спектрах ГКРС разных одиночных димеров, изменяется от димера к

## Аномалии электронного транспорта в подвешенных полупроводниковых наноструктурах

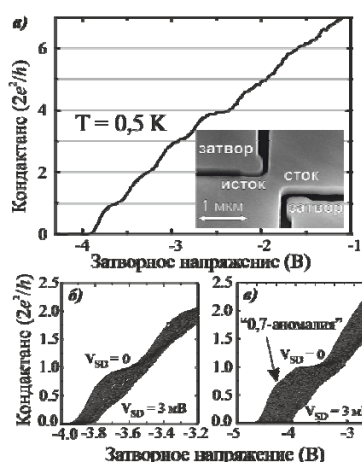
А. А. Шевырин<sup>1,2</sup>, А. Г. Погосов<sup>1,2</sup>, М. В. Буданцев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, д. 2, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383)333-10-87, факс: (383)333-10-87, эл. почта: pogosov@isp.nsc.ru

Подвешенные наноструктуры, создаваемые на основе полупроводниковых мембран, в основном обсуждаются в контексте исследования наноэлектромеханических систем. Однако опыт показывает, что даже в статичном состоянии подвешенные наноструктуры представляют немалый интерес. Хорошо известны мезоскопические явления в электронном транспорте, наблюдающиеся в обычных микро- и наноструктурах с двумерным электронным газом, создаваемых в массиве полупроводника. Естественно ожидать, что эти явления в подвешенных наноструктурах будут иметь определенные особенности, однако в чем конкретно они будут заключаться – заранее неочевидно. Нами был исследован целый ряд таких явлений в подвешенных структурах, включая кулоновскую блокаду [1] и квантовый эффект Холла [2].



а) Квантование кондактанса (на вставке изображение экспериментального образца);  
 б) Отсутствие «0,7-аномалии» до подвешивания;  
 в) Проявление «0,7-аномалии» после подвешивания

Особого внимания заслуживают результаты [3], показывающие, что баллистический электронный транспорт в подвешенных квантовых точечных контактах имеет определенную специфику, связанную с усилением электрон-электронного взаимодействия из-за ограничения электрического поля внутри мембраны с высокой диэлектрической проницаемостью. Обнаружено, что подвешивание сохраняет квантование кондактанса и делает значительно более выраженными аномальные особенности, включая дополнительное плато при значениях кондактанса, близких к  $0,7 \times 2e^2/h$  («0,7-аномалию»). Полученные результаты подтверждают теоретические представления [4] о связи «0,7-аномалии» с электрон-электронным взаимодействием.

Таким образом, особенности мезоскопических явлений в подвешенных наноструктурах представляют интерес для фундаментальной науки и могут оказаться полезными в плане перспективных практических приложений.

Работа поддержана РФФИ (гранты №№ 15-02-05774, 13-02-01153) и РАН.

### Литература

- [1] A. G. Pogosov, M. V. Budantsev, A. A. Shevyrin et al. JETP Lett. **87**, 150 (2008)
- [2] A. G. Pogosov, M. V. Budantsev et al. Appl. Phys. Lett. **100**, 181902 (2012)
- [3] A. A. Shevyrin, A. G. Pogosov et al. Appl. Phys. Lett. **104**, 203102 (2014)
- [4] A. P. Micolich, J. Phys.: Condens. Matter. **23**, 443201 (2011)

## Нелинейные оптические процессы при самодифракции трех лазерных лучей в коллоидных квантовых точках CdSe/ZnS

А.М. Смирнов<sup>1</sup>, М.В. Козлова<sup>1</sup>, В.С. Днепровский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1с2, Москва, 119991, РФ

тел: (495)939-50-72, эл. почта: [hieroglifics@mail.ru](mailto:hieroglifics@mail.ru)

В данной работе были изучены особенности нелинейных процессов, возникающих в случае однофотонного резонансного возбуждения основного разрешенного экситонного перехода в коллоидных квантовых точках (КТ) CdSe/ZnS тремя взаимодействующими лазерными лучами, и приводящих к эффектам самодифракции. При взаимодействии трех мощных лазерных лучей, пересекающихся в поглощающей нелинейной среде, за счет периодического пространственного изменения поглощения и/или преломления в наведенном световом интерференционном поле может образоваться динамическая двумерная дифракционная решетка (режим динамического двумерного фотонного кристалла), на которой возможна самодифракция лучей создавших ее. На выходе из кюветы с коллоидными КТ CdSe/ZnS, помимо трех прошедших лучей, совпадающих по направлению с направлением распространения падающих лучей ( $\theta=20^\circ$ ), обнаружен дополнительный 21 луч.

Появление этих лучей может быть объяснено самодифракцией трех падающих лучей на наведенной ими двумерной дифракционной решетке, ввиду периодического пространственного изменения поглощения коллоидных КТ, возникающее в интерференционном световом поле. При резонансном однофотонном возбуждении основного экситонного перехода в коллоидных КТ пикосекундными лазерными импульсами, возникновение периодического изменения поглощения может быть объяснено сосуществующими и конкурирующими эффектом заполнения состояний и штарковским сдвигом экситонного поглощения [1,2]. Нелинейное изменение поглощения также может сопровождаться нелинейным изменением преломления [3], что может приводить к образованию двумерной динамической фазовой дифракционной решетки. Было посчитано, что индуцированное изменение показателя преломления в областях с максимальным значением интенсивности может достигать значений  $\Delta n \cong 10^{-3}$  [4]. Такого изменения достаточно для образования двумерной нестационарной фазовой дифракционной решетки.

Для определения углов распространения самодифрагированных лучей использовался метод Лауэ дифракции рентгеновских лучей на двумерной решетке.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 14-02-00305-а).

### Литература

- [1] В.С. Днепровский, Е.А. Жуков, М.В. Козлова, Т. Wumaier, Dau Sy Hieu, М.В. Артемьев, ФТТ **52**, 1809 (2010).
- [2] M. Bawendi, P. Carrol, W. Wilson, T. Brus, J. Chem. Phys. **96**, 946 (1992).
- [3] Н.М. Gibbs, G. Khitrova and N. Peighambarian, Nonlinear Photonics Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg **7** (1990).
- [4] В.С. Днепровский, М.В. Козлова, А.М. Смирнов, Квантовая Электроника **43**, 927 (2013).

## Структурная перестройка волны зарядовой плотности при одноосной деформации и аномалии механических свойств квазиодномерных проводников

С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Моховая, 11-7, Москва, 125009, Россия.

тел: (495-629-34-59, факс: (495)629-36-78, эл. почта: pok@cplire.ru

В последнее время возрос интерес к (электро)механическим свойствам квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности (ВЗП), что, отчасти, связано с наблюдением аномально большой деформации образцов в электрическом поле [1]. Эта деформация обычно описывается как результат механического воздействия ВЗП на решётку кристалла. В общем случае виды деформации ВЗП и решётки и их взаимовлияние могут быть весьма сложными, однако считалось, что случай одноосных деформаций ВЗП и кристалла можно описать простой одномерной моделью [2,3]. Для проверки этой модели не хватало одной «детали»: определения зависимости продольной компоненты,  $q$ , волнового вектора ВЗП от продольной одноосной деформации,  $\epsilon$ .

В докладе будут приведены недавно полученные результаты исследования тензорезистивного эффекта при одноосной деформации квазиодномерных проводников с ВЗП TaS<sub>3</sub> и K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>. В обоих соединениях обнаружен гистерезис проводимости,  $\sigma(\epsilon)$ . Исследуя  $\sigma(\epsilon)$  и её гистерезис, мы определили зависимость  $q(\epsilon)$  [4]. Для образцов TaS<sub>3</sub> субмикронной толщины на  $\sigma(\epsilon)$  наблюдались ступеньки, связанные с «квантованием»  $q$ -вектора, что позволило независимым способом определить  $q(\epsilon)$  [1]. Оказалось, что в обоих соединениях  $q$  **увеличивается** с  $\epsilon$ , удаляясь от 4-кратной соизмеримости с основной решёткой. До сих пор считалось, что в TaS<sub>3</sub>  $q$  **уменьшается** с ростом  $\epsilon$ , и при критическом удлинении  $\epsilon_c$ , происходит переход ВЗП к 4-кратной соизмеримости [5]. Этим объяснялись аномалии транспортных свойств TaS<sub>3</sub> при  $\epsilon = \epsilon_c$ . Анализ метастабильных состояний длины, созданных термически, (т.е., гистерезиса в тепловом расширении), также привёл к  $dq/d\epsilon < 0$  [6]. Наконец, отсутствие снижения модуля Юнга при срыве ВЗП в K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub> (в отличие от TaS<sub>3</sub>) [7] связывалось с отсутствием зависимости  $q(\epsilon)$  [3]. Наблюдение примерно такой же зависимости  $q(\epsilon)$  в K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>, как и в TaS<sub>3</sub>, подрывает и это объяснение.

Итак, полученные зависимости  $q(\epsilon)$  приводят нас к выводу, что для объяснения даже продольных (электро)механических свойств соединений с ВЗП необходимо учитывать 3D характер деформации ВЗП и её взаимодействия с решёткой.

Работа проводилась при поддержке РФФИ (гранты 14-02-01240, 14-02-92015 и 14-02-31710), РНФ (грант 14-19-01644), а также Президиума РАН и ОФН РАН.

### Литература

- [1] В.Я. Покровский и др., УФН, **183**, 33 (2013).
- [2] G. Mozurkewich, Phys. Rev. B **42**, 11 183 (1990).
- [3] В. Я. Покровский, Письма ЖЭТФ **86**, 290 (2007).
- [4] V. Ya. Pokrovskii, M.V. Nikitin and S.G. Zybtsev, Physica B **460**, 39 (2015).
- [5] В. Б. Преображенский и др., Письма в ЖЭТФ **40**, 183 (1984).
- [6] A. V. Golovnya et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 246401 (2002).
- [7] L. C. Bourne and A. Zettl, Solid State Commun. **60**, 789 (1986).

## **NbS<sub>3</sub> - уникальный квазиодномерный полупроводник с тремя пайерлсовскими переходами.**

**С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, А. П. Орлов**

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11-7, Москва, 125009, Россия.

тел: 629-36-56, факс: 629-36-78, эл. почта: zybt@cplire.ru

NbS<sub>3</sub> II фазы известен как квазиодномерный полупроводник с волной зарядовой плотности (ВЗП) с самой высокой температурой пайерлского перехода  $T_{P1}=360$  К [1]. Однако из-за многофазности (в основном выростала фаза I без ВЗП) это соединение надолго было практически забыто. Недавно были установлены условия стабильного роста II фазы NbS<sub>3</sub>. При этом в кристаллах субмикронной толщины ВЗП проявляет наибольшую когерентность. [2]. В докладе будет рассказано об основных свойствах этого уникального соединения:

1) Наблюдаются 3 пайерлсовских перехода:  $T_{P0}=620$  К,  $T_{P1}=360$  К и  $T_{P2}=150$  К. При этом фаза II может существовать (в зависимости от условий роста) в виде 2-х подфаз: низкоомной, с тремя переходами, и высокоомной, без перехода при  $T_{P2}$ .

2) С помощью просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) высокого разрешения в высокоомной подфазе обнаружено удвоение периода вдоль направления *a* (поперёк цепочек) [2]. В ПЭМ атомарного разрешения впервые получено 3-х мерное изображение ВЗП при комнатной температуре. Обнаружена доменная структура с характерными размерами ~ 10 нм.

3) При  $200 \text{ К} \lesssim T < T_{P1}$  К наблюдается нелинейная проводимость с резкими пороговыми полями [3]. Изучение воздействия СВЧ излучения на ВЗП (ступенек Шапиро) показало высокую степень её синхронизации (до 100%), что говорит о её высокой когерентности. «Фундаментальное отношение» (ток ВЗП к частоте) не зависит от образца. Из величины этого отношения получено, что заряд переносится только одной цепочкой на ячейку. Получена рекордная частота синхронизации ВЗП, 20 ГГц. ВАХ при  $T < T_{P2}$  также показали резкие пороги и высокую степень синхронизации ВЗП, однако фундаментальное отношение зависит от образца и может быть ниже «комнатного» в 200 раз. Причина этого не выяснена до сих пор.

4) Обнаружен эффект увеличения когерентности ВЗП при асинхронном СВЧ облучении [3] (частота облучения много больше, чем фундаментальные частоты в исследуемых токовых диапазонах) и одноосном растяжении [4]. Растяжение приводит также к уменьшению линейного (квазичастичного) сопротивления образца (приблизительно в два раза при 1% деформации), т.е. NbS<sub>3</sub> обладает значительным пьезосопротивлением.

5) Разработана методика приготовления контактов методом наносварки: нанесение платины в установке ФИП (фокусированные электронные пучки) на структуру нанокристалл NbS<sub>3</sub>-металл. Это может стать шагом к интеграции вискеро NbS<sub>3</sub> в планарную технологию.

Работа проводилась при поддержке грантов РФФИ (14-02-01240, 14-02-92015 и 14-02-01236), РНФ (14-19-01644, 14-19-01164), Президиума и ОФН РАН.

### **Литература**

- [1] Z. Z. Wang *et al.*, Phys. Rev. B **40**, 11589 (1989).
- [2] S. G. Zybtssev, V. Ya. Pokrovskii *et al.*, Physica B **407**, 1696 (2012).
- [3] S. G. Zybtssev, V. Ya. Pokrovskii, Phys. Rev. B **88**, 125144 (2013).
- [4] S. G. Zybtssev, V. Ya. Pokrovskii, Physica B **460**, 34 (2015).

## Нелинейный электронный транспорт в гетероструктурах GaAs/AlAs при больших факторах заполнения

А. А. Быков

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

тел: (383)330-67-33, факс: (383)333-27-66, эл. почта: bykov@isp.nsc.ru

Одной из фундаментальных причин нелинейного транспорта является разогрев носителей заряда электрическим полем. Обычно результат разогрева электронов, в том числе и в системах пониженной размерности, описывают повышенной электронной температурой. Исследования последних лет показали, что температура не является достаточным параметром для учета «разогрева» электронов в проводниках с модулированным энергетическим спектром. В таких системах, к которым относится и двумерный электронный газ в магнитном поле, спектральная диффузия носителей заряда в электрическом поле приводит к термальной стратификации фазового пространства, а функция распределения в энергетических интервалах с повышенной плотностью состояний становится более пологой [1, 2]. «Ступенчатая» функция распределения электронов по энергиям приводит к нарушению закона Ома [3-7]. В частности по этой причине двумерный электронный газ в скрещенных электрическом и магнитном полях переходит в состояние с нулевой дифференциальной проводимостью [4, 7]. В докладе приводятся результаты экспериментальных исследований нелинейных свойств высокоподвижного двумерного электронного газа с высокой концентрацией в гетероструктурах GaAs/AlAs при больших факторах заполнения.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (проект номер 14-02-01158).

### Литература

- [1] I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, Phys. Rev. B **71**, 115316 (2005).
- [2] I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, M. A. Zudov, Rev. Mod. Phys. **84**, 1709 (2012).
- [3] J. Q. Zhang, S. Vitkalov, A. A. Bykov, A. K. Kalagin, A. K. Bakarov, Phys. Rev. B **75**, 081305(R) (2007).
- [4] A. A. Bykov, J.-Q. Zhang, S. Vitkalov, A. K. Kalagin, A. K. Bakarov, Phys. Rev. Lett. **99**, 116801 (2007).
- [5] N. R. Kalmanovitz, A. A. Bykov, S. Vitkalov, A. I. Toropov, Phys. Rev. B **78**, 085306 (2008).
- [6] J. Q. Zhang, S. Vitkalov, A. A. Bykov, Phys. Rev. B **80**, 045310 (2009).
- [7] A. A. Bykov, Sean Byrnes, Scott Dietrich, Sergey Vitkalov, I. V. Marchishin, D. V. Dmitriev, Phys. Rev. B **87**, 081409(R) (2013).



## Квантовый эффект Холла в системе дираковских фермионов на основе HgTe

Д. А. Козлов<sup>1,2</sup>, З. Д. Квон<sup>1,2</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>1</sup>, С. А. Дворецкий<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, Россия.

эл. почта: *dimko@isp.nsc.ru*

Изучены особенности квантового эффекта Холла (КЭХ) в системе бесщелевых дираковских фермионов в HgTe квантовых ямах с критической толщиной 6.6 нм, соответствующей переходу от прямого к инвертированному спектру. Исследование КЭХ проводилось как вблизи дираковской точки в условиях малых температур ( $T = 0.2-2.2$  К) и слабых магнитных полей (до 1 Тл), так и при высоких концентрациях дираковских электронов (вплоть до  $N_s = 1.5 \times 10^{12}$  см<sup>-2</sup>), сильных магнитных полях (до 34 Тл) и высоких температурах (до 80 К).

Установлено, что поведение КЭХ является асимметричным относительно дираковской точки: при самой низкой температуре (0.2 К) квантование дырочных фермионов наблюдается в слабых магнитных полях вплоть до 0.15 Тл, тогда как в электронной части дираковского конуса оно возникает только в полях около 0.5 Тл. Подобная асимметрия объясняется влиянием боковых максимумов в валентной зоне, формирующих долины тяжелых дырок, выполняющих роль резервуара, а также экранирующего флуктуационный потенциал. На основании анализа поведения диссипативной компоненты проводимости в окрестности дираковской точки сделан вывод о существовании нулевого уровня Ландау в этой точке.

Исследование поведения диссипативной и холловской компонент тензора сопротивления при высоких концентрациях и больших магнитных полях показало наличие хорошо выраженного режима КЭХ при азотной температуре. Величины активационной энергии, полученные на основе анализа температурной зависимости минимумов  $\rho_{xx}$ , оказались близкими для факторов заполнения  $\nu = 1$  и 2. Этот факт указывает на сохранение большой величины g-фактора (порядка 30–40) в больших магнитных полях.

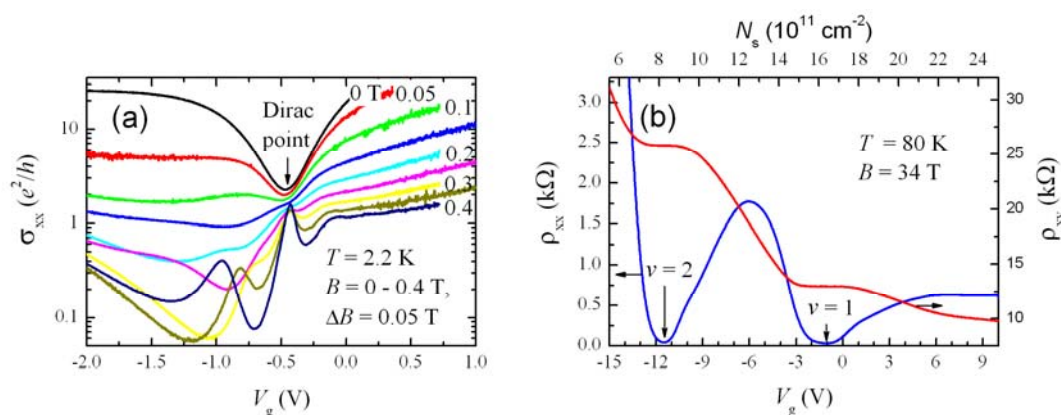


Рис. 1. (a) - Зависимость  $\sigma_{xx}(V_g)$  вблизи дираковской точки, измеренная в магнитных полях от 0 до 0.4 Тл. (b) - зависимости  $\rho_{xx}(V_g)$  и  $\rho_{xy}(V_g)$ , измеренные в магнитном поле 34 Тл и при температуре 80 К.

## Слабая антилокализация в квантовых ямах HgTe вблизи дираковской точки

А. В. Германенко<sup>1</sup>, Г. М. Миньков<sup>1,2</sup>, О. Э. Рут<sup>1</sup>, А. А. Шерстобитов<sup>1,2</sup>,  
Н. Н. Михайлов<sup>3</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000, Россия.

<sup>2</sup>Институт физики металлов, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620137, Россия.

<sup>3</sup>Институт физики полупроводников, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (343)261-74-36, факс: (343)261-74-36, эл почта: alexander.germanenko@urfu.ru

При анализе слабополевого магнитосопротивления, связанного с подавлением интерференционной квантовой поправки к проводимости квантовых ям (КЯ) HgTe, экспериментаторы всегда используют хорошо известную формулу [1], полученную для двумерного газа частиц с простым параболическим спектром. Строго говоря, это не является обоснованным, поскольку спектр бесщелевых полупроводников и двумерных структур на их основе формируется под влиянием сильного спин-орбитального взаимодействия. Теоретически подавление магнитным полем интерференционной поправки в КЯ HgTe исследовано в недавней работе [2]. Авторы исследовали явление слабой антилокализации в магнитном поле вблизи дираковской точки  $d=d_c \approx 6.3$  нм, где спектр электронов и дырок описывается эффективным гамильтонианом ВНЗ [3].

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования интерференционной квантовой поправки к проводимости двумерного электронного газа в гетероструктурах с квантовой ямой HgCdTe /HgTe/HgCdTe с нормальным и инверсным расположением подзон размерного квантования с шириной квантовой ямы равной (5–6,5) нм. На основе гетероструктур были изготовлены полевые транзисторы, что позволяло проводить измерения в широком диапазоне проводимостей  $(1,5–50)e^2/h$ . Анализ экспериментальных результатов выполнен в рамках теоретического подхода, развитого в работе [1]. Показано, что в диффузионном режиме экспериментальные кривые магнитопроводимости хорошо описываются формулам [1] в широком диапазоне концентраций электронов. Независимо от типа энергетической структуры температурная зависимость времени неупругой релаксации фазы, как для электронов, так и для дырок подчиняется закону  $1/T$ , что соответствует неупругости электрон-электронного взаимодействия, как основному механизму сбоя фазы. При этом время релаксации растет с ростом проводимости, как и в двумерных системах на основе обычных полупроводников.

Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки РФ (проекты 3.571.2014/К и 2457) при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 13-02-00322 и 15-02-02072).

### Литература

- [1] S. Hikami, A. I. Larkin, and Y. Nagaoka, Prog. Theor. Phys. **63**, 707 (1980)
- [2] I. V. Gornyi, V. Yu. Kachorovskii, and P. M. Ostrovsky, Phys. Rev. B **90**, 085401 (2014).
- [3] B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S. - C. Zhang, Science **314**, 1757 (2006).

## Осцилляции магнитопроводимости двумерного электронного газа, индуцированные мощным терагерцовым излучением

З. Д. Квон<sup>1</sup>, Т. Herrman<sup>2</sup>, Д. А. Козлов<sup>1</sup>, С. Н. Данилов<sup>2</sup>, В. В. Бельков,  
В. Jentzsch<sup>2</sup>, Р. Olbrich<sup>2</sup>, С. Д. Ганичев, D. Weiss<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>University of Regensburg, Regensburg, Germany.

тел.: (383)330-67-33, факс: (383)330-27-71, почта: kvon@isp.nsc.ru

Представлены результаты изучения отклика двумерного электронного газа (ДЭГ) в GaAs квантовой яме на воздействие мощного импульсного терагерцового излучения частотой 0.61 ТГц и 1.07 ТГц. Экспериментальные образцы представляли собой диски Корбино с внутренним радиусом  $d_{in} = 0.65$  mm и внешним  $d_{out} = 2.13$  mm, изготовленные на основе ДЭГ, имеющего концентрацию электронов  $N_s = (7-8) \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и подвижность  $\mu \approx 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с. Терагерцовый отклик магнитопроводимости (МП) этих дисков измерялся при температурах 2 К - 4.2 К и в магнитных полях до 5 Т. В качестве источника мощного терагерцового излучения служил импульсный субмиллиметровый лазер мощностью около 10 кВт, с длительностью импульсов около 100 нс и частотой следования 1 Гц. Полученные результаты можно сформулировать следующим образом:

1. При освещении образцов излучением на частоте 0.61 ТГц в ДЭГ возникают осцилляции магнитопроводимости большой амплитуды, сравнимой и выше величины темновой МП. Положение максимумов и фазы этих осцилляций полностью соответствуют таковым для осцилляций МП малой амплитуды (порядка 1%), возникающих под воздействием непрерывного терагерцового излучения слабой мощности (около 10 мВт) [1] и являющихся осцилляциями МП, родственными индуцированным микроволновым излучением [2]. Таким образом, рост мощности терагерцового излучения на 5-6 порядков не подавляет эффект, а наоборот приводит к росту амплитуды осцилляций на два порядка. Более того, наблюдаемая в эксперименте отрицательная фотопроводимость указывает на возможную реализацию состояния с нулевой проводимостью.

2. Повышение частоты до 1.07 ТГц сохраняет и высокую амплитуду осцилляций и их большие номера (до 10). Однако поведение их амплитуды при изменении магнитного поля становится нерегулярным и возникает ее модуляция с более низкой частотой.

3. Зависимость амплитуды осцилляций от мощности излучения носит при малых мощностях линейный характер, затем при дальнейшем увеличении мощности рост начинает замедляться и наконец зависимость выходит на насыщение, скорее всего, из эффектов разогрева.

4. Проведен эксперимент по определению влияния знака циркулярной поляризации излучения на поведение осцилляций, индуцированных мощным терагерцовым излучением. Он показал, что изменение знака циркулярной поляризации не меняет ни амплитуды ни положения осцилляций, тогда как резонансная циклотронная фотопроводимость демонстрирует ожидаемую зависимость от знака циркулярной поляризации.

### Литература

- [1] З. Д. Квон, Д. А. Козлов, С. Н. Данилов и др. Письма в ЖЭТФ, 97, 45 (2013).  
[2] М. А. Zudov et al, Phys. Rev. Lett. 91, 096803 (2003).

## Квантовая емкость двумерных систем HgTe при толщинах, близких к критической

А. А. Шерстобитов<sup>1,2</sup>, Г. М. Миньков<sup>1,2</sup>, А. В. Германенко<sup>2</sup>, О. Е. Рут<sup>2</sup>,  
Н. Н. Михайлов<sup>3</sup>, С. А. Дворецкий<sup>3</sup>

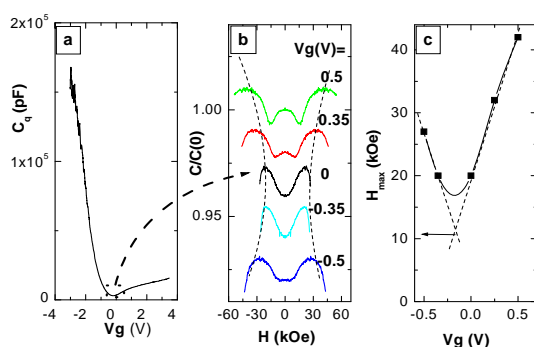
<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия.

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000, Россия.

<sup>3</sup>ИФП СО РАН, ул. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (343)261-74-36, эл. почта: and.sh@newmail.ru

В настоящее время наблюдается бурный интерес к топологическим изоляторам и в частности к двумерным структурам на основе квантовых ям из HgTe. Интерес связан как с возможными практическими применениями в области спинтроники так и с фундаментальной точки зрения потому, что в структурах с квантовой ямой HgTe, в зависимости от ее толщины ( $d$ ), реализуется дираковский спектр (при  $d=d_c \sim 6.3$  nm), инвертированный спектр (состояние топологического изолятора) при ( $d > d_c$ ) и «нормальный спектр» (при  $d < d_c$ ). Большинство транспортных, оптических и др. явлений существенно отличаются в этих трех типах структур. Номинальной толщине ямы, определяемой при росте структур, не всегда можно доверять, поэтому очень важно иметь независимый метод определения толщины



ямы, или хотя бы тип структуры. Он может быть основан на особенностях квантования спектра магнитным полем, а именно с наличием “zero-mode” уровней Ландау, которые только в структурах с инверсным спектром пересекаются в магнитном поле ( $H_{cr}$ ). При этом зависимость  $H_{cr}$  от толщины ямы (величины запрещенной щели) практически не чувствительна к другим параметра: разрывом зон на границах, деформации и т.д. В тех случаях, когда  $H_{cr} > (4-5)$  Т и уровни Ландау хорошо разделены, это пересечение можно определить по особенностям  $\rho_{xx}(H, Vg)$ ,  $\rho_{xy}(H, Vg)$ , наблюдаемым в этом магнитном поле. Вблизи «дираковской точки»  $H_{cr}$  мало и определить его таким способом не удастся из-за существенного размывания “zero-mode” уровней Ландау. Однако даже в этом случае их пересечение приводит к росту плотности состояний в щели и должно наблюдаться в поведении квантовой емкости  $C_q(H, Vg)$  при напряжениях, близких к точке зарядовой нейтральности. Как показывают проведенные исследования пересечение удастся наблюдать когда оно происходит при  $H > 0.5$  Т. Рисунок иллюстрирует поведение  $C_q(H, Vg)$  в одном из исследованных образцов. Пересечение при  $H_{cr} = (1.2 \pm 0.2)$  Т соответствует толщине ямы  $(6.5 \pm 0.1)$  нм.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» (01201463330), госзадания Минобрнауки РФ (проекты 3.571.2014/К и 2457) и при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 15-02-02072 и 13-02-00322).

## Вигнеровский кристалл в режиме дробного квантового эффекта Холла в окрестности $\nu=1/5$ . Акустические методы исследования

И. Л. Дричко<sup>1</sup>, И. Ю. Смирнов<sup>1</sup>, А. В. Суслов<sup>2</sup>, L. N. Pfeiffer<sup>3</sup>, K. W. West<sup>3</sup>,  
Ю. М. Гальперин<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, С.-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>NHMFL, E. Paul Dirac Dr., 1800, Tallahassee, FL 32310, USA.

<sup>3</sup>Princeton University, Olden Street, Princeton, NJ 08544, USA.

<sup>4</sup>University of Oslo, PO Box 1048 Blindern, 0316 Oslo, Norway.

тел: (812) 515-92-29, факс: (812)515-67-47, эл. почта: irina.l.drichko@mail.ioffe.ru

С помощью акустических методов измерены реальная и мнимая компоненты высокочастотной проводимости,  $\sigma^{AC} = \sigma_1 - i\sigma_2$ , в образце n-GaAlAs/GaAs/GaAlAs с широкой квантовой ямой (ширина 65 нм, концентрация  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , подвижность  $8 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ). Измерения проведены в диапазоне частот  $f = (28.5-306) \text{ МГц}$ , температур –  $T = (40-380) \text{ мК}$ , и магнитных полей – до 18 Тл. Наблюдалась богатая картина осцилляций проводимости, соответствующая целочисленному и дробному квантовым эффектам Холла.

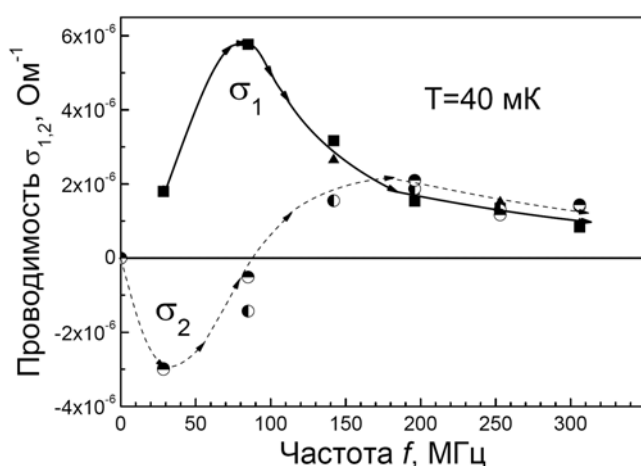


Рис. 1. Зависимости  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  от  $f$ ,  $\nu=0.19$ .

В окрестности числа заполнения  $\nu=1/5$ , при  $\nu=0.19$  и  $0.21$  и  $T=40 \text{ мК}$  в частотной зависимости  $\sigma_1$  наблюдается максимум, а  $\sigma_2$  изменяет знак. Особенности в зависимостях сопротивления от магнитного поля, температуры и частоты вблизи  $\nu=1/5$  изучались разными методиками [1-3]. Большинство авторов пришли к выводу, что в окрестности  $\nu=1/5$  наблюдается образование вигнеровского кристалла, локализованного дефектами решетки (“pinning mode”).

Однако, только в настоящей работе была измерена не только реальная, но и мнимая компоненты высокочастотной проводимости. Их частотные зависимости подтверждают существование в этом материале локализованной вигнеровской моды с максимумом на частоте  $\sim 85 \text{ МГц}$ . Результаты для  $\nu=0.21$  аналогичны. В то же время при  $\nu=0.2$  высокочастотная проводимость практически не зависит от частоты. Мы провели анализ температурных зависимостей высокочастотной проводимости при  $\nu=0.21, 0.2$  и  $0.18$ .

Работа поддержана грантами РФФИ и отделения физических наук РАН.

### Литература

- [1] M. A. Paalanen, R. L. Willett, R. R. Ruel, P. B. Littlewood, K. W. West, and L. N. Pfeiffer, Phys. Rev. B **45**, 13784(R) (1992).
- [2] Y. P. Chen, R. M. Lewis, L. W. Engel, D. C. Tsui, P. D. Ye, Z. H. Wang, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett., **93**, 206805 (2004).
- [3] M. A. Paalanen, R. L. Willett, P. B. Littlewood, R. R. Ruel, K. W. West, L. N. Pfeiffer, and D. J. Bishop, Phys. Rev. B **45**, 11342 (1992).

## Гигантское нарушение электрон-дырочной симметрии спин-орбитального расщепления дираковских фермионов в HgTe ямах

Г. М. Миньков<sup>1,2</sup>, А. В. Германенко<sup>2</sup>, А. А. Шерстобитов<sup>1,2</sup>, О. Э. Рут<sup>2</sup>,  
Н. Н. Михайлов<sup>3,4</sup>, С. А. Дворецкий<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия.

<sup>2</sup>ИЕН УрФУ, ул. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000, Россия.

<sup>3</sup>ИФП СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>4</sup>НГУ, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (341)261-74-36, факс: (341)261-74-36, эл. почта: grigori.minkov@imp.uran.ru

Двумерные структуры на основе бесщелевых полупроводников (HgTe, HgSe) являются уникальными объектами. Это связано с особенностями размерного квантования спектра таких полупроводников. Было предсказано (и подтверждено экспериментально), что при некоторой критической толщине квантовой ямы  $d_c$  (6.3 нм для HgTe) реализуется линейный по квазиимпульсу ( $k$ ), квази-дираковский спектр [1]. При толщинах меньше  $d_c$  спектр аналогичен спектру нормального узкозонного полупроводника, а при толщинах больше  $d_c$  спектр является инверсным.

Несмотря на 20-летние экспериментальные исследования структур с квантовыми ямами HgTe энергетический спектр носителей тока, который определяет все транспортные и оптические свойства, остается во многом непонятым. В первую очередь это относится к спектру валентной зоны.

В настоящей работе приведены результаты исследований спектра дырок и электронов в квантовых ямах с прямым и инвертированным спектром, при толщинах, близких к критической. Детальные измерения полевых зависимостей продольного и поперечного магнитосопротивления в широком диапазоне концентраций носителей, изменяемой напряжением на затворе, анализ осцилляций Шубникова де-Гааза, их угловых зависимостей показывают, что валентная зона сильно расщеплена спин-орбитальным (СО) взаимодействием. Это расщепление столь велико, что в исследованном диапазоне концентраций дырок отношение их концентраций в спин-орбитально расщепленных подзонах составляет величину 2-2.5. Удивительным фактом является отсутствие (в пределах экспериментальной точности) спин-орбитального расщепления зоны проводимости, измеренной на тех же структурах. Такое соотношение СО расщеплений валентной зоны и зоны проводимости наблюдается как в структурах с инверсным спектром ( $d > d_c$ ), так и с нормальным ( $d < d_c$ ). Расчеты спектра как в рамках kP метода с учетом эффекта Рашбы и отсутствия центра инверсии за счет отличия стенок квантовой ямы, так и tight-binding расчеты не описывают всю совокупность полученных результатов. Причины такого расхождения остаются неясными. Требуется дальнейшие теоретические расчеты для понимания спектра квантовых ям на основе HgTe.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» (01201463330) и при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 15-02-02072 и 13-02-00322)

### Литература

[1] B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang, *Science* **314**, 1757 (2006).

## Структуры HgCdTe для лазеров дальнего ИК диапазона

С. В. Морозов<sup>1,2</sup>, В. В. Румянцев<sup>1</sup>, А. В. Антонов<sup>1,2</sup>, А. А. Дубинов<sup>1,2</sup>,  
В. Я. Алёшкин<sup>1,2</sup>, А. М. Кадыков<sup>1,2</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>3</sup>, С. А. Дворецкий<sup>3</sup> и  
В. И. Гавриленко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИФМ РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия.

<sup>2</sup>ННГУ им. Н.И.Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Н.Новгород, 603950, Россия.

<sup>3</sup>ИФП СО РАН, просп. ак. Лаврентьева, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (831)417-94-62, факс: (831)414-94-64, эл. почта: more@ipmras.ru

Впервые получены спектры длинноволновой (до 26 мкм) межзонной фотолуминесценции (ФЛ) в узкозонных эпитаксиальных слоях Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te [1]. Показано, что температурное гашение ФЛ в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te выражено слабее по сравнению с объемными образцами [1, 2].

В эпитаксиальных слоях и гетероструктурах с КЯ на основе твердых растворов

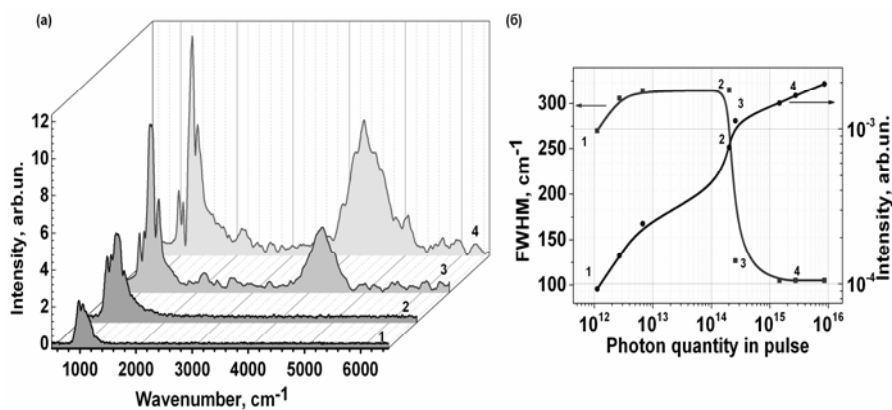


Рис. 1. (а) - Спектры ФЛ эпитаксиальном объемной пленки для различных мощностей накачки при  $T = 100$  К. (б) - Зависимость амплитуды и ширины длинноволновой линии ФЛ от количества фотонов в возбуждающем импульсе.

исследования спектров ФЛ при импульсном возбуждении показали, что время релаксации сигнала ФЛ в структурах с КЯ увеличивается с ростом интенсивности накачки и достигает 5 мкс; сделана оценка необходимой мощности накачки для достижения инверсной населенности в подобных ямах. В структурах с КЯ обнаружена узкая линия, связываемая с излучением на переходах между состояниями континуума и уровнем глубокого центра, связанного с вакансиями катионов в барьерах [2].

В эпитаксиальной объемной пленке Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te с  $x = 0.22$ , с волноведущим слоем для длин волн  $\sim 10$  мкм, при увеличении мощности накачки от  $2 \cdot 10^{12}$  фотонов в импульсе (кривая 1, рис. 1а) до  $\sim 10^{15}$  фотонов в импульсе (кривая 4, рис. 1а), обнаружено обужение линии ФЛ на длине волны 8.6 мкм ( $1160$  см<sup>-1</sup>), связанное с суперлюминесценцией из активного слоя структуры (рис. 1б).

Выполнены расчеты дизайнов лазерных структур для генерации длинноволнового излучения в диапазоне длин волн 10 – 30 мкм с квантовыми ямами Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/CdTe в активной области, которые обеспечивают хорошую локализацию ТЕ моды при коэффициенте усиления от 88 до 20 см<sup>-1</sup>.

### Литература

- [1] S. V. Morozov et al. Applied Physics Letters **104** (7), 072102 (2014).  
[2] S. V. Morozov et al. Applied Physics Letters **105** (2), 022102 (2014).

## Гетероэпитаксиальные наноструктуры HgCdTe для фотоприемников и лазерных излучателей

В. В. Васильев, В. С. Варавин, **С. А. Дворецкий**, В. Д. Кузьмин, Н. Н. Михайлов,  
В. Г. Ремесник, И. В. Сабинаина, Г. Ю. Сидоров, Ю. Г. Сидоров, М. В. Якушев,  
А. В. Латышев

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, проспект ак.  
Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090, Россия.

*тел/факс: (383) 330-49-67, эл. почта: dvor@isp.nsc.ru*

Инфракрасные (ИК) фотоприемники (ФП) и лазерные излучатели (ЛИ) обеспечивают наблюдение за протеканием различных процессов в широкой области применения от научных исследований до мониторинга производства. Для реализации таких ИК ФП и ЛИ ИК ФП фоточувствительный материал на основе твердых растворов теллурида кадмия и ртути (КРТ) как прямозонный полупроводник с уникальными физическим параметрам имеет преимущества перед другими материалами.

В докладе представлены результаты исследований процессов роста гетероэпитаксиальных наноструктур (ГЭНС) КРТ, выращиваемых методом МЛЭ, на подложках из GaAs и Si с мониторингом параметров растущих слоев в реальном масштабе времени. Мониторинг с помощью лазерной эллипсометрии позволяет проводить выращивание слоев КРТ и наноструктур с высокой точностью измерений состава и толщины.

Выращены структуры электронного и дырочного типа проводимости для ИК ФП в различных спектральных диапазонах от 1 до 12,5 мкм. Приведены исследования механизмов протекания токов в n-p и p-n переходов, определены оптимальные конструкции структур и реализованы одиночные, субматричные и матричные ИК ФП.

Выращены наноструктуры HgCdTe в виде квантовых ям и нанослоев различного состава, встроенных в слои твердого раствора КРТ. Проведены исследования фотоэлектрических параметров наноструктур, которые показали возможность реализации ИК ФП и КИ в инфракрасной и терагерцовой областях спектра.



## **CdHgTe p+/n структуры выращиваемые МЛЭ на подложках Si(310) для тепловизоров работающих при повышенных температурах**

А. А. Гузев, В. М. Базовкин, А. П. Ковчавцев, А. В. Царенко, З. В. Панова,  
**М. В. Якушев**, Д. В. Марин, В. С. Варавин, В. В. Васильев, С. А. Дворецкий,  
И. В. Сабина, Ю. Г. Сидоров, Г. Ю. Сидоров

ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383)330-55-01, факс: (383)330-49-67, эл. почта: yakushev@isp.nsc.ru

К основным тенденциям развития охлаждаемых ИК фокальных матриц для фотоприемных устройств (ФПУ) можно отнести повышение ее рабочей температуры относительно температуры жидкого азота. Повышение рабочей температуры фокальной матрицы позволяет снизить вес, уменьшить энергопотребление, улучшить эксплуатационные характеристики приборов, расширить диапазон их применения и снизить стоимость приборов. При производстве матриц лидирующее место занимают твердые растворы CdHgTe (КРТ). Особый интерес представляют гетероструктуры сложного состава выращенные на подложках из кремния, которые позволяют снизить стоимость производства фоточувствительного материала. Такие гетероструктуры кардинально решают проблему согласования коэффициентов термического расширения ИК-матрицы и кремниевого мультиплексора в гибридных микросхемах, что заметно увеличивает их ресурс работы. При использовании в качестве элементов матриц p-n переходов увеличения рабочей температуры элементов можно достичь за счет снижения плотности генерационно-рекомбинационных токов, которые определяются концентраций глубоких генерационно-рекомбинационных энергетических уровней и, соответственно, чистотой полупроводникового материала.

Гетерозпитаксиальные структуры  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с варизонными слоями были выращены методом МЛЭ на подложках Si(310). Толщина активного слоя  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x \sim 0,3-0,4$ ) составляла величину  $\sim 4-6$  мкм. В процессе роста слои КРТ легировались In с концентрацией  $(1 \div 5) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Полученные слои имели плотность морфологических V-дефектов  $\sim 500 \text{ см}^{-2}$ . Переходы p-на-n формировались ионной имплантацией мышьяка в слои n-типа проводимости с последующей активацией атомов мышьяка температурным отжигом. Площадь диодов составляла  $10 \times 10 \text{ мкм}^2$ , шаг диодов в матрице 30 мкм. Были измерены температурные зависимости токов обратно смещенных элементов матриц при нескольких напряжениях смещения.

В рамках одномерной диффузионно-дрейфовой модели рассчитаны теоретические зависимости вольтамперных характеристик. Проведено сравнение экспериментальных зависимостей темновых токов с результатами моделирования. На основании сравнения определена плотность глубоких уровней  $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Численным моделированием определено оптимальное расположение металлургической границы p-n перехода в контактном слое и значение концентрации индия в поглощающем слое.

Изготовлены гибридные матричные ИК ФПУ формата  $320 \times 256$  с  $\lambda_{1/2}$  (170K)  $\sim 3,0$  мкм. Значения NETD и  $D^*$  при 170 K составили  $\sim 40 \text{ мК}$  и  $\sim 2 \cdot 10^{12} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$  соответственно.

Исследования выполнены при поддержке гранта Минобрнауки РФ RFMEFI60414X0134.

## Статус и перспективы мощных DA-рНЕМТ СВЧ-транзисторов

**Журавлев К. С.<sup>1</sup>**, Бакаров А. К.<sup>1</sup>, Гуляев Д. В.<sup>1</sup>, Протасов Д. Ю.<sup>1</sup>, Торопов А. И.<sup>1</sup>,  
Лукашин В. М.<sup>2</sup>, Лапин В. Г.<sup>2</sup>, Пашковский А. Б.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>АО «НПП «Исток им. Шокина», ул. Вокзальная, 2а, Фрязино, 141190, Россия.  
тел: (383)330-44-75, факс: (383)330-27-71, эл. почта: zhur@isp.nsc.ru

Твердотельная сверхвысокочастотная (СВЧ) электронная компонентная база, одним из важнейших элементов которой остаются усилители мощности на полевых транзисторах, активно востребована для разработки и производства систем стационарной и мобильной телекоммуникационной аппаратуры, высокоскоростной оптоволоконной связи, спутникового и кабельного телевидения, устройств радиолокации на основе активных фазированных антенных решеток, радиоастрономии, телеметрии, контрольно-измерительной аппаратуры и много другого. Мощные СВЧ-транзисторы типа рНЕМТ на основе псевдоморфных гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs являются ключевым элементом устройств сантиметрового и миллиметрового диапазонов и поэтому во всем мире активно ведутся исследования, направленные на совершенствование конструкции гетероструктур и улучшение параметров таких приборов. Попытки оптимизации гетероструктур для мощных полевых рНЕМТ транзисторов сталкиваются с большим набором жестких физических и технологических ограничений, которые, на первый взгляд, не позволяют получать удельную выходную мощность серийных СВЧ транзисторов X-диапазона заметно больше 1 Вт/мм.

В данной работе представлен подход, позволивший повысить почти в 2 раза удельную выходную СВЧ мощность рНЕМТ транзисторов, рассмотрены перспективы развития данного типа приборов и возможность использования этого подхода в AlGaN/GaN НЕМТ транзисторах. В работе проведено математическое моделирование, показавшее, что с помощью прецизионного донорно-акцепторного (DA) легирования рНЕМТ гетероструктур можно увеличить плотность электронов в канале и сохранить высокую проводимость канала в условиях сильного термополевого разогрева электронов за счет уменьшения поперечного переноса электронов в гетероструктуре и подавления выброса горячих электронов из канала InGaAs транзистора. Представлены результаты экспериментального исследования зависимости энергетического спектра и механизмов рассеяния электронов в DA-рНЕМТ гетероструктурах от параметров (DA) легирования. Демонстрируются результаты практической реализации СВЧ транзисторов с рекордными значениями выходной СВЧ-мощности.

## Матричные фотоприемники на основе многослойных структур GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами форматом 384x288 и 640x512

Д. Г. Есаев, А. П. Савченко, В. А. Фатеев, И. В. Марчишин, М. А. Демьяненко,  
А. И. Торопов, А. К. Калагин, Н. А. Валишева, Н. Р. Вицина

ФГБУН Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,  
пр. акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383)330-90-29, факс: (383)333-27-71, эл. почта: esaev@isp.nsc.ru

Приведены результаты разработки технологии изготовления фотоприемных матриц на основе многослойных структур с квантовыми ямами (МСКЯ) для спектрального диапазона 8-10 мкм размерностью 384x288 и 640x512 элементов, с размером пикселя 25 и 20 мкм соответственно. Фоточувствительные структуры изготавливались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на установке "Compart 21T". Фоточувствительный слой состоял из 30 периодов квантовых ям GaAs и барьеров  $Al_xGa_{1-x}As$  ( $x=0.26$ ). С обеих сторон фоточувствительного слоя изготавливались проводящие контакты из GaAs:Si толщиной 0,9 мкм. Концентрация Si в проводящих контактных слоях составляла  $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а в квантово-размерных слоях GaAs выбиралась в пределах  $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , что близко к оптимальной концентрации для МСКЯ фоторезисторов.

В процессе разработки технологии изготовления фоточувствительных матриц с пониженным до 20 мкм размером пикселя ранее применяемое нами жидкостное химическое травление было заменено на плазмохимическое травление. Высокая кадровая частота (120 и 100 Гц соответственно для матриц форматом 384x288 и 640x512), малая апертура (1/2) и стремление повысить рабочую температуру до 70-73 К требуют проведения дополнительных мер по повышению квантовой эффективности.

Пример теплового изображения и гистограммы распределения эквивалентной шуму разности температур (NETD) по элементам фотоприемного модуля форматом 384x288 показаны на рисунке 1. Среднее значение NETD при времени интегрирования равно 8 мс и температуре приемника 67 К для апертуры 1/2 составило 24,7 мК. Количество дефектных элементов, имеющих NETD превышающую 70 мК, составляло менее 0,4 %.

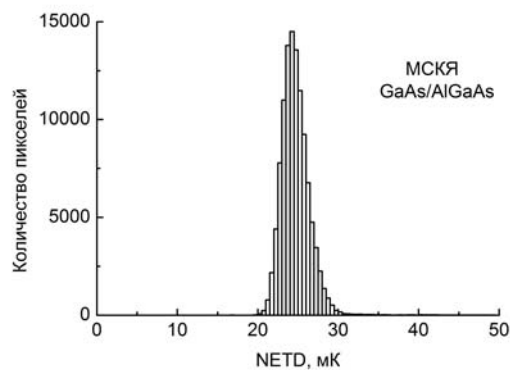


Рис. 1. Тепловое изображение и гистограмма NETD для модуля форматом 384x288.

## Низкопороговые лазеры желто-оранжевого диапазона на основе гетероструктур с квантовыми точками CdSe/ZnCdSe, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии

С. В. Гронин<sup>1</sup>, С.В. Сорокин<sup>1</sup>, И. В. Седова<sup>1</sup>, Г. В. Клишко<sup>1</sup>, А. А. Торопов<sup>1</sup>,  
К. Г. Беляев<sup>1</sup>, С. Рувимов<sup>1</sup>, П. С. Копьев<sup>1</sup>, Е. В. Луценко<sup>2</sup>, А. Г. Войнилович<sup>2</sup>,  
Г. П. Яблонский<sup>2</sup>, С. В. Иванов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072, Беларусь, Минск, пр. Независимости, 68

тел: (812)297-1017, факс: (812)297-2245, эл. почта: gronin\_sergey@mail.ru

Компактные полупроводниковые лазеры зеленого и желтого спектральных диапазонов сильно востребованы в медицине, в частности, в офтальмологии для фотокоагуляции. При этом, желтый свет обладает существенными преимуществами, поскольку коэффициент поглощения его различными формами гемоглобина существенно выше при более низком коэффициенте поглощения меланином [1]. Ранее, полупроводники группы А2В6 уже зарекомендовали себя в качестве перспективных материалов для желто-зеленого спектрального диапазона (565-580 нм), в частности, был продемонстрирован  $A^3N/A^2B^6$  желто-зеленый ( $\lambda=567$  нм) лазерный микрочип-конвертер [2] с активной областью на основе CdSe/ZnSe квантовых точек (КТ) с номинальной толщиной КТ CdSe  $> 3$  монослоев (МС). Также была теоретически рассчитана и экспериментально подтверждена возможность увеличения длины волны излучения из гетероструктур с КТ CdSe, изорешеточных с GaAs, вплоть до 600 нм ( $T=300K$ ), за счет использования напряженной квантовой ямы (КЯ)  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  в качестве матрицы КТ [3].

В настоящей работе представлены результаты по росту методом МПЭ и исследованию лазерных гетероструктур с асимметричной активной областью, которая представляет собой 2.8 МС CdSe КТ, сформированные на ZnSe, с последующим наращиванием  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  КЯ. Для сохранения высокого кристаллического совершенства гетероструктур сильные напряжения сжатия, индуцированные  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  КЯ компенсировались волноводными сверхрешетками (СР)  $ZnS_{0.15}Se_{0.85}/ZnSe$ , обладающими напряжениями растяжения относительно подложки GaAs. Структуры были выращены на подложках GaAs(001) при температуре  $T_S \sim 290^\circ C$  и включали в себя нижний и верхний ограничивающие слои  $Zn_{0.88}Mg_{0.12}S_{0.16}Se_{0.84}$ , варизонный волновод в виде набора короткопериодных СР  $Zn_{0.88}Mg_{0.12}S_{0.16}Se_{0.84}/ZnSe$ , компенсирующие СР  $ZnS_{0.15}Se_{0.85}/ZnSe$  и активную область  $ZnSe/2.8$  МС-CdSe КТ/ $Zn_{1-x}Cd_xSe$  КЯ/ $ZnSe$ . Параметры КЯ  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  (толщина и содержание Cd) составили (3 нм и  $x=0.35$ ) и (2 нм и  $x=0.5$ ) для структур #А и #В, соответственно. Структуры продемонстрировали генерацию при 300К на длинах волн  $\lambda=573$  нм (#А) и  $\lambda=593$  нм (#В) (рекордная длина волны для А2В6 лазеров на подложках GaAs) с предельно низкой пороговой плотностью мощности 1.3 кВт/см<sup>2</sup> and 2.53 кВт/см<sup>2</sup>, соответственно. Исследования поддержаны РФФ (Проект #14-22-00107).

### Литература

- [1] M.A. Mainster, Ophthalmology **93**, 952-8 (1986)
- [2] Е.В. Луценко и др., Квант. электрон. **43**(5), 418-422 (2013)
- [3] S.V. Gronin et al., Acta Physica Polonica A **126**(5), 1096 (2014)

## Синхронизация мод в лазере со связанными дисковыми резонаторами

Ю. П. Яковлев<sup>1</sup>, А. А. Леонидов<sup>1</sup>, В. В. Шерстнев<sup>1</sup>, Е. А. Гребенщикова<sup>1</sup>,  
Н. Д. Ильинская<sup>1</sup>, О. Ю. Серебренникова<sup>1</sup>, R. Teissier<sup>2</sup>, А. Н. Баранов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С-Петербург, Россия.

<sup>2</sup>Institut d'Electronique du Sud (IES), Université Montpellier 2, CNRS, IES (UMR CNRS 5214), 34095 Montpellier, France.

тел: (812) 292-79-56, факс: (812)297-00-06, эл. почта: yakovlev.iropto@mail.ioffe.ru

Дисковые (WGM) лазеры, работающие на модах шепчущей галереи (whispering gallery mode) для среднего ИК-диапазона (2-5  $\mu\text{m}$ ) были созданы и исследованы [1,2]. Однако такая конструкция работает в многомодовом режиме генерации, что затрудняет применение их в диодно-лазерной спектроскопии.

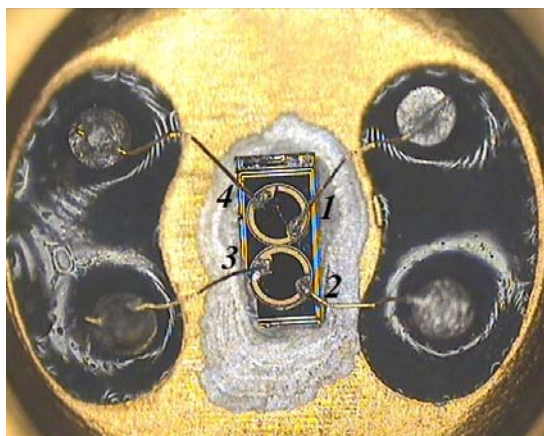


Рис.1. Микрофотография лазера в сборе

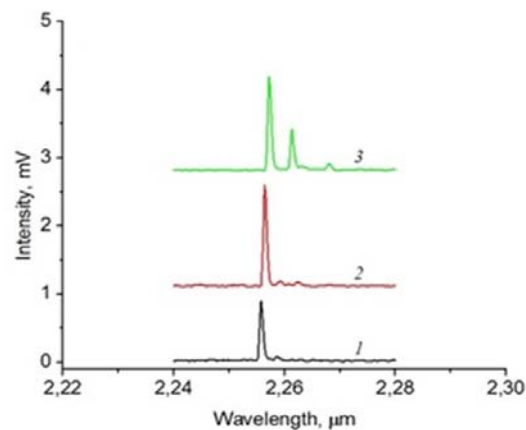


Рис.2. Спектр излучения лазера в режиме синхронизации мод

Сообщается о создании и исследовании лазеров, работающих на модах шепчущей галереи, со сдвоенными оптически-связанными дисковыми резонаторами и полукольцевыми контактами к ним, излучающие в среднем инфракрасном диапазоне (2.2-2.4  $\mu\text{m}$ ).

Показано, что раздельное включение полукольцевых контактов WGM-лазера демонстрирует только многомодовый характер излучения, в то время как одновременное включение всех четырех контактов приводит к одномодовому режиму генерации. Обсуждаются механизмы синхронизации мод в созданных WGM-лазерах.

### Литература

- [1] Гребенщикова Е.А., Шерстнев В.В., Ларченков М.И., Серебренникова О.Ю., Ильинская Н.Д., Монахов А.М., Teissier R., Баранов А.Н., Яковлев Ю.П. Письма в ЖТФ, 2012, том **38**, вып. 7. С. 7.
- [2] Baranov A.N., Boissier G., Teissier R., Monakhov A.M., Sherstnev V.V., Larchenkov M.I., Yakovlev Yu. P, Appl. Phys. Lett. **100**, 061112 (2012).

## Электростатическая сверхрешетка как искусственный графен: критический беспорядок и электронная экранировка

О. А. Ткаченко<sup>1</sup>, В. А. Ткаченко<sup>1</sup>, И. С. Терехов<sup>2</sup>, О. П. Сушков<sup>2</sup>

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

School of Physics, University of New South Wales, Sydney 2052, Australia.

тел: +7 913 467-47-91, факс: (383) 333-10-80, эл. почта: [vtkach@isp.nsc.ru](mailto:vtkach@isp.nsc.ru)

Как известно, за четверть века экспериментального изучения двумерных электростатических сверхрешеток в них не обнаружено проявлений минизонных особенностей спектра, в основном из-за остаточного беспорядка. На основе расчетов мы предлагаем способ получения сверхрешетки с выраженными минизонными и дираковскими особенностями, ширина которых ( $< 1$  мэВ), определяется периодом сверхрешетки (130 нм). Основой предлагаемой конструкции является *нелегированная* гетероструктура GaAs/AlGaAs, в которой электронная наносистема формируется в квантовой яме двумя металлическими затворами: притягивающий затвор Шоттки имеет гексагональную решетку отверстий, а напряжение на верхнем затворе создает антиточки в затворно-индуцированном двумерном электронном газе. Учтен минимальный при современной технологии беспорядок (2–5 нм) в положении и диаметрах отверстий. Расчетами обнаружено, что при некоторых параметрах структуры и затворных напряжениях получается оптимальный по амплитуде и средней величине решеточный 2D потенциал. Его флуктуации при  $U(x,y) < E_F$  подавлены электронной экранировкой. На энергетических зависимостях плотности состояний и кондактанса решетки антиточек получены щель между 2-ой и 3-ей минизонами, а также первая и вторая *дираковские точки*. Выяснено, что увеличение беспорядка в отверстиях в два раза, либо небольшие ( $< 30\%$ ) отклонения от оптимальных размеров структуры разрушают дираковские эффекты, а щель и узкая 3-я минизона размываются [1].

Комбинированный метод решения задач 3D электростатики (Пуассона-Томаса-Ферми) и 2D квантовой механики проверен в пределе строго периодических решеток самосогласованным методом Пуассона-Хартри. Найдено, что оба метода дают близкие результаты и различия проявляются лишь в затворных характеристиках вблизи дираковских точек и энергетических щелей. Методом Пуассона-Хартри обнаружено, что в этих местах условия электронной экранировки резко меняются, и емкость демонстрирует узкие глубокие провалы, т.е. на затворных характеристиках, в отличие от зависимостей по энергии, щели *схлопываются*. Это явление помимо беспорядка затрудняет обнаружение минизонных эффектов при недостаточной детальности измерений емкости и кондактанса решетки. Таким образом, реализация идей 2D квантового кристалла и искусственного графена требует *сочетания* многих условий, которое мы нашли вычислительными экспериментами, в том числе, на машине МВС-10П Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

### Литература

- [1] О. А. Tkachenko, V. A. Tkachenko, I. S. Terekhov, O. P. Sushkov, 2D Materials **2**, 014010 (2015); ArXiv:1411.7440v1.pdf

## Молекулярно-лучевая эпитаксия сверхрешеток GaSb/InAs: влияние температуры роста на свойства структур

Е. А. Емельянов<sup>1</sup>, А. В. Васев<sup>1</sup>, М. А. Пулято<sup>1</sup>, И. Б. Чистохин<sup>1</sup>, В. В. Румянцев<sup>2</sup>,  
С. В. Морозов<sup>2</sup>, Б. Р. Семягин<sup>1</sup>, А. П. Василенко<sup>1</sup>, А. К. Гутаковский<sup>1</sup>,  
В. В. Преображенский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия,

<sup>2</sup>ИФМ РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

тел: (383) 333-19-676, факс: (383) 333-35-02, эл. почта: pvv@isp.nsc.ru

Напряженные короткопериодные сверхрешетки II типа (НКСП) InAs/GaSb являются перспективным материалом для создания нового поколения высокоэффективных инфракрасных фотоприемников. Эффективная ширина запрещенной зоны таких НКСП может варьироваться от 0,04 до 0,4 эВ (30-3 мкм) при изменении лишь толщины составляющих их слоев, что позволяет создавать на их основе фотодетекторы, перекрывающие весь ИК диапазон.

К настоящему времени высокоэффективные ИК-фотодетекторы на НКСП GaSb/InAs изготовлены только на структурах, выращенных методом МЛЭ. Это объясняется жесткими требованиями, которым должна удовлетворять фотодетекторная структура. Ключевая роль в реализации оптических свойств НКСП принадлежит гетерограницам GaSb/InAs, т.к. состав прилегающих к границе раздела слоев определяет остаточные механические напряжения в сверхрешетке. Преимуществом метода МЛЭ, по сравнению с другими методами эпитаксии, является более низкая температура проведения процесса выращивания ( $T_s$ ) в сочетании с возможностью резко менять состав поступающих к поверхности компонентов роста.

Пониженная  $T_s$  с одной стороны позволяет подавить процессы диффузии и сегрегации при росте и формировать заданный состав слоев, прилегающих к границам раздела. С другой стороны, слишком низкая  $T_s$  приводит к формированию собственных точечных дефектов в слоях НКСП, что определяет ухудшение параметров фотодетектора. Поэтому оптимизация  $T_s$  НКСП является важной технологической задачей.

С этой целью была выращена серия сверхрешеток  $[(\text{GaSb})_8 / (\text{InAs})_8]_{50}$  на подложках GaSb(001) при различных  $T_s$  (430, 400, 385, 355°C) все остальные параметры роста оставались постоянными. Выращивание образцов НКСП GaSb/InAs проводилось на установках МЛЭ «Катунь» с использованием потока молекул Ga, In и Sb<sub>4</sub>, формируемых из тигельных источников, и As<sub>4</sub>, формируемого из вентильного источника. Были проведены исследования структурных, оптических и фотоэлектрических свойств выращенных образцов методами рентгеновской дифрактометрии, высокоразрешающей электронной микроскопии, низкотемпературной фотолюминесценции и латеральной спектральной фотопроводимости. Полученные результаты на сверхрешетках выявили однозначную корреляцию свойств образцов НКСП с  $T_s$ . Лучшими характеристиками обладали образцы НКСП, выращенные при  $T_s = 385^\circ\text{C}$ . Обсуждаются механизмы влияния  $T_s$  на их свойства.

## Прямое наблюдение полярона в сверхрешетке квантовых точек In(Ga)As/GaAs

**М. М. Соболев<sup>1</sup>**, М. С. Буяло<sup>1</sup>, В. Н. Неведомский<sup>1</sup>, Ю. М. Задиранов<sup>1</sup>,  
Р. В. Золотарева<sup>1</sup>, Е. Л. Портной<sup>1</sup>

тел: (812) 292-73-82, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: m.sobolev@mail.ioffe.ru

Электрон-фононное взаимодействие является важной составной частью определения физических свойств полупроводников, таких как поглощение света и процессов эмиссии. Взаимодействие электрона с продольным оптическим фононом (LO) в слабой полярной системе в объемном материале хорошо описывается моделью Хуан-Риса. Однако, в квантовых точках (КТ) это взаимодействие сильно усиливается благодаря дискретной природе уровней энергии. При этом предсказывают модификацию спектров в условиях колебательного резонанса, т.е. когда энергия оптического LO-фонона совпадает с энергетическим зазором между электронными состояниями. В данном докладе сообщается об обнаружении состояний полярона в лазерах с активной областью на основе 10-слойной системе вертикально коррелированных сверхрешеток квантовых точек (СРКТ) In(Ga)As/GaAs при стимулированной генерации в зависимости от тока и длительности импульса накачки. Нами были изготовлены двухсекционные конструкции лазера, используя структуры, полученные методом молекулярно пучковой эпитаксии. Результаты, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии, поляризационной анизотропии электролюминесценции (ЭЛ) и поглощения позволили определить, что

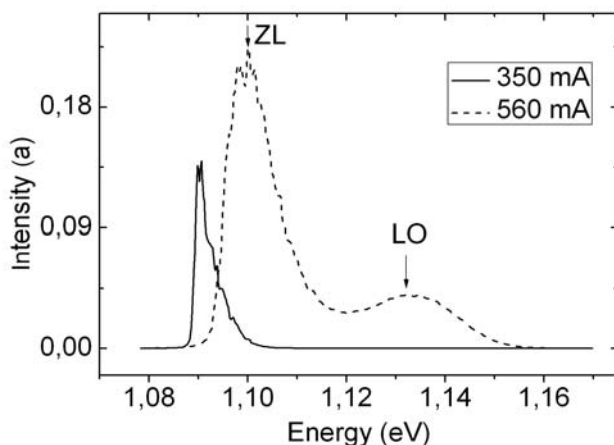


Рис. 1. Спектры генерации лазера на СРКТ.

исследуемая система туннельно-связанных InAs КТ, разделенных тонкими барьерами GaAs с  $d(\text{GaAs}) = 4,5$  нм, является сверхрешеткой КТ. Выявлено, что с ростом тока накачки лазера интенсивность спонтанной ЭЛ растет линейно, положение максимума ЭЛ сдвигается в область больших энергий от 1,027 до 1,146 эВ, а спектр уширяется с 87 мэВ до 130 мэВ. Обнаружено, что наблюдаемые закономерности в спектрах ЭЛ определяется зависимостью

распределения плотности состояний минизоны от тока накачки. Показано, что при превышении порогового тока (350 и 560 мА) наблюдается мультимодальная генерация лазера, идущая через основные состояния минизоны. Одна из мод генерации связывается с бесфононной линией (ZL), а другая определяется репликой LO-фонона КТ. Полученные результаты показывали, что в In(Ga)As/GaAs СРКТ при лазерной накачке между электронами дискретных состояний минизоны и оптическими фононами реализуется режим сильного связывания, приводящий к формированию поляронов КТ, образующихся в результате резонансного перемешивания электронных состояний с энергиями разделения сравнимыми с оптическими фононами.



## Бозе конденсация экситонных поляритонов в микрорезонаторах индуцированная магнитным полем

**В. П. Кочерешко**<sup>1,2</sup>, А. В. Платонов<sup>1</sup>, В. Н. Кац<sup>1,2</sup>, P Savvidis<sup>2,3</sup>, А. V. Kavokin<sup>2,4</sup>, L. Besombes<sup>5</sup>, Н. Mariette<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Физико - Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, 194021, С.Петербург, Россия.

<sup>2</sup>Лаборатория Оптики Спины, СПбГУ, С.Петербург, Россия.

<sup>3</sup>Department of Materials Science & Technology, University of Crete, Greece.

<sup>4</sup>Physics and Astronomy School, University of Southampton, UK.

<sup>5</sup>Institut Néel, Grenoble France.

эл. почта: [vladimir.kochereshko@mail.ioffe.ru](mailto:vladimir.kochereshko@mail.ioffe.ru)

Исследована поляризованная фотолюминесценция (ФЛ) из микрорезонаторов с 3-мерным квантованием экситонов в мезах в зависимости от интенсивности импульсного оптического возбуждения и внешнего магнитного поля. Добротность микрорезонатора достигала 20000, что позволило реализовать режим сильной экситон - фотонов связи.

В нулевом магнитном поле и при малой интенсивности возбуждения спектр ФЛ, исследованных образцов, представлял собой полосу шириной 10-15 мэВ. Время спада люминесценции этой полосы составляло порядка ста пикосекунд. Из-за большой ширины и длинного времени спада следует связать эту полосу со вкладом локализованных экситонных состояний.

При интенсивности возбуждения превышающий некоторый порог, вместо широкой полосы люминесценции в спектре излучения появлялся набор узких интенсивных пиков с шириной менее 0.5 мэВ. Эти пики связаны с латеральным квантованием экситонных поляритонов в условиях нелинейного режима, который соответствует поляритонной лазерной генерации (когда генерация происходит на нижней поляритонной ветви). Обнаружено, что с увеличением магнитного поля порог возбуждения поляритонного лазера уменьшился в десятки раз.

При достаточно большой положительной расстройке между фотонной и экситонной модами (поляритонная мода ниже фотонной) с ростом интенсивности возбуждения и при фиксированном магнитном поле был обнаружен переход к режиму фотонного лазера, т.е. генерации на верхней поляритонной ветви. Этот переход также имеет пороговый характер. В магнитных полях порог для фотонного лазера уменьшался. Для описания этих зависимостей была разработана теоретическая модель учитывающая влияние магнитного поля на резонансную частоту экситона, диффузию носителей и экситонов и силу осциллятора экситона.

При фиксированной интенсивности возбуждения мы обнаружили индуцированный магнитным полем переход от поляритонной к фотонной лазерной генерации (когда генерации происходит на верхней ветви поляритонов). Этот переход выглядит как фазовый переход. Магнитное поле, соответствующее переходу, возрастает с увеличением интенсивности возбуждения.

При малой расстройке между фотонной и экситонной модами было обнаружено, что в магнитное поле приводит к резкому изменению заселенностей зеэмановских подуровней. Обнаружено, что химический потенциал системы экситонов обращается в нуль, что отражает явление Бозе конденсации экситонов на нижнем зеэмановском подуровне.

## Разреженные массивы кольцевых молекул из квантовых точек

В. А. Зиновьев<sup>1</sup>, А. В. Двуреченский<sup>1</sup>, Ж. В. Смагина<sup>1</sup>, Р. А. Кучинская<sup>1</sup>,  
С. А. Рудин<sup>1</sup>, А. В. Мудрый<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup>ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению», ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072, Белоруссия

тел: (383)333-26-24, факс: (383)333-24-66, эл. почта: zinoviev@isp.nsc.ru

Развит подход к формированию разреженного ( $\sim 10^7$  см<sup>-2</sup>) массива планарных молекул из квантовых точек (КТ) Ge поверх "затравочных" островков в виде SiGe нанодисков. Подобраны режимы эпитаксиального роста, приводящие к формированию кольцевых конфигураций из близкорасположенных КТ с плотностью молекул до  $6 \cdot 10^6$  см<sup>-2</sup>. Проведён анализ фотолюминесцентных (ФЛ) свойств эпитаксиальных структур с малой плотностью молекул из КТ, сформированных в различных условиях роста. Обнаружено, что при мощности лазерного возбуждения 3 Вт/см<sup>2</sup> и выше наблюдается появление узкой спектральной полосы с максимумом при 0.78 эВ (рис.1), которую мы связываем с излучательной рекомбинацией носителей заряда локализованных на молекулах из КТ. Методом эффективной массы и 6-зонным *kp* методом проведены теоретические расчёты энергетического спектра носителей заряда, локализованных на планарных молекулах из КТ, расположенных поверх «затравочных» островков с учётом структурных характеристик формируемых нанообъектов. Установлено, что расчётные энергии оптических переходов хорошо согласуются с данными ФЛ при содержании Ge в молекулах из КТ равным 55%. Для выяснения микроскопического механизма пространственного упорядочения квантовых точек при образовании планарных молекул проведено моделирование зарождения и роста наноструктур Ge на подложке Si(100) со встроенным «затравочным» островком Ge в форме усечённого конуса. Моделирование показало, что имеет место преимущественное зарождение

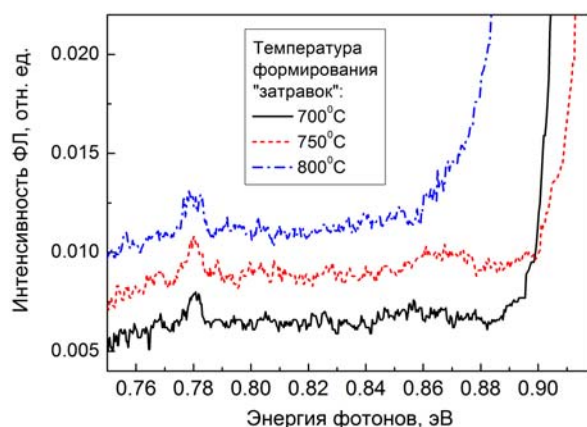


Рис. 1. Спектры ФЛ от гетероструктуры Ge/Si с планарными молекулами из КТ, полученными при осаждении 4.3 монослоёв Ge при температуре 600°C поверх "затравочных" SiGe нанодисков.

трёхмерных наноструктур Ge в области четырёх локальных минимумов плотности упругой энергии, расположенных над затравкой в виде дискообразного островка Ge. Установлено, что количество наноструктур Ge в кольцевой группе сильно зависит от размеров затравочных областей. Так увеличение латерального размера «затравочного» островка в 1.5 раза приводило к увеличению числа наноструктур в группе с 4 до 8.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ ( грант № 14-02-90036 ).

## Неклассические излучатели на основе квантовых точек

**В. А. Гайслер<sup>1,2,3</sup>, А. В. Гайслер<sup>1</sup>, И. А. ДЕРЕБЕЗОВ<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный технический университет, пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073, Россия.

<sup>3</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383)330-69-45, факс: (383)330-69-45, эл. почта: vahvah55@mail.ru

Создание неклассических излучателей, таких как излучатели одиночных фотонов (ИОФ) и излучатели фотонных пар (ИФП), запутанных по поляризации, является одной из наиболее актуальных проблем оптики и квантовой электроники в целом, так же, как и твердотельной нанофотоники, в частности. Неклассические излучатели формируют световые потоки с субпуассоновской статистикой, и в идеальном случае Фоковские фотонные состояния, состояния со строго заданным числом частиц. Они могут быть реализованы только на основе одиночной изолированной квантовой системы – атома, молекулы, центра окраски, «искусственного» атома – полупроводниковой квантовой точки (КТ).

Для создания эффективных неклассических излучателей одновременно требуется: 1) локализовать квантовую систему; 2) эффективно накачать ее; 3) эффективно собрать излучение. Все три перечисленные выше проблемы принципиально разрешимы с использованием современных полупроводниковых технологий, позволяющих интегрировать одиночную КТ в полупроводниковый микрорезонатор. Неоспоримым достоинством полупроводниковых излучателей является возможность токовой накачки КТ, что позволяет разрабатывать полностью твердотельные излучатели в виде миниатюрных светоизлучающих диодов.

В докладе представлены результаты разработок излучателей с токовой накачкой одиночных InGaAs КТ, селективно позиционированных в пределах апертуры полупроводникового Брэгговского микрорезонатора. Апертура микрорезонатора образована AlGaAs кольцом, которое используется для селективного позиционирования КТ, а также обеспечивает высокий уровень токового и оптического ограничения. Микрорезонатор обеспечивает высокий уровень внешней квантовой эффективности до 88% при добротности  $\sim 10^4$ . В этом случае фактор Парселла достигает значение  $F_P = 12.5$ , что задает быстродействие излучателя на уровне 10 ГГц. Расходимость выходного излучения не превышает  $NA \leq 0.2$ , что задает высокую эффективность ввода излучения в стандартное оптоволокно.

На основе разработанной конструкции были изготовлены лабораторные образцы излучателей. При криогенных температурах в пределах резонансной полосы в спектрах электролюминесценции проявляются узкие пики, отвечающие рекомбинации экситонов и биэкситонов одиночной InGaAs КТ, что является экспериментальным подтверждением возможности создания неклассических излучателей на базе разработанной конструкции микрорезонатора.

## Квантовые осцилляции в сильных магнитных полях, фаза Берри и сверхпроводимость в 3D топологических изоляторах $\text{Bi}_2\text{Cu}_x\text{Se}_3$

С. И. Веденев

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 119991, Россия.

тел: (499)132-68-81, факс: (499)135-78-80, эл. почта: vedenev@sci.lebedev.ru

В 2006 году было открыто, что топологическая характеристика состояний двумерного (2D) топологического изолятора (ТИ) может быть обобщена на трехмерный (3D) ТИ. Была установлена связь между объемным состоянием со щелью изолятора и бесщелевым поверхностным проводящим состоянием, состоящим из одного конуса Дирака с вершиной в точке Дирака. Теория предсказывает, что, когда электрон в ТИ циркулирует вокруг дираковской точки в импульсном пространстве, его волновая функция приобретает фазу Берри  $\gamma = \pi$ . В 2009 году было обнаружено, что хороший термоэлектрический материал  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  относится к 3D ТИ. Есть основание полагать, что в  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ , легированном медью, обнаружена поверхностная сверхпроводимость при  $T_c=3.8$  К. 3D ТИ исследовались главным образом с помощью фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES). Однако далеко не все материалы можно изучать в ARPES экспериментах. В этом случае могут оказаться полезными эксперименты с переносом заряда. Успешные в случае 2D ТИ, они оказались проблематичными в 3D материалах, поскольку проводимость, связанная с объемными носителями, доминирует. В силу этого имеется очень мало доступной информации о транспортных и магнитотранспортных свойствах 3D ТИ. Вопрос относительно величины фазы Берри в ТИ до сих пор остается открытым, так как в литературе отсутствуют однозначные данные, полученные как в ARPES, так и в транспортных экспериментах. В настоящей работе изучены осцилляции Шубникова - де Гааза (ШдГ) в высококачественных монокристаллах  $\text{Bi}_2\text{Cu}_x\text{Se}_3$  с концентрацией носителей  $n \sim 10^{18}-10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Образцы были выращены модифицированным методом Бриджмена. Измерения выполнялись в постоянных магнитных полях до 19.5 Тл и при температурах до 0.3 К. Фурье анализ осцилляций показал наличие двух частот  $F_B$  и  $F_S$ , соответствующих объемному и поверхностному вкладам в проводимость. Вращением образцов в магнитном поле доказано, что осцилляции с частотой  $F_S$  возникают из 2D поверхностных состояний. Результаты показали, что 2D осцилляции ШдГ связаны с несколькими параллельными 2D проводящими слоями с толщиной  $\sim 1.5$  нм. В результате легирования Cu объемная концентрация в образцах меняется от  $10^{18}$  до  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , но основные характеристики 2D поверхности Ферми практически не изменяются. Построением веерных диаграмм уровней Ландау определена фаза Берри  $\gamma \approx \pi$  во всех изученных образцах, что указывает на исчезновении массы частиц в точке Дирака. Образцы с концентрацией носителей  $n \sim 10^{19}-10^{20} \text{ cm}^{-3}$  оказались сверхпроводящими с  $T_c \leq 3.5$  К. Измерением угловой зависимости верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}$  в монокристаллах показано, что сверхпроводимость в этих 3D ТИ хорошо описывается моделью Тинкхама для тонкопленочного сверхпроводника. Показано, что соединение  $\text{Bi}_2\text{Cu}_x\text{Se}_3$  можно рассматривать как сверхпроводник, состоящий из сверхпроводящих слоев с эффективной толщиной  $\sim 80$  нм, которая определялась из анизотропии  $H_{c2}$ .

## Топологические состояния фотонов в наноструктурах

**А. Н. Поддубный**

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

тел: (812) 297-22-45, факс: (812)297-10-17, эл. почта: [poddubny@coherent.ioffe.ru](mailto:poddubny@coherent.ioffe.ru)

Проникновение идей топологии в физику привело к возникновению понятия о топологически упорядоченных системах. В частности, топологический изолятор – это материал, который, как и обычный изолятор, обладает запрещенной зоной для носителей заряда в объеме, но при этом на поверхности которого присутствуют проводящие состояния. Такие материалы в настоящее время являются предметом активных исследований в физике полупроводников.

Настоящий доклад посвящен оптическим аналогам электронных краевых состояний в топологических изоляторах. В докладе будут представлены результаты последних теоретических и экспериментальных исследований краевых состояний фотонов, экситонных поляритонов и плазмонов в наноструктурах. В частности, будут обсуждаться структуры с многими квантовыми ямами с несколькими ямами в элементарной ячейке [1] и двумерные массивы связанных кольцевых резонаторов [2]. Будут предложены способы оптического детектирования краевых состояний и подходы к измерению чисел Черна в таких системах. Также будут рассмотрены зигзагообразные цепочки нанодисков и наносфер с плазмонными резонансами и резонансами Ми различных типов. Наши теоретические предсказания наличия краевых состояний в таких системах [3,4] были недавно подтверждены экспериментально с помощью ближнепольной оптической спектроскопии.

### **Литература**

- [1] A.V. Poshakinskiy, A. N. Poddubny, L. Pilozzi, and E. L. Ivchenko, Phys. Rev. Lett. **112**, 107403 (2014).
- [2] A. V. Poshakinskiy, A. N. Poddubny, M. Hafezi, Phys. Rev. A (2015), in press, arXiv:1501.07425.
- [3] A. Poddubny, A. Miroshnichenko, A. Slobozhanyuk, and Yu. Kivshar, ACS Photonics **1**, 101–105 (2014).
- [4] A.P. Slobozhanyuk, A.N. Poddubny, A.E. Miroshnichenko, P.A. Belov, and Yu.S. Kivshar, Phys. Rev. Lett. **114**, 123901 (2015).

## Квантовый каскадный лазер, излучающий в ИК области спектра около 10 мкм

И. И. Засавицкий<sup>1</sup>, М. Д. Кузьмичев<sup>1</sup>, А. Н. Зубов<sup>1</sup>, А. А. Мармалюк<sup>2</sup>,  
М. А. Ладугин<sup>2</sup>, А. А. Падалица<sup>2</sup>, А. В. Лобинцов<sup>2</sup>, Ю. В. Курнявко<sup>2</sup>,  
С. М. Сапожников<sup>2</sup>, Т. А. Багаев<sup>2</sup>, А. Ю. Андреев<sup>2</sup>, В. А. Симаков<sup>2</sup>, С. С. Зарубин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр. 53, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>ОАО «НИИ «Полнос» им. М. Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3 корп. 1, Москва, 117342, Россия.

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, г. Долгопрудный Московской обл., 141700, Россия.

Создание инжекционных лазеров, излучающих в ИК области спектра около 10 мкм, является актуальной задачей для молекулярной спектроскопии высокого разрешения, для высокочувствительного спектрального газоанализа в реальном масштабе времени, для диагностики выдыхаемого воздуха, для оптической связи в окне пропускания атмосферы. С этой целью на основе гетеропары GaAs/Al<sub>0,45</sub>Ga<sub>0,55</sub>As был разработан квантовый каскадный лазер (ККЛ) с длиной волны излучения около 10 мкм. Проведен расчет энергетической диаграммы ККЛ. Выбрана классическая схема ККЛ с вертикальным оптическим переходом в квантовой яме и с последующим рассеянием на LO-фононе.

Лазерные гетероструктуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках (100)GaAs. Омические контакты и волноводные слои легировались кремнием в диапазоне концентраций от  $4 \times 10^{16}$  до  $5 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Рентгеновские измерения проводились для определения однородности и воспроизводимости периодов каскадной структуры. Измерения с помощью просвечивающего электронного микроскопа показали, что толщины эпитаксиальных слоев соответствует технологической скорости роста.

Методом фотолитографии и травления изготовлены полоски шириной 15-30 мкм и длиной (длина резонатора) 3 мм. Лазеры припаивались на медный держатель через сплав Cu+W для термического согласования при низкотемпературных измерениях. Испытания лазеров проводились при 77 К в импульсном режиме с длительностью импульса 1 мкс и частотой повторения 170 Гц. Пороговая плотность тока находилась в пределах 2-4 кА/см<sup>2</sup>. Длина волны излучения составляла 9,64 мкм. Лазеры генерировали на одной моде при превышении тока над пороговым значением на 20 %. Мощность излучения в многомодовом режиме достигала 200 мВт.

## Нормально закрытый AlN-GaN СВЧ-транзистор

В. Е. Земляков<sup>1</sup>, В. И. Егоркин<sup>1</sup>, Т. В. Малин<sup>2</sup>, В. Г. Мансуров<sup>2</sup>, К. С. Журавлев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МИЭТ», площадь Шокина, 1, Москва, Зеленоград 124498, Россия.

<sup>2</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: +7-985-138-75-40, эл. почта: vzml@rambler.ru

Твердотельная сверхвысокочастотная (СВЧ) электронная компонентная база, одним из важнейших элементов которой остаются усилители мощности на полевых транзисторах, активно востребована для разработки и производства систем стационарной и мобильной телекоммуникационной аппаратуры, высокоскоростной оптоволоконной связи, спутникового и кабельного телевидения, устройств радиолокации на основе активных фазированных антенных решеток и много другого. В данной работе представлены результаты изготовления и исследования характеристик нормально закрытого транзистора на основе AlN/GaN гетероструктур с двумерным электронным газом. Гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой (МЛЭ).



В установке использовались твердотельные источники сверхчистого галлия и алюминия и аммиак, как источник активного азота. Гетероструктуры выращивались на подложке сапфира ориентации (0001) и состояли из зародышевого слоя AlN толщиной около 100 нм, буферного слоя GaN толщиной 1,5 мкм, барьерного слоя AlN толщиной 2 нм. Поверхность структуры пассивировалась тонкой пленкой диэлектрика Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> толщиной около 5 Å, который выращивался из силана и аммиака непосредственно в МЛЭ камере.

Подвижность двумерных электронов при комнатной температуре составляла  $\mu = 1200 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  при концентрации  $n_e = 1,1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Для исследования возможности изготовления нормально закрытых транзисторов выбрана топология с шириной затвора 90 мкм и длиной затвора 0,6 мкм. Омические контакты из слоев Ti/Al/Ni/Au вжигались в печи быстрого отжига при температуре 850<sup>0</sup>С. Межа транзистора травилась в плазме CCl<sub>4</sub>. Металлизация барьера Ni/Au пассивировалась нитридом кремния на установке плазменного осаждения.

На фото1 представлена вольт-амперная характеристика нормально закрытого тестового транзистора с однополярным питанием. Крутизна транзистора даже для затвора изготовленного оптической литографией составила 350 мС/мм, пробивное напряжение 60 В, плотность тока около 1 А/мм, напряжение насыщения 1 В, то есть получен очень значимый для СВЧ транзистора комплекс параметров. Здесь в отличие от известных методов создания нормально закрытых транзисторов не требуются специальные плазменные обработки или травление канала. Закрытыми транзисторы получились за счет выращивания гетероструктуры обеспечившей необходимую близость канала транзистора к барьерной поверхности уже на стадии эпитаксиального роста.



## Новый механизм генерации электронно-дырочной плазмы в GaAs диодах после пикосекундного лавинного переключения

В. И. Брылевский<sup>1</sup>, А. В. Рожков<sup>1</sup>, И. А. Смирнова<sup>1</sup>, **П. Б. Родин<sup>1</sup>**, И. В. Грехов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (812)292-79-72, факс: (812)292-10-17, эл. почта: rodin@mail.ioffe.ru

При быстром ( $>1$  кВ/нс) набросе обратного напряжения на высоковольтную диодную структуру лавинный пробой начинается, когда напряжение превышает напряжение стационарного пробоя  $U_b$  примерно вдвое, и приводит к субнаносекундному переходу структуры в проводящее состояние [1]. В Si структурах обратное напряжение на  $p-n$  переходе в течение наносекунды восстанавливается вследствие дрейфового рассасывания неравновесных носителей. Здесь мы приводим первые экспериментальные свидетельства того, что в GaAs этот хрестоматийный механизм восстановления блокирующей способности не работает, и после лавинного переключения включенный в обратном направлении GaAs диод «залипает» в проводящем состоянии.

Измерения впервые были проведены на установке, позволяющей независимо регистрировать напряжение на структуре и ток через нее с временным разрешением не хуже 50 пс [2]. К диоду с  $U_b \sim 600$  В и последовательной нагрузке 50 Ом был приложен высоковольтный импульс полушириной  $\sim 2$  нс. В результате сверхбыстрого ( $\sim 100$  пс) лавинного переключения структуры в момент времени  $t > 3$  нс (рис.1) напряжение на диоде падало до нескольких десятков вольт и сохраняло эту величину на всей длительности импульса ( $> 2$  нс). Аналогичный Si диод за это же время полностью восстанавливал блокирующую способность.

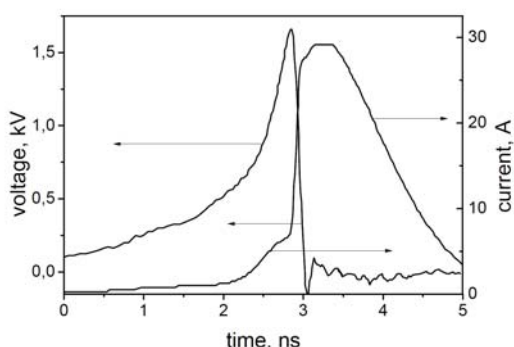


Рис. 1. Напряжение на GaAs диоде и ток.

Эффект «залипания» указывает на существование в GaAs диодах механизма генерации носителей, эффективного в слабом ( $< 5$  кВ/см) среднем по толщине базы электрическом поле и способного компенсировать дрейфовое рассасывание. Обнаруженный нами эффект сходен с lock-on эффектом в GaAs ключах с оптическим запуском [3]. Вероятным механизмом генерации является спонтанное возникновение в электронно-дырочной плазме узких нестационарных доменов сильного

( $\sim 400$  кВ/см) поля [4], в которых происходит интенсивная ударная ионизация [3,4].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 14-29-00094).

### Литература

- [1] И. В. Грехов, А. Ф. Кардо-Сысоев, Письма в ЖТФ **15**, 950 (1979)
- [2] В. И. Брылевский, А.В. Рожков, И.А. Смирнова, П.Б. Родин, И.В. Грехов, Письма в ЖТФ **7**, 1 (2015)
- [3] Long Hu, Jiancang Su, Zhenje Ding, Qingsong Hao, Xueling Yuan, J. Appl. Phys. **115**, 094503 (2014).
- [4] S.N. Vainshtein, V.S. Yuferev, J.T. Kostamovaara., J. Appl. Phys. **97**, 024502 (2005)



## Транспортные и туннельные измерения $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ : свойства объемных и квазидвумерных носителей заряда

А. А. Капустин<sup>1</sup>, В. С. Столяров<sup>1,2,3</sup>, С. И. Божко<sup>1</sup>, Д. Н. Борисенко<sup>1</sup>,  
Н. Н. Колесников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИФТТ РАН, ул. академика Осипяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия.

<sup>2</sup>Московский Физико-Технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700, Россия.

<sup>3</sup>Казанский Федеральный Университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия.

тел: (496) 522-82-61, факс: (496) 522-81-60, эл. почта: kapustin@issp.ac.ru

На образцах  $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$  разных толщин в диапазоне 30–200 мкм наблюдаются осцилляции Шубникова–де Гааза одинаковых с точностью до 15% периодов, положение которых зависит только от перпендикулярной поперечности скола компоненты магнитного поля, а также сублинейная зависимость холловского сопротивления от магнитного поля. Эти результаты были описаны нами в модели, оперирующей трехмерными и квазидвумерными электронами, следуя [1]. В разных образцах удельные сопротивления и концентрации трехмерных электронов отличаются на порядок величины, а сопротивления на квадрат и концентрации квазидвумерных электронов относительно слабо меняются от образца к образцу, что свидетельствует об их нахождении на поверхности образца.  $dI/dV$  характеристики, измеренные на сколоте в сверхвысоком вакууме поверхности этих образцов, подтверждают наличие в них поверхностных состояний с линейным законом дисперсии, характерных для топологических изоляторов. Согласно этим туннельным измерениям уровень Ферми располагается в щели спектра объемных электронов. Это свидетельствует о существовании в  $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$  приповерхностного загиба зон, благодаря которому поверхностные состояния отделены от объемных слоев обеднения. Мы ожидаем, что поверхностные носители будут доминировать в транспортных свойствах пластинок или пленок  $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$  толщиной  $t \leq 200$  нм.

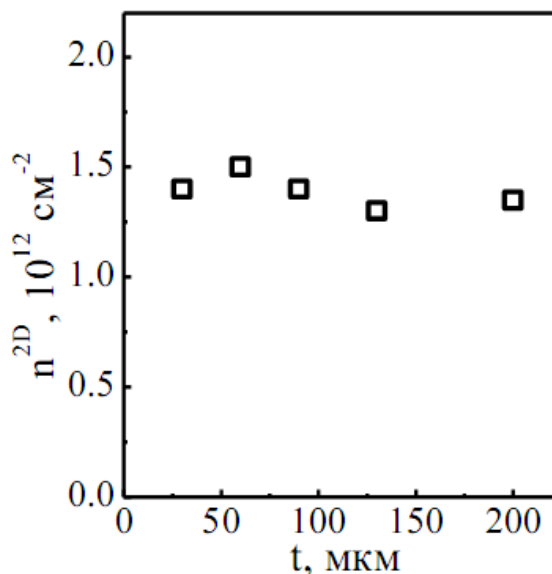


Рис. 1. Концентрации квазидвумерных электронов, определенные в разных образцах  $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$  из периодов ШдГ-осцилляций в обратном магнитном поле.

### Литература

- [1] Zhi Ren, A. A. Taskin, Satoshi Sasaki, Kouji Segawa and Yoichi Ando, Phys. Rev. B **82**, 241306(R) (2010).

## Квантовые примесные состояния в 2D топологических изоляторах

В. А. Сабликов, А. А. Суханов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал, пл. академика Введенского, 1, Фрязино, Московская обл, 141190, Россия.  
тел: (496)565-26-80, факс: (496)565-24-07, эл. почта: [sablikov@gmail.com](mailto:sablikov@gmail.com)

Изучены электронные состояния, индуцированные немагнитными примесными дефектами с короткодействующим потенциалом в 2D топологических изоляторах (ТИ). Интерес к этой проблеме связан с нетривиальной физикой образования локализованных состояний в ТИ и эффектов их взаимодействия с краевыми состояниями. Наши исследования привели к следующим результатам.

Дефект, находящийся вдали от границы создает два связанных состояния для каждой ориентации спина при любом знаке потенциала дефекта, а не одно, как в топологически тривиальном случае. Наличие связанных состояний двух типов является следствием того факта, что в 2D ТИ имеются два механизма образования связанных состояний в локализованном потенциале: один связан с локализацией носителя заряда в притягивающем потенциале, а другой – с образованием состояния, обтекающего дефект [1,2]. Связанные состояния классифицируются как электронноподобные и дырочноподобные в соответствии с их псевдоспиновой структурой, а в зависимости от механизма образования связанные состояния разделяются на состояния с максимумом или минимумом плотности в центре. Исследован спектр состояний и зависимости энергии от потенциала дефекта для практически интересных ситуаций.

В результате взаимодействия дефекта с краевыми состояниями формируются краевые состояния, обтекающие дефект, которые имеют резонансы вблизи уровней, отвечающих связанным состояниям в объеме [2]. Изучена спектральная плотность количества частиц, аккумулированных вблизи дефекта на эванесцентных состояниях и найден избыточный заряд, образующийся в окрестности дефекта. Конфигурация поля вектора плотности тока вблизи дефекта имеет две компоненты, одна из которых соответствует токам, циркулирующим вокруг дефекта, а другая обтекающим его. Соотношение между ними зависит от энергии состояния, потенциала дефекта и расстояния от дефекта до границы.

Качественно новый и неожиданный эффект взаимодействия дефекта с краевыми состояниями состоит в возникновении локализованного состояния с определенной энергией в континууме краевых состояний, обтекающих дефект. Такое состояние образуется вследствие интерференции двух резонансов в области их вырождения, если дефект находится на достаточно большом расстоянии от границы.

Рассмотрена возможность внутрицентровых переходов и их проявление в процессах рассеяния электронов в краевых состояниях. Обсуждаются механизмы рассеяния назад электронов в краевых состояниях на дефекте вследствие межэлектронного взаимодействия в области дефекта и возможность образования двухчастичного связанного состояния.

### Литература

- [1] V. A. Sablikov, A. A. Sukhanov, Phys. Status Solidi RRL **8**, 853 (2014).
- [2] V. A. Sablikov, A. A. Sukhanov, Phys. Rev. B **91**, 075412 (2015).

## Магнетоемкостная спектроскопия трехмерного топологического изолятора на основе HgTe

Д. А. Козлов<sup>1,2</sup>, З. Д. Квон<sup>1,2</sup>, D. Weiss<sup>3</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>1</sup>, С. А. Дворецкий<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, Россия.

<sup>3</sup>Experimental and Applied Physics, University of Regensburg, Regensburg, Germany.

эл. почта: dimko@isp.nsc.ru

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования 3D ТИ на основе высокоподвижной ( $\mu \sim 4 \times 10^5 \text{ cm}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ) напряженной пленки HgTe, оснащенной затвором. Для одного и того же образца в одних и тех же условиях ( $T = 1.5 \text{ К}$  и  $B$  до 10 Тл) проведены подробные емкостные и транспортные измерения. Обе методики использовались для получения информации о формировании уровней Ландау (УЛ). На полученных диаграммах, представленных на рис. 1, наблюдается множество электронных УЛ. Обе методики чувствительны к заполнению объемных зон: на обеих диаграммах наблюдаются хорошо выраженные изломы УЛ, расположенные при  $V_g \sim 4.5 \text{ В}$ , что соответствует  $E_F = E_C$ . В режиме  $E_F > E_C$  ( $V_g > 4.5 \text{ В}$ ), когда поверхностные электроны сосуществуют с объемными, на транспортной диаграмме наблюдается сложная структура УЛ. Напротив, на емкостной диаграмме наблюдаются однородная и простая структура УЛ во всем диапазоне  $V_g$ . Этот факт позволяет предположить, что емкостная спектроскопия чувствительна к вариации плотности состояний носителей лишь одного типа, очевидно поверхностных электронов, расположенных ближе к затвору. Поэтому емкостная спектроскопия является методикой исследования свойств дираковских электронов, расположенных на одной поверхности, эффективной даже в условиях наличия объемных носителей.

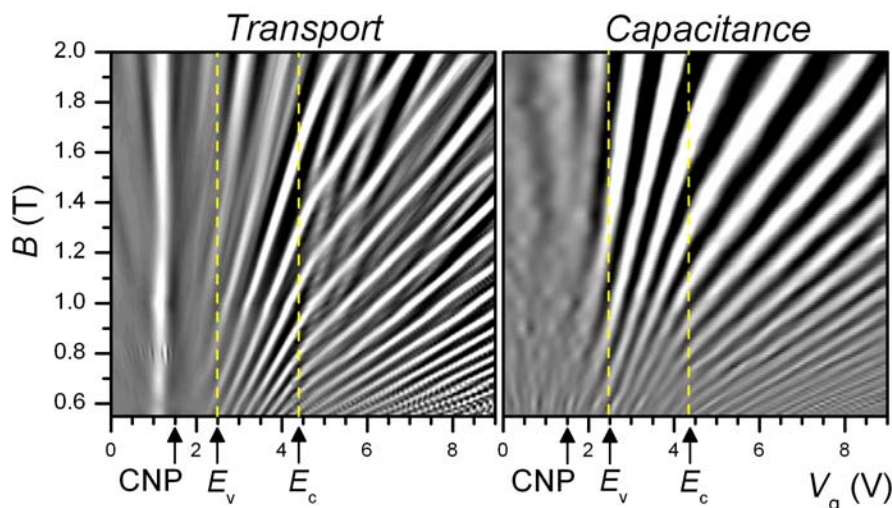


Рис. 1. Сравнение диаграмм уровней Ландау, полученных из транспортных и емкостных измерений. Аналогично работе [1] идентифицированы затворные напряжения, соответствующие положению уровня Ферми вблизи точки зарядовой нейтральности (CNP), потолка валентной зоны ( $E_v$ ) и дна зоны проводимости ( $E_c$ ).

### Литература

[1] D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky et al, PRL **112**, 196801 (2014).

## О структуре валентной зоны квантовых ям HgTe/CdHgTe

**В. И. Гавриленко<sup>1</sup>**, М. С. Жолудев<sup>1</sup>, А. В. Иконников<sup>1</sup>, К. Е. Спирин<sup>1</sup>,  
Л. С. Бовкун<sup>1</sup>, М. Orlita<sup>2</sup>, F. Terpe<sup>3</sup>, W. Knap<sup>3</sup>, С. А. Дворецкий<sup>4</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н.Новгород, 603950, Россия.

<sup>2</sup>LNCMI-G, 25, avenue des Martyrs, FR-38042 Grenoble, France.

<sup>3</sup>L2C, UMR CNRS 5221, Place E.Batallion, 34095 Montpellier, France.

<sup>4</sup>ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (831) 417-94-62, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: gavr@ipmras.ru

Квантовые ямы (КЯ) HgTe/CdHgTe с инвертированным зонным спектром являются 2D топологическими изоляторами, что вызывает большой интерес исследователей во всем мире. Исследования ТГц магнитопоглощения позволили выявить основные особенности структуры зоны проводимости для КЯ различной ширины в то время как для валентной зоны такой ясной картины нет (см. [1,2] и ссылки в них). В настоящей работе исследованы спектры циклотронного резонанса (ЦР) дырок в серии нелегированных образцов ( $p \leq 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) с толщиной КЯ вблизи критической  $d = 5.6-7.1 \text{ нм}$  при  $T = 4.2 \text{ К}$  в магнитных полях до 11 Тл.

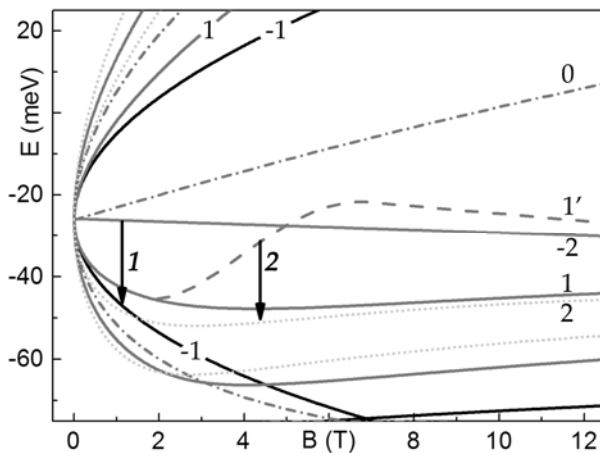


Рис. 1. Рассчитанные с использованием  $k \cdot p$  гамильтониана  $8 \times 8$  [1] уровни Ландау в КЯ HgTe/Cd<sub>0.7</sub>Hg<sub>0.3</sub>Te критической толщины  $d_c = 6.3 \text{ нм}$ .

В спектрах обнаружены две линии ЦР, соответствующие переходам 1 и 2 (см. рис.1). Переход 1 ( $-2 \rightarrow -1$ ) является аналогом наблюдавшегося ранее «симметричного» перехода  $0 \rightarrow 1$  в зоне проводимости. В то же время переход 2 ( $1 \rightarrow 2$ ) не имеет аналога в зоне проводимости. Он (в отличие от перехода 1) наблюдается вплоть до  $B = 11 \text{ Тл}$ , когда фактор заполнения уровней Ландау  $< 1/2$ , что прямо указывает на положение исходного для этого перехода уровня Ландау 1 выше уровня -2 (исходного для перехода 1), что схематично изображено пунктирной линией 1' на рис.1.

Аналогичные противоречия результатам одноэлектронных расчетов отмечались в работах [3,4] для дырок в КЯ InGaAs и широкой (20 нм) КЯ HgTe соответственно. Т.о. данные ТГц магнитопоглощения свидетельствуют о кардинальной перестройке энергетического спектра дырок в КЯ HgTe/CdHgTe вследствие коллективных эффектов.

Работа выполнена при поддержке РАН, РФФИ (гранты 14-02-01103, 14-02-31660-мол) и гранта Президента РФ МК-6830.2015.2.

### Литература

- [1] M. Zholudev *et al.*, Phys. Rev.B **86**, 205420 (2012).
- [2] M. S. Zholudev *et al.*, Nanoscale Research Lett. **7**, 534 (2012).
- [3] O. Drachenko *et al.*, Phys. Rev. B **79**, 073301 (2009).
- [4] G. M. Minkov *et al.*, Phys. Rev.B **88**, 155306 (2013).

## Детектирование протяженных поверхностных состояний в кристаллических топологических изоляторах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ с помощью лазерного терагерцового излучения

С. Г. Егорова<sup>1</sup>, В. И. Черничкин<sup>1</sup>, Л. И. Рябова<sup>2</sup>, Е. П. Скипетров<sup>1</sup>, Л. В. Яшина<sup>2</sup>,  
С. Н. Данилов<sup>3</sup>, С. Д. Ганичев<sup>3</sup>, Д. Р. Хохлов<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.2, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>Химический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.2, Москва, 119991, Россия.

<sup>3</sup>Faculty of Physics, University of Regensburg, Universitaetstrasse 33, Regensburg, D-93053, Germany.

<sup>4</sup>Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991, Россия.

тел: (495)939-11-51, факс: (495)932-88-76, эл. почта: khokhlov@mig.phys.msu.ru

В работе предложен метод детектирования протяженных поверхностных электронных состояний, включая топологические. Метод основан на измерениях фотоэлектромагнитного эффекта с использованием импульсного терагерцового лазерного излучения. В отличие от обычных транспортных измерений, метод нечувствителен к объемной проводимости.

В качестве объекта исследований выбраны твердые растворы  $Pb_{1-x}Sn_xSe$  в диапазоне составов  $x$  включающих как в область прямого ( $x < 0.15$ ), так и инверсного ( $x > 0.15$ ) спектра. Для исследования использовался метод, позволяющий анализировать характер диффузионных потоков, направленных от поверхности в объем полупроводника, при возбуждении носителей импульсами терагерцового лазера с длиной волны 90 и 148 мкм и с длительностью около 100 нс в условиях приложенного магнитного поля до 7 Тл. Температура образца изменялась от 4.2 до 20 К. Диффузионный поток возникал вследствие теплового возбуждения носителей в приповерхностном слое. Вектор магнитного поля, направленный перпендикулярно потоку падающего излучения, обеспечивал отклонение диффундирующих носителей в направлении силы Лоренца, создавая разность потенциалов, знак и напряженность которой зависят от направления и скорости диффузионного потока и приложенного магнитного поля.

Показано, что протяженные поверхностные электронные состояния присутствуют в  $Pb_{1-x}Sn_xSe$  как в области прямого, так и инверсного энергетического спектра. Таким образом, продемонстрировано, что даже в случае, когда наличие топологических состояний подтверждено экспериментами по ARPES, наблюдение высокоподвижных поверхностных электронных состояний не означает, что данные состояния являются топологическими. Могут существовать другие поверхностные высокопроводящие состояния, которые «скрывают» топологические в транспортных экспериментах. В принципе, такие «скрывающиеся» высокопроводящие поверхностные состояния могут проявляться и в других транспортных измерениях. В этом случае единственным достоверным критерием, позволяющим приписать какой-то транспортный эффект влиянию топологических состояний, является наличие этого эффекта в образцах с инверсным спектром и его отсутствие в образцах с прямым спектром.

## Нелинейный транспорт в топологических изоляторах

Л. Е. Голуб<sup>1</sup>, В. В. Бельков<sup>1</sup>, Н. Plank<sup>2</sup>, S. D. Ganichev<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия.

<sup>2</sup>Terahertz Center, University of Regensburg, Germany.

эл. почта: golub@coherent.ioffe.ru

Исследованы фототоки, генерируемые при поглощении терагерцового излучения дираковскими фермионами на поверхности трёхмерных топологических изоляторов. При нормальном падении возникает постоянный ток, обусловленный фотогальваническим эффектом, определяемый ориентацией плоскости линейной поляризации относительно кристаллографических осей топологического изолятора [1]. В отличие от линейного транспорта, в котором часто вклад поверхностных состояний невозможно отделить от объёмного, фотогальванический эффект в объёме запрещён симметрией. В результате фотогальванический ток возникает только из-за поверхностных состояний и несёт информацию об их кинетических и оптоэлектронных свойствах.

С учётом низкой ( $C_{3v}$ ) симметрии поверхности установлены феноменологические соотношения между направлением фототока и состоянием

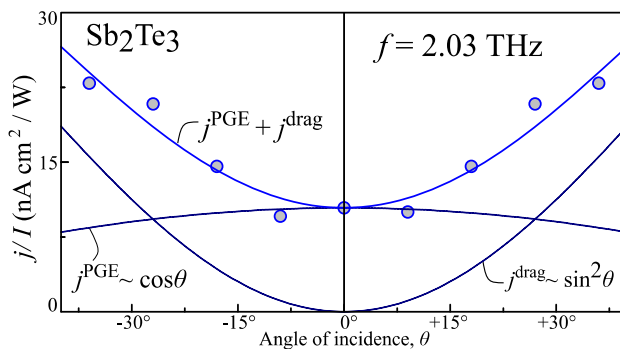


Рис. 1. Зависимость фототока от угла падения излучения ( $f$  – частота,  $I$  – интенсивность).

поляризации излучения. При наклонном падении фотогальванический ток убывает:  $j^{PGE} \sim \cos\theta$  ( $\theta$  – угол падения), однако возникает фототок, также определяемый тригональной симметрией системы, который вызван конкурирующим механизмом – эффектом фотонного увлечения. Этот сигнал растёт как  $j^{drag} \sim \sin^2\theta$ . Зависимость обоих вкладов от угла падения

излучения в образце  $Sb_2Te_3$  представлена на Рисунке. Аналогичная картина наблюдается и в другом топологическом изоляторе –  $Bi_2Te_3$ .

Построена микроскопическая теория фотогальванического эффекта, базирующаяся на асимметрии упругого рассеяния дираковских фермионов. Асимметрия рассеяния на дефектах получена с учётом межзонного смешивания блоховских состояний. Проведённая оценка фототока совпадает по порядку величины с измеренными значениями. Для эффекта увлечения предложен механизм, учитывающий как гофрировку энергетического спектра, возникающую за рамками дираковской модели, так и модификацию вероятности упругого рассеяния электрическим полем излучения. Для обоих фототоков рассчитаны частотные зависимости, совпадающие с наблюдаемыми на эксперименте.

### Литература

- [1] P. Olbrich, L. E. Golub, T. Herrmann, S. N. Danilov, H. Plank, V. V. Bel'kov, G. Mussler, Ch. Weyrich, C. M. Schneider, J. Kampmeier, D. Grützmacher, L. Plucinski, M. Eschbach, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. Lett. **113**, 096601 (2014).

## Фотоэлектромагнитный эффект в топологических изоляторах $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$ в окрестности бесщелевого состояния

А. В. Галеева<sup>1</sup>, С. Г. Егорова<sup>1</sup>, М. Е. Тамм<sup>2</sup>, Л. В. Яшина<sup>2</sup>, С. Н. Данилов<sup>3</sup>,  
Л. И. Рябова<sup>2</sup>, Д. Р. Хохлов<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.2, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>Химический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.3, Москва, 119991, Россия.

<sup>3</sup>Университет Регенсбурга, Регенсбург, D-93053, Германия.

<sup>4</sup>Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991, Россия.

тел: (8495)939-11-51, факс: (8495)932-88-76, эл. почта: galeeva@physics.msu.ru

Экспериментальное обнаружение перехода из фазы трехмерного топологического изолятора в тривиальное состояние в пленках  $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$  при уровне легирования  $x \approx 0,05$ , основанное на данных фотоэлектронной спектроскопии [1], повлекло за собой изучение особенностей транспортных свойств, которые могут быть связаны с топологическим слоем на поверхности. Дополнительная сложность в выявлении эффектов, обусловленных поверхностными состояниями, возникает из-за сильного вырождения и высоких значений концентрации электронов ( $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) в объеме полупроводника. Исследование фотоэлектромагнитного (ФЭМ) эффекта в твердых растворах  $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$  как с инверсным ( $x < 0,05$ ), так и с прямым ( $x > 0,05$ ) энергетическим спектром может выявить влияние топологических состояний на процессы диффузии носителей заряда в приповерхностном слое.

Монокристаллы  $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$  варьируемого состава ( $0 \leq x \leq 0,184$ ) были синтезированы методом Бриджмена-Стокбаргера и охарактеризованы методами рентгенофазового, рентгенофлюоресцентного и рентгеноспектрального анализа. Исследование электрофизических свойств в статических электрических полях и в магнитных полях до 0,06 Тл в температурном интервале 4,2 К – 300 К не выявило выраженной зависимости концентрации свободных электронов от температуры.

Изучение ФЭМ эффекта проводилось при воздействии терагерцового лазерного импульса с длиной волны 90 мкм и 148 мкм в магнитных полях до 7 Тл в диапазоне температур от 4,2 К до 20 К. Обнаружено, что при  $T = 4,2$  К в полях до 3 Тл в области прямого спектра наблюдается рост амплитуды ФЭМ сигнала с увеличением  $x$ , тогда как в области инверсного спектра регистрируемая эдс оказывается значительно меньше и слабо зависит от состава. С ростом температуры эффект уменьшается, и при  $T > 14$  К он перестает наблюдаться. Фотопроводимость в исследованных пленках не наблюдается. В отсутствие генерации неравновесных носителей наблюдаемый ФЭМ эффект может быть связан с разогревом электронного газа и градиентом подвижности носителей на поверхности и в объеме образца. Обсуждается возможный вклад топологических состояний в эффект повышения подвижности носителей на поверхности.

### Литература

[1] M. Brahlek, N. Bansal, N. Koirala, S.-Y. Xu, Neupane, C. Liu, M. Z. Hasan, S. Oh, Phys. Rev. Lett. **109**, 186403 (2012).



## Микролазеры сверхмалого диаметра с квантовыми точками

А. Е. Жуков<sup>1</sup>, М. В. Максимов<sup>2,1</sup>, Н. В. Крыжановская<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, ул. Хлопина, 8(3), Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (812)448-85-94, факс: (812)448-69-94, эл. почта: zhukale@gmail.com

Уменьшение диаметра микролазеров способствует достижению одночастотной генерации, а также облегчает перенос микролазера на инородную подложку. Однако возрастание оптических потерь приводит к росту порога генерации, перескоку длины волны генерации на возбужденный переход или полному подавлению генерации. Наименьший диаметр микродисков на основе квантовых точек (КТ), в которых лазерная генерация при 300К была достигнута на длине волны основного перехода ( $\lambda \sim 1.3$  мкм), составляет 2-2.7 мкм [1-3], при диаметре 1-1.5 мкм генерация происходила на длине волны возбужденного перехода ( $\lambda \sim 1.2$  мкм) [3].

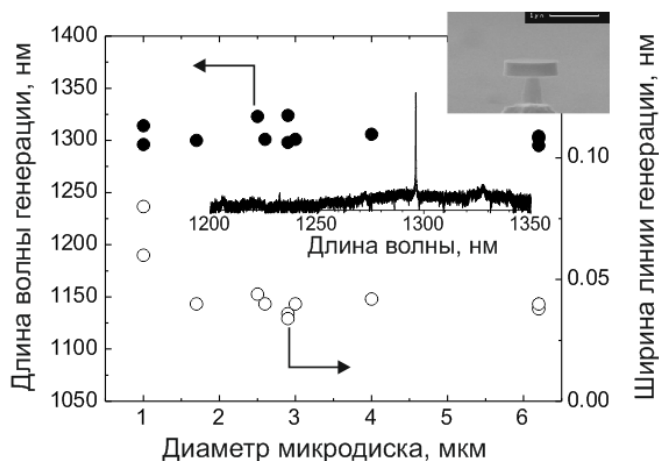


Рис. 1. Длина волны (сплошные символы) и спектральная ширина (открытые символы) линии лазерной генерации микролазеров в зависимости от диаметра. На вставке – изображение микролазера диаметром 1 мкм и его спектр генерации.

В настоящей работе созданы и исследованы микродисковые лазеры сверхмалого диаметра (до 1 мкм) с активной областью на основе КТ InAs/InGaAs. Увеличение максимального оптического усиления было достигнуто за счет использования 6-слойного массивы КТ, использования геометрии «подвешенный диск», оптимизации толщины волноводного слоя. В результате, лазерная генерация с низким порогом (2-20 мкВт) при комнатной температуре происходит на основном оптическом

переходе квантовых точек для всех исследованных размеров микролазеров (Рис. 1). Благодаря малым размерам резонатора спектр генерации имеет одночастотный характер. Спектральная ширина линии генерации составляет менее 0.1 нм ( $\lambda/\Delta\lambda > 18\ 000$ ). Тепловое сопротивление микролазеров исследованного типа описывается зависимостью  $R_{th} = C_{th}D^{-2}$ , где  $C_{th} \approx 3.2 \cdot 10^{-3}$  К·см<sup>2</sup>/Вт.

### Литература

- [1] K. Srinivasan, M. Borselli, O. Painter, et al, Opt. Exp. **14**, 1094 (2006).
- [2] Н.В. Крыжановская, А.Е. Жуков, А.М. Надточий и др., ФТП **47**, 1396 (2013).
- [3] А.Е. Жуков, Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов, и др., ФТП **48**, 1666 (2014).



## Циркулярно поляризованные моды в планарном хиральном фотонном кристалле на основе GaAs

А. А. Максимов<sup>1</sup>, И. И. Тартаковский<sup>1</sup>, Е. В. Филатов<sup>1</sup>, В. Д. Кулаковский<sup>1</sup>,  
C. Schneider<sup>2</sup>, S. Höfling<sup>2</sup>, M. Kamp<sup>2</sup>

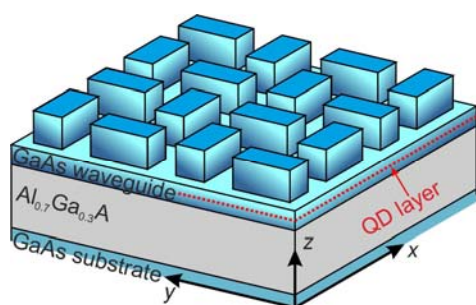
<sup>1</sup>Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипяна, 2, г. Черноголовка, 142432, Россия.

<sup>2</sup>Technische Physik, University of Würzburg, Am Hubland, D-97074, Würzburg, Germany.

тел: (496) 522-83-78, факс: (496) 522-81-60, эл. почта: maksimov@issp.ac.ru

Развитие полупроводниковой технологии в настоящее время позволяет создавать искусственные материалы: фотонные кристаллы, микрорезонаторы, метаматериалы с весьма необычными оптическими свойствами. Спонтанным излучением таких структур, его интенсивностью, направленностью и степенью поляризации можно управлять, изменяя локальную плотность электромагнитных мод в самой структуре. Наноструктуры на основе обычных ахиральных  $A^3B^5$  полупроводников, в которых неэквивалентность право- и лево-поляризованных электромагнитных мод возникает из-за хиральной симметрии системы в целом, могут быть использованы для создания компактных источников циркулярно-поляризованного излучения без приложения внешнего магнитного поля. Недавно фотолюминесценция с относительно невысокой степенью циркулярной поляризации до 26% наблюдалась в полупроводниковом GaAs/AlGaAs волноводе с хиральной наноструктурой на верхнем слое [1]. Значительно более сильная степень циркулярной поляризации излучения до ~80% была получена в планарном микрорезонаторе с хирально-модулированным верхним зеркалом [2].

В настоящей работе были экспериментально исследованы спектральные поляризационные и пространственные свойства излучения слоя квантовых точек, внедренных в планарный GaAs волновод толщиной 263.2 нм. Верхний слой структуры толщиной 428.5 нм представлял собой квадратную решетку фотонного кристалла с периодом от 759 до 1005 нм. Элементарная ячейка фотонного кристалла состояла из 4-х вытянутых прямоугольников GaAs, повернутых на  $90^\circ$  относительно друг друга (см. рис.). Подробно изучена модовая структура излучения при различных углах наблюдения. В таких оптимизированных сравнительно простых структурах была получена степень циркулярной поляризации полос излучения фотолюминесценции до 96% относительно слабого неполяризованного бесструктурного фона и ~81% с учетом фона.



Работа выполнена при поддержке РФФИ и FET-Open grant: FP7-284743.

### Литература

- [1] K. Konishi, M. Nomura, N. Kumagai, S. Iwamoto, Y. Arakawa, and M. Kuwata-Gonokami, Phys. Rev. Letters **106**, 057402 (2011).
- [2] A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov, S. V. Lobanov, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, C. Schneider, M. Kamp, S. Maier, S. Höfling, and V. D. Kulakovskii, Phys. Rev. B **89**, 045316 (2014).

## **Кирально-модулированные полупроводниковые структуры для источников циркулярно-поляризованного света**

С. В. Лобанов<sup>1</sup>, Н. А. Гиппиус<sup>1</sup>, В. Д. Кулаковский<sup>2</sup>, С. Г. Тиходеев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Сколковский институт науки и технологий, ул. Новая, 100, Сколково, 143025, Россия.

<sup>2</sup>Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432, Россия.

<sup>3</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия.

тел: (499)503-81-02, эл. почта: [tikh@gpi.ru](mailto:tikh@gpi.ru)

Киральная микро- и наноструктуризация полупроводников позволяет создать искусственные киральные среды с оптической активностью (способностью вращать плоскость поляризации света и циркулярным дихроизмом), на много порядков превышающей оптическую активность естественных киральных материалов. Недавно было показано, что включение слоя кирального фотонного кристалла в структуру с излучающими неполяризованными квантовыми точками (КТ) позволяет сделать их фотолюминесценцию частично циркулярно-поляризованной [1]. В работе [2] кирально модулировалось (на половину толщины) верхнее зеркало полупроводникового микрорезонатора, и была продемонстрирована достигающая до 75% циркулярная поляризованность фотолюминесценции КТ по нормали к микрорезонатору и до 81% под углом. Теоретический анализ [2,3] показал, что геометрия киральной модуляции может быть существенно упрощена, а параметры структур в [1,2] – оптимизированы для получения практически полностью циркулярно поляризованной фотолюминесценции КТ. Недавно нам удалось экспериментально продемонстрировать циркулярную поляризацию фотолюминесценции КТ из оптимизированной кирально-модулированной планарно-волноводной GaAs/AlGaAs структуры, превосходящую 95% [4]. В докладе будут проанализированы физические принципы работы кирально-модулированных структур для создания компактных источников циркулярно-поляризованного света, не требующих использования толстых четвертьволновых пластин или статического магнитного поля.

### **Литература**

- [1] K. Konishi, M. Nomura, N. Kumagai, S. Iwamoto, Y. Arakawa, and M. Kuwata-Gonokami, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 057402 (2011).
- [2] A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov, S. V. Lobanov, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, C. Schneider, M. Kamp, S. Maier, S. Hofling, and V. D. Kulakovskii, *Phys. Rev.* **89**, 045316 (2014).
- [3] S. V. Lobanov, T. Weiss, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii, K. Konishi, and M. Kuwata-Gonokami, *Optics Lett.* **40**, 1528 (2015).
- [4] А. А. Максимов и др., готовится к печати.

## Метарезонансы в структурах металл-диэлектрик

А. А. Горбацевич<sup>1,2</sup>, В. В. Капаев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МИЭТ», площадь Шокина, д. 1, Москва, Зеленоград, 124498, Россия.

тел: (499) 783-36-92, факс: (499) 710-86-65, эл. почта: aagor137@mail.ru

Частота резонанса обычно соответствует частоте собственных колебаний системы (плазмонные колебания наночастиц, частота собственной моды в резонаторе Фабри-Перро и др.) и определяется геометрическими характеристиками системы. При изменении размера наночастицы или размера резонатора частота резонанса сдвигается. В настоящем докладе описан и исследован новый тип резонанса в метаматериалах на основе слоистых структур металл-диэлектрик - метарезонанс, частота которого не зависит от толщины диэлектрического и металлического слоев, а определяется лишь их отношением. В пределе больших длин волн частота метарезонанса  $\omega_r$  определяется соотношением  $\omega_r^2 = [\omega_p^2 / (\epsilon_d - 1)] H_m / H_d$ , где  $\omega_p$  – плазменная частота металла,  $\epsilon_d$  – диэлектрическая проницаемость диэлектрика,  $H_m$  и  $H_d$  – суммарные толщины металлического и диэлектрических слоев соответственно. Метарезонанс имеет место при нормальном падении электромагнитного поля на структуру и, следовательно, непосредственно не связан с возбуждением поверхностных плазмонов.

В докладе исследованы метарезонансы в трехслойных структурах металл-диэлектрик-металл (МДМ) и диэлектрик-металл-диэлектрик (ДМД). С ростом толщины металлического слоя  $h_m$  от нуля для структуры ДМД первый низкочастотный максимум  $T_1$  исходного однородного диэлектрического слоя с толщины  $2h_d$  сдвигается в низкочастотную область, сохраняя  $T=1$  и при достижении критического значения  $h_m$  уходит на бесконечность ( $\lambda \rightarrow \infty$ ). Остальные максимумы комбинируются попарно, сдвигаются навстречу друг другу

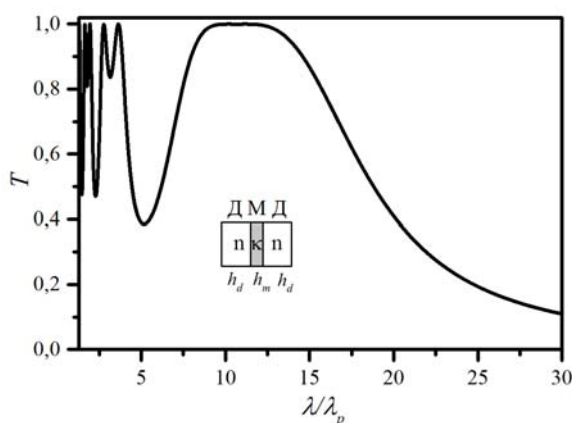


Рис. 1. Зависимость величины коэффициента прозрачности  $T$  от длины волны  $\lambda$  для ДМД структуры с  $h_d = 2\lambda_p$ ,  $h_m = 0,02\lambda_p$ ,  $n=2$ ,  $\lambda_p$  – плазменная длина волны.

и сливаясь формируют единый максимум с пропусканием  $T < 1$ . Для МДМ структуры все максимумы смещаются с ростом  $h_m$  в сторону высоких частот (малых  $\lambda$ ). Значение  $T$  в максимумах всегда остается равным единице. Начиная с некоторого  $h_m$  на бесконечности формируется новый единичный максимум, соответствующий метарезонансу. Таким образом в обеих структурах проявляется аномальный резонанс с  $T = 1$  уходящий на бесконечность при некотором сочетании параметров. При некоторых значениях параметров структуры ширина метарезонанса становится аномально большой

(рис. 1), что может иметь важное значение для создания фильтров с окном прозрачности в ИК-области.

## Усиление электромагнитного поля в конечной слоисто-периодической структуре

В. С. Горелик<sup>1</sup>, В. В. Капаев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МИЭТ», проезд 4806, д. 5, Москва, Зеленоград, 124498, Россия.

тел: (499)710-86-65, факс: (499)710-86-65, эл. почта: [kapaev@sci.lebedev.ru](mailto:kapaev@sci.lebedev.ru)

Исследовано распределение электромагнитного поля в ограниченном одномерном фотонном кристалле с использованием численного решения уравнений Максвелла методом матрицы переноса. Зависимость коэффициента пропускания  $T$  от периода  $d$  (или длины волны  $\lambda$ ) имеет характерный вид с максимумами  $T = 1$  в области, соответствующей разрешенной зоне бесконечного кристалла, и нулевыми значениями в области запрещенной зоны. На рис.1 представлен пример такой зависимости для количества периодов  $M = 30$ . Распределение модуля поля  $E(x)$  в структуре для параметров, соответствующих максимумам пропускания, ближайшим к границам запрещенных зон, имеет ряд особенностей. Такое распределение для первого слева максимума представлено на рис.2. Значение поля в максимуме в 6 раз превышает амплитуду падающего

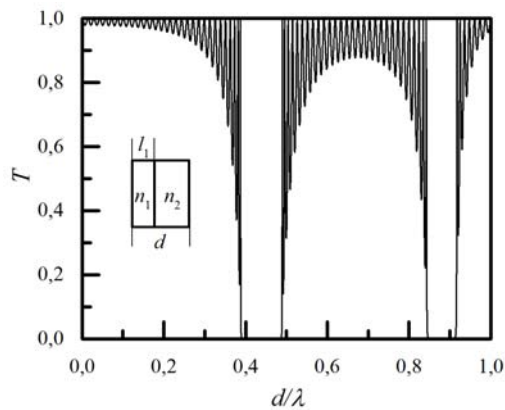


Рис. 1. Зависимость пропускания  $T$  от периода  $d$  для  $n_1 = 1,46$ ,  $n_2 = 1$ ,  $M = 30$ ,  $l_1/d = 0,3$ . На вставке – структура периода.

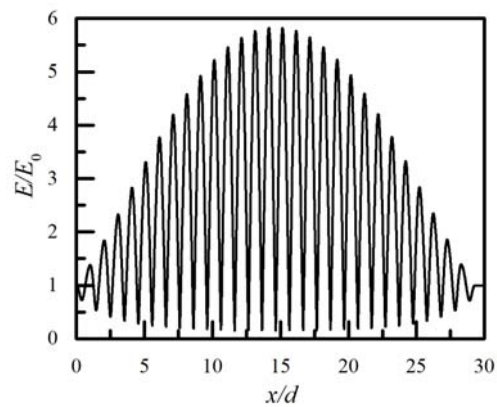


Рис. 2. Распределение поля при  $M = 30$ ,  $l_1 = 0,3$  для первого максимума пропускания,  $d/\lambda = 0,3874$ .

поля  $E_0$ . Для последующих максимумов пропускания ( $n = 2,3\dots$ ) огибающая  $E(x)$  близка к периодичной с периодом  $M/n$ , а величина  $E_{max}$  уменьшается с номером  $n$  (для  $n=4$  значение  $E_{max}/E_0 \sim 2$ ). Величина  $E_{max}$  линейно растет с  $M$  и для  $M = 50$  усиление составляет 12,5 (плотность энергии электромагнитного поля при этом возрастает более чем на два порядка). Исследована зависимость  $E_{max}$  от величины  $l_1/d$ . Усиления электромагнитного поля максимально для  $l_1/d$ , соответствующего максимуму ширины разрешенных зон ( $\sim 0,4$  для первой,  $0,2$  и  $0,65$  для второй зоны).

Для интерпретации результатов построена аналитическая теория, основанная на представлении решения в виде линейной комбинации встречных мод Флоке периодической структуры. Суммарная интенсивность поля при этом представляет собой комбинацию осциллирующих функций с периодами  $d$  и  $d_1 = d/(1-n/M)$  ( $n$  – номер максимума пропускания). Результирующая интенсивность (и модуль поля) представляет собой картину биений двух колебаний с близкими частотами, что и объясняет особенности распределения  $E(x)$ .

## **Нелинейно-оптические явления в полностью диэлектрических метаматериалах**

**А. А. Федянин**

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва 119991, Россия.

*эл. почта: fedyanin@nanolab.phys.msu.ru*

Согласно теории рассеяния Ми, диэлектрические микрочастицы с высоким показателем преломления могут обладать магнитными резонансами благодаря возбуждению круговых токов смещения. Это явление было недавно исследовано для кремниевых наносфер в видимом и инфракрасном спектральных диапазонах [1, 2], а исследование резонансов, возникающих в кластерах трех и более диэлектрических частиц (олигомерах) [3], открыло новые возможности для нанофотоники полностью диэлектрических метаматериалов. В то время как линейно-оптические эффекты в олигомерах не зависят от конкретного вида распределения ближнего поля [3], для нелинейно-оптических процессов (таких как генерация оптических гармоник) эта зависимость наблюдается. Более того, кремний – материал с высокой нелинейностью третьего порядка [4], поэтому в нелинейно-оптическом отклике полностью диэлектрических частиц с высоким показателем преломления можно ожидать сильные нелинейные процессы.

В докладе представлены экспериментальные результаты спектроскопии генерации третьей оптической гармоники (ТГ) в олигомерах кремниевых нанодисков, а именно тримеров, в окрестности их электрического и магнитного дипольных резонансов.

Для каждого из исследуемых нами образцов, изготовленных методом электронно-лучевой литографии из пластины кремния на изоляторе, в линейных спектрах экстинкции наблюдалось два пика, которые мы ставим в соответствие с электрическим и магнитным дипольными резонансами. Показано, что нелинейные спектры генерации ТГ содержат два диапазона, соответствующих резкому возрастанию сигнала ТГ с образца относительно объемного кристаллического кремния. Кроме того, в зависимости от размера нанодиска в тримере, а также от геометрических параметров самого тримера, достигается различная степень перекрытия резонансов, что приводит к дополнительному пику усиления генерации ТГ для длин волн, соответствующих диапазону перекрытия.

Таким образом, регулировкой резонансных мод, осуществляемой выбором геометрических параметров образца, мы можем контролировать нелинейную интерференцию электрического и магнитного дипольных резонансов, что проявляется в наблюдении существенного усиления генерации ТГ от полностью диэлектрических метаматериалов [5].

### **Литература**

- [1] A.I. Kuznetsov, A.E. Miroshnichenko, Y.H.Fu, J. Zhang, and B. Lukyanchuk, *Scientific Reports* 2, 492 (2012).
- [2] A.B. Evlyukhin, S.M. Novikov, U. Zywietz, R.L. Eriksen, C. Reinhardt, S.I. Bozhevolnyi, and B.N. Chichkov, *Nano Letters* 12, 3749 (2012).
- [3] B. Hopkins, A.N. Poddubny, A.E. Miroshnichenko, and Yu.S. Kivshar, *Physical Review A* 88, 053819 (2013).
- [4] W.K. Burns, and N. Bloembergen, *Physical Review B* 4, 3437 (1971).
- [5] M.R. Shcherbakov, D.N. Neshev, B. Hopkins et al., *Nano Letters* 14, 6488 (2014).

## Спектроскопия спонтанного магнитного резонанса полупроводниковых структур

**В. С. Запасский**

Лаборатория оптики спина, Санкт-Петербургский государственный университет,  
Санкт-Петербург, Ульяновская ул., 1, 198504, Россия.

тел: (812) 428-45-66, почта: vzap@rambler.ru

Стандартная техника детектирования магнитного резонанса предполагает его обязательное возбуждение. В альтернативном подходе, экспериментально реализованном в 1981 году [1], исследуется не отклик системы на внешнее возмущение, а спонтанные флуктуации ее намагниченности (шумы фарадеевского вращения), спектр которых, в соответствии с концепцией флуктуационно-диссипативной теоремы, отражает спектр магнитного резонанса изучаемого парамагнетика. Существенно, что в этом случае измерительная процедура, вообще говоря, не предполагает нарушения никакого возмущения системы или нарушения ее термодинамически равновесного состояния.

Первоначально продемонстрированный на атомной системе, метод спектроскопии спиновых шумов оказался чрезвычайно эффективным применительно к полупроводниковым структурам и обнаружил ряд неожиданных возможностей, существенно выходящих за рамки стандартной спектроскопии магнитного резонанса, с одной стороны, и линейной оптики – с другой [2,3]. Эти необычные возможности во многом определяются корреляционной природой регистрируемых сигналов. Не смотря на номинально невозмущающий характер измерений в спектроскопии спиновых флуктуаций, при высоких интенсивностях пробного света неизбежно начинают сказываться эффекты оптического возмущения спиновой системы, значительно расширяющие возможности линейной спектроскопии спиновых шумов. В настоящее время, спектроскопия спиновых шумов превратилась в самостоятельный метод исследования динамики и энергетики полупроводниковых спиновых структур.

В докладе предполагается изложить суть метода спектроскопии спиновых шумов и кратко рассказать о последних достижениях в этой области исследований.

### **Литература**

- [1] Е. Б. Александров и В. С. Запасский, «Магнитный резонанс в спектре шумов фарадеевского вращения», ЖЭТФ **54**, 64 (1981).
- [2] G. M. Muller, M. Oestreich, M. Romer, and J. Hubner, “Semiconductor spin noise spectroscopy: Fundamentals, accomplishments, and challenges” Physics E **43**, 569 (2010).
- [3] V. S. Zapasskii, ”Spin noise spectroscopy: From proof of principles to Applications”, Adv. Opt. Photon. **5**, 131 (2013).

## Ферромагнетизм и аномальный эффект Холла в 2D структуре GaAs/InGaAs/GaAs с отдаленным дельта слоем Mn

Н. С. Аверкиев<sup>1</sup>, Б. А. Аронзон<sup>2,3</sup>, А. Б. Давыдов<sup>2</sup>, И. В. Крайнов<sup>1</sup>,  
В. А. Кульбачинский<sup>3</sup>, Л. Н. Овешников<sup>2,3</sup>, И. В. Рожанский<sup>1</sup>, Е. И. Яковлева<sup>2,3</sup>  
<sup>1</sup>ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.  
<sup>2</sup>ФИАН им. П. Н. Лебедева, Ленинский пр. 53, Москва, 119991, Россия.  
<sup>3</sup>НИЦ «Курчатовский институт», пл. Курчатова 1, Москва, 123182, Россия.  
тел: (916) 831-19-01, эл. почта: aronzon@mail.ru

В течение многих лет исследования в области полупроводниковой спинтроники ограничивались объемными материалами, легированными магнитными примесями. В последнее время появилась серия публикаций [1-4], в которых объектами исследований стали двумерные (2D) гетероструктуры, в которых слой магнитной примеси расположен вблизи 2D проводящего канала. В этих системах механизмы обменного взаимодействия и, соответственно, ферромагнитного упорядочения и спиновой поляризации носителей, а также магнитотранспортные эффекты не могут быть описаны в рамках стандартных моделей. Описанию природы некоторых из этих явлений посвящен настоящий доклад.

В качестве объекта исследования использованы структуры GaAs/ $\delta$ -Mn/GaAs/InGaAs/GaAs, представляющие собой квантовую яму InGaAs с отдаленным слоем Mn.

В докладе будет обсуждаться новый механизм ферромагнитного упорядочения в этих структурах, а именно резонансное косвенное обменное взаимодействие между магнитными ионами через проводящий канал в квантовой яме. Стандартная теория косвенного обмена через свободные носители (теория РККИ) предсказывает подавление взаимодействия при отдалении канала от магнитных ионов. Мы показали, что учет резонансной туннельной гибридизации локализованных состояний на магнитной примеси с континуумом двумерных состояний приводит к значительному усилению обмена и позволяет описать экспериментальную зависимость температуры Кюри от глубины квантовой ямы.

Будут представлены результаты измерений магнитополевой и температурной зависимостей сопротивления и эффекта Холла. Особое внимание уделено поведению аномальной компоненты холловского сопротивления (АЭХ). Обнаружено изменение знака АЭХ при изменении температуры. Выделены несколько температурных интервалов, в которых характер параметрической зависимости АЭХ от продольного сопротивления принципиально различен, что соответствует различным механизмам аномального эффекта Холла. Экспериментально обнаружен и исследован существенный вклад «собственного» механизма АЭХ в двумерной системе, в том числе, в области прыжковой проводимости. Полученные результаты находятся в согласии с теоретическими расчетами.

### Литература

- [1] Vikram Tripathi, Kusum Dhochak, B. A. Aronzon *et al.*, PRB **84**, 075305 (2011).
- [2] I.V. Rozhansky, I.V. Krainov, N.S. Averkiev, E. Lahderanta, PRB **88**, 155386 (2013).
- [3] V. L. Korenev, I. A. Akimov, S. V. Zaitsev *et al.*, Nature Comm. **3**, 959 (2012).
- [4] Л. Н. Овешников, В. А. Кульбачинский, А. Б. Давыдов, Б. А. Аронзон, Письма в ЖЭТФ **100**, 648 (2014).



## Слабая локализация и антилокализация в многодолинных наноструктурах

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

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, С.-Петербург, 194021, Россия  
тел: (812) 292-71-55, эл. почта: averkiev@les.ioffe.ru

Явление слабой локализации электронов состоит в усилении рассеяния назад за счет конструктивной интерференции электронных волн, распространяющихся вдоль замкнутых траекторий в противоположных направлениях. Внешнее классически слабое магнитное поле, не приводящее к квантованию свободного движения электронов, изменяет фазу волновой функции и, следовательно, подавляет интерференцию. Разрушение слабой локализации магнитным полем приводит к увеличению проводимости в классически слабых полях. Такое поведение наблюдается в однодолинных системах в условиях, когда спин-орбитальное взаимодействие несущественно. Учет спин-орбитального взаимодействия приводит к деструктивной интерференции волн, подавлению рассеяния назад и, как следствие, к антилокализации носителей заряда в отсутствие магнитного поля. Соответственно, проводимость в классически слабых магнитных полях уменьшается [1].

Доклад посвящен другому аспекту явления — влиянию на аномальную проводимость междолинных переходов в двумерных слоях на поверхности теллура, в МДП структурах на поверхности кремния и в двумерных слоях графена. Оказывается, что в ряде случаев эквивалентные долины можно рассматривать как различные спиновые состояния, упругие переходы между долинами — как процессы спиновой релаксации и для описания магнетосопротивления применять идеологию [1]. Однако в графене, в котором спин-орбитальное взаимодействие несущественно, ситуация необычная: без междолинных переходов, т.е. в отсутствие «спиновой» релаксации, в диффузионном пределе имеет место антилокализация электронов [2]. Нами построена теория слабой антилокализации электронов в графене во всем диапазоне классически слабых магнитных полей, включая диффузионный и баллистический режимы, с учетом междолинных переходов. При отсутствии междолинных переходов состояния в каждой долине не вырождены и представляют собой двухкомпонентный спиноры, так что при упругом рассеянии матричный элемент приобретает фазу, равную половине угла между начальным и конечным состояниями импульса. Это означает, что на замкнутой траектории возникает фаза равная  $\pi$ , и следовательно имеет место антилокализация. В другом предельном случае, когда междолинные переходы более эффективны чем время сбоя фазы в отдельной долине, необходимо когерентно рассматривать состояния в обеих долинах, что для носителей заряда в графене эквивалентно двум независимым состояниям и к независящему от фазы матричному элементу рассеяния, т.е. к слабой локализации. Нами приведен расчет магнетосопротивления для различных соотношений между временем сбоя фазы волновой функции и временем междолинных переходов и продемонстрирован переход от антилокализации к локализации.

### Литература

- [1] S. Hikami, A. Larkin, and Y. Nagaoka, *Progr. Theor. Phys.* **63**, 707 (1980).
- [2] E. McCann, K. Kechedzhi, V. I. Fal'ko *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 146805 (2006).



## Эффекты резонансно-туннельной спиновой поляризации в гетероструктурах

И. В. Рожанский, К. С. Денисов, Н. С. Аверкиев

ФТИ им. А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая, д.26, С.Петербург, 194021, Россия.

тел: (812)292-71-55, эл. почта: rozhansky@gmail.com

В докладе рассматривается кинетика неравновесного спина, связанная с резонансным туннелированием в полупроводниковых гетероструктурах. Явления, основанные на обменном или спин-орбитальном взаимодействии в полупроводниках, особенно актуальны в связи с развитием спинтроники и попытками предложить полупроводниковые спиновые устройства. С другой стороны, когерентное резонансное туннелирование позволяет эффективно осуществлять пространственный перенос спина в гетероструктуре. В докладе представлены примеры комбинации этих двух физических явлений, наблюдаемые экспериментальные следствия и теоретические предсказания. Мы рассматриваем влияние спиновой динамики на фотолюминесценцию в гибридных гетероструктурах ферромагнетик-полупроводник. Гетероструктура на основе GaAs состоит из квантовой ямы (КЯ) и узкого слоя, легированного атомами Mn, отделенного от КЯ расстоянием 3-5 нм. Ферромагнитные свойства слоя Mn обусловлены косвенным обменным взаимодействием через слаболокализованные дырки в самом слое, а также в КЯ [1]. Однако, наблюдаемая в эксперименте кинетика и циркулярная поляризация фотолюминесценции в магнитном поле не может быть объяснена только взаимодействием дырок с атомами Mn [2]. Мы показали, что основной причиной динамической поляризации излучения является резонансное спин-зависимое туннелирование электронов из КЯ на донорные состояния Mn в междоузельном положении. Другим ярким примером спиновой динамики в резонансно-туннельных явлениях является транспорт носителей между двумерными слоями. Резонансный характер туннельных переходов между 2D слоями обусловлен требованием сохранения энергии и импульса в плоскости слоев. Электрический ток между слоями, поэтому, возможен только при нулевом смещении и дифференциальная проводимость имеет резонанс при нулевом напряжении, уширенный в меру упругого рассеяния в слоях. Такое поведение экспериментально наблюдается для гетероструктур n-типа [3] и p-типа [4]. Проведенные нами теоретические расчеты показывают, что ситуация для дырок в наноструктурах на основе соединений III-V группы оказывается более благоприятна для проявления спиновых особенностей на туннельной ВАХ, так, что для наблюдения эффекта достаточно увеличить концентрацию дырок в 1.5 раза или толщину слоев на 30%. Мы призываем экспериментаторов к проведению такого эксперимента.

### Литература

- [1] I.V.Rozhansky, I.V.Krainov, N.S.Averkiev, B. A. Aronzon, A. B. Davydov, K. I. Kugel, V. Tripathi, E. Lahderanta., arXiv 15.02018.16 (2015).
- [2] V.L.Korenev, I.A.Akimov, S.V.Zaitsev, V.F. Sapega, L. Langer, D.R. Yakovlev, Yu. A. Danilov, M. Bayer. Nature Communication **3**:959 (2012).
- [3] S. Q. Murphy, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, K. W. West, Phys.Rev. B, **52**, 14825 (1995).
- [4] J.P. Eisenstein, D. Syphers, L.N. Pfeiffer, W.West, Solid State Comm. **143**, 365 (2007).

## Пространственно упорядоченные планарные ансамбли квантовых точек

Ж. В. Смагина<sup>1</sup>, В. А. Зиновьев<sup>1</sup>, А. Ф. Зиновьева<sup>1</sup>, Н. П. Степина<sup>1</sup>,  
А. В. Двуреченский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, Новосибирск.

тел: (383) 333-26-24, факс: (383) 333-27-71, эл. почта: smagina@isp.nsc.ru

В данной работе рассматриваются два подхода, используемые для достижения однородности размеров и упорядоченного расположения квантовых точек (КТ) в Ge/Si структурах. Первый подход основан на создании структурированной поверхности полупроводника и включает в себя комбинацию нанопринт-литографии и ионного облучения [1]. После удаления нарушенных слоев Si образуется структурированная поверхность, которая представляет собой систему параллельных канавок. Обнаружено, что в процессе гетероэпитаксии остаточные радиационные дефекты в объеме Si под канавками подавляют зарождение nanoостровков Ge в канавках, в результате nanoостровки растут на холмах, выстраиваясь в линейные цепочки.

Второй подход состоит в формировании упорядоченных групп nanoостровков Ge при эпитаксии на поверхности гетероструктуры, представляющей собой подложку Si(100) с предварительно сформированными в ней встроенными нанодисками SiGe [2]. Идея подхода заключается в использовании деформации поверхностного слоя для управления местами зарождения и, как результат, пространственной организацией растущих nanoостровков.

Исследования методом ЭПР структур с линейными цепочками КТ показали, что такая пространственная организация ведет к подавлению спиновой релаксации по механизму Дьяконова-Переля. Теоретические исследования подтвердили, что при таком расположении КТ происходит стабилизация всех компонент спина. В структурах же с кольцами стабилизации поперечной компоненты спина не происходит из-за некоммутативности поворотов спина вокруг разных осей при движении по кольцу. Измерения методом спинового эха подтвердили, что в кольцевых структурах продольная компонента спина стабилизируется, и время её релаксации возрастает практически в четыре раза по сравнению с неупорядоченными массивами КТ [4].

При исследовании проводимости по квантовым точкам обнаружено, что проводимость вдоль цепочек КТ на 2 порядка больше чем поперек цепочек. Анализ температурной зависимости проводимости свидетельствует о прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (закон Мотта) для одномерного случая.

Работа выполнена при поддержке программы РНФ, грант №14-12-00931.

### Литература

- [1] Zh. V. Smagina *et al.*, Appl. Phys. Lett. **105**, 153106 (2014).
- [2] V. A. Zinovyev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 265501 (2013).
- [3] A. F. Zinovieva *et al.*, Phys. Rev. B **88**, 235308 (2013).
- [4] A. F. Zinovieva *et al.*, Phys. Rev. B **89**, 045305 (2014).

## Поиск снятия вырождения Рашбы 2D электронных состояний в системе $\text{Bi}/\text{InAs}(111)\text{A}$

О. Е. Терещенко<sup>1,2</sup>, В. А. Голяшов<sup>1,2</sup>, С. В. Еремеев<sup>3</sup>, Л. В. Бондаренко<sup>4</sup>,  
А. Ю. Тупчая<sup>4</sup>, Д. В. Грузнев<sup>4</sup>, А. А. Саранин<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск

<sup>3</sup>Институт Физики Прочности и Материаловедения СО РАН, Томск, 634021.

<sup>4</sup>Институте автоматики и процессов управления ДВО РАН, г. Владивосток

тел: (383)330-44-75, факс: (383)330-27-71, эл. почта: [teresh@isp.nsc.ru](mailto:teresh@isp.nsc.ru)

В семействе полупроводниковых соединений  $\text{A}_3\text{B}_5$  арсенид индия представляет особый интерес в связи с наличием на поверхности изгиба зон вниз, что приводит к формированию двумерных электронных состояний в приповерхностной области. Такие системы продемонстрировали много интересных и фундаментальных явлений: целый и дробный эффект Холла, 2D сверхпроводимость, а также нашли практическое приложение в таких устройствах, как полевой транзистор с высокой подвижностью носителей. Другим важным и перспективным приложением является создание спин-транзистора на основе  $\text{InAs}$ . Идея работы спин-транзистора основана на эффекте Рашбы, приводящему к снятию спинового вырождения вследствие структурной асимметрии и сильного спин-орбитального взаимодействия. Модуляция тока исток-сток в спин-транзисторе в значительной степени зависит от возможности изменения параметра Рашбы. Один из способов управления параметром Рашбы заключается в нанесении адсорбатов тяжелых металлов на поверхность полупроводника.

Целью работы является изучение влияния адсорбции  $\text{Bi}$  на зонную структуру 2D электронного газа в приповерхностной области  $\text{InAs}$  и поиск условий, при которых происходит снятие вырождения поверхностных электронных состояний.

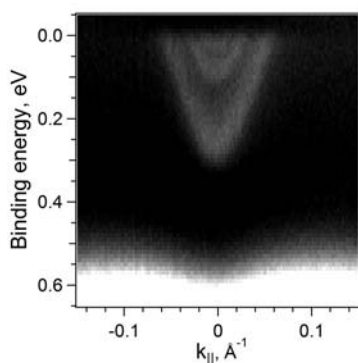


Рис. 1. Дисперсионная зависимость поверхности  $\text{InAs}(111)\text{A}$ .

На первом этапе была решена задача приготовления и изучения электронной структуры атомарно-чистой и структурно-упорядоченной поверхности  $\text{InAs}(111)\text{A}$ . На рис. 1 показана дисперсионная зависимость, измеренная на поверхности  $\text{InAs}(111)\text{A}$  методом фотоэмиссии с угловым разрешением с использованием синхротронного излучения. Хорошо видна зона шириной 0.3 эВ, расположенная ниже уровня Ферми, с тремя уровнями размерного квантования. Далее, нами было исследовано влияние адсорбированного монослоя висмута на электронный спектр поверхности. Обнаружены новые поверхностные состояния, принадлежащие слою висмута. Методом фотоэмиссии с разрешением по спину удалось обнаружить асимметрию в поляризации заполненных состояний на уровнях размерного квантования поверхности  $\text{InAs}(111)$  с субмонослойным покрытием  $\text{Bi}$ , что может свидетельствовать о расщеплении состояний по механизму Рашбы. В работе приводятся оценки параметров и характеристик спин-транзистора на основе  $\text{InAs}$ .

## Синхротронные исследования фотоэлектрохимического разложения воды на границе p-GaInP<sub>2</sub> с водным раствором HCl

М. В. Лебедев<sup>1</sup>, В. Kaiser<sup>2</sup>, W. Jaegermann<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Darmstadt University of Technology, Jovanka-Bontschits-Str. 2, Darmstadt, 64287, Germany.

тел: (812) 292-73-44, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: mleb@triat.ioffe.ru

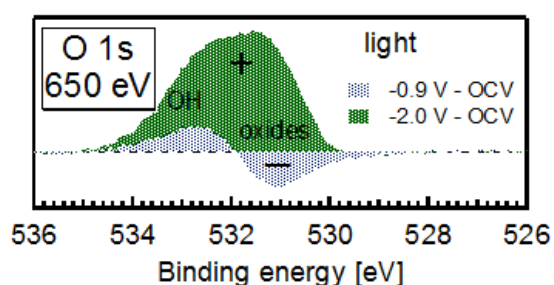


Рис. 1. Разностные спектры между спектром основного уровня O 1s, измеренные после выдержки поверхности p-GaInP<sub>2</sub>(100) в контакте с водным раствором HCl при указанном катодном смещении на свету и спектром, измеренным после выдержки при потенциале холостого хода.

Твердый раствор GaInP<sub>2</sub> с шириной запрещенной зоны ~ 1.8 эВ является перспективным материалом для фотоэлектрохимического разложения воды на водород и кислород [1]. Для выяснения механизма фотоэлектрохимического разложения воды в данной работе методом высокоразрешающей синхротронной фотоэмиссионной спектроскопии исследуются фотоэлектрохимические процессы на границе p-GaInP<sub>2</sub>(100) с водным раствором соляной кислоты. Водный раствор HCl в существенной степени удаляет слой естественного окисла с поверхности полупроводника. При приложении катодного смещения к полупроводниковому

электроду в отсутствие освещения происходит дальнейшее снижение содержания оксидов на поверхности полупроводника. При этом при большом катодном смещении (-2.0 В) наблюдается возрастание компоненты ОН в спектре основного уровня O 1s, что свидетельствует о расщеплении молекулы воды на водород и ОН-группу. При приложении катодного смещения -0.9 В к полупроводниковому электроду в условиях освещения границы полупроводник/электролит видимым светом также наблюдается снижение содержания оксидов и возрастание ОН-компоненты. Если же в условиях освещения напряжение катодного смещения будет увеличено до -2.0 В, то в O 1s спектре наблюдается более существенное возрастание ОН-компоненты, но при этом происходит также существенное увеличение оксидной компоненты спектра (Рис. 1) и окисление атомов в приповерхностной области полупроводника.

Таким образом, при приложении катодного смещения к границе p-GaInP<sub>2</sub>(100)/HCl<sub>aq</sub> происходит фотоэлектрохимическое разложение воды, эффективность которого повышается при увеличении катодного напряжения и освещенности границы полупроводник/электролит. Однако, при слишком большом напряжении и освещенности разложение воды сопровождается окислением и деградацией поверхности полупроводника.

### Литература

[1] O. Khaselev, J. A. Turner, Science **280**, 425 (1998).

## Нитридная химическая пассивация поверхности GaAs нанопроводов

П. А. Алексеев<sup>1</sup>, М. С. Дунаевский<sup>1,2</sup>, В. П. Улин<sup>1</sup>, В. Л. Берковиц<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия.

тел: (812) 292-93-17, эл. почта: proхер@gmail.com

Полупроводниковые GaAs нанопровода (НП) являются перспективными объектами для создания приборов электроники нового поколения. Однако высокая плотность поверхностных состояний и большое соотношение поверхность/объём приводят к уменьшению проводимости и времени жизни носителей заряда в НП, что снижает эффективность создаваемых на их основе устройств.

В работе исследовалось влияние нитридной пассивации поверхности GaAs НП в гидразин — сульфидных растворах на плотность поверхностных состояний. С этой целью проводились измерения проводимости и микрофотолюминесценции ( $\mu$ -ФЛ) одиночных НП [1]. Исследования выполнялись на нелегированных GaAs НП диаметром  $\sim 100$  нм и длиной  $\sim 2$  мкм, выращенных на подложках GaAs (111)В методом молекулярно пучковой эпитаксии под каталитическими каплями Ga.

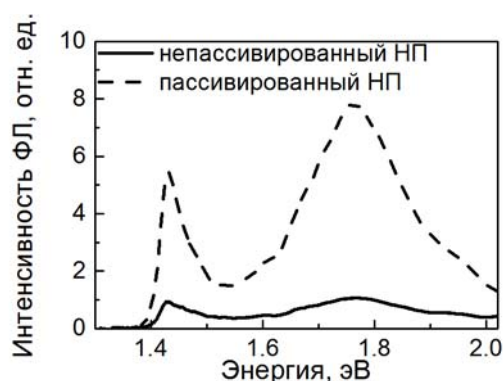


Рис. 1. Спектры  $\mu$ -ФЛ пассивированного и непассивированного GaAs НП.

Как видно, после нитридной пассивации интенсивность ФЛ нанопроводов значительно возрастает. На основе уравнения непрерывности была разработана модель и произведён расчёт, показывающий шестикратное уменьшение плотности поверхностных состояний в результате пассивации.

Следует отметить, что кроме пика краевой ФЛ GaAs (1,42 эВ,  $T = 300$  К), в спектрах НП наблюдается интенсивный пик с энергией 1,77 эВ, соответствующий переходам с участием спин-отщеплённой зоны. С увеличением интенсивности накачки интенсивность данного пика растет быстрее интенсивности пика с энергией 1,42 эВ. Более того, на спектрах  $\mu$ -ФЛ, полученных при  $T = 77$  К, присутствует только пик краевой ФЛ.

Таким образом показано, что нитридная пассивация поверхности GaAs НП в гидразин — сульфидных приводит к шестикратному снижению плотности поверхностных состояний. Обнаружена аномально высокая интенсивность ФЛ в области 1,77 эВ при комнатной температуре.

### Литература

[1] P. A. Alekseev, M. S. Dunaevskiy, V. P. Ulin *et al.*, Nano Lett. **15**, 63 (2015).

## МЭМС структуры для сенсорных приложений

Е. А. Вopilкин<sup>1</sup>, С. А. Гусев<sup>1</sup>, А. Ю. Климов<sup>1</sup>, В. В. Рогов<sup>1</sup>,  
Е. В. Скороходов<sup>1</sup>, И. Ю. Шулешова<sup>1</sup>, В. И. Шашкин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур Российской академии наук (ИФМ РАН),  
ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район,  
603087, Россия.

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского, пр.  
Гагарина, 23, г. Нижний Новгород, 603950, Россия.

тел: (831) 417-94-73, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: vopilkin@ipm.sci-nnov.ru

Основными конструктивными элементами, из которых формируются чувствительные элементы микроэлектромеханических сенсоров, являются микрогабаритные мембраны, балки (микробалки, microbridge) и консоли (микроконсоли, cantilevered microbeam). Необходимым условием создания МЭМС сенсоров является развитие технологии изготовления таких конструктивных элементов и разработка способов управления их пространственным положением.

Для создания элементной базы конструкций МЭМС в ИФМ РАН были изготовлены с помощью планарной технологии микроконсоли из кремния, оксида тантала и арсенида галлия, предназначенные для создания сенсоров МЭМС. Механические свойства этих микроконзол были исследованы при помощи атомно-силового микроскопа: измерена их резонансная частота и статическая жесткость. Для управления пространственным положением этих элементов МЭМС были разработаны методы управления изгибом микроконзол. Было показано, что путем напыления различных металлов (Ta, Cr, Ni) на консоль можно управлять направлением и радиусом ее изгиба, причем обратимым образом. Так же было показано, что микроконсоль с поверхностью, запыленной металлом, является биморфным тепловым микродвигателем: изгибом консоли можно управлять путем изменения ее температуры. Данные методы могут быть использованы для получения контролируемого субмикронного зазора между электродами, что необходимо для реализации сверхчувствительных туннельных первичных сенсоров.

Для достижения этих же целей впервые в России был изготовлен пьезоэлектрический МЭМС двигатель. Для этого на основе эпитаксиальных структур GaAs/AlGaAs(001) были сформированы биморфные пьезоэлектрические микроконсоли, ориентированные вдоль ортогональных направлений  $[110]$  и  $[1\bar{1}0]$ . При подаче постоянного смещения происходит изгиб микроконзол в противоположных направлениях. Смещение концов микроконзол длиной 100 мкм достигает  $\sim 60$  нм в статическом режиме и  $\sim 1$  мкм вблизи резонансной частоты  $f \approx 166$  кГц. Впервые было строго доказано, что работа этого МЭМС двигателя происходит за счет поперечного пьезоэффекта в арсениде галлия.

Впервые был создан туннельный датчик для МЭМС виброакселерометра без активной системы поддержания туннельного тока. Нанометровый туннельный зазор был сформирован путем разрезания моста из кремния в структуре КНИ сфокусированным ионным пучком и последующего напыления платины на микроконсоли-электроды. Реализована относительно жесткая конструкция с нижней резонансной частотой  $\sim 2,5$  МГц, имеющая в килогерцовом диапазоне частот разрешение  $\sim 2$  г/Гц<sup>1/2</sup>.

## Возбуждение и детектирование колебаний нанозлектромеханических систем на основе гетероструктур с двумерным электронным газом

А. А. Шевырин<sup>1,2</sup>, А. Г. Погосов<sup>1,2</sup>, М. В. Буданцев<sup>1</sup>, А. К. Бакаров<sup>1,2</sup>,  
А. И. Торопов<sup>1</sup>, Е. Е. Родякина<sup>1,2</sup> и А. А. Шкляев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, д. 13,  
Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, д. 2, Новосибирск,  
630090, Россия.

тел: (383)333-10-87, факс: (383)333-10-87, эл. почта: shevandrey@isp.nsc.ru

Изучение механизмов возбуждения и детектирования колебаний нанорезонаторов является в настоящее время одной из центральных задач в физике нанозлектромеханических систем (НЭМС), важной как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. В настоящей работе механизмы on-chip возбуждения и детектирования исследуются в НЭМС на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs.

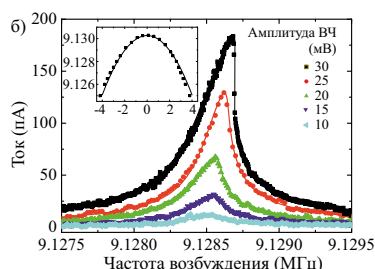
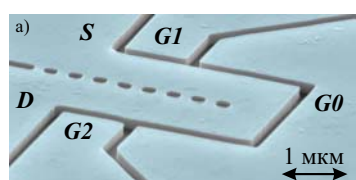


Рис.1 а) Изображение резонатора-кантилевера, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа; б) Механический резонанс, детектируемый при измерении протекающего через кантилевер тока. Вставка: зависимость резонансной частоты от постоянного напряжения на затворе  $G_0$ .

Экспериментальный образец представлял собой резонатор-кантилевер, содержащий "П"-образный канал проводимости, соединяющий области истока и стока в двумерном электронном газе (см. рис.1(а)). Обнаружено, что колебания кантилевера возбуждаются при подаче резонансного сигнала на боковой затвор, лежащий в одной плоскости с кантилевером, в направлении, перпендикулярном к этой плоскости. Предложена физическая модель такого возбуждения за счет емкостного взаимодействия, опосредованного подложкой с высокой диэлектрической проницаемостью. Предложенная модель соответствует экспериментальным данным, включая зависимость резонансной частоты колебаний от постоянной составляющей затворного напряжения (см. вставку на рис. 1(б)). Показано, что колебания кантилевера приводят к изменению его сопротивления, а сам кантилевер может использоваться в качестве встроенного гетеродинного смесителя, преобразующего высокочастотный электрический отклик, когерентный с колебаниями, в низкочастотный сигнал (см. рис. 1(б)), линейно связанный с амплитудой колебаний и чувствительный к их фазе. Предложенный метод детектирования колебаний полностью заменяет измерение высокочастотного когерентного отклика и при этом позволяет избежать известных сложностей [1], присущих таким измерениям.

Работа поддержана РФФИ (гранты №№ 15-02-05774, 13-02-01153) и РАН.

### Литература

[1] I. Bargatin et al., Appl. Phys. Lett. **86**, 133109 (2005).

## Стабилизация уровня Ферми в теллуриде свинца, легированном железом, под давлением

Е. П. Скипетров<sup>1</sup>, О. В. Крулевецкая<sup>1</sup>, Л. А. Скипетрова<sup>1</sup>,  
Е. И. Слынько<sup>2</sup>, В. Е. Слынько<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, 1, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН Украины, ул. И. Вильде, 5, Черновцы, 58001, Украина.

тел: (495)939-44-93, факс: (495)932-92-17, эл. почта: skip@mig.phys.msu.ru

Известно, что легирование теллурида свинца железом приводит к возникновению глубокого резонансного уровня  $E_{Fe}$ , расположенного при  $T=4.2$  К под потолком валентной зоны ( $E_{Fe} \approx E_V - 20$  мэВ) [1]. При увеличении концентрации примеси наблюдаются уменьшение концентрации дырок за счет самоионизации ионов примеси ( $Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+} + e$ ), растворяющихся в подрешетке металла, и пиннинг уровня Ферми резонансным уровнем железа. Увеличение температуры и гидростатическое сжатие сплавов  $Pb_{1-y}Fe_yTe$  со стабилизированным уровнем Ферми должны приводить к изменениям ширины запрещенной зоны и положения примесного уровня относительно края валентной зоны, индуцируя таким образом перераспределение электронов между локализованными и зонными состояниями.

Для определения основных параметров уровня железа, построения моделей перестройки электронной структуры при вариации температуры и под давлением исследованы гальваномагнитные эффекты ( $T=4.2-300$  К,  $B < 0.07$  Тл) в  $p$ - $PbTe$ , легированном железом, в условиях гидростатического сжатия до 10 кбар.

Установлено, что во всем интервале давлений температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$  имеют «металлический» характер. Коэффициент Холла  $R_H$  почти не меняется в области низких температур ( $T < 10$  К), но затем увеличивается примерно на порядок и проходит через максимум при  $T=100-120$  К. Подобные аномальные зависимости  $R_H(T)$ , наблюдавшиеся ранее в легированных сплавах на основе  $PbTe$ , однозначно указывают на стабилизацию уровня Ферми уровнем примеси [2]. С ростом давления величина  $R_H$  при  $T=4.2$  К уменьшается и изменяется форма зависимостей  $R_H(T)$ , что указывает на изменение концентрации дырок и движение уровня относительно потолка валентной зоны при увеличении давления и температуры. Экспериментальные зависимости концентрации дырок от давления (при  $T=4.2$  К) и температуры ( $T < 80$  К) аппроксимированы теоретическими зависимостями, полученными в рамках законов дисперсии Кейна и Диммока. Показано, что при  $T=4.2$  К и атмосферном давлении уровень железа находится на 16-18 мэВ ниже потолка валентной зоны, а его положение относительно середины щели практически не зависит от давления. При увеличении температуры он движется почти параллельно дну зоны проводимости, быстро приближаясь к середине щели со скоростью 0.20 мэВ/К, практически не зависящей от давления. Предложены диаграммы перестройки электронной структуры  $Pb_{1-y}Fe_yTe$  при изменении давления и температуры.

### Литература

- [1] E. P. Skipetrov, O. V. Kruleveckaya, L. A. Skipetrova, E. I. Slynko, and V. E. Slynko, Appl. Phys. Lett. **105**, 022101 (2014).  
[2] В. И. Кайданов, Ю. И. Равич, УФН **145**, 51 (1985).



## Наблюдение проявлений токов спонтанного намагничения в кристаллах селенида ртути с низкой концентрацией примесей 3d- металлов

А. Т. Лончаков, С. Б. Бобин, В. В. Дерюшкин, В. И. Окулов, Т. Е. Говоркова  
Институт физики металлов им. М.Н.Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия.  
тел: (343)378-36-03, факс: (343) 374-52-44, эл. почта: lonchakov@imp.uran.ru

В настоящем докладе представлены данные экспериментов по возбуждению магнитных токов, отвечающих существованию термодинамического аномального эффекта Холла, обнаруженного в работе [1]. Появление таких токов в кристаллах HgSe с низкой концентрацией примесей Co и Ni наблюдалось с помощью измерения угловой и полевой зависимостей тока  $j$  в относительно низкоомной вторичной цепи, параллельной основной высокоомной цепи, с последующим выделением нечетной части в зависимости от напряжённости магнитного поля. На рис.1 для кристалла HgSe:Co показана типичная зависимость нечетной

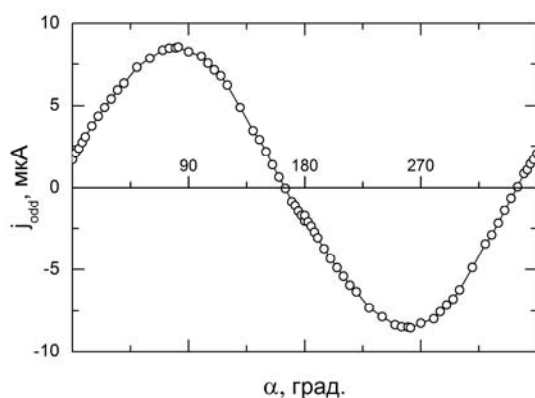


Рис.1. Зависимость нечетной компоненты тока вторичной цепи  $j_{odd}$  от угла поворота для образца HgSe:Co с концентрацией кобальта  $1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 300\text{K}$ .

компоненты  $j_{odd}$  от угла поворота образца  $\alpha$  в поперечном магнитном поле  $H=20\text{кЭ}$ . Ось вращения совпадает с направлением протекания основного электрического тока. Показанная зависимость описывается функцией  $j_{odd}=A \cdot \sin(\alpha + \varphi_0)$ . Этот результат отвечает полученному в работе [1] выражению для аномального вклада тока намагничения в холловский ток:  $\sigma_m[\mathbf{E} \times \mathbf{h}]$  или  $\sigma_m E \sin(\alpha + \varphi_0)$ , где  $\mathbf{E}$  – напряжённость приложенного электрического поля,  $\mathbf{h}$  – единичный вектор вдоль напряжённости магнитного поля,  $\sigma_m$  – введённая в работе [1] магнитная проводимость, характеризующая спонтанную намагниченность. Зависимость амплитуды полученной величины тока  $j_{odd}$  от напряжённости магнитного поля отражает насыщение, связанное с соответствующим проявлением поведения спонтанной намагниченности (или величины  $\sigma_m$ ) и вместе с согласованием с известными оценками величины  $\sigma_m$  однозначно подтверждает отождествление наблюдаемого тока с вкладом спонтанного намагничения. Вклад нормального эффекта Холла в условиях данного эксперимента оказывается слабым. Таким образом, развитый в настоящей работе подход к изучению роли токов намагничения оказывается более прямым и наглядным, чем применявшийся ранее прецизионный анализ полевой зависимости холловского сопротивления.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-02-08909.

### Литература

[1] А. Т.Лончаков, В. И. Окулов и др., Письма ЖЭТФ **96**, 444 (2012).

## Транспортная энергия в неупорядоченных органических полупроводниках

А. В. Ненашев<sup>1,2</sup>, J. O. Oelerich<sup>3</sup>, А. В. Двуреченский<sup>1,2</sup>, F. Gebhard<sup>3</sup>,  
С. Д. Барановский<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup>НГУ, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>3</sup>Faculty of Physics and Material Sciences Center, Philipps-Universität, D-35032 Marburg, Germany

тел: (383)333-25-19, факс: (383)333-27-71, эл. почта: [nenashev@isp.nsc.ru](mailto:nenashev@isp.nsc.ru)

Органические полупроводники представляют собой широкий класс материалов, существенно отличающихся друг от друга по своей морфологии и химическому составу. Важными представителями этого класса являются сопряженные полимеры, молекулярно-легированные полимеры и низкомолекулярные органические стекла. Общее свойство этих материалов — прыжковый механизм электронного транспорта по энергетической полосе, состоящей полностью из локализованных состояний. Среди теоретических инструментов исследования прыжкового транспорта в органических материалах особую роль играют методы теории протекания, применение которых основано на модели сетки сопротивлений Миллера — Абрахамса, и концепция транспортной энергии. Роль транспортной энергии в органических полупроводниках аналогична роли края подвижности в аморфных и сильнолегированных неорганических полупроводниках. А именно, в переносе заряда участвуют электроны, термически активированные до транспортной энергии [1].

Нами предложен метод теоретического анализа прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, основанный на рассмотрении распределения джоулева тепла при прохождении тока через сетку Миллера — Абрахамса. На основе введенной нами функции распределения джоулева тепла по энергиям локализованных состояний,  $h(\varepsilon)$ , получены следующие строгие результаты [2]. Энергия активации прыжковой проводимости  $\varepsilon_a(T) = -d \ln \mu / d(1/T)$  (где  $\mu$  — подвижность) равна разности между транспортной энергией  $\varepsilon_t(T)$  и уровнем  $\varepsilon_1(T)$ , определяемым исключительно статистикой электронов:  $\varepsilon_1 = \xi + (1/T) d\xi / d(1/T)$ , где  $\xi$  — химический потенциал. Этот результат даёт обоснование идеи о том, что проводимость происходит через активацию электронов до транспортного уровня. Транспортная энергия  $\varepsilon_t$  равна первому моменту функции распределения джоулева тепла  $h(\varepsilon)$ :  $\varepsilon_t = \int \varepsilon h(\varepsilon) d\varepsilon$ . При уменьшении температуры функция  $h(\varepsilon)$  и уровень  $\varepsilon_1$  смещаются вниз по энергии, в соответствии с представлением о проводимости с переменной длиной прыжка: энергия «оптимального» прыжка уменьшается за счёт увеличения расстояния, преодолеваемого электроном. Концепция транспортной энергии применима в том случае, когда химический потенциал находится ниже диапазона ненулевых значений функции  $h(\varepsilon)$ ; при этом положение транспортной энергии не зависит от концентрации электронов.

### Литература

[1] S. D. Baranovskii, *Physica status solidi (b)* **251**, 487 (2014).

[2] A. V. Nenashev, J. O. Oelerich and S. D. Baranovskii, *J. Phys.: Condens. Matter* **27**, 093201 (2015).

## Нанокompозитные материалы с повышенной подвижностью на основе неорганических наночастиц, частиц графена, оксида графена встроенных в полимерную матрицу

А. Н. Алешин, И. П. Щербаков

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Политехническая ул. 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.  
тел/факс: (812) 297-62-45, эл. почта: [aleshin@transport.ioffe.ru](mailto:aleshin@transport.ioffe.ru)

Гибридные (органика-неорганика) нанокompозитные материалы привлекают большой интерес в связи с перспективами их применения в качестве активных слоев органических светодиодов, солнечных элементов, полевых транзисторов, а также энергонезависимых запоминающих устройств из-за их малого энергопотребления и низкой себестоимости [1]. В качестве таких гибридных материалов используются композиты на основе полупроводниковых полимеров с внедренными в них неорганическими наночастицами, а также графеном (Gr), оксидом графена (GO) [1,2]. В результате проведенных нами исследований установлено, что введение наночастиц ZnO, а также частиц GO в матрицу полупроводниковых полимеров позволяет значительно повысить подвижность органических полевых транзисторов на основе таких композитов [3-5]. Были получены органические полевые транзисторные (ОПТ) структуры, на основе композитных пленок включающих полимерный полупроводник – поли(9-винилкарбазол) (PVK) и частицы GO. Показано, что гибридные ОПТ на основе PVK:GO с Au-Al электродами при концентрации GO от ~3 до ~9,5 вес. % демонстрируют значения полевой подвижности от ~3,8 до ~6,7 см<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>сек<sup>-1</sup> соответственно. При этом отношение on/off для гибридных PVK:GO ОПТ составляло ~10<sup>2</sup> – 10<sup>3</sup> при напряжениях на электродах ниже ~5 В. В исследованных гибридных ОПТ структурах на основе PVK:GO (GO ~3 вес. %) обнаружен эффект обратимого переключения тока через сток-исток (от низких до высоких значений тока и обратно) при положительных и отрицательных напряжениях на стоке-истоке ~12–13 В. Подобный эффект переключения тока наблюдался также в сэндвич-структурах вида Al/PVK:GO(Gr)/ITO/PET при напряжениях на Al-ITO электродах ~0.15–0.3 В, что ниже обычных пороговых напряжений переключения для подобных композитов [2,6]. В исследованных структурах частицы Gr, GO, встроенные в полимерную матрицу, являются эффективной средой для накопления носителей заряда, что делает эти материалы перспективными для ячеек гибридной энергонезависимой памяти. Обсуждаются механизмы переноса энергии между органической и неорганической компонентами в гибридных ОПТ, причины повышения подвижности, а также механизмы эффекта переключения в структурах вида Al/PVK:GO(Gr)/ITO/PET.

### Литература

- [1] T. A. Skotheim, J. R. Reynolds. Handbook of Conducting Polymers. 3rd Ed. CRC Press, NY. (2007). P.620.
- [2] Y. Yang, J. Ouyang, L. Ma, *et al.*, Adv. Func. Mater. **16**, 1001 (2006).
- [3] A. N. Aleshin, I. P. Shcherbakov, V.N. Petrov *et al.*, Organ. Electron. **12**, 1285 (2011).
- [4] A. N. Aleshin, Physics-Uspekhi **56**, 627 (2013).
- [5] A. N. Aleshin, I. P. Shcherbakov, A. S. Komolov, V. N. Petrov, I. N. Trapeznikova, Organic Electronics **16**, 186 (2015).
- [6] П. С. Крылов, А. С. Берестенников, А. Н. Алешин и др., ФТТ (2015) в печати.

## Эффекты низковольтного переключения в композитных плёнках полимер-частицы графена (оксида графена)

П. С. Крылов<sup>1,2</sup>, А. С. Берестенников<sup>1,2</sup>, А. Н. Алёшин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

<sup>2</sup>СПбГПУ, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел/ факс: (812)297-62-45, эл.почта: [aleshin@transport.ioffe.ru](mailto:aleshin@transport.ioffe.ru)

Особый интерес в последние годы вызывает применение для энергонезависимых запоминающих устройств новых материалов на основе графена, в частности, композитов на основе частиц графена и оксида графена (GO), заключённых в полимерную матрицу [1]. Графен является уникальным материалом, состоящим из одного монослоя атомов углерода, упакованных в двумерной гексагональной решётке [2,3]. Частицы графена и GO рассматриваются как перспективный материал для ячеек гибридной (полимер-частицы графена, GO) резистивной энергонезависимой одноразовой (write once read many - WORM) памяти, при этом GO обладает лучшей по сравнению с графеном, растворимостью в полимерных матрицах. Нами исследовались эффекты переключения и WORM-памяти в композитных плёнках на основе полифункциональных полимеров – поливинилкарбазола (PVK), полифлуорена (PFD) и поливинилхлорида (PVC) с частицами графена и GO. Вольт-амперные характеристики композитных слоёв измерялись на постоянном токе при комнатной температуре в сэндвич геометрии (Al/PVK/PFD/PVC:GO/графен/ITO). Эффект WORM-памяти в таких структурах заключается в переключении проводимости композитной плёнки из низкопроводящего состояния («выключено») в высокопроводящее («включено») при подаче смещения на Al-ITO электроды. Напряжение переключения в исследованных нами структурах значительно ниже порогового напряжения, полученного для подобных композитов в других работах [1]. При переключении наблюдается резкое (на 2-3 порядка) увеличение тока через образец. Образец остаётся во «включённом» состоянии при обратном направлении сканирования по напряжению, а также при многократном сканировании при положительном и отрицательном смещении на электродах. Механизм резистивного переключения в системе полимер-частицы графена (GO) связан с процессом эффективного захвата и накопления носителей заряда частицами графена (GO), помещёнными в матрицу PVK/PFO/PFD. Частицы графена (GO) работают как ловушки для инжектированных из электродов носителей заряда, которые в результате генерируют локальное электрическое поле внутри органического слоя приводящее к изменению проводимости композитной плёнки [5]. Рассмотренный нами эффект переключения в композитных плёнках Al/PVK/PFD/PVC:GO/графен/ITO позволяет создавать на основе таких структур одноразовые ячейки памяти с электрической записью информации [5], а также полевые транзисторы с высокой подвижностью носителей заряда [6].

### Литература

- [1] Wen-Peng Lin, et al., *Adv. Mater.* **26**, 570 (2014)
- [2] A.K. Geim, et.al., *Nature Mater.* **6**, 183 (2007)
- [3] K.S. Novoselov, et al., *Science* **306**, 666 (2004)
- [4] D.I. Son, et al., *Nano Lett.* **10**, 2441 (2010)
- [5] П.С. Крылов, А.С. Берестенников, А.Н. Алёшин, и др., *ФТТ* **57**, 1639 (2015)
- [6] A.N. Aleshin., et al., *Org. Electr.* **16**, 186 (2015)

## Создание органического инжекционного лазера – проблемы и достижения

Т. Н. Копылова<sup>1</sup>, Е. Н. Тельминов<sup>1</sup>, В. Буртман<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова Томского государственного университета, пл. Новособорная, 1, Томск, 634050, Россия.

<sup>2</sup>Department of Geology and Geophysics, University of Utah, 135 S. 1460 E, Salt Lake City, UT 84112-0111, USA.

тел: (3822)53-00-43, эл. почта: kopylova@phys.tsu.ru

Создание органического инжекционного лазера является нерешенной задачей современной органической электроники [1]. Исследование фундаментальных основ его создания – проблема комплексная, требующая объединения усилий физиков и химиков, специалистов в области создания полупроводниковых

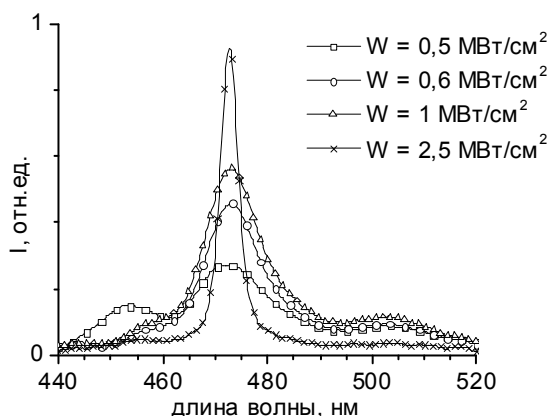


Рис. 1. Спектр генерации в полимерной пленке допированной TIPS при различных плотностях накачки

материалов и структур на их основе, молекулярной спектроскопии, физики полупроводников, квантовой и органической электроники [2].

Необходимы новые оригинальные подходы к решению этой задачи. Один из таких подходов – создание органических упорядоченных систем, в которых, для создания лазера, возможно достижение требуемых характеристик органических полупроводниковых структур – высокой подвижности носителей заряда, большого квантового выхода излучения,

уменьшение вероятности образования неизлучающих частиц (экситонов и поляронов, имеющие полосы поглощения в видимом спектральном диапазоне). В докладе обсуждается созданная экспериментальная база необходимая для исследования спонтанного (флуоресценция, электролюминесценция) излучения и вынужденного излучения тонкопленочных структур, выбранных полупроводниковых молекул 1,4-дистирилбензол (ДСБ), 9,10-бис-[(триизопропилсилил)этинил]антрацен (TIPS) и замещенные полифлуорена (PFO).

Тонкопленочные структуры на их основе излучают при фото- и электровозбуждении (TIPS:  $\lambda_{эл} = 452, 480$  нм; PFO:  $\lambda_{эл} = 436, 463$  нм). Их вынужденное излучение получено при накачке 3-й гармоникой YAG:Nd<sup>3+</sup> лазера (ДСБ:  $\lambda_{ген} = 412$  нм; TIPS:  $\lambda_{ген} = 473$  нм; PFO:  $\lambda_{ген} = 432$  нм).

Обсуждается перспективность создания на их основе тонкопленочных структур лазеров методом self-assembling.

### Литература

- [1] M. A. Baldo, R. J. Holmes, and S. R. Forrest, Phys. Rev. B **66**, 035321 (2002).  
 [2] V. A. Pakoulev, T. N. Kopylova, S. Yu. Nikonov, E. N. Telminov, V. Burtman, Physical Science International Journal **5** (4), P. 230-240 (2015).

## Ферромагнитный эффект близости в гибридах ферромагнетик/полупроводниковая квантовая яма

**В. Л. Корнев**<sup>1,2</sup>, М. Salewski<sup>2</sup>, И. А. Акимов<sup>1,2</sup>, В. Ф. Сапега<sup>1,3</sup>, L. Langer<sup>2</sup>,  
И. В. Калитухо<sup>1</sup>, J. Debus<sup>2</sup>, Р. И. Джигоев<sup>1</sup>, Д. Р. Яковлев<sup>1,2</sup>, D. Müller<sup>2</sup>, C. Schröder<sup>4</sup>,  
Н. Hövel<sup>4</sup>, G. Karczewski<sup>5</sup>, M. Wiater<sup>5</sup>, T. Wojtowicz<sup>5</sup>, Ю. Г. Кусраев<sup>1</sup>, и М. Bayer<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия.

<sup>2</sup>Кафедра экспериментальной физики 2, Технический Университет Дортмунда, D-44227 Дортмунд, Германия.

<sup>3</sup>Физический факультет СПбГУ, 198504 С.Петербург, Россия.

<sup>4</sup>Кафедра экспериментальной физики 1, Технический Университет Дортмунда, D-44227 Дортмунд, Германия.

<sup>5</sup>Институт физики, Польская академия наук, PL-02668 Варшава, Польша.

тел: (812)292-73-96, факс: (812)297-10-17, эл. почта: korenev@orient.ioffe.ru

Интеграция магнетизма в полупроводниковую электронику будет способствовать созданию всего компьютера на одном чипе. Основной целью в этом отношении является ферромагнитный полупроводник, сочетающий высокую подвижность носителей заряда в полупроводниках (ПП) и магнетизм обычных ферромагнетиков (ФМ). Наиболее прямой является концепция изготовления магнитного ПП, в котором вся функциональная зона является по своей сути ферромагнитной. Полученные сегодня ФМ-полупроводники (например, GaMnAs, InMnAs) обладают малой температурой Кюри и обнаруживают довольно плохую подвижность носителей заряда. Альтернативная стратегия основана на гибридных структурах ФМ-ПП, каждый компонент которой сохраняет свои основные свойства без ухудшения свойств другого компонента.

В докладе обсуждается концепция гибридов ФМ-ПП, основанная на s(p)-d обменном взаимодействии магнитных атомов с носителями заряда в близлежащей полупроводниковой квантовой яме (КЯ) [1]. Эта концепция основана на двух эффектах: а) обменное взаимодействие индуцирует равновесную спиновую поляризацию дырок; б) возможна неравновесная ориентация носителей заряда [2], вследствие их спин-зависимого захвата в ферромагнетик. Обсуждаются различные структуры и эксперименты, в которых реализуются указанные сценарии. Понимание природы возникновения спиновой поляризации носителей заряда в квантовой яме является необходимым условием для следующего шага – оптического и электрического контроля намагниченности с помощью полупроводника. Например, полупроводниковые квантовые ямы обладают отличными оптическими свойствами, спиновая поляризация фотовозбужденных носителей тока в них осуществляется с помощью оптической ориентации. Это, в свою очередь, может повлиять на намагниченность ФМ. Таким образом, двухступенчатая проблема в гибридах ФМ-ПП включает спиновую поляризацию носителей заряда в квантовой яме и контроля ферромагнетизма с помощью спин-поляризованных носителей заряда полупроводника.

### Литература

[1] Б. П. Захарченя, В. Л. Корнев, *Успехи Физических Наук* **175** 629 (2005).

[2] V. L. Korenev, I. A. Akimov, S. V. Zaitsev, V. F. Sapega, D. R. Yakovlev, Yu. A. Danilov, M. Bayer, *Nature Communications* **3** 959 (2012).

## Фотонное эхо на системе спинов в полупроводнике: доступ к долговременной оптической памяти

L. Langer<sup>1</sup>, С. В. Полтавцев<sup>2</sup>, **И. А. Югова**<sup>2</sup>, M. Salewski<sup>1</sup>, Д. Р. Яковлев<sup>1,3</sup>,  
G. Karczewski<sup>4</sup>, T. Wojtowicz<sup>4</sup>, J. Kossut<sup>4</sup>, И. А. Акимов<sup>1,3</sup>, M. Bayer<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Experimentelle Physik 2 Technische Universität Dortmund, Otto Hahn Str., 4,  
Dortmund, 44221, Germany.

<sup>2</sup>Лаборатория оптики спина С.-Петербургского Государственного Университета,  
Ульяновская ул., 1, С.-Петербург, 198504, Россия.

<sup>3</sup>Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26,  
Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>4</sup>Institute of Physics Polish Academy of Sciences, Al. Lotników, 32/46, PL-02668  
Warsaw, Poland.

тел: (812)428-45-46, факс: (812)428-72-40, эл. почта: [irina.yugova09@gmail.com](mailto:irina.yugova09@gmail.com)

В нашей работе [1] демонстрируется возможность долговременного хранения и считывания оптической информации на примере квантовой ямы CdTe/CdMgTe, содержащей избыточные электроны. Возбуждение сверхкоротким импульсом света такой ямы приводит к практически мгновенному образованию отрицательно заряженных экситонов (трионов), которые способны сохранить информацию только на очень короткое время. Однако приложение внешнего магнитного поля, наряду с возбуждением структуры вторым лазерным импульсом, способно переводить созданную импульсами оптическую когерентность в чисто спиновую когерентность, относящуюся только к спинам резидентных электронов. В хорошем приближении, спиновая система, ориентированная таким образом, существует сама по себе и не связана напрямую со световым полем, поэтому может существовать на временах в тысячи раз больших, чем созданный светом трионный ансамбль. К этой системе, хранящей интересующую нас исходную информацию о световом импульсе, можно обратиться еще раз с помощью третьего лазерного импульса. В этом случае происходит обратная конверсия чисто спиновой когерентности в оптическую и, как следствие, генерация «стимулированного фотонного эха». Таким образом, на полупроводниковом материале удастся наблюдать эффект фотонного эха на достаточно длинных временах, когда какие-либо оптические возбуждения и когерентность полностью затухли.

Экспериментальные данные, полученные на исследуемой структуре в самых разных условиях возбуждения, удастся описать достаточно простой теоретической моделью, которая дает строгие аналитические выражения, описывающие эффект фотонного эха.

### Литература

- [1] L. Langer, S.V. Poltavtsev, I.A. Yugova, M. Salewski, D.R. Yakovlev, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, I.A. Akimov, and M. Bayer, *Nature Photonics*, vol. **8**, 851-857 (2014).

## Спиновая динамика дырочного магнитного полярона в квантовых ямах (Cd,Mn)Te/(Cd,Mn,Mg)

Е. А. Жуков<sup>1</sup>, Д. Р. Яковлев<sup>1,2</sup>, Ю. Г. Кусраев<sup>2</sup>, К. В. Кавокин<sup>2</sup>, J. Debus<sup>2</sup>,  
И. А. Акимов<sup>1,2</sup>, G. Karczewski<sup>3</sup>, T. Wojtowicz<sup>3</sup>, J. Kossut<sup>3</sup>, M. Bayer<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, 44221 Dortmund, Germany.

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>3</sup>Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, PL-02668, Poland.

тел: +49 (02-31) 755-51-64, факс: +49 (02-31) 755-36-74,

эл. почта: evgeny.zhukov@tu-dortmund.de

Оптически индуцированная поляризация в полумагнитных полупроводниковых квантовых ямах (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg,Mn)Te исследовалась методом разрешенного во времени керровского вращения. При низких температурах (1.8 – 6 К) в квантовой яме шириной 4 нм в поперечном магнитном поле наблюдаемый сигнал имел три компоненты: 1) осциллирующая, с частотой, соответствующей g-фактору Mn, - прецессия спина Mn, не связанного в магнитный полярон; 2) неосциллирующая, долгоживущая (более 60 нс) компонента, обусловленная оптической ориентацией равновесного магнитного полярона, сформированного локализованными спинами марганца и резидентной дыркой; 3) осциллирующая компонента с частотой, соответствующей прецессии фотовозбужденного электрона с g-фактором порядка 100.

Спиновая динамика поляронов определяется анизотропией спиновой структуры тяжелых дырок, в результате чего происходит замораживание магнитного момента поляронов в одном из двух устойчивых состояний, ориентированных вдоль оси роста структуры. Для переориентации магнитного момента полярона необходимо преодолеть энергетический барьер, равный энергии полярона.

Время спиновой релаксации дырочного полярона укорачивается при увеличении температуры, интенсивности импульсов возбуждения и величины внешнего магнитного поля. Представленная модель и расчеты хорошо описывают экспериментально измеренную зависимость времени спиновой релаксации

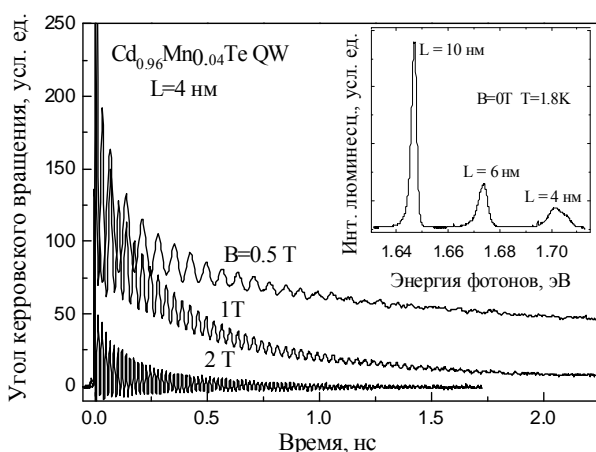


Рис.1 Спиновая динамика полярона при разных магнитных полях. На вставке спектр фотолюминесценции квантовых ям

магнитного полярона от величины магнитного поля: быстрый спад времени спиновой релаксации с ростом магнитного поля в малых полях ( $B < 0.15$  Т) и значительно более медленный спад в больших полях ( $0.15 \div 2$  Т). Зависимость времени спиновой релаксации полярона от температуры позволило оценить энергию полярона в 1-2 мэВ.



## Новый механизм спиновой дефазировки двумерных электронов в Холловском ферромагнетике

А. В. Ларионов, Л. В. Кулик, С. М. Дикман, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия.

тел: (496) 522-83-73, факс: (496) 552-81-60, эл. почта: [larionov@issp.ac.ru](mailto:larionov@issp.ac.ru)

Экспериментально исследована спиновая когерентность двумерных электронов в GaAs квантовой яме в режиме квантового эффекта Холла при нечетных факторах заполнения  $\nu = 1$  и  $3$  (холловский ферромагнетик). Измерения проводились с помощью время- и спектрально разрешенного магнито-оптического эффекта вращения Керра. Для резонансного фотовозбуждения использовался фемтосекундный титан-сапфировый лазер, перестраиваемый по длине волны, совместно с формирователем длительности импульсов. Исследуемый образец помещался в оптический криостат с расщепленным соленоидом до 6 Тл (в геометрии наклонного магнитного поля 45 градусов) при температуре 1,6 К. С помощью селективного фотовозбуждения было установлено, что время спиновой дефазировки резко возрастает точно при нечетных факторах заполнения  $\nu = 1$  и  $3$  (рис.1).

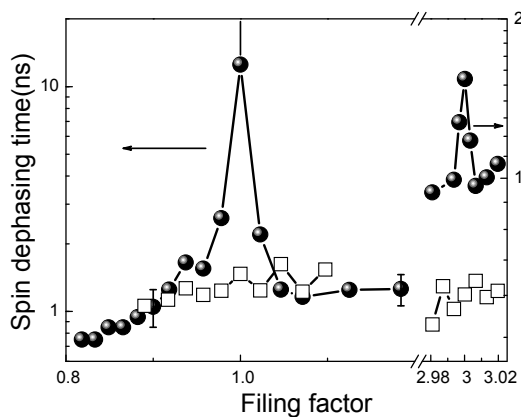


Рис. 1. Зависимость времени спиновой дефазировки электронов от фактора заполнения для нижнего (круглые символы) и верхнего (квадратные символы) спиновых подуровней Ландау.

релаксации, связанного с превращением голдстоуновских экситонов ( $\delta S=0$  и  $\delta S_z=-1$ ) в неголстоуновские ( $\delta S=1$  и  $\delta S_z=-1$ ).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ.

### Литература

- [1] S. Dickmann, Phys. Rev. Lett. **93**, 206804 (2004).
- [2] D. Fokuoka, K. Oto, K. Muro, Y. Hirayama and N. Kumada, Phys. Rev. Lett. **105**, 126802 (2010).

## Исследование электрон-ядерного сверхтонкого взаимодействия в однократно заряженных квантовых точках (In,Ga)As/GaAs методом неупругого рассеяния света с переворотом спина

Й. Дебус<sup>1</sup>, Д. Кудлачик<sup>1</sup>, **В. Ф. Сапега**<sup>2,3</sup>, Д. Дункер<sup>1</sup>, П. Бон<sup>1</sup>, Й. Раутерт<sup>1</sup>,  
Д. Браукман<sup>1</sup>, Д. Р. Яковлев<sup>1,2</sup>, Д. Ройтер<sup>4</sup>, А. Д. Вик<sup>5</sup>, М. Байер<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Технический университет Дортмунда, Дортмунд, 44227, Германия.

<sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021 Россия.

<sup>3</sup>Физический факультет СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, Россия.

<sup>4</sup>Университет Падеборна, 33098 Падеборн, Германия.

<sup>5</sup>Университет Бохума, 44780 Бохум, Германия.

тел: (812)292-73-42, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: sapega.dnm@mail.ioffe.ru

Полупроводниковые квантовые точки привлекают значительный интерес с точки зрения использования их в устройствах спинтроники, так и в квантовых информационных технологиях [1]. Считается, что спин электрона в ансамбле КТ может служить основой для таких применений. Однако, известно, что сверхтонкое электрон-ядерное взаимодействие приводит к потере спиновой когерентности электрона, что является основным препятствием для его использования в устройствах спинтроники [2]. В КТ из-за локализации электронов роль этого механизма потери спиновой когерентности ещё больше возрастает. Поэтому представляется важным детально исследовать особенности сверхтонкого взаимодействия в КТ и найти пути, позволяющие увеличить время спиновой когерентности электронов в КТ.

Нами исследовано обменное взаимодействие между динамически поляризованными по спину ядрами и резидентным электроном в ансамбле однократно заряженных квантовых точек (In,Ga)As/GaAs методом неупругого рассеяния света (НРС) с переворотом спина. Предложенная методика неупругого рассеяния света с переворотом спина позволяет непосредственно измерить величину сверхтонкого электрон-ядерного взаимодействия в ансамбле КТ. Изменение энергии спиновых подуровней резидентного электрона индуцированное полем Оверхаузера измеряется непосредственно по сдвигу линии неупругого рассеяния света. В продольном магнитном поле оптически индуцированная спиновая поляризация ядер достигает 34%, что соответствует эффективному магнитному полю ядер в 1.5 Т. Сдвиг Оверхаузера наблюдается только при резонансном возбуждении в *p*-оболочку триона и только при условии, что луч индуцирующий поляризацию ядер в КТ резонансно возбуждает смачивающий слой структуры. Кроме того, временная зависимость сдвига Оверхаузера демонстрирует, что ядерные спины деполаризуются в пределах нескольких секунд, а скорость деполаризации зависит от температуры. Также установлено, что ширина линии НРС с переворотом спина резидентного электрона уменьшается на 30% при увеличении мощности накачки, что свидетельствует о подавлении флуктуаций спинов ядер.

### Литература

- [1] O. Gywat, H. J. Krenner, and J. Berezovsky (eds.), Spins in Optically Active Quantum Dots (Wiley-Vch, Weinheim, (2010).
- [2] M. I. Dyakonov (ed.), Spin Physics in Semiconductors (Springer, Berlin, 2008).

## **Физическая природа спонтанной спиновой поляризации электронов и термодинамического аномального эффекта Холла в кристаллах с низкой концентрацией примесей 3d - элементов**

**В. И. Окулов<sup>1</sup>**, А. Т. Лончаков<sup>1</sup>, С. Б. Бобин<sup>1</sup>, Т. Е. Говоркова<sup>1</sup>, В. В. Дерюшкин<sup>2</sup>,  
К. А. Окулова<sup>1</sup>, Е. А. Памятных<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов им. М.Н.Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. С. Ковалевской 18, Екатеринбург, 620137, Россия.

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н.Ельцина, ул. Мира 19, Екатеринбург, 620002, Россия.

тел: (343)374-52-53, факс: (343) 374-52-44, эл. почта: [okulov@imp.uran.ru](mailto:okulov@imp.uran.ru)

Спонтанная спиновая поляризация донорных d-электронов примесей железа низкой (значительно меньше 1% ) концентрации была обнаружена в кристаллах селенида ртути при комнатной температуре с помощью наблюдения аномального эффекта Холла [1]. Существенное значение такого результата состоит в том, что обнаруженное спиновое упорядочение не связано с межпримесными взаимодействиями и возникает только благодаря гибридизации примесных электронных состояний в полосе проводимости кристалла. Дальнейшие исследования этого явления были нацелены на получение экспериментальных подтверждений его существования в широком круге объектов, детальное обоснование правильности предлагаемой интерпретации экспериментальных данных и развитие представлений о характере спиновой поляризации данного типа. Полученные результаты содержат свидетельства проявлений такого рода электронной спиновой поляризации в кристаллах с примесями ряда 3d-элементов (кобальта, никеля, ванадия, хрома), наблюдающиеся только в условиях гибридизации примесных состояний и демонстрирующие свойства, характерные для слабых ферромагнетиков. В настоящем докладе представлено изложение совокупности экспериментальных данных и их количественной теоретической интерпретации, касающееся в основном выяснения физической природы наблюдаемых закономерностей.

Необходимой частью работ по наблюдению спиновой поляризации электронов с помощью измерения аномального холловского сопротивления стало обоснование термодинамического механизма аномального эффекта Холла, дающего возможность измерять малые величины поляризации. Развитие последовательного теоретического описания термодинамического эффекта Холла создало основу для определения аномального вклада в холловский ток проводимости от тока намагничивания, вызванного приложенным электрическим полем. Упомянутый аномальный ток оказывается по существу аналогичным току размагничивания в физике ферромагнитных тел. Возможность его прямого измерения показана в отдельном докладе, представленном на данной конференции.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-02-08909.

### **Литература**

[1] А.Т. Лончаков, В.И. Окулов и др., Письма ЖЭТФ **96**, 444 (2012).

## Многочастичные кулоновские комплексы в тригональных квантовых точках GaAs/AlGaAs

М. В. Дурнев<sup>1</sup>, L. Bouet<sup>2</sup>, M. Vidal<sup>2</sup>, T. Mano<sup>3</sup>, N. Ha<sup>3</sup>, T. Kuroda<sup>3</sup>, М. М. Глазов<sup>1</sup>,  
Е. Л. Ивченко<sup>1</sup>, X. Marie<sup>2</sup>, T. Amand<sup>2</sup>, K. Sakoda<sup>3</sup>, G. Wang<sup>2</sup>, B. Urbaszek<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>LPCNO, Université de Toulouse, Ave. Rangueil, 135, Toulouse, 31077, France.

<sup>3</sup>National Institute for Materials Science, Namiki, 1-1, Tsukuba, 305-0044, Japan.

тел: (921) 327-83-08, эл. почта: [durnev@mail.ioffe.ru](mailto:durnev@mail.ioffe.ru)

Выполнены теоретические и экспериментальные исследования магнитооптических эффектов в ненапряженных квантовых точках GaAs/AlGaAs, выращенных на поверхности GaAs(111)А. Такие квантовые точки обладают тригональной симметрией  $C_{3v}$  с осью третьего порядка  $z$  || [111] и демонстрируют яркие эффекты, проявляемые в спектрах магнитолюминесценции [1]. В частности, магнитное поле, приложенное вдоль оси роста, смешивает состояния тяжелых дырок с проекциями спина  $\pm 3/2$  на эту ось и приводит к оптической активности «темных» экситонных и трионных состояний [2,3].

В структурах с затвором продемонстрированы различные состояния одиночных точек с зарядом от  $-3|e|$  до  $+2|e|$ . Выполнены расчеты тонкой структуры энергетического спектра различных комплексов («горячих» экситонов и трионов, когда один из носителей находится на возбужденном уровне размерного квантования, а также комплексов  $X2^-$  и  $X2^+$ , состоящих из трех носителей одного знака и одного – противоположного). Положение и интенсивность спектральных линий определяется конкуренцией между обменным взаимодействием электрона и дырки и смешиванием состояний тяжелой дырки магнитным полем. Сопоставление теории и эксперимента позволило идентифицировать соответствующие комплексы в спектрах излучения [4], а также извлечь константы обменного взаимодействия и  $g$ -факторы возбужденных состояний носителей.

Представлены данные по динамической поляризации ядер в таких структурах, наблюдаемой при резонансном возбуждении. Ядерная поляризация проявляется в виде поля Оверхаузера, действующего на спины электронов и дырок и приводящего к дополнительному вкладу в расщепление линий излучения  $X^+$  триона. Наблюдение одновременно «светлых» и «темных» состояний позволяет измерить константы взаимодействия спинов ядер как со спином электрона, так и дырки. Выполнено сопоставление экспериментальных результатов с результатами [5], полученными на напряженных квантовых точках, выращенных вдоль оси [001].

### Литература

- [1] М. В. Дурнев, ФТТ **57**, 1201 (2015).
- [2] G. Sallen, B. Urbaszek, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 166604 (2011).
- [3] M. V. Durnev, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, *et al.*, Phys. Rev. B **87**, 085315 (2013).
- [4] L. Bouet, M. Vidal, T. Mano, N. Ha, T. Kuroda, M. V. Durnev, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **105**, 082111 (2014).
- [5] E. A. Chekhovich, M. M. Glazov, A. B. Krysa, M. Hopkinson, P. Senellart, A. Lemaitre, M. S. Skolnick, and A. I. Tartakovskii, Nat. Phys. **9**, 74 (2013).

## Возбуждение фототока нецентросимметричным плазмонным полем в двумерной электронной системе

В. В. Попов

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия.

тел: (845)227-24-01, факс: (845)227-24-01, эл. почта: glorvv@gmail.com

Постоянный электрический ток, возбуждаемый падающим терагерцовым (ТГц) излучением в двумерной электронной системе (2МЭС) без центра инверсии в плоскости 2МЭС, называется ТГц фотогальваническим током. При этом ТГц фотогальванический ток обычно возникает в результате нецентросимметричности электронного отклика в 2МЭС, в то время как ТГц поле может быть центросимметричным или даже однородным в плоскости 2МЭС. Постоянный ТГц фототок может быть наведен также и в центросимметричной 2МЭС в результате увлечения электронов фотонами, имеющими ненулевую компоненту волнового вектора в плоскости 2МЭС при наклонном падении ТГц волны на 2МЭС [1].

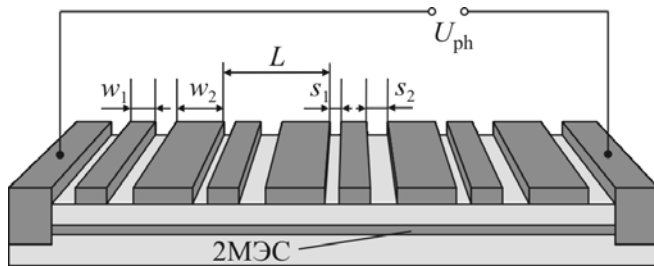


Рис. 1. Схематическое изображение 2МЭС с асимметричным решеточным затвором ( $L = w_1 + w_2 + s_1 + s_2$ ;  $w_1 \neq w_2$ ,  $s_1 \neq s_2$ ). Терагерцовое излучение падает нормально сверху и наводит фотоЭДС  $U_{ph}$  между боковыми контактами образца.

В данной работе рассматриваются ТГц фотогальванические эффекты в 2МЭС с центросимметричным электронным откликом, возникающие под действием нецентросимметричного плазмонного поля, возбуждаемого в 2МЭС внешней ТГц волной с помощью решеточного затвора (суб)микронного периода  $L$  с асимметричной элементарной ячейкой (рис. 1) [2]. Плазмонгальванический ток (определяющий фотоЭДС на концах образца) может возникать в результате действия двух различных физических механизмов – эффекта плазмонного увлечения электронов и эффекта плазмонного «храповика» в 2МЭС [3].

Полученные теоретические результаты [3] и экспериментальные данные [4] свидетельствуют о том, что фотоЭДС может достигать значительных величин (более 20 кВ на 1 Вт падающей ТГц мощности на площадь образца  $20 \times 20$  мкм<sup>2</sup>) вследствие сильной неоднородности и сильной концентрации ближнего плазмонного поля в 2МЭС.

### Литература

- [1] E. L. Ivchenko, *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures* (Alpha Science International, Harrow, UK, 2005).
- [2] V. V. Popov, D. V. Fateev, T. Otsuji, Y. M. Meziani, D. Coquillat, W. Knap, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 243504 (2011).
- [3] V. V. Popov, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 253504 (2013).
- [4] Y. Kurita, G. Ducournau, D. Coquillat, A. Satou, K. Kobayashi, S. Boubanga-Tombet, Y. M. Meziani, V. V. Popov, W. Knap, T. Suemitsu, T. Otsuji, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 251114 (2014).

## Как подавить обратное рассеяние электронов проводимости?

О. В. Кибис

Новосибирский государственный технический университет, пр. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630073, Россия

тел: (383)346-06-54, факс: (383)345-02-09, эл. почта: oleg.kibis@nstu.ru

Обратное рассеяние представляет собой фундаментальный физический процесс, заключающийся в рассеянии движущихся электронов в направлении, противоположном первоначальному направлению их движения. Приводя к диссипации кинетического импульса упорядоченного движения электронов проводимости, обратное рассеяние лежит в основе всех механизмов электрического сопротивления проводников. Поэтому поиск путей подавления обратного электронного рассеяния является задачей, представляющей общефизический интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. Недавно мы показали теоретически, что сильное нерезонансное взаимодействие электронов проводимости с интенсивным высокочастотным электромагнитным полем (по общепринятой терминологии квантовой оптики — «одевающее поле») перенормирует матричные элементы электронного рассеяния,

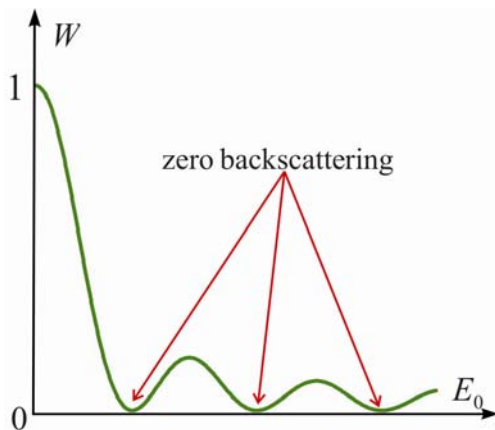


Рис. 1. Вероятность обратного рассеяния «одетого» полем электрона как функция амплитуды одевающего поля.

приводя к осциллирующей зависимости вероятности обратного рассеяния,  $W$ , как функции амплитуды одевающего поля  $E_0$  (см. Рис. 1) [1]. Из приведенного рисунка видно, что существуют такие значения  $E_0$ , при котором вероятность обратного рассеяния в борновском приближении,  $W$ , обращается в ноль, причем этот эффект не зависит от параметров рассеивающего потенциала и потому носит универсальный характер. Поскольку данный механизм подавление обратного рассеяния может приводить к увеличению проводимости в десятки (!) раз, предсказанный эффект создает фундаментальные предпосылки для принципиально нового метода управления электронными транспортными характеристиками различных полупроводниковых структур с помощью высокочастотного поля. В частности, разработанная теория описывает транспортные свойства двумерных электронных систем в полупроводниковых квантовых ямах, одетых интенсивным высокочастотным электромагнитным полем [2].

Работа выполнена при частичной поддержке FP7 (проект QOCaN), РФФИ (проекты 14-02-00033 и 15-52-05002), и Министерства образования и науки РФ.

### Литература

- [1] O.V. Kibis, Europhys. Lett. **107**, 57003 (2014).  
 [2] S. Morina, O.V. Kibis, A.A. Pervishko, I.A. Shelykh, Phys. Rev. B (in press); arXiv: 1412.3055 (2015).

## Особенности поглощения микроволнового излучения двумерными электронными системами вблизи гармоник циклотронного резонанса

С. И. Дорожкин, А. А. Капустин

ИФТТ РАН, ул. Академика Осипяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия.

тел: (49652)2-82-61, факс: (49652) 2-81-60, эл. почта: dorozh@issp.ac.ru

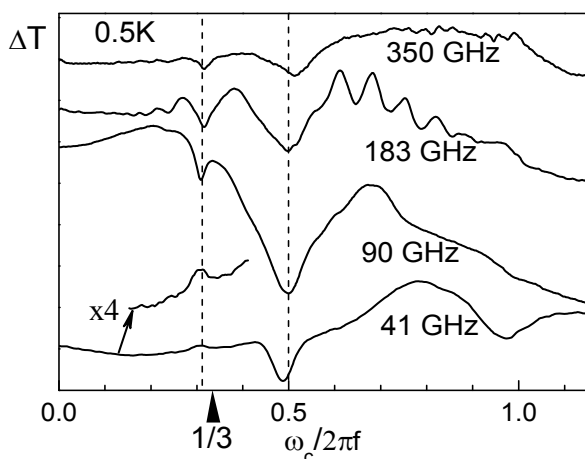


Рис. 1. Зависимости сигнала поглощения от величины  $\omega_c/2\pi f$ , пропорциональной магнитному полю, для различных частот  $f$ .

На образцах гетероструктур GaAs/AlGaAs с затвором при помощи нового болометрического метода [1] исследовано поглощение двумерной электронной системой микроволнового излучения широкого частотного диапазона (38 – 400 ГГц). Основными особенностями в спектре поглощения, существующими во всей исследованной области частот, являются экстремумы вблизи положений второй и третьей гармоник циклотронного резонанса ( $2\pi f/\omega_c=2,3$ ,  $\omega_c$  – циклотронная частота электронов). При высоких частотах излучения  $f$  и низкой температуре (0.5 К) экстремумы являются минимумами (см. рис.). Понижение частоты излучения и повышение температуры приводит к инверсии особенностей с минимума на максимум, причем инверсия сначала происходит вблизи третьей гармоники (см. нижнюю кривую на рис.). Возникновение минимумов поглощения около гармоник циклотронного резонанса представляется естественным связать с возбуждением при поглощении излучения бернштейнских магнетоплазменных мод, имеющих щели в спектре вблизи гармоник циклотронного резонанса. Щели достигаются при довольно больших значениях волновых векторов  $k$  магнетоплазмонов, удовлетворяющих условию  $kR_c \sim 1$  ( $R_c$  – циклотронный радиус электронов), т.е., в условиях, когда электрическое поле неоднородно на масштабе циклотронного радиуса. Возбуждение плазменных мод с большими волновыми векторами в условиях нашего эксперимента мы связываем с сильной неоднородностью микроволнового электрического поля около края затвора. Инверсию экстремумов при изменении частоты излучения удается качественно описать, базируясь на расчетах поглощения неоднородного высокочастотного поля, выполненных в работе [2] и учитывающих релаксацию электронов по импульсу.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект 14-12-00599).

### Литература

- [1] S. I. Dorozhkin, D. V. Sychev, A. A. Kapustin, J. Appl. Phys., **116**, 203702 (2014).  
 [2] A. V. Chaplik and D. Heitmann, J. Phys. C **18**, 3357 (1985).

## Влияние резонансного поглощения Ми на эффективность генерации терагерцового излучения в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах

А. Д. Буравлев<sup>1</sup>, И. А. Мустафин<sup>1,2</sup>, **В. Н. Трухин**<sup>1,2</sup>, J. P. Kakko<sup>3</sup>, T. Huhtio<sup>3</sup>,  
H. Lipsanen<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им.А.Ф.Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>НИУ ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия.

<sup>3</sup>Micronova, Aalto University, P.O. Box 13500, FI-000a76 Aalto, Finland.

тел:(812)292-79-36, факс:(812)297-10-17, эл. почта: valera.truchin@mail.ioffe.ru

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты исследования генерации ТГц излучения в упорядоченном массиве полупроводниковых нитевидных нанокристаллов на основе GaAs, синтезированных методом ГФЭМО и отличающихся геометрическими параметрами, при возбуждении сверхкороткими оптическими импульсами фемтосекундной длительности.

Для фотовозбуждения наноструктур использовался титан-сапфировый лазер, генерирующий оптические импульсы ( $\lambda=795$  нм) с частотой повторения 80 МГц. Длительность световых импульсов составляла 15 фс. Регистрация ТГц излучения осуществлялась методом электрооптического стробирования.

Экспериментально было определено, что эффективность ТГц генерации определяется фактором заполнения ННК и достигает максимума при значении расстояния между нанопроводами порядка длины волны возбуждающего света. Также, необычной оказалась зависимость ТГц поля от поляризации возбуждающего света. Эффективность ТГц генерации становится больше при поляризации возбуждающего оптического излучения, направление которой перпендикулярно оси ННК для определенного диаметра нанокристалла. В рамках теории Лоренца-Ми было вычислено сечение поглощения света при наклонном падении на полупроводниковый нанопровод. Рассчитанная зависимость эффективности поглощения света от величины  $kr$  имеет резонансный характер, соответствующий резонансам Ми ( $k$  – волновой вектор возбуждающей электромагнитной волны,  $r$  – радиус ННК). Кроме того, для величины  $kr=0.63$  ( $r=80$  нм) поглощение света при угле падения  $45^\circ$  примерно в два раза больше для ТЕ поляризации по сравнению с ТМ поляризацией, а при  $kr=0.31$  ( $r=40$  нм) наблюдается противоположная картина. Это согласуется с экспериментальными результатами, так как величина ТГц поля, генерируемого в процессе движения фотовозбужденных носителей заряда в поверхностном или приложенном электрическом поле, пропорциональна концентрации фотовозбужденных носителей заряда и, соответственно, значение ТГц поля напрямую связано с эффективностью поглощения света [1]. Таким образом, полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что эффективность ТГц генерации определяется процессом возбуждения цилиндрических вытекающих мод при падении света на полупроводниковый нанокристалл и возрастает за счёт резонансного возбуждения мод Ми. Максимальное значение ТГц поля достигается при значении расстояния между ННК порядка длины волны возбуждающего света, а также при соответствующих значениях диаметра ННК.

### Литература

[1] V. N. Trukhin, A. V. Andrianov, N. N. Zinov'ev, Phys. Rev. B **78**, 155325 (2008)



## Энергетическая релаксация горячих электронов в AlGaIn/GaN гетероструктурах

К. Журавлев<sup>1</sup>, Т. Малин<sup>1</sup>, В. Мансуров<sup>1</sup>, G. Atmaca<sup>2</sup>, E. Kutlu<sup>2</sup>, P. Narin<sup>2</sup>,  
B. Sarikavak-Lisesivdin<sup>2</sup>, S. B. Lisesivdin<sup>2</sup>, S. Ardali<sup>3</sup>, E. Tiras<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Gazi University, Faculty of Science, Department of Physics, 06500, Teknikokullar Ankara, Turkey.

<sup>3</sup>Anadolu University, Faculty of Science, Department of Physics, Yunus Emre Campus, 26470 Eskisehir, Turkey.

тел: (383)330-44-75, факс: (383)330-27-71, эл. почта: zhur@isp.nsc.ru

В данной работе исследовалась энергетическая релаксация электронов, разогретых сильным тянущим электрическим полем, в гетероструктурах AlGaIn/GaN с двумерным электронным газом. Гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой (МЛЭ) из аммиака на подложках сапфира. Поверхность гетероструктур пассивировалась тонкой пленкой диэлектрика Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> непосредственно в МЛЭ камере, затем на части гетероструктур диэлектрик удалялся жидкостным травителем.

В работе измерялись и анализировались высокоскоростные вольт-амперные характеристики при приложении импульсного напряжения большой скважности (более 200) напряженностью до 500 кВ/см к образцу в виде полоски длиной от 4 до 1 мкм. Насколько нам известно, это значение напряженности электрического поля максимальное, достигнутое в подобных гетероструктурах. Насыщение электрического тока в обоих типах гетероструктур наблюдается при напряженности электрического поля менее 200 кВ/см. Из экспериментальных данных определены зависимости дрейфовой скорости от напряженности поля. В условиях насыщения

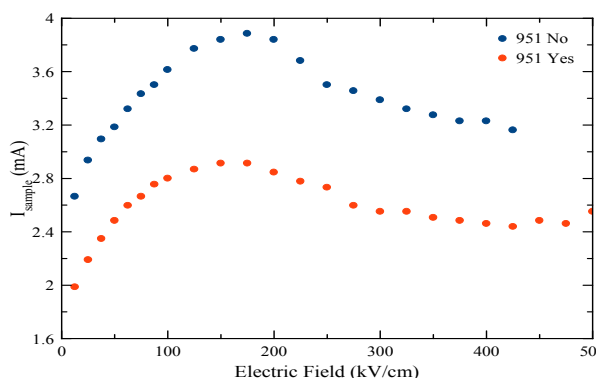


Рис. 1. Зависимость тока через пассивированную (Yes) и непассивированную (No) гетероструктуры AlGaIn/GaN от импульсного напряжения при 77К.

максимальная дрейфовая скорость электронов, которая равна  $1.4 \times 10^7$  см/с and  $2.0 \times 10^7$  см/с в пассивированных и непассивированных гетероструктурах, соответственно. Полученные данные анализировались для определения времени и механизмов энергетической релаксации электронов, разогретых электрическим полем. Расчетные значения темпа неупругого рассеяния электронов на оптических фоновых определены для электронной температуры, лежащей в диапазоне  $1.8\text{K} < T_e < 260\text{K}$ . Электронная температура определялась методом сравнения зависимостей подвижности электронов от температуры и тянущего электрического поля. Было обнаружено, что пассивация поверхности гетероструктур увеличивает темп энергетической релаксации горячих электронов.

## Теоретические основы проектирования мультибарьерных гетероструктур для генерации мощного терагерцового излучения

В. А. Гергель, А. В. Верховцева, Н. М. Горшкова, А. П. Зеленый, В. С. Минкин, В. В. Павловский

ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, к.7, Москва, 125009, Россия.

тел: (495)629-35-74, факс: (495)629-36-78, эл. почта: [vgergel@mail.ru](mailto:vgergel@mail.ru)

Построена обобщенная модель дрейфа электронов в мультибарьерных гетероструктурах с разновысокими энергетическими барьерами с использованием предложенной ранее квазигидродинамической теории электронного дрейфа в сверхрешетках [1]. Мультибарьерная гетероструктура рассматривается как последовательная совокупность элементарных ячеек, состоящих из узкозонного (легированного) и прилегающего к нему широкозонного (нелегированного) слоя. В различных ячейках структуры значения соответствующих физических параметров могут отличаться. Сначала рассматривается ячейка в приконтактном узкозонном слое которой при заданной плотности тока температура электронного газа близка к стационарному значению  $T_1$ . Величина  $T_1$  позволяет определить падение напряжения на гетерогранице с первым широкозонным слоем и приращение плотности потока электронной температуры, поступающего в узкозонный слой второй элементарной ячейки. Величина теплового потока втекающего в узкозонный слой второй элементарной ячейки является граничным условием для уравнения теплопроводности. Решение этого уравнения позволяет рассчитать электронную температуру на гетерогранице второй элементарной ячейки, падение напряжения на втором гетеробарьере и соответствующее приращение потока электронной температуры в узкозонный слой третьей ячейки и так далее до последней из них. Результирующая ВАХ получается суммирование парциальных напряжений со всех ячеек. В качестве примера реализации предложенного алгоритма приведены результаты расчета ВАХ  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  гетероструктуры (рис.1), в которой высота второго барьера равна удвоенной величине высоты первого  $\Delta_2=2\Delta_1$ , а уровень легирования первого узкозонного слоя ( $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) в три раза меньше, чем во втором ( $10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Подобная гетероструктура весьма перспективна для создания высокочастотных диодных и транзисторных элементов. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 15-0705912 а и 15-0706032 а.

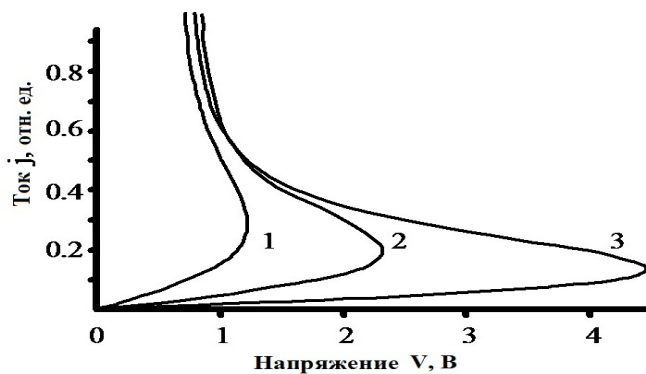


Рис. 1. ВАХ двухбарьерной гетероструктуры  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , которая рассчитана используя предложенный метод.  $\Delta$  – высота энергетических барьеров,  $S = 10 \times 10 \text{ мкм}^2$  (кривая (1)  $\Delta_1 = 0,1 \text{ эВ}$ ;  $\Delta_2 = 0,2 \text{ эВ}$ , кривая (2)  $\Delta_1 = 0,11 \text{ эВ}$ ;  $\Delta_2 = 0,225 \text{ эВ}$ , кривая (3)  $\Delta_1 = 0,125 \text{ эВ}$ ;  $\Delta_2 = 0,250 \text{ эВ}$ ).

счета ВАХ  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  гетероструктуры (рис.1), в которой высота второго барьера равна удвоенной величине высоты первого  $\Delta_2=2\Delta_1$ , а уровень легирования первого узкозонного слоя ( $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) в три раза меньше, чем во втором ( $10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Подобная гетероструктура весьма перспективна для создания высокочастотных диодных и транзисторных элементов. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 15-0705912 а и 15-0706032 а.

### Литература

[1] V. A. Gergel' et al., Semiconductors **48**, 481 (2014).

## Генерация оптической второй гармоники, индуцированной мощным ТГц излучением в кристаллическом кремнии

А. И. Майдыковский<sup>1</sup>, С. Е. Свяховский<sup>1</sup>, Т. В. Мурзина<sup>1</sup>, А. Н. Степанов<sup>2</sup>,  
С. Б. Бодров<sup>2</sup>, А. А. Мурзанев<sup>2</sup>, Ю. А. Сергеев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова Ленинские горы, 1, стр. 2  
119991, Москва, Россия.

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, 603950, Н. Новгород, Россия.  
тел: (495) 939-36-36, факс: (495) 939-31-13, эл. почта: anton@shg.ru

Нелинейно-оптические свойства классических полупроводников, таких как кремний, продолжают привлекать внимание исследователей. Известно, что нелинейные эффекты четных порядков, в том числе генерация оптической второй гармоники (ВГ), в таких кристаллах запрещены ввиду centrosymmetry их структуры. В то же время, наличие внешних воздействий, электростатического

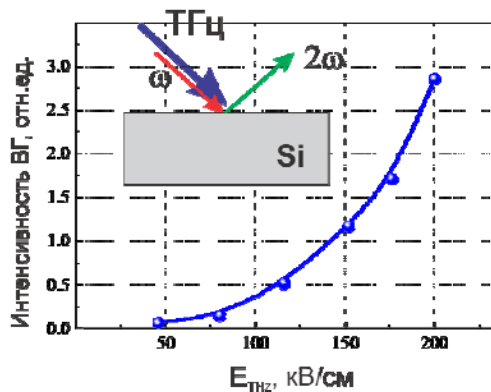


Рис. 1. Зависимость интенсивности второй оптической гармоники от напряженности ТГц поля.

поля или тока, приводят к возникновению восприимчивости нечетных порядков и возрастания эффективности соответствующих нелинейных процессов. Естественно предположить, что низкочастотное (в т.ч. терагерцовое, ТГц) поле также должно приводить к появлению аналогичных эффектов, что и было продемонстрировано для ТГц полей относительно малой напряженности [1].

В данной работе приведены результаты исследования генерации оптической ВГ, индуцированной мощным ТГц излучением на поверхности монокристаллического кремния Si(111). В эксперименте в качестве накачки использовалась фемтосекундная лазерная установка (10 мДж, 70 фс, 10 Гц, 800 нм). Большая часть оптического излучения была использована для генерации ТГц импульсов в кристалле LiNbO<sub>3</sub> методом наклонного фронта интенсивности [2]. Вторая часть направлялась через линию задержки на исследуемый образец совместно с ТГц излучением. На Рис. 1 приведена зависимость интенсивности ВГ от напряженности ТГц поля ( $E_{\text{THz}}$ ) при одинаковой (S-) поляризации волн оптической накачки, ВГ и ТГц поля. Видно, что интенсивность ВГ увеличилась более чем на 2 порядка по величине при возрастании ТГц поля до значения  $E_{\text{THz}} \approx 200$  кВ/см. Изучение анизотропии индуцированной ВГ и зависимости эффекта от поляризации всех задействованных волн показали, что в таких мощных полях кристаллографическая структура кремния практически не проявляется, величина нелинейно-оптического отклика зависит только от ориентации плоскости поляризации ТГц излучения. Сделаны оценки величины квадратичной восприимчивости, наведенной ТГц полем.

### Литература

- [1] A. Nahata, T. F. Heinz, *Opt. Lett.* **23**, 67 (1998).  
[2] J. A. Fulop, L. Palfalvi, G. Almasi, and J. Hebling, *Opt. Express* **18**, 12311 (2010).



# **Стендовые доклады**

**ПОЛУПРОВОДНИКИ 2015**



## Эпитаксия ферромагнитных квазикристаллов $Mn_xGa_y$ на поверхности GaAs

М. В. Дорохин<sup>1</sup>, Д. А. Павлов<sup>2</sup>, А. И. Бобров<sup>2</sup>, Ю. А. Данилов<sup>1,2</sup>, П. Б. Дёмина<sup>1</sup>,  
Б. Н. Звонков<sup>1</sup>, А. В. Здоровейцев<sup>1</sup>, А. В. Кудрин<sup>1,2</sup>, Н. В. Малехонова<sup>2</sup>,  
Е. И. Малышева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950, Россия.

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950, Россия.

тел: (831) 462-31-20, факс: (831) 462-31-36, эл. почта: dorokhin@nifti.unn.ru

Развитие технологии спинтроники включает создание диодов с возможностью инжекции спин-поляризованных носителей заряда из ферромагнитного (ФМ) слоя в немагнитный полупроводник [1]. Одним из требований к ФМ слоям является совершенная граница раздела с полупроводником, обеспечивающая наибольшую эффективность спиновой инжекции [2]. В настоящей работе приводятся результаты исследований эпитаксиальных структур  $Mn_xGa_y/GaAs$  ( $x \approx 3$ ,  $y \approx 5$ ). Металлический характер проводимости  $Mn_xGa_y$  обеспечивает возможность создания диодов, а ферромагнитные свойства делают структуры перспективными для исследований спин-зависимых эффектов.

Структуры изготовлены с помощью двухступенчатого метода эпитаксиального выращивания. Буферный слой GaAs, выращен при температуре 600°C на n-GaAs (001) подложке методом газовой эпитаксии (ГФЭ) из металл-органических соединений. Затем методом лазерного распыления мишени на основе интерметаллического сплава MnGa при пониженной температуре был выращен ферромагнитный слой. Проведены исследования кристаллической структуры и состава образца с помощью просвечивающего электронного микроскопа JEM-2100F с энергодисперсионным детектором X-Max. Ферромагнитные свойства слоёв  $Mn_xGa_y$  изучались на магнетометре с переменным градиентом поля [3].

Исследования атомной структуры показали, что сформированный слой  $Mn_xGa_y$  состоит из двух фаз с отличающейся атомной структурой. Обе фазы демонстрируют строгое упорядочение атомной структуры по отношению к GaAs подложке и согласование атомных слоёв GaAs и осаждённого материала. Расшифровка электронографических изображений показала, что обе фазы являются квазикристаллами с составом аппроксиманта  $Mn_3Ga_5$  и  $Mn_2Ga_5$ . Исследование намагниченности показало, что для сформированного слоя характерно ферромагнитное упорядочение при комнатной температуре.

Таким образом, были сформированы и исследованы эпитаксиальные слои ферромагнитных квазикристаллов на поверхности GaAs. Высокое совершенство границы раздела квазикристалл/GaAs делает изготовленные структуры перспективными для исследования эффектов спиновой инжекции.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (15-02-07824, 14-07-31280) Министерства образования и науки РФ (госзадание 8.1054.2014/К).

### Литература

- [1] M. Holub, P. Bhattacharya, J. Phys.D: A.P. **40**, R179 (2007).
- [2] M. Tanaka, J. P. Harbison, J. DeBoeck, et.al., Appl. Phys. Lett. **62**, 1565 (1993).
- [3] P.J. Flanders, J. Appl. Phys. **63**, 3940 (1988).

## Физические основы отделения тонких слоёв от объёмных подложек сверхкороткими лазерными импульсами

Ю. Г. Шретер<sup>1,2</sup>, В. В. Вороненков<sup>1</sup>, В. С. Коготков<sup>1,2</sup>, М. В. Вирко<sup>1,2</sup>,  
Р. И. Горбунов<sup>1</sup>, Ф. Е. Латышев<sup>1</sup>, Н. И. Бочкарёва<sup>1</sup>, А. А. Леонидов<sup>1,2</sup>,  
А. С. Зубрилов<sup>1</sup>, Ю. С. Леликов<sup>1</sup>, Ю. Т. Ребане<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, СПб, 194021, Россия.

<sup>2</sup>СПбГПУ, ул. Политехническая, 29, СПб, 195251, Россия.

тел: (921) 960-61-85, эл. почта: y.shreter@mail.ioffe.ru

Лазерная обработка материалов — это быстро развивающаяся область индустрии. В полупроводниковой технологии широко используется лазерное скрайбирование и отделение тонких слоёв, например, GaN/GaInN светодиодных структур от подложек сапфира. В последнем случае излучение ультрафиолетового лазера, проходя без поглощения через сапфировую подложку, поглощается вблизи интерфейса GaN/сапфир, вызывает разрушение тонкого слоя GaN и отделение структуры от подложки сапфира [1].

Цель наших исследований состояла в изучении процесса разрушения кристаллов нитрида галлия при облучении их наносекундными импульсами CO<sub>2</sub> – лазера и фемтосекундными импульсами титан-сапфирового лазера.

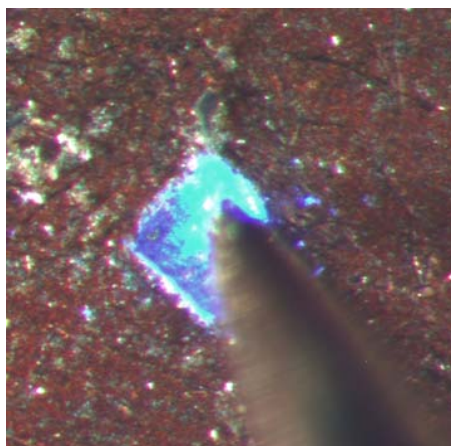


Рис. 1 Электрoluminesценция светодиодной структуры GaN-on-GaN с квантовой ямой InGaN/GaN на пленке GaN, отделенная от материнской подложки объемного GaN и перенесённая на подложку меди. Толщина отделённой плёнки 5 мкм.

В результате исследований, с использованием SEM, TEM, PL и рамановской спектроскопии, был предложен метод отделения тонких слоёв как GaN, так и структур на их основе, от подложек GaN путём фокусирования и сканирования лазерным лучом внутри кристалла [2].

Актуальность таких исследований диктуется появлением на рынке подложек GaN и развитием GaN-on-GaN технологии, которая предлагает более эффективные и надёжные приборы. Основные результаты: в фокусе наносекундного лазера обнаружены сферические пустоты, заполненные азотом и капельками жидкого галлия – результат сублимации GaN под воздействием наносекундных импульсов. Результаты исследования механизма разрушения GaN под воздействием фемтосекундного лазера более сложены и требуют дальнейшего изучения. Кроме этого, нами реализовано отделение тонких пленок GaN со светодиодной структурой (рис. 1) и структурой диода Шоттки от подложки объемного GaN. Предложена новая технологическая платформа, основанная на многократном использовании дорогих подложек и отделении приборных структур сверхкороткими лазерными импульсами.

### Литература

- [1] M. K. Kelly, O. Ambacher, R. Dimitrov, R. Handschuh, and M. Stutzmann, *Physica Status Solidi (a)* 159(1), R3-R4 (1997).
- [2] Ю. Г. Шретер, Ю. Т. Ребане, А. В. Миронов, Патент РФ №2459691 от 29.11.2010.



## Формирование и селективное легирование SiGe низкоразмерных структур и их использование для приборных приложений

**А. В. Новиков**

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

тел: (831)417-94-80, факс: (831)417-94-74, эл. почта: anov@ipmras.ru

В работе рассмотрены особенности упругой и пластической релаксации упругих напряжений в SiGe гетероструктурах, выращенных на различных подложках (Si(001), Ge(001), релаксированных SiGe буферах). Использование различных подложек позволило выявить влияние знака деформации на релаксацию упругих напряжений в SiGe гетероструктуры. В частности показано, что при росте растянутых GeSi/Ge(001) слоев, в отличие от сжатых SiGe/Si(001) структур, отсутствует область параметров структур и условий роста, в которой релаксация упругих напряжений на начальном этапе происходит за счет образования самоформирующихся бездефектных наностроек. Установленные особенности роста сжатых и растянутых SiGe слоев связываются с зависимостью энергии моноатомных ступеней на (2x1) реконструированной поверхности (001) от знака деформации [1]. Продемонстрирована возможность управления ростом Ge(Si) самоформирующихся островков за счет предосаждения слоев с различным знаком деформации [2].

В работе также рассмотрена проблема селективного легирования кремния и SiGe гетероструктур донорными примесями, вызванная сегрегацией основных донорных примесей как в Si так и в Ge. Для решения этой проблемы были выполнены детальные исследования сегрегационных свойств Sb в Si, Ge и SiGe гетероструктурах [3, 4]. С использованием полученных температурных зависимостей коэффициента сегрегации Sb в этих материалах развит оригинальный метод селективного легирования SiGe структур сурьмой [2]. Параметры селективно легированных областей, полученных с помощью предложенного метода, соответствуют рекордным значениям, приведенным в литературе [3, 4].

Развитые методы контролируемого получения и легирования SiGe наноструктур использованы для формирования на кремнии источников и приемников излучения ближнего ИК диапазона. Впервые при комнатной температуре в диапазоне длин волн 1.3-1.55 мкм продемонстрирована оптическая связь между SiGe структурами. При этом в качестве источника излучения использовался светодиод с Ge(Si)/Si(001) наностройками, а приемника – фотодиод на основе релаксированного Ge/Si(001) слоя.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 13-02-12108-офи\_м, 14-02-01116-а и № 13-02-01006-а) и научных программ РАН.

### Литература

- [1] Y. H. Xie, G. H. Gilmer, C. Roland, et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 3006 (1994).
- [2] M.V. Shaleev, A.V. Novikov, et al, App. Phys. Lett. **101**, 151601 (2012).
- [3] D.V. Yurasov, M.N. Drozdov, et al., J. Appl. Phys. **109**, 113533 (2011).
- [4] D.V. Yurasov, M.N. Drozdov, et al, J. Crystal Growth **396**, 66 (2014).

## Первопринципное исследование структуры кремниевых нанокластеров, пассивированных кислородом.

Е. В. Тихонов<sup>1</sup>, С. В. Лепешкин<sup>2</sup>, Н. Л. Мацко<sup>2</sup>, В. С. Батулин<sup>2</sup>, Ю. А. Успенский<sup>2</sup>, Д. Р. Хохлов<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский проспект, д.53, Москва, 119991, Россия.

тел: (495)939-11-51, факс: (495)939-11-51, эл. почта: e.tikhonov@physics.msu.ru

Интерес к изучению нанокластеров обусловлен многообразием их свойств, открывающим широкие возможности для приложений, в частности, для наноэлектроники. Использование в приложениях подразумевает тщательный контроль параметров кластеров. Известно, что свойства нанокластеров существенно отличаются от свойств объёмных материалов и демонстрируют сильную зависимость от размера и формы наночастиц. Ключевую роль в этой зависимости играет большая доля поверхностных атомов в объёме кластера. На поверхности атомы имеют меньше атомов-соседей, что отражается на их электронной структуре, силе связи и частотах колебаний. Возникающее смягчение атомных колебаний может быть зафиксировано по измерениям спектров инфракрасного поглощения и комбинационного рассеяния.

В настоящей работе представлены наши первопринципные расчеты электронной структуры и колебательных спектров 10 кластеров кремния, имеющих состав  $\text{Si}_7\text{O}_{2m}$  ( $m=0, \dots, 9$ ), выполненные с помощью кода ORCA [1]. Расчеты положений атомов в кластерах производились, исходя из требования минимальности полной энергии, с помощью эволюционного метода поиска структур USPEX [2]. Кроме структур с наименьшей энергией, были исследованы несколько структур-изомеров, отвечающих метастабильным состояниям кластеров. Для проверки метода расчета мы вычислили также спектры нескольких молекул (бензол,  $\text{SiO}$ ,  $\text{SiH}_4$ ,  $\text{Si}_2\text{H}_6$ ), для которых есть надежные экспериментальные данные о спектрах колебаний. Проверка показала, что относительная точность определения частот колебаний в наших расчетах составляет 5-10 %.

Анализ вычисленных колебательных спектров кластеров  $\text{Si}_7\text{O}_{2m}$  ( $m=0, \dots, 9$ ) показал их значительную чувствительность к составу и геометрии кластеров. Особенно большие вариации наблюдались в низкочастотной части спектра, тесно связанной с колебаниями поверхностных атомов. Наш анализ показал, что при хорошей точности измерений эксперименты по ИК поглощению и комбинационному рассеянию дают возможность уверенно различать как кластеры кремния с разной степенью окисления, так и кластеры-изомеры.

### Литература

- [1] Neese, F. "The ORCA program system" Wiley interdisciplinary Reviews - Computational Molecular Science, 2012, Vol 2., Issue 1, Pages 73-78.
- [2] R. Oganov A., W. Glass C. J. Chem. Phys. 2006. Т. 124. С. 244704.

## Времена жизни неравновесных носителей заряда в узкозонных эпитаксиальных слоях и структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe в условиях сильного возбуждения

В. В. Румянцев<sup>1,2</sup>, С. В. Морозов<sup>1,2</sup>, А. В. Антонов<sup>1,2</sup>, К.Е. Кудрявцев<sup>1,2</sup>, S. Winnerl<sup>3</sup>,  
Н. Н. Михайлов<sup>4,5</sup>, С. А. Дворецкий<sup>4</sup>, М. Helm<sup>3</sup>, В. И. Гавриленко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105, 603950, Россия.

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия.

<sup>3</sup>Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, Helmholtz-zentrum Dresden-Rossendorf, Dresden, D-01328, Bautzner Landstraße.

<sup>4</sup>Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>5</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (831) 417-94-82, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: rumyantsev@ipmras.ru

Недавно в объемных эпитаксиальных слоях HgCdTe была обнаружена длинноволновая межзонная фотолюминесценция (ФЛ) вплоть до 26 мкм и установлена доминирующая роль излучательной рекомбинации в процессе релаксации носителей при низких температурах (4.2К) [1]. Таким образом, структуры на основе HgCdTe представляются перспективными для создания лазеров на диапазон 20 – 50 мкм, в котором приборы на основе АЗВ5 материалов практически не могут работать из-за сильного фононного поглощения.

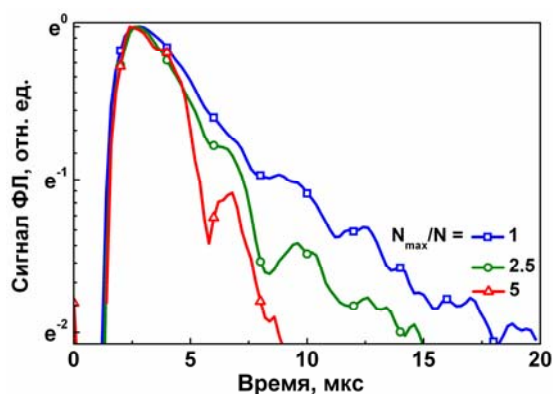


Рис. 1. Кинетика спада ФЛ в КЯ при уменьшении числа фотонов накачки N (энергия квантов ФЛ -- 100 мэВ).

Для разработки лазеров необходимо иметь детальную информацию о темпах рекомбинации носителей в условиях интенсивной оптической накачки. Настоящая работа посвящена изучению времени жизни носителей заряда в узкозонных твердых растворах HgCdTe, а также гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) на их основе с помощью разрешенных по времени исследований ФЛ, исследований кинетики фотопроводимости в условиях сильного возбуждения, а также методики «накачка-зондирование» (pump-probe) с использованием лазера на свободных электронах. Исследования показывают, что в отличие от объемных эпитаксиальных слоев, в структурах с КЯ время релаксации носителей растет с увеличением интенсивности возбуждения и может достигать 5 мкс. Данный эффект связывается с насыщением механизма рекомбинации Шокли-Рида-Холла и указывает на перспективность гетероструктур на основе HgCdTe для усиления и генерации длинноволнового излучения.

### Литература

[1] S. V. Morozov, *et al.*, Applied Physics Letters **104**(7), 072102 (2014).

## Сульфидная пассивация поверхности (100) InSb для молекулярно-пучковой гомоэпитаксии

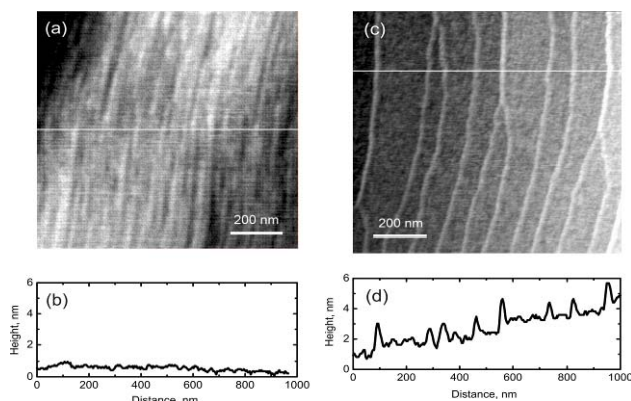
П. А. Дементьев, М. В. Лебедев, **Т. В. Львова**, И. В. Седова,  
А. А. Ситникова, В. А. Соловьев, С. В. Иванов

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

тел: (812)292-71-24, факс: (812)297-36-20, эл. почта: Tatyana.lvova.12@mail.ru

InSb широко используется для создания оптоэлектронных приборов ИК диапазона, которые применяются в медицине, биологии и экологии. Рост слоев InSb на подложке InSb методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) для создания приборов затруднен, так как поверхность кристалла покрыта трудноудаляемыми нестехиометрическими оксидами, оказывающими существенное влияние на механизм зародышеобразования и кристаллизации. Поэтому процесс предэпитаксиальной подготовки поверхности подложки и её очистки от оксидов становится ключевой задачей. Одним из способов решения проблемы является отжиг подложек InSb в водородной атмосфере [1].

В данной работе представлен альтернативный метод подготовки поверхности (100) InSb для эпитаксии – химическая пассивация поверхности в водном растворе сульфида натрия ( $\text{Na}_2\text{S} \times 9\text{H}_2\text{O}$ ). Поверхность (100) InSb до и после пассивации исследовалась методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФС). Обработка в водном 1М растворе сульфида натрия в течение 4 мин приводит к полному удалению кислорода с поверхности InSb и последующему формированию хемосорбционного слоя сульфида индия. Этот слой удаляется с поверхности уже при температуре 360°C, в то время как термическое удаление слоя



естественного окисла происходит при температуре около 430°C – близкой к температуре неконгруэнтного разложения поверхности в условиях сверхвысокого вакуума. Морфология слоев InSb, выращенных МПЭ на непассивированной и пассивированной подложках существенно различна. Поверхность гомоэпитаксиального слоя InSb, выращенного на пассивированной подложке, максимально гладкая, с RMS меньше 0.1 nm (рис (a),(b)). Гомоэпитаксиальный слой, выращенный на подложке, не подвергнутой сульфидной обработке, состоит из разделенных ступенями атомарно-гладких террас шириной 100–200 nm. При этом параметр шероховатости RMS составляет около 1.6 nm (рис (c),(d)). Методом просвечивающей электронной микроскопии продемонстрировано высокое структурное совершенство интерфейса InSb/InSb, полученного при эпитаксии на пассивированной подложке.

### Литература

[1] L. Haworth, D. I. Westwood, and J. E. MacDonald, Appl. Surf. Sci **166**, 253 (2000)

## Метод измерения светочувствительного сдвига резонансной частоты АСМ-зонда для ближнепольной диагностики светоизлучения полупроводниковых лазеров

М. С. Дунаевский<sup>1</sup>, П. А. Алексеев<sup>1</sup>, А. А. Донцов<sup>1</sup>, А. М. Монахов<sup>1</sup>, А. Varanov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 28, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Institut d'Electronique du Sud, Université Montpellier 2, Place Eugène Bataillon, Montpellier, 34095, France.

тел: (812)292-73-17, факс: (812)297-1017, эл. почта: Mike.Dunaeffsky@mail.ioffe.ru

Экспериментально было установлено [1], что сдвиг резонансной частоты АСМ-зонда  $\Delta\omega$  линейным образом связан с интенсивностью падающего на зонд светового потока  $\Delta\omega \sim I$ . Показано, что при освещении резонансная частота уменьшается, то есть сдвиг частоты отрицательный. На базе обнаруженного эффекта предложен зондовый метод измерения светочувствительных сдвигов частоты (ИССЧ) для ближнепольного картирования распределения интенсивности  $I(x,y)$  излучения выходящего из поверхности полупроводниковых лазерных структур. Новизна и преимущество метода ИССЧ заключается в том, что для его реализации не требуется применение специальных оптоволокон и фотодетекторов.

Показано, что основной механизм, объясняющий сдвиг частоты АСМ-зонда при взаимодействии со светом – нагрев кантилевера при поглощении света. Разработана модель поглощения света в зонде и его нагрева с учётом: (i) – множественных переотражений световой волны в резонаторе “поверхность лазера – кантилевер”, (ii) – переноса тепла и установления стационарного распределения температуры вдоль кантилевера. Оценки нагревов СЗМ-зонда и сдвигов частоты кантилевера в рамках данной модели дают удовлетворительное согласие с результатами, наблюдаемыми в эксперименте.

Проведена серия ИССЧ экспериментов на одномодовых полосковых лазерах ИК-диапазона ( $\lambda=2.1$  мкм) и на WGM-лазерах ИК-диапазона ( $\lambda=2.1$  мкм), а также AlGaAs/InGaAs/GaAs лазерах излучающих на длине волны  $\lambda=1.07$  мкм. Установлено, что в допороговых режимах детектируется слабый сигнал  $\Delta\omega \sim I$  связанный со спонтанным излучением. При достижении токового порога измеряемый сигнал  $\Delta\omega \sim I$  скачком вырастает и возникает четко наблюдаемая пространственная картина мод излучения.

У GaSb/GaAlSbAs/GaInSbAs WGM-лазеров ИК-диапазона при превышении токового порога возникает сложная серия пятен излучения локализованных вблизи края полудиска WGM-лазера. При дальнейшем увеличении токов накачки в диапазоне от 1th до 2lth картина качественно не меняется, лишь вырастает интенсивность регистрируемого сигнала, какого-либо переключения или перестройки мод наблюдать не удалось. У AlGaAs/InGaAs/GaAs лазеров с широким волноводом в допороговых и запороговых токовых режимах было исследовано распределение интенсивности излучения в области ближнего поля, переходной зоны и дальнего поля. Экспериментально было обнаружено смешивание поперечных TE мод первого и второго порядка, что приводило к несимметричной картине излучения в ближнем поле и переходной зоне.

### Литература

[1] M.S. Dunaevskiy, et.al., Appl.Phys.Lett., **103**, 053120, (2013)

## Свойства границы раздела варизонного МЛЭ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с пассивирующими покрытиями $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ и $\text{Al}_2\text{O}_3$

А. В. Войцеховский<sup>1,2</sup>, С. Н. Несмелов<sup>2</sup>, С. М. Дзядух<sup>2</sup>, В. В. Васильев<sup>3</sup>,  
В. С. Варавин<sup>3</sup>, **С. А. Дворецкий<sup>3</sup>**, Н. Н. Михайлов<sup>3</sup>, М. В. Якушев<sup>3</sup>,  
Г. Ю. Сидоров<sup>3</sup>

<sup>1</sup>НИ ТГУ, пр. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия.

<sup>2</sup>СФТИ ТГУ, пл. Новособорная, 1, Томск, 634050, Россия.

<sup>3</sup>ИФП СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (38-22) 41-27-72, факс: (38-22) 41-27-72, эл. почта: [vav43@mail.tsu.ru](mailto:vav43@mail.tsu.ru)

Пороговые характеристики высокочувствительных инфракрасных матриц фотодиодов на основе  $\text{HgCdTe}$  во многом определяются свойствами пассивирующего покрытия, в том числе свойствами границы раздела между полупроводником и диэлектриком. Характеризацию свойств границы раздела нельзя провести при использовании традиционных методик обработки результатов измерений тестовых МДП-структур, что связано с наличием в МЛЭ  $\text{HgCdTe}$  приповерхностных варизонных слоев с повышенным содержанием  $\text{CdTe}$ , которые выращиваются для оптимизации характеристик инфракрасных детекторов [1]. В данной работе представлены результаты исследования свойств границы раздела  $\text{HgCdTe}$  с пассивирующим покрытием, основанные на измерениях при температурах 8-200 К полной проводимости МДП-структур на варизонном  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x=0,19-0,36$ ), выращенном методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Выявлены особенности гистерезиса инжекционного типа, присущего электрофизическим и фотоэлектрическим характеристикам МДП-структур на основе варизонного  $\text{HgCdTe}$  [2,3]. Теоретически и экспериментально показано, что вольт-фарадные характеристики МДП-структур на основе  $\text{HgCdTe}$  с приповерхностными варизонными слоями при 77 К при частоте переменного тестового сигнала, превышающей 10 кГц, имеют высокочастотный вид относительно времен перезарядки поверхностных состояний, но низкочастотный вид относительно времени формирования инверсионного слоя. Установлено, что концентрации основных носителей заряда в приповерхностном слое  $\text{HgCdTe}$  заметно отличаются от интегральных значений, определенных методом Холла. Проведено численное моделирование вольт-фарадных характеристик МДП-структур на основе  $\text{HgCdTe}$  с приповерхностными варизонными слоями с учетом наличия на границах раздела быстрых поверхностных состояний. Выполнен анализ спектров поверхностных состояний на границе раздела между МЛЭ  $\text{HgCdTe}$  и различными диэлектриками ( $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), полученных путем обработки результатов измерений полной проводимости. Показано, что  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , нанесенный при помощи плазменной атомарно-слоевой технологии, образует качественную границу раздела с  $\text{HgCdTe}$ .

### Литература

- [1] В. М. Осадчий, А. О. Сусяков, В. В. Васильев и С. А. Дворецкий, Физика и техника полупроводников **33**, 293 (1999).
- [2] A. V. Voitsekhovskii, S. N. Nesmelov, and S. M. Dzyadukh, Opto-Electronics Review **22**, 236 (2014).
- [3] A. V. Voitsekhovskii, S. N. Nesmelov, and S. M. Dzyadukh, Thin Solid Films **551**, 92 (2014).

## Влияние адсорбции кислорода на вероятность эмиссии электронов из Cs/GaAs(001) в вакуум

А. Г. Журавлев<sup>1,2</sup>, А. С. Романов<sup>1,2</sup>, В. Л. Альперович<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383)330-98-74, эл. почта: zhuravl@isp.nsc.ru

В работе [1] экспериментально показано, что при адсорбции цезия на поверхности GaAs(001), когда эффективное сродство остается положительным  $\chi^* \geq 0.05$  эВ, вероятность эмиссии электронов  $P$ , имеющих энергию, достаточную для выхода в вакуум, проходит через максимум при Cs покрытии  $\theta \sim 0.4$  монослоя (ML), уменьшается приблизительно в три раза при  $\theta > 0.5$  ML, но даже в максимуме остается малой  $P \leq 10\%$ . Причины возникновения максимума в зависимости  $P(\theta)$  и малой величины вероятности выхода остаются непонятыми. Можно предположить, что уменьшение вероятности выхода при  $\theta > 0.5$  ML обусловлено рассеянием импульса и энергии эмитируемых электронов на одночастичных и коллективных возбуждениях в металлических цезиевых кластерах, которые формируются при больших покрытиях, когда диполь-дипольное отталкивание адатомов сменяется притяжением за счет образования латеральных металлических связей. Цель данной работы состоит в проверке этой гипотезы в эксперименте с адсорбцией кислорода на поверхности Cs/GaAs(001), приводящей к разрушению металлических связей в цезиевых кластерах.

Эксперименты проводились в сверхвысоковакуумной установке на эпитаксиальных слоях сильнолегированного  $p$ -GaAs с концентрацией дырок  $7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Чистые поверхности GaAs(001) приготавливались химическим удалением оксидов и последующим отжигом в вакууме. Вероятность выхода и электронное сродство при адсорбции цезия и кислорода на поверхности GaAs(001) определялись методом спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии, адаптированным для систем с параметрами, меняющимися во времени [1,2]. Для поверхностей Cs/GaAs и GaAs(Cs,O) сопоставлены зависимости вероятности выхода от электронного сродства  $P(\chi^*)$ . Эти зависимости имеют форму гистерезиса. Установлено, что при  $\theta > 0.5$  ML адсорбция кислорода приводит к увеличению вероятности эмиссии электронов в вакуум в 2-3 раза. Последующая адсорбция цезия на поверхности GaAs(Cs,O), приводящая к повторному формированию электронного газа в цезиевых кластерах, вновь вызывает уменьшение вероятности выхода электронов в вакуум. Полученные данные находятся в согласии с предположениями, что максимум зависимости  $P(\theta)$  при малых Cs покрытиях обусловлен надъямным резонансом при прохождении электронами области пространственного заряда, а уменьшение вероятности выхода в вакуум при больших покрытиях  $\theta > 0.5$  ML связано с рассеянием электронов в металлических цезиевых кластерах.

### Литература

- [1] A.G. Zhuravlev et al., Appl. Phys. Lett. **105**, 251602 (2014).
- [2] А.Г. Журавлев и др., Письма в ЖЭТФ **98**, 513 (2013)

## Пассивация поверхности InAs фтором при сухом окислении в таунсендовском разряде

М. С. Аксенов<sup>1</sup>, А. Ю. Широков<sup>2</sup>, В. А. Голяшов<sup>1,2</sup>, С. Е. Хандархаева<sup>2</sup>,  
А. К. Гутаковский<sup>1</sup>, А. В. Бакулин<sup>3</sup>, С. Е. Кулькова<sup>3</sup>, Н. А. Валишева<sup>1</sup>,  
О. Е. Терещенко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>3</sup>Институт физики прочности и материаловедения, пр. Академический, 2/4, Томск, 634021, Россия.

тел: (383)330-69-45, эл. почта: m.se.aksenov@gmail.com

Благодаря прямозонной структуре, малой ширине запрещенной зоны, высокой подвижности электронов и наличию собственного 2D электронного газа вблизи границы раздела с диэлектриками InAs является перспективным материалом для ряда приборных применений. Различные химические обработки, пассивирующие и диэлектрические слои (Ge, Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, LaLuO<sub>3</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, HfO<sub>2</sub> и др.) обеспечивают плотность интерфейсных состояний ( $D_{it}$ )  $(2\div 5)\times 10^{11}$  эВ<sup>-1</sup>см<sup>-2</sup>. Пассивация поверхности InAs(111)А тонкими (~15нм) фторсодержащими анодными оксидными слоями (ФАОС), выращенными в жидких средах, формирует границу раздела ФАОС/InAs с  $D_{it} < 5\times 10^{10}$  эВ<sup>-1</sup>см<sup>-2</sup> [1].

В рамках данной работы реализован метод сухого окисления InAs в таунсендовском разряде (O<sub>2</sub>, CF<sub>4</sub>, Ar), который обеспечивает формирование ультратонкого (~5 нм) однородного по площади и составу пассивирующего ФАОС. Изучение Au/ФАОС(5÷10нм)/InAs МДП-структур методом вольт-фарадных характеристик (ВФХ) показало, что при сухом окислении формируется граница раздела ФАОС/InAs с минимальной  $D_{it} \sim 5\times 10^{10}$  эВ<sup>-1</sup>см<sup>-2</sup>. Методом рентгеновской фотоэлектронной микроскопии (РФЭС) установлено, что изменение профиля состава изученных слоев аналогично профилю состава слоев, выращенных в жидких электролитах [1], при этом замещение кислорода фтором обуславливает уменьшение величины встроенного заряда ( $Q_{fix}$ ) и  $D_{it}$ . Изучение морфологии границы раздела ФАОС/InAs методом высокоразрешающей электронной микроскопии (ВРЭМ) показывает, что при сухом окислении формируется упорядоченная (кристаллическая) переходная область шириной 5-6 монослоев, межплоскостные расстояния в которой изменяются с увеличением количества фтора в ФАОС. Полученные экспериментальные результаты коррелируют с теоретическими расчетами атомной и электронной структуры (программный комплекс VASP), которые подтверждают изменение межплоскостных расстояний в переходном слое и устранение состояний фтором на границе ФАОС/InAs.

### Литература

[1] N. A Valisheva, M. S. Aksenov et al. Appl. Phys. Lett. **105**, 161601 (2014).



## Формирование ферромагнитных пленок силицида кобальта $\text{Co}_3\text{Si}$ на поверхности монокристаллического кремния

М. В. Гомоюнова, Г. С. Гребенюк, И. И. Пронин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая улица, дом 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (812)292-79-48, факс: (812)297-10-17, эл. почта: georgijmail@gmail.com

Формирование сверхтонких пленок силицидов переходных металлов на поверхности полупроводников имеет большое научное и практическое значение. Синтез таких пленок на поверхности кремния открывает возможность создания новых структур, перспективных для использования в современной электронике. Весьма перспективны эти материалы и для спинтроники, так как, во-первых, их можно интегрировать в стандартную кремниевую технологию, а во-вторых, в них может быть реализован транспорт спин-поляризованных электронов. Одним из наиболее интересных материалов для решения этих задач является ферромагнитный силицид  $\text{Fe}_3\text{Si}$ . Можно ожидать, что аналогичными свойствами будет обладать и богатый металлом силицид кобальта  $\text{Co}_3\text{Si}$ . Однако, в литературе нет данных о синтезе этого соединения на поверхности кремния, поэтому целью настоящей работы было попытаться сформировать  $\text{Co}_3\text{Si}$  на монокристаллическом кремнии и исследовать его магнитные свойства.

Эксперименты проводились в условиях сверхвысокого вакуума ( $1 \times 10^{-10}$  Торр). Исследование выполнено методом фотоэлектронной спектроскопии высокого энергетического разрешения с использованием синхротронного излучения. Элементный и фазовый состав формирующихся пленок определялись на основе анализа спектров Si 2p, Co 3p и валентных электронов. Магнитные свойства пленок анализировались *in situ* с помощью эффекта магнитного линейного дихроизма. Пленки силицида  $\text{Co}_3\text{Si}$  толщиной до 1 нм выращивались на подложках из тщательно очищенного кремния методом твердофазной эпитаксии.

В данной работе было исследовано три различных грани кремния – Si(100) $2 \times 1$ , Si(111) $7 \times 7$  и Si(110) $16 \times 2$ . На каждую из этих граней при комнатной температуре было напылено 16-20 Å кобальта. Показано, что на начальной стадии нанесения кобальта на кремний на нем образуется сверхтонкий слой интерфейсного силицида CoSi, покрытый твердым раствором кремния в кобальте. При дальнейшем нанесении металла на этом слое растет пленка кобальта, частично покрытая сегрегированным кремнием. Температура начала термостимулированных реакций зависит от грани кремния и лежит в диапазоне 260-320°C. При этом во всех случаях в приповерхностном слое образцов формируются сразу три силицида кобальта ( $\text{Co}_3\text{Si}$ ,  $\text{Co}_2\text{Si}$  и CoSi). Согласно фазовой диаграмме силицид  $\text{Co}_3\text{Si}$  стабилен лишь в узком температурном интервале вблизи 1200°C. В нашем же случае неравновесных условий формирования данное соединение, по-видимому, находится в метастабильном состоянии. Сформированный силицид наблюдался в интервале температур до 420°C, при этом средняя толщина слоя  $\text{Co}_3\text{Si}$  составляла 2-4 Å. Отжиги образцов при более высоких температурах приводили к трансформации  $\text{Co}_3\text{Si}$  в фазы CoSi и  $\text{CoSi}_2$ . Исследование магнитных свойств системы показало, что силицид  $\text{Co}_3\text{Si}$  действительно является ферромагнетиком.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 13-02-00398) и Российско-Германской лаборатории в HZB BESSY.

## Получение и исследование мезоскопических гетероструктур на основе селенида висмута $\text{Bi}_2\text{Se}_3$

Н. А. Тулина<sup>1</sup>, А. Н. Россоленко<sup>1</sup>, И. М. Шмытько<sup>1</sup>,

Н. Н. Колесников<sup>1</sup>, Д. Н. Борисенко<sup>1</sup>, В. В. Сироткин, И. Ю. Борисенко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела Российской академии наук Черноголовка.

<sup>2</sup>Институт проблем микроэлектроники и чистых веществ РАН, Черноголовка.

тел: +7 (496) 522-28393, факс: +7 (496) 522-81-60, эл. почта: [tulina@issp.ac.ru](mailto:tulina@issp.ac.ru)

В работе исследуются биполярные эффекты резистивных переключений (БЭРП) в структурах на основе  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Резистивные переключения в гетероструктурах на основе различных соединений - явление, которое сегодня интенсивно исследуется в нанотехнологии для получения элементов энергонезависимой и двухтерминальной памяти нового поколения, которая освоит новые рубежи по размерам и скоростям передачи информации [1-4]. Изучение БЭРП в гетероструктурах на основе селенида висмута  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  интересно прежде всего с точки зрения наблюдения БЭРП в неоксидных соединениях. Впервые получены диодные структуры и исследован БЭРП в мезоскопических структурах на основе  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Показано кардинальное различие резистивных переключений в мезоскопических структурах на основе наноструктурированных пленок  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и монокристаллов в контактах точечного типа. В первом типе переключения можно отнести к интерфейсному эффекту и транспорт тока в таких переходах имеет диодный характер с Шоттки подобными барьерами в сильнолегированных полупроводниках. Во втором случае, неоднородное распределение электрического поля вблизи края контакта создает области с повышенной напряженностью, в которых происходит движение и перераспределение дефектов и изменение резистивных свойств всей структуры [5].

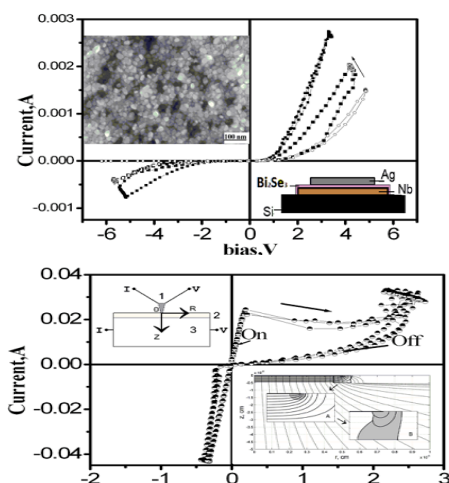


Рисунок 1. Примеры ВАХ мезоскопических структур Nb-BiSe-Ag, полученных методом фотолитографии. В правом верхнем углу микроструктура пленок  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$

Рисунок 2. Пример ВАХ гетероструктуры на основе монокристаллического  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ , верхний электрод из Ag микроконтактного типа. В левом нижнем углу пример распределения эквипотенциальных и токовых линий точечного контакта в состоянии Off и формирование проводящего канала в области интерфейса в On (расчет [5]).

### Литература

- [1] R Waser and M. Aono, *Nature Materials* **6**, 833 (2007).
- [2] Н. А. Тулина, *УФН* **177**, 1231 (2007).
- [3] G. I. Meijer, *Science* **319**, 1625 (2008).
- [4] Y. V. Pershin, M. D. Ventra, *Advances in Physics* **60**, 145 (2011).
- [5] N. A. Tulina, V. V. Sirotkin *et. al*, *Bulletin RAS, Physics* **7**, 265 (2013).

## Изучение границы a-Si:H/c-Si на сколах гетероструктур с помощью сканирующей зондовой микроскопии

Е. В. Гущина<sup>1</sup>, О. А. Маслова<sup>2,3</sup>, J. Alvarez<sup>2</sup>, W. Favre<sup>2</sup>, R. Varache<sup>2</sup>, M. E. Gueunier-Farret<sup>2</sup>, А. С. Гудовских<sup>3</sup>, А. В. Анкудинов<sup>1</sup>, Е. И. Теруков<sup>1</sup>, J. P. Kleider<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Политехническая ул., д.26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Laboratoire de Génie Électrique de Paris, Univ. Paris-Sud; UPMC Univ. Paris 06; 11 rue Joliot-Curie, Plateau de Moulon, F-91192 Gif-sur-Yvette Cedex, France.

<sup>3</sup>Академический университет, ул. Хлопина д. 8, корп. 3, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (812) 292-73-17, эл. почта: [katgushch@yandex.ru](mailto:katgushch@yandex.ru)

В рамках данной работы с помощью микроскопии сопротивления растекания и Кельвин-зонд микроскопии были изучены сколы прототипов солнечных элементов (СЭ) на основе аморфного гидрогенизированного (a-Si:H) и кристаллического кремния (c-Si). Эффективность таких СЭ составляет более 22% [1]. Во многом на это значение могут оказывать влияния не только шероховатость

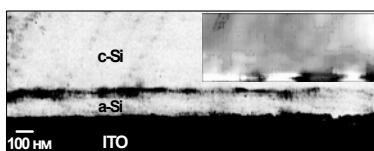


Рис.1. АСМ изображения скола (n) c-Si / (p) a-Si. Карта локальной проводимости и рельеф поверхности (вставка).

слоев, но и качество гетерограницы.

В изучаемых образцах [2] менялись толщина (20, 100 и 300 нм) и тип легирования (n, p) слоев a-Si:H. Все измерения проводились на микроскопе Интегра Аура, который позволяет проводить измерения в форвакууме и детектировать токи в диапазоне от 0.03 до 100 пА. На рис. 1 показаны карта локальной проводимости и записанная одновременно топография скола (вставка). Четко видны слои: ITO-проводящий контакт, a-Si:H (100 нм) и подложка c-Si. На границе a-Si:H/c-Si обнаружен слой повышенной проводимости. Сравнивая оба изображения, можно сказать, что наличие проводящего канала не связано ни с какими топографическими особенностям в районе гетерограницы. Такой проводящий канал обнаружен на всех образцах, независимо от толщины слоя a-Si:H и типа легирования подложки. Кроме того, тип проводимости обнаруженного канала противоположен типу проводимости c-Si. Исследования сколов, пассивированных HF, подтвердили наличие проводящего канала на гетерогранице a-Si:H/c-Si [2]. Моделирование и расчеты процессов, происходящих на это границе, показали существование разрывов в зоне проводимости (0,15 эВ) и валентной зоне (0,45 эВ). Столь большие значения могут вызывать скопление зарядов у гетерограницы. И наоборот, существование проводящего канала может указывать на скопление зарядов у гетерограницы и, следовательно, на существование разрывов зон. Таким образом, применение методов СЗМ позволяет выявлять области двумерного электронного (или дырочного) газа, существование которого может влиять на эффективность фотовольтаического преобразования СЭ.

Работа поддержана грантом Президента РФ НШ-347.2014.2.

### Литература

- [1] Y. Tsunomura, *et al.*, Solar Energy materials and Solar Cells **93**, 670 (2009).  
 [2] О. А. Маслова, J. Alvarez, Е. V. Gushchina, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **97**, 252110 (2010).

## Динамика гетерогенной химической реакции хлорирования Cu(111)

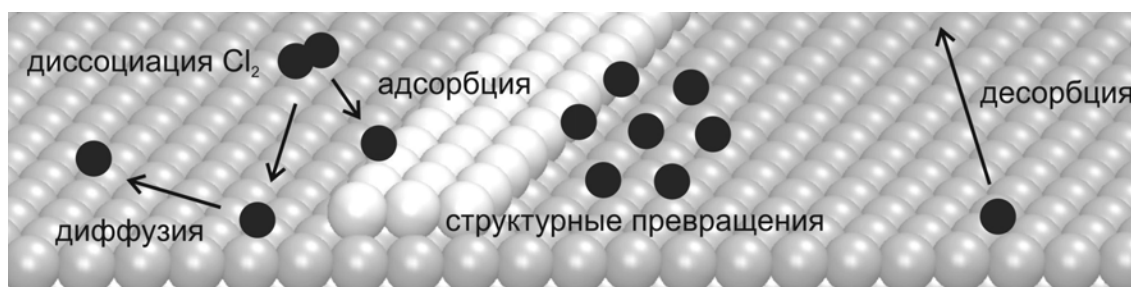
Т. В. Павлова, Г. М. Жидомиров, К. Н. Ельцов

ИОФ РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия.

тел: (499) 503-87-84, эл. почта: pavlova@kapella.gpi.ru

Изучение динамики взаимодействия газовых молекул с поверхностью и/или между собой на поверхности на атомном уровне стало возможным только в последнее время в связи с развитием вычислений на основе теории функционала плотности и достижениями эксперимента, способного наблюдать структуру, электронное и колебательное состояние отдельных атомов и молекул на поверхности. В качестве объекта изучения нами выбрана реакция хлорирования меди Cu(111), для которой существует большой набор экспериментальных данных, включая СТМ-изображения атомной структуры хлорированной поверхности и спектры термодесорбции [1,2], что позволяет исследовать различные сценарии развития событий как по температурной шкале, так и по степени покрытия поверхности хлором.

В настоящей работе представлены результаты моделирования динамики реакции, включая стадии диссоциации молекулы Cl<sub>2</sub>, адсорбции атомов, их диффузии, структурных превращений на поверхности и термической десорбции продуктов реакции. Вычисления выполнены на основе теории функционала плотности, с использованием программного пакета VASP. Минимальный путь реакции, переходные состояния и энергии активаций всех стадий реакции рассчитаны с применением теории переходных состояний. Изучена термодинамическая стабильность поверхностных структур при изменении химического потенциала хлора. Установлено, что с хлорированной поверхности меди хлор слетает только в виде соединений с медью (CuCl или Cu<sub>3</sub>Cl<sub>3</sub>). Сопоставление полученной температуры десорбции хлора с экспериментом [2] позволило установить взаимосвязь атомной структуры поверхности со спектрами термической десорбции.



### Литература

- [1] Андрюшечкин Б.В., Ельцов К.Н. Труды ИОФРАН. 2003, **59**, 106-133.
- [2] Eltsov K.N., Klimov A.N. et al., Surf. Sci. 1991, **251/252**, 753-758.

## Модификация поверхности полупроводников $A^3B^5$ посредством зарядового обмена на границе с раствором

М. В. Лебедев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (812) 292-73-44, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: mleb@triat.ioffe.ru

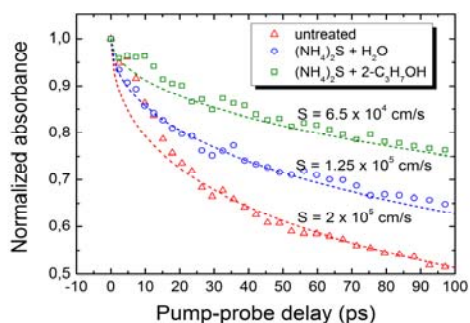


Рис. 1. Затухание поглощения на свободных носителях в GaAs(100) до и после обработки в водном или спиртовом сульфидном растворе.  $S$  — рассчитанная скорость поверхностной рекомбинации.

Предложен и реализован подход к модификации электронных свойств поверхностей полупроводников  $A^3B^5$  за счет зарядового обмена между компонентами сульфидного раствора и поверхностными состояниями полупроводника. Расчеты методами теории функционала плотности показывают, что полярные растворители могут существенным образом изменять реакционную способность ионов в растворе за счет электростатического взаимодействия и формирования водородных связей [1]. Гидратированные ионы  $HS^-$  могут легко принимать и отдавать электроны при протекании химических реакций, в то время как сольватированные молекулами спиртов ионы могут только отдавать, но не принимать электроны. Соответственно, механизм зарядового обмена между поверхностью полупроводника и компонентами раствора, а, следовательно, и формирующаяся электронная структура поверхности, должны зависеть от растворителя.

При исследовании взаимодействия сольватированных различными растворителями анионов  $HS^-$  с полупроводниковыми поверхностями GaP(100), GaSb(100), InAs(100) и InSb(100) было установлено, что химический состав модифицированной поверхности будет существенно различаться в зависимости от растворителя. В частности, соотношение поверхностных концентраций элементов III и V групп выше при адсорбции анионов  $HS^-$  из водного раствора, чем при адсорбции из спиртового раствора. Кроме того, адсорбция анионов  $HS^-$  из различных растворителей приводит к формированию поверхности полупроводника с различной зависящей от растворителя электронной структурой. Так, например, скорость безызлучательной рекомбинации на поверхности GaAs(100) после адсорбции анионов  $HS^-$  из раствора на основе изопропилового спирта существенно ниже, чем после адсорбции из водного сульфидного раствора (Рис. 1). Аналогичные результаты были получены и для поверхности GaP(100) [2]. Приповерхностный изгиб зон и энергия ионизации полупроводников  $A^3B^5$  (GaAs(100), GaP(100), GaSb(100), InAs(100) и InSb(100)) после адсорбции анионов  $HS^-$  из различных растворителей также существенно различаются.

### Литература

- [1] M. V. Lebedev, Appl. Surf. Sci. **254**, 8016 (2008).  
 [2] M. V. Lebedev, T. Mayer, Phys. Stat. Sol. A **211**, 2005 (2014).

## Исследование генерации второй гармоники оптического излучения с поверхности металла при воздействии мощного терагерцового поля

С. Б. Бодров, А. А. Мурзанев, Ю. А. Мальков, **Ю. А. Сергеев**, А. Н. Степанов,  
Д. А. Яшунин

ИПФ РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия.

тел: (831) 416-49-03, факс: (831) 436-37-92

С развитием техники генерации терагерцового (ТГц) излучения расширяется область научного применения данного диапазона частот. Одним из направлений является нелинейное воздействие интенсивного ТГц излучения на вещество, в частности воздействие на поверхность различных материалов с целью диагностики их поверхностных свойств. В данной работе экспериментально исследовалась генерация второй гармоники (ВГ) оптического излучения с поверхности золота при одновременном воздействии на образец мощным ТГц полем.

Для проведения исследований использовался фемтосекундный лазер на Ti:Sapphire ( $\lambda = 795$  нм, 10 Гц, 10 мДж, 70 фс). Генерация ТГц излучения осуществлялась методом наклонного фронта интенсивности оптического излучения в кристалле LiNbO<sub>3</sub> [1] (рис. 1). ТГц излучение фокусировалось на образец совместно с пробным лазерным импульсом. Регистрация ВГ, генерируемой с поверхности образца, осуществлялась при помощи фотоэлектронного умножителя. На рис. 2 приведена зависимость сигнала второй гармоники от напряженности ТГц поля, поляризация всех волн (оптической накачки, второй гармоники и ТГц) была одинаковой (s-поляризация). Для описания экспериментальных результатов была разработана теория на основе гидродинамического описания электронов в металле, выводы которой согласуются с полученными данными.

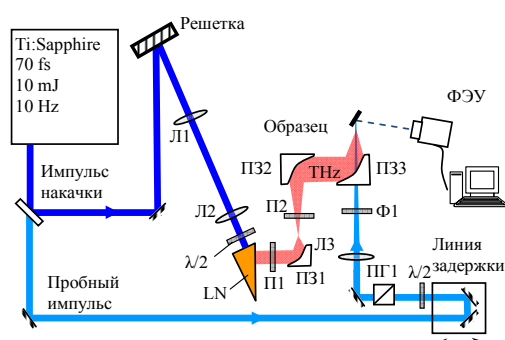


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (Л1, Л2 и Л3 – линзы; ПЗ1, ПЗ2, ПЗ3 – параболические зеркала; LN – LiNbO<sub>3</sub>; ПГ – призма Глана; П1, П2 – ТГц поляризаторы).

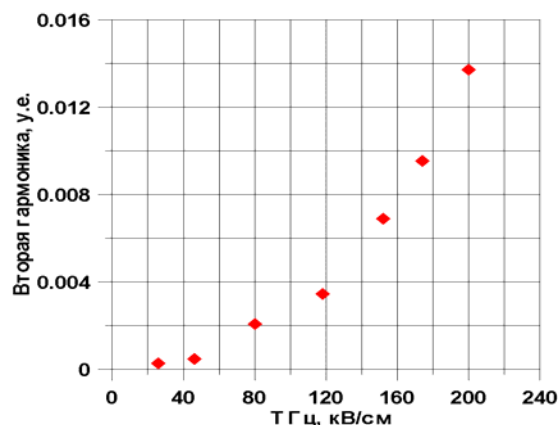


Рис. 2. Зависимость интенсивности второй гармоники от величины ТГц поля. Поляризация оптики S, ТГц излучения S, второй гармоники S.

### Литература

[1] J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, G. Almási, and J. Hebling, Opt. Express **18**, 12311 (2010).

## Поглощение Урбаха и флуктуации зонного потенциала в эпитаксиальных слоях Si:Er

В. Б. Шмагин<sup>1,2</sup>, К. Е. Кудрявцев<sup>1,2</sup>, Д. В. Шенгуров<sup>1,2</sup>, З. Ф. Красильник<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН,  
Академическая, 7, Нижний Новгород, 603087, Россия.

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия.

тел: (831) 417-94-73, эл. почта: konstantin@ipmras.ru

Кремний, легированный эрбием, интересен как активная среда для светоизлучающих устройств диапазона 1.5-1.6 мкм за счет внутриатомных излучательных переходов ионов  $\text{Er}^{3+}$  [1]. Структуры Si:Er/Si, получаемые методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ, [2]), характеризуются рекордно высокими (в классе с-Si:Er) интенсивностью и квантовой эффективностью люминесценции эрбия. В то же время, для этих структур физика процессов, определяющих возбуждение ионов  $\text{Er}^{3+}$  при рекомбинации электронно-дырочной пары, далека от четкого понимания. Принятая модель рекомбинационного возбуждения редкоземельной примеси [3] не соответствует имеющимся представлениям об электрической активности СМЛЭ слоев Si:Er и характерной для них структуре примесно-дефектных уровней в запрещенной зоне кремния [4], что предполагает возможность реализации в светоизлучающих структурах Si:Er/Si альтернативных механизмов возбуждения эрбия.

В предлагаемой работе исследованы спектры фототока диодных структур Si:Er/Si в области энергий вблизи края фундаментального поглощения кремния (область поглощения Урбаха). Установлено, что слои Si:Er характеризуются значительно большим, по сравнению с не легированными эрбием эпитаксиальными слоями кремния, уровнем флуктуаций зонного потенциала. Показано, что значительные флуктуации потенциала, наблюдаемые в слоях Si:Er, обусловлены структурными (статическими) неоднородностями материала и не связаны с динамическим беспорядком, вызываемым тепловыми колебаниями решетки. Получены оценки амплитуды и характерного пространственного масштаба случайного потенциала в слоях Si:Er. Обсуждается возможная природа наблюдаемых флуктуаций зонного потенциала и рассматривается модель возбуждения эрбия с участием экситонов, локализованных на неоднородностях потенциального рельефа.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант #13-02-00397) на оборудовании Центра коллективного пользования «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

### Литература

- [1] A. J. Kenyon. Semic. Sci. Tech. **20**, R65 (2005).
- [2] В. П. Кузнецов, З. Ф. Красильник, ФТП **44**(3), 413 (2010).
- [3] F. Priolo *et al.* J. Appl. Phys. **78**, 3874 (1995).
- [4] В. Б. Шмагин и др., ФТП, **36**(2), 178 (2002).

## Выглаживание и разупорядочение ступенчато-террасированной поверхности GaAs: эксперимент и Монте-Карло моделирование

Д. М. Казанцев<sup>1</sup>, И. О. Ахундов<sup>1</sup>, Н. Л. Шварц<sup>1,3</sup>, В. Л. Альперович<sup>1,2</sup>,  
А. С. Терехов<sup>1</sup>, А. В. Латышев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>3</sup>Новосибирский государственный технический университет, пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073, Россия.

тел: (383) 330-98-74, факс: (383) 333-27-71, эл. почта: kazantsev-83@yandex.ru

Атомно-гладкие поверхности полупроводников необходимы для научных исследований, а также для создания наноструктур и приборов микро- и оптоэлектроники. В работах [1,2] была предложена и реализована методика получения поверхностей GaAs(001) с регулярными атомно-гладкими террасами, разделенными ступенями моноатомной высоты, путем отжига в условиях равновесия между кристаллом и парами мышьяка и галлия. Данная работа посвящена выяснению механизмов атомного выглаживания и разупорядочения поверхностей GaAs(001) с помощью моделирования методом Монте-Карло.

Установлено, что основные особенности измеренной кинетики выглаживания поверхности GaAs(001) описываются на качественном уровне с помощью моделирования по методу Монте-Карло в модели кристалла Косселя. Выявлены различные этапы кинетики формирования террасированной поверхности, которые состоят в рекомбинации адатомов и вакансий, зарождении островков и увеличении их размеров («оствальдовское созревание»), встраивании островков в ступени и выпрямлении ступеней. Для количественного описания процесса выглаживания использовалась длина атомных ступеней, которая более адекватно характеризует процесс формирования террасированной поверхности, чем среднеквадратичная шероховатость [2], и средний размер островков. Сравнение измеренной кинетики длины ступеней и среднего размера островков с расчетом позволило оценить значения параметров, определяющих процесс выглаживания: энергия латеральных связей поверхностных атомов, энергия активации поверхностной диффузии и энергия десорбции адатомов [3]. С помощью Фурье и автокорреляционного анализа изучены особенности оствальдовского созревания на террасах и анизотропия рельефа поверхности.

При увеличении температуры отжига в эксперименте выглаживание поверхности сменяется её разупорядочением (огрублением рельефа). Моделирование показало, что фундаментальный «огрубляющий переход» (“roughening transition”) должен происходить при температурах, существенно превышающих экспериментальные значения. Обсуждаются возможные механизмы разупорядочения поверхности, обусловленные отклонением условий отжига от равновесных.

### Литература

- [1] V. L. Alperovich, I. O. Akhundov *et al.*, Appl. Phys. Lett. **94**, 101908 (2009).
- [2] I. O. Akhundov, V. L. Alperovich *et al.*, Appl. Surf. Sci. **269**, 2 (2013).
- [3] D. M. Kazantsev, I. O. Akhundov *et al.*, Appl. Surf. Sci. **333**, 141 (2015).



## Поверхностный фазовый переход в системе углерод - кремний

Р. К. Яфаров, В. Я. Шаныгин

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, г. Саратов, 410019, Россия.

тел: (8452) 524779, e-mail: pirpc@yandex.ru

Современные методы создания квантово размерных структур в микро- и нано-электронике, включая нуль-мерные и пространственные, основываются на получении планарных гетероструктур с относительно высокой разностью параметров решеток пленки и подложки. Последующая релаксация упругих напряжений вблизи свободной поверхности способствует спонтанному образованию поверхностных 3D-наноструктур. К сожалению, достигнутый на сегодня уровень поверхностной плотности самоорганизованных квантовых точек составляет всего  $10^9 - 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ; их максимальная объемная плотность также очень мала ( $10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ). Это не обеспечивает необходимого уровня эффективности приборов, созданных на их основе.

В работе представлены результаты исследования синтеза на кристаллах кремния массивов 3D углеродных наноразмерных островков со сверхвысокой поверхностной плотностью. Показано, что структура и наноморфологии атомно-чистых поверхностей кристаллов кремния различных ориентаций являются факторами, которые обеспечивают управление процессами формирования низкоразмерных структур. При осаждении субмонослойных покрытий углерода на кремний из паров этанола в микроволновой плазме основными являются адсорбционные процессы, которые интерпретируются в рамках модели адсорбции Лэнгмюра. С увеличением длительностей осаждения наблюдаются переходы от активационной хемосорбции из прекурсорного состояния к безактивационной хемосорбции. Длительности процессов, при которых осуществляются переходы, зависят от температуры подложки и смещения в процессе плазменного синтеза. Исследования кинетики изменения морфологии поверхности с использованием сканирующего электронного микроскопа показали, что при определенных длительностях осаждения, наблюдается структурирование, в результате которого из первоначально разреженного однородного массива кластеров возникают островки – домены с суб- 10 nm поперечными размерами. Синхронный скачкообразный рост поверхностных плотностей выступов на кремнии и снижение их высот на кинетических зависимостях осуществляется при переходе между механизмами адсорбции (рис.1). Процесс сопровождается образованием Si – C≡ доменов, который связан с перестройкой структуры поверхностного слоя и может быть интерпретирован как поверхностный фазовый переход. Высокоанизотропное травление кремниевой пластины с углеродными островками – доменами в качестве маскирующего покрытия позволяет получать пространственные наноразмерные структуры с плотностью до  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Использование свойств наноморфологии атомно-чистых поверхностей полупроводниковых кристаллов открывает новые возможности для создания сверхплотных и принципиально новых квантово-размерных систем на их основе.

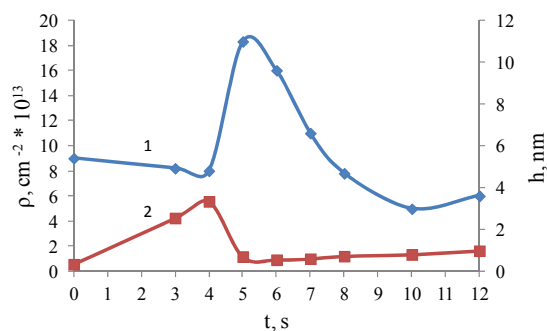


Рис.1. Зависимости плотностей (1) и высот (2) выступов от длительности хемосорбции углерода на кремний (100).

## Рост и оптоэлектронные свойства слоёв InN, выращенных методом МПЭ ПА при различных соотношениях потоков элементов III и V групп

Б. А. Андреев<sup>1,2</sup>, П. А. Бушуйкин<sup>1</sup>, Е. В. Демидов<sup>1</sup>, **Д. Н. Лобанов<sup>1,2</sup>**,  
А. В. Новиков<sup>1,2</sup>, Е. В. Скороходов<sup>1</sup>, П. А. Юнин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИФМ РАН, ул. Академическая, д. 7, Н. Новгород, 607680, Россия.

<sup>2</sup>ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Н. Новгород, 603950, Россия.

тел: (831) 417-94-73, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: [dima@ipmras.ru](mailto:dima@ipmras.ru)

В девяностых годах прошлого столетия произошел стремительный прогресс в технологии выращивания III-N материалов, что открыло перспективы для создания разнообразных приборов на их основе [1]. Тем не менее InN остаётся наименее изученным среди III-N материалов. С практической точки зрения этот материал очень привлекателен для создания как источников инфракрасного излучения (ширина запрещённой зоны InN ~ 0.64 эВ) так и быстродействующих, высокочастотных транзисторов. Целью настоящей работы являлось исследование влияния соотношения потоков элементов III и V групп на структурные и оптические свойства формируемой методом МПЭ ПА плёнки InN.

Рост плёнок InN проводился на подложках с-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> методом МПЭ ПА на установке STE 3N3. Перед осаждением InN на подложке формировался GaN буфер. Соотношение потоков In и N варьировалось в широком диапазоне от 0.1 до 1.2. Исследования методами сканирующей электронной микроскопии показали, что при соотношении потоков III/V < 0.7 слой InN состоит из вертикальных наноколонн. При повышении соотношения III/V ≥ 0.7 латеральный размер наноколонн увеличивается по мере их роста, в результате чего при определённой толщине они начинают сращиваться друг с другом, образуя сплошной слой InN. При соотношении потоков III/V ~ 0.9 слой InN становится двумерным, однако обладает нанопористой структурой. При увеличении соотношения потоков III/V до 1.1 слой InN становится сплошным, а дальнейшее повышение приводит к появлению капель In на поверхности роста. Согласно результатам рентгеноструктурного анализа плотность прорастающих дислокаций в InN слое составляет 2–3 · 10<sup>10</sup> см<sup>-2</sup>, что сопоставимо с плотностью прорастающих дислокаций в GaN буфере. Интенсивный сигнал фотолюминесценции от InN слоя в диапазоне 0.65–0.8 эВ характеризуется широким (~0.1 эВ) пиком, что связывается с достаточно высокой остаточной концентрацией электронов, которая по результатам измерения спектров отражения увеличивается для слоев InN, выращенных в азот-обогащённых условиях с 4 · 10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup> до 8 · 10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup> при росте в металл-обогащённых условиях. Подвижность электронов при комнатной температуре, определенная из измерения эффекта Холла, увеличивается с 880 В/см · с для нанопористой плёнки (III/V ~ 0.9) до 1100 В/см · с для сплошной плёнки (III/V ~ 1.1).

Работа выполнена при поддержке Программ РАН и РФФИ с использованием оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

### Литература

- [1] M.T.Hardy, D.F.Feezell, S.P.DenBaars, and S.Nakamura, *Materials Today* **14**, 408 (2011)

## Спектры возбуждения и кинетика люминесценции экситонов, автолокализованных на состояниях поверхностных димеров в нанокристаллах кремния

Б. А. Андреев<sup>1,3</sup>, О. Б. Гусев<sup>2</sup>, А. Н. Яблонский<sup>1,3</sup>, А. В. Ершов<sup>3</sup>, Д. А. Грачев<sup>3</sup>,  
И. Н. Яссиевич<sup>2</sup>, З. Ф. Красильник<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Нижегородская обл., 603087, Россия.

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>3</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23. Нижний Новгород, 603950, Россия.

тел: (831) 417-94-81, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: boris@ipmras.ru

Структуры с кремниевыми нанокристаллами в диэлектрических и полупроводниковых матрицах интенсивно исследуются в связи с квантово-размерными эффектами и важными приложениями в качестве излучающих и фотовольтаических устройств [1]. Наличие коротковолновой границы эмиссии экситонов в NC-Si в SiO<sub>2</sub> вблизи  $\lambda \sim 0.6$  мкм (энергия  $\sim 2.0$  эВ), которая не следует из условий квантово-размерного ограничения, привело к предположению о важной роли автолокализованных экситонов (STE-Self-Trapped Exciton) в процессах эмиссии нанокристаллов кремния, внедренных в матрицу SiO<sub>2</sub> [2].

В данной работе в экспериментах с перестраиваемым по длине волны импульсным возбуждением и наносекундным временным разрешением зарегистрированы спектры и кинетика люминесценции, а также спектры возбуждения люминесценции STE, связанных с поверхностными Si-Si-димерами в нанокристаллах кремния в матрице SiO<sub>2</sub>. Полоса люминесценции STE с максимумом вблизи 1.17 eV демонстрирует медленную кинетику релаксации ( $\tau_{STE} = 5.9$  и 5.3 ms) и время спада люминесценции не зависит от длины волны наблюдения и среднего размера кристаллов, что соответствует излучательным переходам STE, идущим со стабильного энергетического уровня. В докладе обсуждаются наблюдаемые отличия спектров возбуждения экситонной ФЛ и STE. Сравнение результатов измерений с моделями STE в нанокристаллах кремния (3,4) позволяет, в частности, связать наблюдаемое уменьшение интенсивности люминесценции полосы STE при увеличении среднего размера нанокристаллов с ростом потенциального барьера между состоянием свободного экситона и STE-состоянием, минимизирующего захват экситона в STE-состояния.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 15-02-05086)

### Литература

- [1] L. Pavesi, R. Turan, (eds) Silicon Nanocrystals; Fundamentals, Synthesis, and Applications (Wiley-VCH, 2010)
- [2] G. Allan, C. Delerue, M. Lannoo // Phys. Rev. Lett, V.76, 2961 (1996).
- [3] A. V. Gert, I. N. Yassievich // JETP Lett. V. 97, 87 (2013)
- [4] O. B. Gusev et al. // ЖЭТФ, T.118(5), 728 (2014).

## Зондирование когерентными фононами заглубленных в алмаз графитизированных слоев, созданных имплантацией ионов углерода

А. Ю. Клоков, А. И. Шарков, Д. Ф. Аминев, В. А. Цветков, Р. А. Хмельницкий  
ФИАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991, Россия.

тел: (499)135-80-05, эл. почта: klokov@sci.lebedev.ru

Алмаз обладает уникальной комбинацией электрических, оптических, структурных и тепловых свойств, делающей его привлекательным материалом для изготовления МЭМС, а также перспективных устройств акустоэлектроники гигагерцового диапазона. При создании последних, весьма полезной может оказаться возможность модификации структуры и физических свойств алмаза с помощью ионной имплантации. Так, например, возможно создание встроенных в матрицу алмаза заглубленных слоев (аморфизованных, графитизированных) толщиной от десятков нанометров до единиц микрон [1]. Однако акустические свойства таких слоев исследованы недостаточно. Получить информацию о скорости звука, затухании, акустическом рассогласовании имплантированного слоя и алмазной матрицы можно с помощью методов пикосекундной акустики.

В данной работе проведено зондирование встроенных в алмаз графитизированных слоев импульсами когерентных фононов. Образец был выполнен имплантацией ионов углерода с энергией 350 кэВ в пластину алмаза типа ПА (100), с последующим отжигом в вакууме. Было сформировано пять прямоугольных областей, с дозами имплантации от  $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  до  $12 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . При увеличении дозы имплантации, увеличивалась толщина графитизированного слоя и уменьшалась глубина залегания. Когерентные фононы (упругие импульсы) с шириной спектра  $\sim 80 \text{ ГГц}$  генерировались при облучении Al пленки (30 нм), напыленной на поверхность алмаза, импульсами фемтосекундного титан-сапфирового лазера. Колебания поверхности структуры, вызванные распространением когерентных фононов, регистрировались оптически, с помощью интерферометра Саньяка.

Обнаружено сильное отражение упругих импульсов от границы алмаз/имплантированный слой. При этом структура - поверхность образца/алмаз/графитизированный слой ведёт себя как резонатор для продольных фононов с частотами  $\sim 25 \text{ ГГц}$ . Точное значение частоты определяется глубиной залегания графитизированного слоя. Сопоставление полученных данных с результатами проведенных ранее исследований оптического возбуждения поверхностных и объёмных когерентных фононов в алмазе с графитизированными слоями [2,3], позволило оценить упругие и фотоупругие свойства таких слоев.

Работа выполнена при поддержке ПФИ Президиума РАН №1.

### Литература

- [1] A.A. Gippius, R.A. Khmelnskiy, V.A. Dravin, S.D. Tkachenko, *Diamond and Related Materials* **8**, 1631 (1999).
- [2] A.Yu. Klokov, M.V. Kochiev, A.I. Sharkov, V.A. Tsvetkov, V.A. Khmelnskiy, *Journal of Physics: Conference Series* **278** 012019 (2011).
- [3] A. Klokov, V. Tsvetkov, A. Sharkov, D. Aminev, R. Khmelnskiy, *Journal of Physics: Conference Series* **520**, 012006 (2014).

## Сканирующая микроскопия сопротивления растекания с подсветкой: искажения на топографических изображениях.

Д. Е. Свиридов, В. И. Козловский

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991, Россия.

тел: (495) 851-07-93, эл. почта: bonstock@mail.ru

Подсветка области контакта зонд-образец расширяет диапазон применения метода сканирующей микроскопии сопротивления растекания (СМСР) и позволяет изучать эффекты, вызванные фотоиндуцированным изменением концентрации носителей и их перераспределением [1]. Было

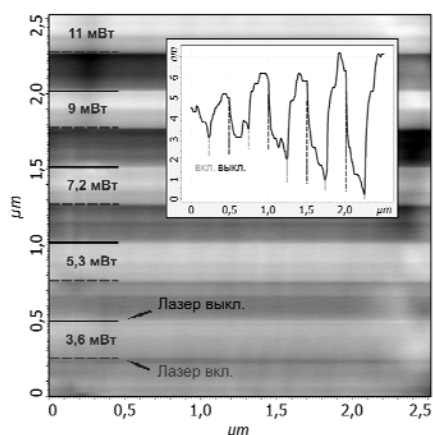


Рис. 1. Топографическое изображение поверхности скола GaAs в режиме СМСР. Изображение было получено при подсветке ИК лазером  $I = 3.6, 5.3, 7.2, 9$  и  $11$  мВт. На вставке представлен усредненный профиль поверхности.

обнаружено, что подсветка непрерывным лазерным излучением приводит к появлению искажений на топографических изображениях различных образцов. Для надежной интерпретации влияния подсветки на токовые изображения, получаемые одновременно с топографическими и, соответственно, на электрические характеристики образца, необходимо детальное изучение данного эффекта. В данной работе мы исследовали влияние непрерывной лазерной подсветки с  $\lambda = 405$  нм ( $I = 1-15$  мВт) и  $1064$  нм ( $1-20$  мВт) на оптическую систему контроля отклонения кантилевера атомно-силового микроскопа (АСМ) и образец, во время изучения поверхности скола эпитаксиальной подложки GaAs n-типа (АХТ) в режиме СМСР. Пятно лазерной подсветки диаметром  $\sim 100$  мкм фокусировалось на боковую поверхность подложки в область контакта зонд-образец. Измерения проводились с помощью сканирующего зондового микроскопа Solver P47 Pro (NTMDT). Мы использовали зонды марки DDESP10 (Bruker). На топографическом изображении (Рис. 1) видно, что в тех его частях, в которых осуществлялась подсветка с  $\lambda = 1064$  нм, образовались возвышения. Было обнаружено, что возвышения формируются как в случае фокусировки излучения в область точечного контакта зонд-образец, так и в случае, фокусировки только на образец. Величина возвышений тем больше, чем больше интенсивность подсветки и чем больше тепловое сопротивление в области контакта подложки с держателем образца. Проведено моделирование нагрева и расширения образца при подсветке путем решения стационарного неоднородного уравнения теплопроводности. Показано, что образование возвышений при  $I = 1-20$  мВт связано, преимущественно, с расширением GaAs из-за его нагрева излучением. При подсветке излучением с  $\lambda = 405$  нм эффект приблизительно в два раза сильнее, при одинаковых интенсивностях, из-за во столько же раз большего поглощения излучения с  $\lambda = 405$  нм в исследуемом образце.

### Литература

- [1] A. F. Adiyatullin, S. V. Shevtsov, D. E. Sviridov, V. I. Kozlovsky, A. A. Pruchkina, P. I. Kuznetsov, and V. S. Krivobok, *J. Appl. Phys.* **114**, 163524 (2013).

## Гетероэпитаксиальный рост Ge на Si(100) методом горячей проволоки

С. А. Денисов<sup>1,2</sup>, А. В. Нежданов<sup>1</sup>, В. Ю. Чалков<sup>1</sup>, В. Н. Трушин<sup>1</sup>, Д. О. Филатов<sup>1</sup>,  
Ю. Н. Бузынин<sup>2</sup>, В. Г. Шенгуров<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>НИФТИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия.

<sup>2</sup>ИФМ РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 603087, Россия.

тел: (831)462-31-88, факс: (831)4623-136, эл. почта: denisov@nifti.unn.ru

Эпитаксиальный рост Ge на Si-подложках представляет интерес для изготовления на них ряда приборов, таких как высококачественные Ge-на-Si фотодетекторы для инфракрасного диапазона, солнечные элементы, Ge-лазеры и др. Особенно важно, если эпитаксиальный рост Ge может быть совместим с процессом Si КМОП-технологии, в котором верхний предел по температуре составляет 450°C. В ряде успешно развитых технологиях выращивания Ge на Si температура процесса превышает эту величину. Одним из перспективных методов низкотемпературного роста является метод горячей проволоки (HW CVD).

В настоящей работе впервые были выращены толстые (до 3 мкм и выше) эпитаксиальные слои Ge на Si(100)-подложках методом HW CVD при температуре 350°C со скоростью 0,2 - 1,0 нм/с. В камеру роста высоковакуумной установки напускали чистый монокристаллический герман до давления  $(2\div 6)\cdot 10^{-4}$  Торр, который разлагался на танталовой полоске, нагретой до 1200 - 1500°C, в результате происходил рост слоя Ge на Si(100). Установлено, что скорость роста линейно зависит от температуры танталовой полоски.

Кристаллическое совершенство выращенных слоев исследовано методами электронографии, просвечивающей электронной микроскопии и рентгеновской дифракции. Установлено, что ширина кривой качания на полувысоте варьируется в интервале  $5,7\div 10,8$  угл.мин. в зависимости от режимов роста. Плотность ямок травления, отождествленная с плотностью прорастающих дислокаций, составляет  $(3\div 6)\cdot 10^5$  см<sup>-2</sup>, что на 1,5-2 порядка величины ниже плотности дислокаций в слоях, выращенных другими методами [1].

Дополнительно слои Ge на Si(100) были идентифицированы методом конфокальной рамановской микроскопией. Установлено, что резкий пик на спектре в области 300 см<sup>-1</sup> указывает на наличие связи Ge-Ge.

По данным атомно-силовой микроскопии слои Ge имеют терасчатую структуру, что свидетельствует о слоевом механизме их роста. Среднеквадратичная шероховатость (RMS) на скане  $5\times 5$  мкм<sup>2</sup> составляет ~0,8 нм.

Выращенные слои использовались при создании фотоприемников на  $\lambda = 1,3$  и 1,55 мкм.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (№ 14-02-31370 мол\_а; №15-02-99664) и Президента РФ (МК-7021.2015.2).

### Литература

[1] Y.H.Tan, C.S Tan, Thin Solid Films **520**, 2711 (2012).

## Структурные и фотолюминесцентные исследования низкотемпературного GaAs на подложках GaAs (100) и (111)A

Г. Б. Галиев, Е. А. Климов, А. Н. Клочков, Д. В. Лаврухин, С. С. Пушкарёв  
ИСВЧПЭ РАН, Нагорный проезд, д. 7, стр. 5, 117105, Россия.

тел: (499) 123-62-22 факс: (499) 123-44-64, эл. почта: galiev\_galib@mail.ru

В последние годы наблюдается значительный интерес к исследованиям электронных свойств GaAs, выращиваемого при низких температурах (180–300 °С), который обусловлен возможностью практического использования LT-GaAs (low-temperature GaAs) при создании устройств ТГц-диапазона частот.

В работе представлены результаты исследования структурных и фотолюминесцентных (ФЛ) свойств LT-GaAs структур, выращенных методом МЛЭ на подложках GaAs с ориентациями (100) и (111)A. Заметим, что в литературе нет данных о LT-GaAs на подложках (111)A. Исследуемые образцы состоят из двух слоёв: i-GaAs толщиной 0.2 мкм, выращенного при 560 °С, и LT-GaAs толщиной 1.02 мкм, выращенного при 230 °С. LT-GaAs содержит три  $\delta$ -слоя Si, расположенных на расстоянии 0.255 мкм друг от друга.  $N_{Si}$  в  $\delta$ -слоях составляет  $5.5 \cdot 10^{12}$ ,  $6.9 \cdot 10^{12}$  и  $8.2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Образцы 975 и 981 выращены на подложках GaAs (100), а образцы 978 и 982 – на подложках GaAs (111)A. Отношение потоков As<sub>4</sub> и Ga ( $\gamma$ ) для образцов 975 и 978 составляло 20, а для образцов 981 и 982 – 45.  $\delta$ -слои Si вводились для выяснения роли атомов Si как центров преципитации мышьяка, а также для исследования их различного влияния на образование дефектов в LT-GaAs на подложках (100) и (111)A.

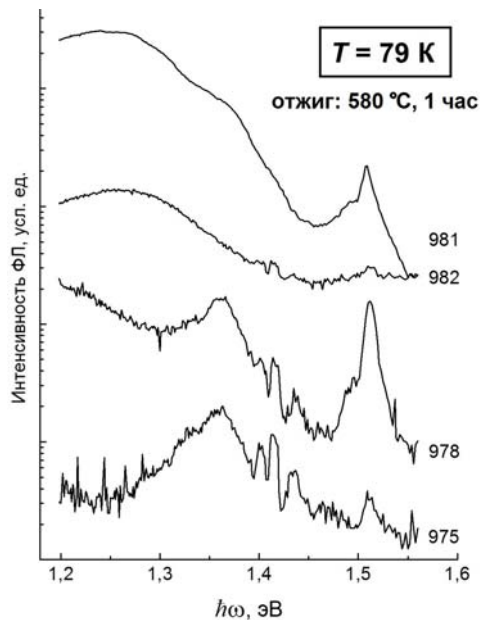


Рис. 1. Спектры ФЛ исследуемых образцов

по-разному.

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 1 «Исследование и разработка наноструктур на основе низкотемпературного GaAs и его тройного соединения InGaAs, с объёмным и дельта-легированием кремнием».

На рис. 1 представлены спектры ФЛ отожжённых образцов. Пики ФЛ, кроме основной линии при  $\hbar\omega = 1,51$  эВ, интерпретированы с точки зрения соотношения количества точечных дефектов  $V_{Ga}$ ,  $V_{As}$ ,  $Ga_i$ ,  $As_i$ ,  $As_{Ga}$ ,  $Ga_{As}$ , а также комплексов  $As_{Ga}$ ,  $Si_{As} - V_{As}$ ,  $As_{Ga} - Si_{Ga}$ ,  $V_{Ga} - Si_{As}$ . При идентификации пиков ФЛ с дефектами учитывалось значение  $\gamma$ .

Исследование кристаллической структуры и морфологии поверхности образцов проводилось методами ПЭМ и АСМ. Выявлена сильная зависимость шероховатости поверхности от ориентации подложек и  $\gamma$ . ПЭМ измерения показали, что преципитаты мышьяка на образцах с разной ориентацией подложки формируются и локализуются

## Формирование на Si(001) релаксированных слоев Ge высокого кристаллического качества

Н. А. Байдакова<sup>1</sup>, А. И. Бобров<sup>2</sup>, В. М. Данильцев<sup>1</sup>, М. Н. Дроздов<sup>1,2</sup>,  
А. В. Новиков<sup>1,2</sup>, Д. А. Павлов<sup>2</sup>, М. В. Шалеев<sup>1</sup>, П. А. Юнин<sup>1</sup>, **Д. В. Юрасов<sup>1,2</sup>**  
<sup>1</sup>ИФМ РАН, ул. Академическая, дом 7, Нижний Новгород, 603087, Россия.  
<sup>2</sup>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, д.23, Нижний Новгород, 603950, Россия.

тел: (831)417-94-82, факс: (831)417-94-96, эл. почта: [Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru](mailto:Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru)

Возросший интерес к структурам на основе чистого Ge связан с несколькими причинами, среди которых следует отметить возможность формирования на Ge светоизлучающих и фотодетектирующих структур для ближнего ИК диапазона [1, 2] и гибридных структур типа  $A_3B_5$  на Si [3]. С целью интеграции приборов на основе слоев Ge с традиционной кремниевой технологией необходимо решить задачу получения на Si(001) подложках относительно тонких ( $\leq 1$  мкм) слоев Ge с максимально низкой плотностью дефектов и малой ( $\leq 1$  нм) шероховатостью поверхности. В настоящей работе представлены результаты по получению методом МПЭ Ge/Si(001) слоев, удовлетворяющих вышеуказанным требованиям.

Релаксированные Ge слои толщиной  $\leq 1$  мкм были выращены методом МПЭ на Si подложках с различным углом отклонения от направления (001) с использованием методики двухстадийного роста [4]. Значительного ( $\sim$  на 2 порядка) снижения числа прорастающих дислокаций в структурах удалось достичь за счет оптимизации параметров структур и условий их постростового отжига. Показано, что для тонких (100 нм и менее) Ge слоев шероховатость поверхности велика ( $RMS > 10$  нм), а кристаллическое качество невысокое, тогда как для толщин  $\sim 1$  мкм удается снизить плотность дефектов в Ge слое, сохранив при этом малую шероховатость поверхности, а также ограничить диффузию Si из подложки в Ge слой. Показано, что отжиг в  $H_2$ , в отличие от отжига в вакууме, не приводит к увеличению шероховатости Ge слоев, что связывается с пассивирующим воздействием водорода на поверхность Ge. Согласно результатам исследований наименьшие значения плотности дислокаций ( $\sim 10^7$  см<sup>-2</sup>) и шероховатости поверхности ( $\leq 1$  нм) достигаются при кратковременном (5-10 минут) отжиге структур в атмосфере  $H_2$  при максимальных исследованных температурах (850°C).

Полученные высококачественные Ge/Si(001) слои были использованы для формирования фотоприемников ближнего ИК диапазона и гибридных лазерных структур  $A_3B_5$ /Ge/Si(001). От сильнолегированных  $n^{++}$ -Ge/Si(001) слоев при комнатной температуре наблюдается сигнал люминесценции в области 1.5-1.6 мкм.

Работа выполнена при поддержке Программ Президиума РАН, РФФИ (№ 13-02-12108-офи\_м, 14-02-31880-мол\_а) и стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (№ СП-5485.2013.5)

### Литература

- [1] W. Hu *et al.*, *Front. Optoelectron.* **5(1)**, 41 (2012).
- [2] R. Samacho-Aguilera *et al.*, *Opt. Express* **20(10)**, 11316 (2012).
- [3] Ю.Б. Болховитянов, О.П. Пчеляков, *УФН*, **178**, 459 (2008).
- [4] Н.-С. Luan, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2909 (1999).



## Эффект локальной трибоэлектризации поверхности эпитаксиального слоя n-GaAs с помощью зонда атомно-силового микроскопа

П. Н. Брунков<sup>1,2,3</sup>, А. В. Бакланов<sup>3</sup>, Н. Д. Прасолов<sup>2</sup>, А. А. Гуткин<sup>1</sup>,  
Н. А. Калюжный<sup>1</sup>, С. Г. Конников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики (ИТМО), Санкт-Петербург, 197101, Россия.

<sup>3</sup>Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций, Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, 195251, Россия.  
тел: (812) 292-73-82, факс: (812) 292-10-17, эл. почта: brunkov@mail.ioffe.ru

При механическом взаимодействии поверхностей твердых тел в процессе трения довольно часто наблюдается трибоэлектрический эффект, связанный с изменением электрического потенциала поверхности твердого тела при трении его о поверхность другого твердого тела [1]. Несмотря на то, что трибоэлектрический эффект известен достаточно давно, его природа не совсем ясна и в настоящее время.

В работе представлены результаты исследования трибоэлектризации эпитаксиальных слоев n-GaAs в результате сканирования по поверхности зонда атомно-силового микроскопа в контактном режиме. Зависимости эффекта трибоэлектризации от величины обратной скорости сканирования образца n-GaAs зондом атомно-силового микроскопа, исследованные в настоящей работе при силах прижима зонда с радиусом закругления 35 нм до 850 нН, характеризуются начальным ростом абсолютной величины изменения потенциала при высоких скоростях сканирования (2 – 3 мкм/с) и последующим переходом к насыщению эффекта при скоростях сканирования 0.4 – 0.8 мкм/с. Подобное поведение указанных зависимостей объясняется в модели [2], связывающей изменение поверхностного потенциала с образованием под влиянием деформации в приповерхностной области собственных точечных дефектов с энергетическими уровнями ниже уровня Ферми на поверхности. Показано, что для качественного объяснения наблюдающихся зависимостей необходимо учитывать как генерацию, так и аннигиляцию дефектов в области, подвергающейся деформации.

Предельная поверхностная концентрация дефектов, образующихся при низких скоростях сканирования, согласно оценкам [2], может достигать величины порядка  $10^{10}$  см<sup>-2</sup>. Предполагается, что в качестве таких точечных дефектов могут выступать вакансии Ga, их комплексы с донорами и антиструктурные дефекты GaAs или их комплексы с другими дефектами.

Работа поддержана грантом РФФИ 15-01-05903.

### Литература

- [1] В. Bhushan. *Principles and Applications of Tribology*, (2nd edition, Chichester, John Wiley & Sons, Ltd., 2013) p.980.
- [2] П. Н. Брунков, В. В. Гончаров, М. Э. Рудинский, А. А. Гуткин, Н. Ю. Гордеев, В. М. Лантратов, Н. А. Калюжный, С. А. Минтаиров, Р. В. Соколов, С. Г. Конников. ФТП **47**, 1181 (2013).

## Исследования монокристаллических и эпитаксиальных структур силицида углерода

В. К. Егоров<sup>1</sup>, Е. В. Егоров<sup>1</sup>, С. А. Кукушкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИПТМ РАН, ул. академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432, Россия.

<sup>2</sup>ФГБУН ИПМаш. РАН, Санкт-Петербург, 199178, Россия.

тел: (985) 114-27-24, эл. почта: Egorov@iptm.ru

Интерес к силициду углерода (SiC) связан с уникальностью его электрических свойств, высокой теплопроводностью, химической, термической и радиационной стабильностью. Подложки SiC представляют интерес для светодиодной техники на базе широкозонных полупроводников GaN и AlN, структурно аналогичных гексагональному политутипу силицида углерода 6H.

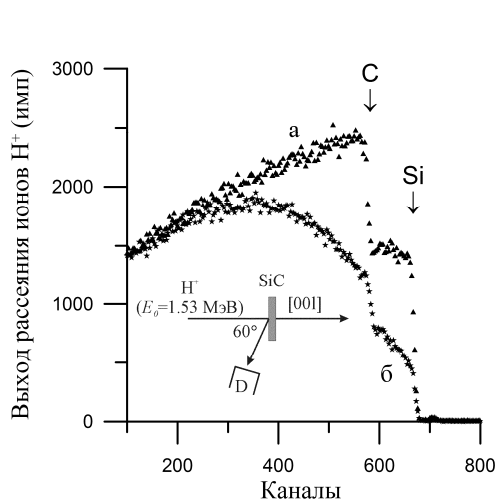


Рис. 1. Спектры РОР ионов  $H^+$  ( $E_0 = 1,53$  МэВ) для случайной ориентации (а) и каналирования вдоль оси  $[001]$  монокристалла SiC (б). Цена канала 1,9 кэВ/канал.

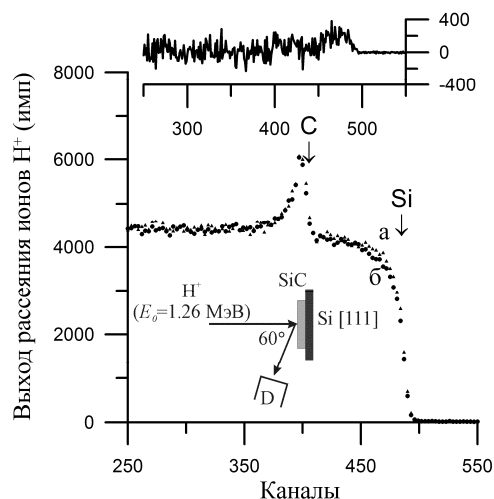


Рис. 2. Спектры РОР ионов  $H^+$  ( $E_0 = 1,26$  МэВ) для случайной ориентации (а) и каналирования вдоль оси эпитаксиальной структуры SiC  $[001]$ /Si  $[111]$  (б). Цена канала 1,9 кэВ/канал.

В работе рентгеновскими и ионопучковыми методами выполнены исследования монокристаллов SiC, выращенных традиционным методом термического градиента Леви и эпитаксиальных гетероструктур SiC/Si, приготовленных на базе оригинального метода твердофазной эпитаксии [1]. Исследования показали высокое совершенство кристаллической структуры образцов SiC (политип 6H), выращенных методом Леви (рис. 1). Изучение гетероструктуры SiC  $[001]$ /Si  $[111]$  показало идеальное соответствие кристаллографической оси  $[001]$  пленки силицида углерода толщиной  $102 \pm 5$  нм и оси  $[111]$  кремниевой подложки при низком соответствии в перпендикулярных направлениях (рис. 2). В работе сопоставлены данные рентгеновской дифрактометрии и результатов каналирования ионов для изученных монокристаллических и эпитаксиальных структур.

### Литература

[1] С. А. Кукушкин, А. В. Осипов, Физ. тех. полупроводников **47(12)**, 1575 (2013).

## Эпитаксиально выращенные моноизотопные слои Si, Ge и $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ : получение и свойства

А. П. Деточенко<sup>1</sup>, С. А. Денисов<sup>1,3</sup>, М. Н. Дроздов<sup>3</sup>, А. И. Машин<sup>1</sup>, В. А. Гавва<sup>2</sup>,  
А. Д. Буланов<sup>2</sup>, А. В. Нежданов<sup>1</sup>, А. А. Ежевский<sup>1</sup>, М. В. Степихова<sup>3</sup>,  
В. Ю. Чалков<sup>1</sup>, В. Н. Трушин<sup>1</sup>, Д. В. Шенгуров<sup>1,3</sup>, В. Г. Шенгуров<sup>1,3</sup>,  
N. V. Abrosimov<sup>4</sup>, H. Riemann<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия.

<sup>2</sup>Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН, ул. Тропинина, 49,  
Нижний Новгород, 603950, Россия.

<sup>3</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород,  
603087, Россия.

<sup>4</sup>Leibniz Institute for Crystal Growth, Max-Born-Str., 2, Berlin, Germany.

эл. почта: *DetochenkoSasha@mail.ru*

Методами сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии и «горячей проволоки» (HW-CVD) были выращены моноизотопные слои Si, Ge и  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ . В качестве источников использовали поликристаллические бруски  $\text{Si}^{30}$  и  $\text{Si}^{28}$ , нагреваемые пропусканием тока до температуры  $\sim 1360^\circ\text{C}$ , а также моногермана  $\text{Ge}^{74}\text{H}_4$ . Слои выращивались на подложке Si(100) марки КДБ-12. Температура роста составляла 500 - 600°C для слоев Si и 350°C – для слоев твердого раствора  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  ( $x = 10\text{-}30\%$ ) и чистого Ge при напуске моногермана до давления  $2 \cdot 10^{-5} - 4 \cdot 10^{-4}$  Торр. Толщина слоев составляла 0,5 – 3 мкм.

Об эпитаксиальном характере выращенных слоев свидетельствовали снятые электронограммы, на которых наблюдались только Кикучи-линии и Кикучи-полосы, а также данные рентгеновской дифракции (ширина кривой качания на половине максимума интенсивности сигнала). Распределение концентрации различных изотопов кремния по глубине выращенных слоев исследовалось методом вторично-ионной масс-спектрометрии на установке TOF.SIMS-5 фирмы IONTOF. Установлено, например, что содержание основного изотопа  $\text{Si}^{30}$  в слое кремния составляет 99,94 %.

Измерение спектров комбинационного рассеяния света для моноизотопных слоев проводилось на сканирующем конфокальном спектрометре NTEGRA Spectra (NT MDT) с твердотельным лазером, излучающим на длине волны 473 нм. На спектрах от слоев Si наблюдаются две узкие линии, одна связана с подложкой, а другая - с моноизотопным слоем  $\text{Si}^{30}$  или  $\text{Si}^{28}$ .

С целью определения концентрации дефектов в моноизотопных слоях был использован метод электронного парамагнитного резонанса. Также методом спинового резонанса были исследованы моноизотопные слои, легированные дополнительно примесью фосфора. Методом эффекта Холла была определена подвижность носителей в таких структурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ (МК-7021.2015.2).

## МЛЭ твёрдых растворов InAsSb на GaAs (001): влияние молекулярной формы As на состав и кристаллическое совершенство эпитаксиальных слоев

**Е. А. Емельянов, А. В. Васев, Б. Р. Семягин, А. П. Василенко, А. А. Команов, А. К. Гутаковский, М. А. Путято, В. В. Преображенский**  
ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630099, Россия  
тел: (383)333-19-67, факс: (383)333-75-02, эл. почта: e2a@isp.nsc.ru

Твёрдые растворы  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$  привлекают внимание из-за возможности создания на их основе оптоэлектронных приборов ИК диапазона, чувствительных в плоть до длин волн порядка 12,4 мкм. Высокая подвижность электронов в данном материале, позволяет использовать его для создания НЕМТ структур. Однако существуют ряд трудностей связанных с получением высококачественных эпитаксиальных слоёв  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ . Одной из них является отсутствие подложечного материала для всего спектра составов  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$  [1].

Другой проблемой является формирование слоёв с заданным составом в под решетке V группы. Состав твердого раствора зависит как от величин потоков молекул сурьмы и мышьяка, так и от коэффициентов их встраивания  $S_{\text{Sb}}$  и  $S_{\text{As}}$ . Коэффициенты встраивания являются функциями температуры подложки ( $T_s$ ), величины и соотношения молекулярных потоков элементов III и V групп, молекулярной формы элементов пятой группы в потоке [2].

Целью нашей работы было экспериментальное исследование влияния молекулярной формы мышьяка на состав и кристаллическое совершенство плёнок твёрдых растворов  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ , выращенных на подложках GaAs (001) методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ).

Была выращена серия образцов при разных значениях  $T_s$ . Каждый образец состоял из двух слоёв. Первый слой выращивался с использованием потока молекул  $\text{As}_2$ . После чего рост останавливался и температура зоны крекинга источника мышьяка снижалась с 950 °C до 400 °C для генерации потока молекул  $\text{As}_4$ . Затем, выращивался второй слой твёрдого раствора с использованием потока молекул  $\text{As}_4$ , эквивалентным в атомарном выражении потоку  $\text{As}_2$ .

Выращенные образцы были исследованы методами рентгеновской дифрактометрии и ПЭМ. Определены  $S_{\text{As}_4}$  и  $S_{\text{As}_2}$  при разных  $T_s$ . Найдено, что  $S_{\text{As}_4}$ , в отличие от  $S_{\text{As}_2}$ , имеет менее выраженную зависимость от температуры роста, что связано с различием в механизмах взаимодействия молекул  $\text{As}_4$  и  $\text{As}_2$  с поверхностью роста при МЛЭ [3]. Обнаружено, что при низких  $T_s$  на границе раздела плёнок  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$  со ступенчатым изменением состава, формируется переходной слой, способствующий снижению плотности прорастающих дислокаций.

Работа выполнена при поддержке РФФИ – 14-02-31054

### Литература

- [1] H. Gao, W. Wang, Z. Jiang, L. Liu, J. Zhou, H. Chen., J. Cryst. Growth, **308**, 406, (2007).
- [2] А.Н. Семенов, В.С. Сорокин, В.А. Соловьев, Б.Я. Мельцер, С.В. Иванов ФТП, 2004, т. **38**, вып.3, с. 278.
- [3] Е.А. Емельянов, Д.Ф. Феклин, А.В. Васев, М.А. Путято, Б.Р. Семягин, А.П. Василенко, О.П. Пчеляков, В.В. Преображенский, Ж.«Автоматрия» **47**, 34, (2011).

## Влияние Sn на морфологию поверхности при росте соединений Si-Ge-Sn на Si(100) методом МЛЭ

А. И. Никифоров, В. А. Тимофеев, **А. Р. Туктамышев**, В. И. Машанов, С. А. Тийс, М. Ю. Есин

ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова, пр. академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383)333-32-86, почта: [tuktamyshev@isp.nsc.ru](mailto:tuktamyshev@isp.nsc.ru)

В настоящее время наблюдается повышенный интерес к синтезу пленок на базе материалов Ge-Si-Sn главным образом методами молекулярно-лучевой (МЛЭ) и газофазной эпитаксии (ГФЭ). Соединения GeSn, GeSiSn, SiSn привлекают внимание в связи с возможным применением в КМОП-технологиях [1], а также фотонике [2]. Для содержания Sn 12.6% получен прямозонный материал GeSn и на его основе сделан макет лазера [3]. Несмотря на обилие работ по росту пленок Ge-Si-Sn, мало изучено влияние Sn на морфологию поверхности и сверхструктуру, что является важным для получения монокристаллических пленок приборного качества.

Методами дифракции быстрых электронов (ДБЭ), атомно-силовой (АСМ) и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) была изучена морфология поверхности во время роста слоев Ge, GeSn, GeSiSn на подложках Si(100). При росте Ge в присутствии Sn впервые наблюдали ступенчатое концентрическое расположение

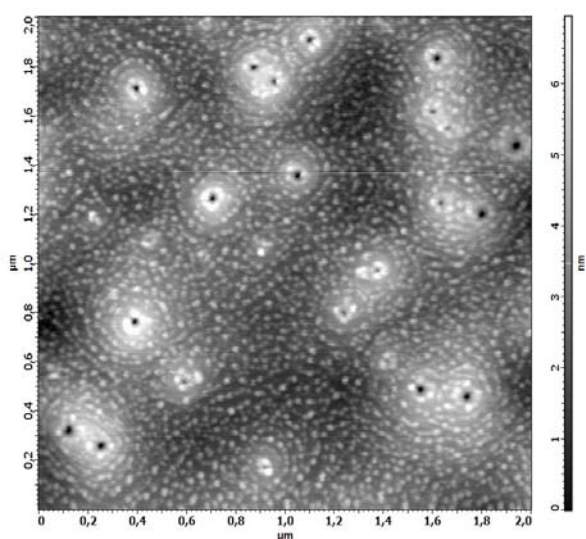


Рис. 1. АСМ изображение поверхности Ge на Si(100) в присутствии Sn.

островков Ge вокруг ямок (рис. 1). Формирование таких ямок может быть связано с неоднородным распределением напряжений в пленке. Были изучены начальные стадии роста и получены зависимости критической толщины смачивающего слоя для структур Ge, GeSn, GeSiSn при различных составах соединений в диапазоне температур 150–450°C. Также изучено влияние напряжений на рост таких структур путем изменения несоответствия параметра решетки растущей пленки и подложки Si от 2 до 5%.

На основе проведенных исследований были получены монокристаллические пленки Ge-Si-Sn в широком диапазоне составов.

### Литература

- [1] S. Gupta, Y. - Ch. Huang, Y. Kim, E. Sanchez, and K. C. Saraswat, IEEE Elec. Dev. Lett. **34**, 831 (2013).
- [2] M. Oehme, M. Schmid, M. Kaschel, M. Gollhofer, D. Widmann, E. Kasper and J. Schulze, Appl. Phys. Lett. **101**, 141110 (2012).
- [3] S. Wirths, R. Geiger, N. von den Driesch, G. Mussler, T. Stoica, S. Mantl, Z. Ikonc, M. Luysberg, S. Chiussi, J. M. Hartmann, H. Sigg, J. Faist, D. Buca and D. Grutzmacher, Nature Photonics **9**, 88 (2015).

## Импульсное лазерное осаждение прозрачных проводящих слоев SnO<sub>2</sub>:Sb на гибких легкоплавких органических подложках для оптоэлектронных применений

Л. С. Паршина<sup>1</sup>, О. А. Новодворский<sup>1</sup>, О. Д. Храмова<sup>1</sup>, В. А. Михалевский<sup>1</sup>,  
А. В. Шорохова<sup>1</sup>, И. А. Петухов<sup>2</sup>, Ф. Н. Путилин<sup>2</sup>, М. Н. Румянцева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, ул. Святоозерская, 1, Шатура, Московская обл., 140700, Россия.

<sup>2</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991, Россия.

тел: (49645)222-00 доб. 152, факс: (49645)2-25-32, эл. почта:  
ParshinaLiubov@mail.ru

В настоящее время интенсивно разрабатываются новые прозрачные пленочные покрытия на легкоплавких гибких подложках для применения в портативной электронике, широкоформатных дисплеях, многофункциональных стеклах, солнечных батареях на гибкой основе, пластиковых окнах кабин пилотов [1]. Такие покрытия должны обладать высоким коэффициентом пропускания в видимой области спектра и низким удельным сопротивлением и формироваться при комнатной температуре. В качестве таких материалов широко используются пленки прозрачных проводящих оксидов, например, SnO<sub>2</sub>:Sb, для которого есть перспектива снижения температуры роста [2]. Метод импульсного лазерного осаждения с управлением энергией факела при синтезе тонких пленок SnO<sub>2</sub>:Sb позволит наносить эти материалы на гибкие органические подложки благодаря значительному снижению температуры кристаллизации пленок за счет увеличения энергии частиц в плазменном факеле [3].

На гибких легкоплавких органических подложках из полиэтилентерефталата (ПЭТ) получены тонкие пленки SnO<sub>2</sub>:Sb методом импульсного лазерного осаждения в бескапельном режиме при абляции эксимерным KrF и гармониками Nd:YAG лазера. Полученные пленки исследовались методами рентгеновской дифракции, СЭМ и АСМ. Установлено влияние энергетического спектра осаждаемых частиц на электрофизические характеристики пленок (проводимость, концентрация и подвижность носителей). Установлено влияние толщины пленок на проводимость, прозрачность и морфологию. По спектрам пропускания пленок исследована зависимость изменения ширины запрещенной зоны от условий осаждения пленок. Определены оптимальные условия получения пленок SnO<sub>2</sub>:Sb на гибких ПЭТ подложках с точки зрения высокой проводимости и прозрачности в видимой области спектра при максимально низкой температуре подложки (< 300 °С). Полученные при комнатной температуре на гибких ПЭТ подложках пленки SnO<sub>2</sub>:Sb обладают низким удельным сопротивлением ( $\rho \sim 10^{-3}$  Ом·см) и прозрачностью ~ 85 % в диапазоне 400 - 800 нм.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (14-07-00408, 15-38-20369).

### Литература

- [1] D.S. Ginley, H. Hosono, D.C. Paine, Handbook of Transparent Conductors, New York, Springer Science+Business Media, 533 (2010).
- [2] H. Kima and A. Pique. Appl. Phys. Lett. **84**, 218 (2004).
- [3] L.S. Parshina, O.A. Novodvorsky, O.D. Khramova, et al. Computational nanotechnology. **1**, 62 (2014).

## МЛЭ слоёв $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ на подложке $\text{InP}$ для высокочастотных фотодиодов

Д. В. Дмитриев<sup>1</sup>, А. М. Гишинский<sup>1</sup>, А. И. Торопов<sup>1</sup>, А. С. Кожухов<sup>1,2</sup>,  
Д. В. Щеглов<sup>1,2</sup>, А. П. Василенко<sup>1</sup>, **К. С. Журавлёв<sup>1</sup>**.

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383) 330-69-45, факс: (383) 333-27-71, эл. почта: [ddmitriev@isp.nsc.ru](mailto:ddmitriev@isp.nsc.ru)

В рамках создания высокочастотных фотодетекторов для современных оптоволоконных линий передачи данных было предложено использовать гетероструктуры  $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$  на подложке  $\text{InP}$ . Для таких структур теоретически было предсказано уменьшение шума, увеличение отношения сигнал-шум и улучшение температурной стабильности лавинного умножения. Однако, было показано, что в таких структурах наблюдаются высокие темновые токи. Авторами ряда работ это связывается с межзонным туннелированием в  $\text{InAlAs}$  слое из-за наличия в запрещенной зоне материала уровней дефектов или примесей. Таким образом, для реализации предсказанных преимуществ структур  $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}/\text{InP}$  необходима оптимизация технологии выращивания гетероструктуры и, в первую очередь, алюминий-содержащего слоя для получения низких концентраций центров, обуславливающих межзонное туннелирование носителей.

Экспериментальные структуры синтезировались методом молекулярно – лучевой эпитаксии (МЛЭ) в установке Riber-32P. В процессе роста качество слоёв контролировалось методом дифракции высокоэнергетичных электронов в геометрии на отражение (ДБЭО). Калибровка молекулярных потоков материалов осуществлялась по ионизационному вакуумметру и осцилляциям интенсивности зеркального рефлекса в ДБЭО. Ex-situ анализ слоёв проводился методами рентгеновской дифракции, низкотемпературной фотолюминесценции, атомно-силовой микроскопии (АСМ), просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), измерение электрофизических параметров – методом Ван дер Пау.

В работе исследована предэпитаксиальная подготовка поверхности подложки (001) $\text{InP}$ . Отработаны режимы термической очистки поверхности в высоковакуумной камере. Обнаружены сверхструктуры, ранее не описываемые в литературе на этой поверхности. В частности, при потоке  $\text{As}$  порядка  $5 \times 10^{-5}$  Торр в широком диапазоне температур 350-420<sup>o</sup>C на поверхности наблюдается сверхструктура (2x3), а при повышении температуры до 450<sup>o</sup>C поверхность переходит в сверхструктуру (2x6).

Нами синтезированы серии образцов  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  на подложке (001) $\text{InP}$ , в которых варьировались ростовые параметры: температура подложки при иницировании роста, а так же во время роста структуры; соотношения потоков растущих компонентов; уровень легирования структуры.

Из анализа данных ex-situ методик, полученных на выращенных плёнках, определены оптимальные режимы роста  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ . Показано, что наиболее совершенные слои получаются при температуре подложки выше 520<sup>o</sup>C, при этом эпитаксия должна проходить при избыточном давлении  $\text{As}$ . Соотношение потоков  $\text{As}$  и компонентов третьей группы, составляет не менее 10.

## Оптический мониторинг технологических процессов формирования полупроводниковых структур

П. В. Волков<sup>1</sup>, А. В. Горюнов<sup>1</sup>, А. Ю. Лукьянов<sup>1</sup>, А. Д. Тертышник<sup>1</sup>,  
М. Н. Дроздов<sup>1</sup>, А. В. Новиков<sup>1,2</sup>, Д. В. Юрасов<sup>1,2</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>3</sup>, Д. Г. Икусов<sup>3</sup>,  
И. Н. Ужаков<sup>3</sup>.

<sup>1</sup>ИФМ РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680, Россия.

<sup>2</sup>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950, Россия.

<sup>3</sup>ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова, пр-т Академика Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (831) 417-94-91, факс: (831) 417-94-96, эл. почта: volkov@ipmras.ru

В настоящее время для большинства процессов тонкоплёночных технологий наличие систем *in situ* контроля за наиболее важными технологическими параметрами, такими как температура подложки и скорость роста или травления, стало обязательным. Одной из оригинальных методик контроля процессов формирования полупроводниковых структур в условиях молекулярно-пучковой эпитаксии и плазмохимического травления является низкокогерентная тандемная интерферометрия (НКТИ) [1]. В работе представлены последние результаты по применению НКТИ в различных технологических процессах.

В работе представлены результаты контроля процессов роста структур с  $\delta$ -слоями Si:Sb, проведённых на установке молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) Riber SIVA-21 (ИФМ РАН). Показана возможность значительного сокращения времени формирования многослойных структур и уменьшения их избыточного загрязнения неконтролируемыми примесями. Это происходит в результате сокращения времени переходов с одной температуры роста на другую, ввиду отсутствия необходимости в длительной термостабилизации, связанной с инерционностью стандартных термодпар (особенно при низких температурах).

Исследованы особенности поведения температуры подложки GaAs при росте HgCdTe (КРТ) структур методом МПЭ на установке «Обь-М» в ИФП СО РАН. Показано, что предложенный подход к измерению температуры позволяет определять истинную температуру подложки в процессе эпитаксиального роста. Проведены сравнения результатов, получаемых с помощью НКТИ с эллипсометрическими измерениями. Получено хорошее соответствие.

Проведена серия экспериментов по контролю температуры подложки и скорости травления в установке плазмохимического травления Plasmalab 80Plus (ИФМ РАН). Предложен и реализован оригинальный метод измерения малых изменений толщины полупроводниковых структур в условиях нестационарной температуры. Достигнуто разрешение  $\pm 2^\circ\text{C}$  по температуре и  $\pm 2$  нм по толщине.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-19-01124).

### Литература

- [1] P. V. Volkov, A. V. Goryunov, V. M. Daniltsev *et al*, Journal of Crystal Growth. **310**, 4724 (2008).



## Спинодальный распад пленок ZnCdO и BeZnO

Н. И. Подольская<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Межведомственный суперкомпьютерный центр РАН (Санкт-Петербургский Филиал), ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>ФТИ им.А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.  
тел: (812)297-23-65, эл. почта: natalya@scc.ioffe.ru

Полупроводниковые материалы, содержащие кислород в анионной подрешетке, привлекают в последнее время все больше внимания в связи с широкими перспективами их применения в современных опто- и микроэлектронике (см., например, [1]). Однако специфические свойства и тенденция к распаду на фазы (флуктуация состава, а также сосуществование нескольких кристаллических фаз в выращенных пленках и слоях) приводит к ряду проблем с воспроизводимым и стабильным ростом материалов на основе ZnCdO, BeZnO и др. (см., например, [2]). Это, в свою очередь, приводит к сложностям практического применения такого рода материалов. Одновременно с этим, в литературе наблюдается существенный недостаток как экспериментальной, так и теоретической информации о структурных, термодинамических, люминесцентных и многих других их свойствах.

В данной работе представлены результаты исследования структурных (межатомные расстояния) и термодинамических свойств (энергия смешения, параметр взаимодействия и фазовые диаграммы температура-состав как функции состава соединения) эпитаксиальных пленок ZnCdO и BeZnO, полученные на основе атомистического численного моделирования и статистической модели [3], развитых на случаи наличия свободных поверхностей (случай не объемного материала) и II-VI соединений. Было обнаружено, что параметр взаимодействия является функцией состава и эта зависимость может быть описана аналитической аппроксимацией. Полученная аппроксимация параметра взаимодействия и конфигурационная дисперсия энергии смешения были учтены при вычислении фазовых диаграмм температура-состав в рамках статистической модели, разработанной ранее [3]. К примеру, кривые бинадали и спинодали, полученные в рамках статистической модели для  $Zn_xCd_{1-x}O$  с решеткой вюрцита показывают несимметричность относительно состава  $x=0.5$ , а критическая температура  $T_c$  составила примерно 980K при  $x=0.57$ . Для сравнения фазовые диаграммы также были вычислены в рамках модели регулярных растворов.

Было проведено сравнение полученных результатов с имеющимися в литературе данными экспериментов, показавшее хорошее согласие между ними.

Работа была выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта №14-08-31581.

### Литература

- [1] Lee D.-H., Kim S., Lee S.Y., Zinc cadmium oxide thin film transistors fabricated at room temperature, *Thin Solid Films* **519**, 4361 (2011).
- [2] Venkatachalapathy V., Galeckas A., Trunk M., Zhang T., Azarov A., Kuznetsov A.Yu., Understanding phase separation in ZnCdO by a combination of structural and optical analysis, *Phys. Rev. B* **83**, 125315 (2011).
- [3] Karpov S., Podolskaya N., Zhmakin I., Zhmakin A., Statistical model of ternary group-III nitrides, *Phys. Rev. B* **70**, 235203 (2004).

## Термостимулированные токи в PbSnTe:In при заполнении центров захвата освещением и инжекцией из контактов

А. Н. Акимов, Д. В. Ищенко, А. Э. Климов, И. Г. Неизвестный,  
В. Н. Шумский, В. С. Эпов

ИФП СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383)330-78-83, факс: (383)333-27-71, эл. почта: klimov@isp.nsc.ru

Исследованы пленки PbSnTe:In с составами, для которых при  $T=4,2\text{K}$  реализуется высокоомное («диэлектрическое») состояние. В работе [1] отмечена

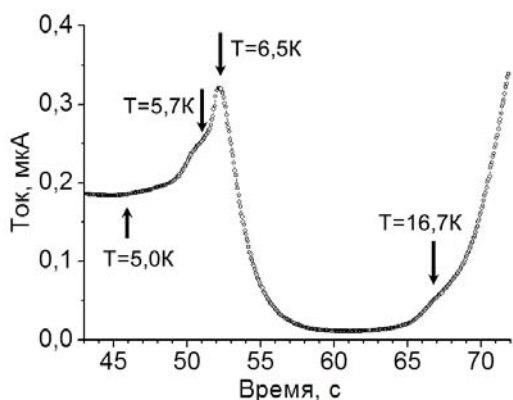


Рис. 1. Зависимость ТСТ от времени.

(↑) – начало нагрева образца,

(↓) – наблюдаемые особенности.

зависимостях ТСТ в PbTe(In) присутствует единственный пик, соответствующий переходам с метастабильного состояния в зону проводимости. В настоящей работе показано, что при использовании аналогичной [4] методики измерений с использованием освещения в пленочных образцах PbSnTe:In на ТСТ-зависимостях может наблюдаться несколько особенностей, отмеченных на рисунке 1 стрелками (↓) с указанием температуры в соответствующее время. Качественно этот результат согласуется с моделью, предполагающей наличие в PbSnTe:In системы уровней захвата с разными энергиями ионизации [3]. Исследованы также ТСТ при заполнении ловушек инжекцией носителей заряда из контактов. В этом случае при  $T=4,2\text{K}$  после длительного приложения к образцу без освещения электрического поля  $E \leq 1000 \text{ В/см}$  оно затем резко уменьшалось на 1-2 порядка. При достижении режима «остаточного тока» образец нагревался с заданной скоростью и измерялись ТСТ. Приводится сравнение эксперимента с расчетами и результатами ряда других исследований, включая данные по фоточувствительности PbSnTe:In в ТГц области спектра.

### Литература

- [1] Б. А. Акимов, А. В. Никорич, Д. Р. Хохлов, С. Н. Чесноков, ФТП **23**, 668 (1989).
- [2] А. Н. Акимов, В. Г. Ерков, А. Э. Климов, Е. Л. Молодцова, С. П. Супрун, В. Н. Шумский, ФТП **39**, 563 (2005).
- [3] А. Е. Klimov, and V. N. Shumsky, Physica B **404**, 5028 (2009).
- [4] Б. А. Акимов, В. А. Богоявленский, Л. И. Рябова, В. Н. Васильков, Е. И. Слынько, ФТП **33**, 9 (1999).

## Легирование арсенида галлия тетрахлоридом углерода в условиях МОС-гидридной эпитаксии

Т. А. Багаев, М. А. Ладугин, А. А. Падалица, А. А. Мармалюк

ОАО «НИИ «Полнос» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3к1, Москва, 117342, Россия.

тел: (495) 333-33-25, факс: (495) 334-43-93, эл. почта: [bagaevtimur@mail.ru](mailto:bagaevtimur@mail.ru)

Получение эпитаксиальных слоев (ЭС) *p*-типа проводимости с резкими профилями легирования является приоритетной задачей при получении ряда различных структур: полупроводниковых лазеров, диодисторов, туннельных диодов и других. Наиболее часто используемые примеси – это углерод, цинк и магний. Низкий коэффициент диффузии углерода, по сравнению с цинком, высокий предел растворимости в соединении  $A^3B^5$ , позволяющий легировать до более высокого ( $p > 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) уровня, и отсутствие «эффекта памяти» делают углерод чрезвычайно привлекательным при создании приборных гетероструктур [1]. В данной работе исследуются особенности легирования углеродом GaAs с использованием  $CCl_4$  и сопряженных с этим процессами травления.

Наличие хлорсодержащих соединений в зоне роста усложняет процессы, протекающие при легировании ЭС. Наряду с внедрением атомов углерода в растущий слой, протекают реакции образования легколетучих хлоридов галлия, что снижает скорость роста.

Для выявления механизма травления ЭС GaAs в процессе легирования  $CCl_4$  в температурном интервале 600 – 800°C выбрано несколько реперных точек, и при каждой температуре роста проведено три эксперимента: в первом осаждали нелегированный ЭС GaAs, во втором — создавали легированный углеродом ЭС GaAs, и, наконец, в третьем эксперименте исследовали процесс травления поверхности ЭС GaAs  $CCl_4$ .

ЭС GaAs *p*-типа были выращены в условиях МОС-гидридной эпитаксии. Рост происходил при пониженном давлении (65 торр) в горизонтальном реакторе на подложках GaAs ориентации (100).

В исследованном температурном диапазоне, наиболее часто используемом для формирования приборных гетероструктур на основе GaAs, снижение скорости роста определяется процессом травления на поверхности ЭС GaAs.

Выявлено, что при повышении температуры процесса происходит уменьшение вклада обеднения газовой смеси путем формирования летучего GaCl. Снижение температуры приводит к существенному изменению картины травления. Так, при  $t=800^\circ\text{C}$  вклад реакций с образованием GaCl составляет 1.5%, тогда как при  $t=600^\circ\text{C}$  эта величина достигает 42%. Таким образом, для использования преимуществ легирования углеродом необходимо учитывать сопряженные процессы травления поверхности GaAs и соответствующим образом корректировать условия получения эпитаксиальных слоев с заданной геометрией.

### Литература

- [1] В. П. Коняев, А. А. Мармалюк, М. А. Ладугин, Т. А. Багаев, М. В. Зверков, В. В. Кричевский, А. А. Падалица, С. М. Сапожников, В. А. Симаков, ФТП **48** (1), 104 (2014).

## Высокотемпературный ферромагнетизм в пленках $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ( $x \approx 0.5$ )

А. В. Шорохова<sup>1</sup>, О. А. Новодворский<sup>1</sup>, В. В. Рыльков<sup>2</sup>, Д. А. Зуев<sup>1</sup>,  
К. И. Маслаков<sup>3</sup>, С. Н. Николаев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,  
ул. Святоозерская, д. 1, г. Шатура, 140700, Россия.

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт», пл.  
Академика Курчатова 1, Москва, 123182, Россия.

<sup>3</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва,  
119991, Россия.

тел: (49645)22200 152, эл. почта: av.shor@yandex.ru

В последнее время значительное внимание уделяется созданию и исследованиям свойств магнитных полупроводниковых систем на основе Si, поскольку такие материалы привлекательны для создания элементов спинтроники, легко интегрируемых в существующую микроэлектронную технологию.

Цель настоящей работы заключалась в получении и исследовании магнитных и транспортных свойств пленок  $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$  с  $x \approx 0.5$ , т.е. близким к моносилциду марганца SiMn. Пленки SiMn были получены методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) с использованием сепарации осаждаемых частиц по скорости [1] на подложки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (0001) при температуре 340°C. Метод позволяет полностью избежать попадания капель на растущую пленку, наличие которых является главным фактором снижения их качества при использовании ИЛО. Шероховатость поверхности пленок Si, полученных подобным образом, не превышала 1 нм. Состав образцов исследовался методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). При расчете соотношения компонент в пленках SiMn, использовались данные РФЭС для монокристалла SiMn, чистая поверхность которого была получена путем его излома непосредственно в вакуумной камере спектрометра. Структурные особенности пленок были изучены методом рентгеновской дифрактометрии, что позволило выявить наличие в них поликристаллической фазы SiMn.

Транспортные и магнитные свойства  $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$  слоев исследовались в диапазоне температур 5-400К в полях до 2 Тл. Было установлено, что дефекты с локальными магнитными моментами (ЛММ) образуются в SiMn при незначительном избыточном содержании Mn ( $x \leq 0.55$ ). Причем обеднение пленок Mn на величину  $\Delta x \approx -0.05$  приводит к практически полному подавлению ФМ порядка. В образце с небольшим избытком Mn ( $x \approx 0.52$ ) концентрация носителей заряда (дырок) в пленках падает более чем на порядок, в сравнении с монокристаллическим SiMn, а температура Кюри начинает превышать 300К.

Работа поддержана проектами РФФИ 15-07-03331\_a, 15-07-03580\_a, 15-07-04142\_a, 14-07-00408\_a, 14-07-00688\_a, 14-47-03605.

### Литература

- [1] О.А. Новодворский, А.А. Лотин, Е.В. Хайдуков. Патент РФ на полезную модель № 89906, Бюл. № 35, Опубликовано 20.12.2009.
- [2] С.Н. Николаев, В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон и др. Физика и техника полупроводников, Т. 46, В. 12. (2012)

## Количественный анализ полупроводниковых материалов методом спектроскопии потерь энергии отраженных электронов

А. С. Паршин, А. Ю. Игуменов, С. А. Кущенко

Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М.Ф. Решетнева, проспект им. газеты «Красноярский рабочий», 31, Красноярск, 660014, Россия.

тел: (391)264-00-14, факс: (391)264-47-09, эл. почта: [aparshin@sibsau.ru](mailto:aparshin@sibsau.ru)

Представлены результаты исследований послыонного анализа распределения диоксида кремния в структуре  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  и тонкой структуры спектров сечения неупругого рассеяния электронов  $\text{Si}$  в диапазоне энергий первичных электронов  $300 \div 3000$  эВ. Результаты получены с использованием разработанных авторами новых методик количественного анализа спектров потерь энергии отраженных электронов.

В основе количественного послыонного анализа слоистых структур лежит тот факт, что вклад в энергетические потери электронов, рассеянных на разной глубине от поверхности структуры определяется распределением Пуассона [1]. Это распределение зависит от длины свободного неупругого пробега электронов, которая существенно возрастает с увеличением энергии электронов. Следовательно, варьируя энергию первичных электронов, можно менять вклад электронов в спектр потерь энергии отраженных электронов, рассеянных на разных глубинах структуры. Алгоритм количественного послыонного анализа базируется на программе компьютерного моделирования спектров сечения неупругого рассеяния электронов слоистых структур, в рамках теоретической модели диэлектрического отклика [2]. Варьированием состава и толщины каждого слоя многослойной многокомпонентной слоистой структуры достигается максимальное соответствие модельных и экспериментальных спектров сечения неупругого рассеяния электронов, полученных из экспериментальных спектров потерь энергии отраженных электронов для разных энергий первичных электронов. Таким методом были определены профили концентраций для структур диоксид кремния – кремний с разной толщиной диоксида кремния.

Тонкая структура спектров сечения неупругого рассеяния электронов в кремнии изучена посредством моделирования экспериментальных спектров с помощью трехпараметрических функций Тоугаарда [3]. Показано хорошее согласие между результатами моделирования спектров серии образцов промышленных кремниевых подложек. Данный метод может быть использован для детального анализа спектров сечения неупругого рассеяния электронов, определения природы пиков потерь (объемные, поверхностные плазмоны межзонные переходы и др.), расчета поверхностного параметра.

### Литература

- [1] F. Yubero, S. Tougaard, Phys. Rev. B. 1992. **46**, No. 4. P. 2486-2497 (1992).
- [2] С.А. Кущенко, А.С. Паршин, Г.А. Александрова, С.А. Ходенков, Вест. Сибирского гос. аэрокосмического ун-та им. академика М.Ф. Решетнева, вып. 4(25). С. 129-134 (2009).
- [3]. А.С. Паршин, А.Ю. Игуменов, Ю.Л. Михлин, О.П. Пчеляков, А.И. Никифоров, В.А. Тимофеев, ФТП, Том. **49**, вып. 4. С. 435-439 (2015).

## Влияние защитного покрытия CdTe на электрофизические параметры эпитаксиальных пленок $Cd_xHg_{1-x}Te$

**Н. Н. Михайлов**, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, В. Г. Ремесник, Ю. Г. Сидоров  
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, пр. Ак.  
Лаврентьева, 13, г. Новосибирск-90 630090, Россия  
тел./факс: 8(383) 330 49 6, эл.почта: [mikhailov@isp.nsc.ru](mailto:mikhailov@isp.nsc.ru); 7

При изготовлении приборных структур на основе фоточувствительного материала  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (КРТ) для пассивации поверхности используют широкозонные слои и/или слои CdTe, которые в методе молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в ростовой камере одновременно с ростом слоев КРТ.

Выращивание гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) КРТ МЛЭ и слоев CdTe проводилось на СВВ установке "Обь-М" на подложках (013)GaAs с *in situ* эллипсометрическим контролем состава и толщины растущего слоя. Структуры с фоточувствительным слоем состава рабочего слоя  $X=0,20\pm 0,23$  и толщиной 6-8 мкм имели широкозонные варизонные слои на гетерогранице с подложкой CdTe/ZnTe/GaAs и на поверхности толщиной 0,5-1,5 мкм.

Электрофизические параметры структур ГЭС КРТ МЛЭ без слоя CdTe при 80 К имели концентрация электронов, подвижность и время жизни неосновных носителей заряда  $(2\div 5)\times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , более  $8\times 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  и 5-8 мкс, соответственно, после выдержки в потоке ртути в камере роста.

Время выдержки ГЭС КРТ МЛЭ перед ростом слоя CdTe влияет на электрофизические параметры структуры. Уменьшение времени выдержки приводит к уменьшению концентрации электронов и времени жизни.

Нанесение слоя CdTe после выращивания структур без остановки технологического процесса приводит к уменьшению в 5-8 раз концентрации электронов, а время жизни неосновных носителей заряда уменьшается более чем на порядок. Термический отжиг ГЭС КРТ МЛЭ в атмосфере ртути со слоем CdTe не приводит к конверсии электронного в дырочный тип проводимости.

После удаления слоя CdTe и термического отжига ГЭС КРТ МЛЭ в атмосфере ртути концентрация электронов и время жизни неосновных носителей заряда составляют  $(2-5)\times 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и 4-10 мкс при 80 К, соответственно, что совпадает с параметрами ГЭС КРТ МЛЭ полученными после выдержки в потоке ртути в камере роста.

Таким образом показано, что слой CdTe создает барьер для диффузии ртути, как в объем, так и из объема пленки ГЭС КРТ МЛЭ.

## Наблюдение суперлюминесценции из метаморфного GaAsSb, выращенного на GaAs

В. Я. Алешкин<sup>1,3</sup>, О. В. Вихрова<sup>2</sup>, А. А. Дубинов<sup>1,3</sup>, Н. В. Дикарева<sup>2</sup>,  
Б. Н. Звонков<sup>2</sup>, К. Е. Кудрявцев<sup>1,3</sup>, С. М. Некоркин<sup>2</sup>, П. А. Юнин<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>ИФМ РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 603087, Россия.

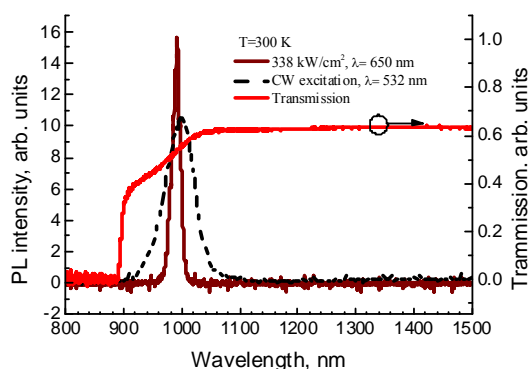
<sup>2</sup>НИФТИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия.

<sup>3</sup>ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия.

тел: (831)417-94-82, факс: (831)417-94-74, эл. почта: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

Использование метаморфных буферов InGaAs, выращенных на GaAs позволяет создавать лазеры на квантовых ямах в диапазоне 1.3 мкм [1]. Данная работа посвящена изучению свойств другого метаморфного буфера GaAsSb, интерес к которому возник в последнее время [2].

Структура с 0.5 мкм метаморфным буфером GaAs<sub>0.9</sub>Sb<sub>0.1</sub> была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на GaAs подложке. В качестве источника сурьмы использовался триметил сурьмы. Структурные исследования показали что степень релаксации напряжений составляет ~0.5. Исследования морфологии поверхности показали зеркальную гладкость поверхности (высота характерной неровности ~ 5 нм). Для изучения оптического качества структуры были проведены измерения спектров фотолуминесценции (ФЛ) при непрерывном и импульсном лазерном возбуждении. Был также измерен спектр прохождения излучения через образец. Результаты этих измерений приведены на рисунке.



При непрерывном возбуждении наблюдается широкий пик ФЛ в окрестности  $\lambda=1000$  нм. При импульсном возбуждении пик обужается, что свидетельствует о возникновении суперлюминесценции (в структуре отсутствовали зеркала). Возникновение суперлюминесценции указывает на хорошее оптическое качество структуры. Отметим, что буфер образует волновод, поскольку его показатель преломления больше,

чем у GaAs. Отсутствие в спектре прохождения длинноволнового "хвоста" также указывает на хорошее оптическое качество выращенного буфера.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Правительства Нижегородской области (проект № 15-42-02186 — р\_поволжье\_a).

### Литература

- [1] D. Wu, H. Wang, B. Wu *et al.* Electron. Lett., **44**, 474 (2008).  
[2] H. Y. Liu, Y. Qiu, C. Y. Jin, T. Walther, A. G. Cullis, Appl.Phys.Lett., **92**, 111906 (2008).

## Деформационные исследования поляризационных свойств лазерных гетероструктур на квантовой яме и квантовых точках

Л. А. Кулакова, А. В. Лютецкий

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.  
тел: (812) 297-2245, факс: (812) 297-1017, эл. почта: L.Kulakova@mail.ioffe.ru

Известно, что наноразмерные гетеролазеры ИК диапазона являются важным элементом лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения и оптических систем связи. При этом все эти системы нуждаются в разработке методов быстрой перестройки, частоты, поляризации и направления источников излучения.

Нами впервые были начаты исследования воздействия ультразвуковой деформации на спектральные характеристики генерируемого излучения InGaAsP/InP гетеролазеров.

Главные результаты [1-3] проведенных ранее исследований: а) демонстрация того, что в исследованных структурах можно управлять быстрой и непрерывной периодической перестройкой спектра гетеролазеров с сохранением спектрального распределения и неизменной интенсивности излучения; б) выявление возможностей управления направлением генерируемого излучения.

В последнее время наше внимание направлено на новый аспект деформационного воздействия: влияние ультразвуковой деформации на тонкий спектр квантовых состояний носителей заряда в активной зоне лазерной гетероструктуры, определяющий поляризационные свойства излучения. При исследовании InGaAsP/InP гетеролазеров показано [4], что введение переменной деформации приводит к повороту направления поляризации с периодичностью изменения деформации. Происходит это вследствие смешивания волновых функций лёгких и тяжёлых дырок в квантовой яме.

В данной работе будут представлены новые результаты поляризационных исследований в лазерных структурах InGaAs/GaAs на квантовой яме и GaAs/InGaAs на квантовых точках. Главным важным результатом является воспроизведение эффекта поворота направления поляризации в присутствии ультразвуковой деформации не только в структурах на квантовой яме, но и на квантовых точках. Последнее обстоятельство, видимо, свидетельствует о весьма эффективной самоорганизации квантовых точек в исследованных структурах. Получены оценки энергетических параметров структур. Следует отметить, что помимо вышеописанной общности, в структурах InGaAs/GaAs на квантовой яме нами наблюдались необычные явления, обусловленные конкуренцией основной, линейно поляризованной, компоненты излучения и менее интенсивной (когерентной с основной) с перпендикулярным направлением поляризации. Механизмы наблюдаемых явлений обсуждаются.

### Литература

- [1] Л. А. Кулакова, И. С. Тарасов, Письма ЖЭТФ **78**, 67 (2003).
- [2] Л. А. Кулакова, Н. А. Пихтин, С. И. Слипченко, И. С. Тарасов, ЖЭТФ **131**, 790 (2007).
- [3] L. A. Kulakova, Appl. Optics **48**, 1128 (2009).
- [4] Л. А. Кулакова, Н. С. Аверкиев, А. В. Лютецкий, В. А. Горелов, ФТП **47**, 137 (2013).



## Особенности электрофизических и структурных свойств гетеровалентных гетероструктур (Al)GaAs/Zn(Mn)Se

Т. А. Комиссарова, Г. В. Клишко, С. В. Гронин, И. В. Седова, **С. В. Сорокин**,  
Б. Я. Бер, А. А. Торопов, С. В. Иванов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.  
тел: (812)292-71-24, факс: (812)297-10-17, эл. почта: komissarova@beam.ioffe.ru

На сегодняшний день одной из актуальных задач является получение ферромагнитных полупроводников с повышенной температурой Кюри  $T_C$ . Наибольшее значение  $T_C = 185\text{K}$  достигнуто для эпитаксиальных слоев GaMnAs [1]. В разбавленных магнитных полупроводниках  $T_C$  определяется концентрацией носителей заряда и магнитных ионов [2]. В случае слоев GaMnAs дальнейшее увеличение  $T_C$  затруднено вследствие невозможности одновременного увеличения концентрации дырок и ионов Mn, поскольку заметная растворимость Mn в GaAs может быть достигнута только при низких температурах роста ( $300^\circ\text{C}$ ), приводящих параллельно к увеличению плотности дефектов донорного типа и ограничению концентрации дырок. Для гетеровалентных гетероструктур (Al)GaAs:Be/Zn(Mn)Se, состоящих из совершенной квантовой ямы GaAs/AlGaAs, нижний барьер которой модулированно легируется Be, а диффузия ионов Mn в КЯ предполагается из верхнего  $A^2\text{-Mn-B}^6$  барьера [3], данная проблема отсутствует.

Данная работа посвящена исследованию электрических и структурных свойств гетеровалентных гетероструктур (Al)GaAs:Be/Zn(Mn)Se, необходимость которого обусловлена сложным дизайном структур, содержащих несколько каналов проводимости, а также непосредственной близостью гетеровалентного интерфейса (ГВИ) и КЯ GaAs, т.к. на электрические свойства КЯ могут оказывать влияние эффекты взаимодиффузии элементов. Гетеровалентные гетероструктуры (Al)GaAs:Be/Zn(Mn)Se были выращены методом МПЭ. Для разных образцов варьировался режим формирования ГВИ (реконструкция поверхности и способ инициации роста  $A^2\text{B}^6$  части) и расстояние от ГВИ до КЯ GaAs. Диффузия элементов исследовалась с помощью вторичной ионной масс-спектрометрии. Электрические измерения проводились при температуре (4.2-300)K как на постоянном токе (измерения концентрации и подвижности дырок), так и на переменном токе (анализ годографов импеданса) при частотах до 1МГц.

Показано, что в полную проводимость исследованных гетеровалентных гетероструктур дают вклад два канала: проводимость по КЯ GaAs и барьерным слоям AlGaAs:Be. На проводимость по КЯ GaAs существенное влияние оказывают объемные заряды на интерфейсе GaAs/AlGaAs и ГВИ, что приводит к появлению емкостного вклада в проводимость. Исследована связь объемных зарядов на ГВИ с эффектами взаимодиффузии элементов, изучено влияние на них условий роста. Определен способ формирования ГВИ, позволяющий достичь существенного уменьшения релаксационных процессов, связанных с объемными зарядами на ГВИ.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект №15-52-12014)

### Литература

- [1] Wang et al., Applied Physics Letters **93**, 132103 (2008).
- [2] Dietl et al., Science **287**, 1019 (2000).
- [3] Европейцев и др., ФТП **48**, 32 (2014).

## Наблюдение Раби осцилляций в структуре с микрорезонатором

Н. Е. Коптева<sup>1</sup>, Р. В. Чербунин<sup>1</sup>, А. В. Михайлов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Лаборатория Оптики Спины им. И. Н. Уральцева, Ульяновская улица, дом 1, Петергоф, 198504, Россия.

тел: (812) 428-48-40, эл. почта: [natalkop@yandex.ru](mailto:natalkop@yandex.ru)

В работе исследовалось влияние добротности микрорезонатора, а также параметров оптического импульсного возбуждения на время затухания вакуумных осцилляций Раби (ВОР), возникающих при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса с микрорезонатором, содержащим квантовую яму. ВОР, возникающие вследствие когерентного переноса энергии между состояниями фотона и экситона в микрорезонаторе, интересны с точки зрения проявления эффектов КЭД в полупроводниковых структурах. Наблюдая эффект ВОР по вращению плоскости поляризации отраженного света с временным разрешением, мы определили, какие параметры влияют на время затухания осцилляций, а также обнаружили изменение частоты и появление дополнительных частот осцилляций при увеличении мощности накачивающих импульсов.

На рисунке 1(а) изображена типичная зависимость сигнала фарадеевского вращения от времени при различных мощностях накачивающего импульса в микрорезонаторе с высокой добротностью. Видно, что осцилляции в сигнале спадают примерно симметрично в обоих направлениях, а время затухания укорачивается. На рисунке 1(б) изображена зависимость скорости затухания осцилляций от мощности накачивающих импульсов. При увеличении мощности накачки скорость затухания вначале быстро растет, а затем насыщается. Затухание осцилляций происходит несимметрично в зависимости от задержки между импульсами, причем эта асимметрия зависит от соотношения мощностей импульсов накачки и зондирования. При соотношении 1:10 затухание происходит быстрее в положительных задержках и медленнее в отрицательных. При соотношении 1:1 затухание становится примерно симметричным. На образце с низкой добротностью затухание сигнала происходит с той же скоростью, и превосходит время ухода фотона из резонатора.

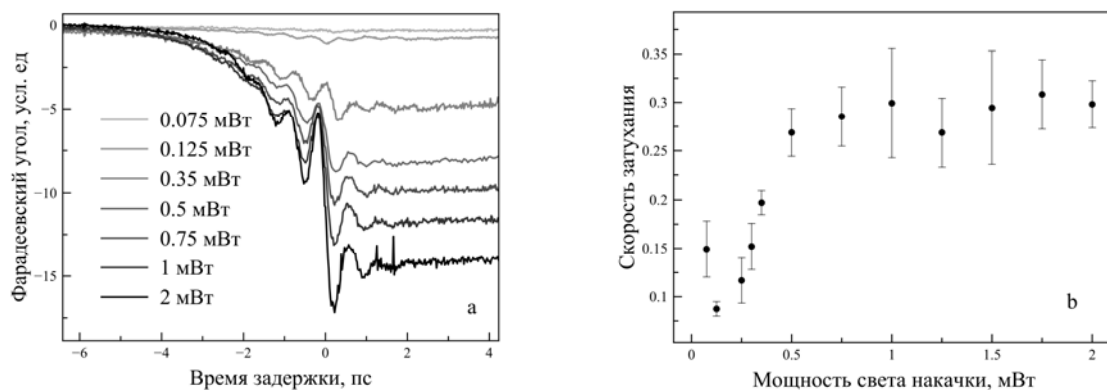


Рис. 1. (а): сигнал фарадеевского вращения от образца с микрорезонатором в зависимости от времени. Разные кривые соответствуют разным мощностям накачивающего света. (б): зависимость скорости затухания колебаний от мощности накачивающего света. Соотношение мощностей накачки и зондирования 1:1.

## Фотолюминесценция структур с квантовыми ямами GaAsSb/GaAs и InGaAs/GaAsSb/GaAs в спектральном диапазоне 1 - 1.3 мкм

А. Н. Яблонский<sup>1,2</sup>, Д. И. Крыжков<sup>1,2</sup>, С. В. Морозов<sup>1,2</sup>, В. Я. Алешкин<sup>1,2</sup>,  
Б. Н. Звонков<sup>2</sup>, О. В. Вихрова<sup>2</sup>, З. Ф. Красильник<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087, Россия.

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

тел: (831) 417-94-73, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: yablonsk@ipmras.ru

Данная работа направлена на исследование гетроструктур с квантовыми ямами (КЯ) GaAsSb/GaAs и GaAsSb/InGaAs/GaAs. Интерес к таким системам связан с возможностью создания на их основе вертикально излучающих лазеров (VECSEL), работающих на длине волны 1.3 мкм при комнатной температуре. Известно, что в гетероструктурах GaAsSb/GaAs указанная длина волны излучательного перехода достигается при содержании сурьмы ~ 35 %, при этом разрыв зоны проводимости на гетерогранице GaAsSb/GaAs оказывается близким к нулю. Такие структуры представляют собой систему с хорошо локализованными дырками и слабо локализованными электронами, что может приводить к сильному температурному гашению фотолюминесценции (ФЛ) при высоких температурах. Существенное улучшение локализации электронов в указанной системе может быть достигнуто в результате использования структур с двойными КЯ InGaAs/GaAsSb/GaAs. В таких структурах электроны оказываются эффективно локализованными в слоях InGaAs, а дырки – в слоях GaAsSb, что может привести как к увеличению эффективности излучательной рекомбинации при комнатной температуре, так и к уменьшению энергии основного перехода за счет увеличения эффективной ширины двойной КЯ.

В работе представлены результаты исследования структур с КЯ GaAsSb/GaAs и InGaAs/GaAsSb/GaAs, выращенных методом газофазной эпитаксии из металл-органических соединений. Для полученных структур проведены исследования температурной зависимости, временных характеристик и спектров возбуждения ФЛ. Показано, что встраивание дополнительного слоя InGaAs в структуры GaAsSb/GaAs приводит к существенному сдвигу линии ФЛ основного перехода в длинноволновую область и к значительному увеличению (примерно на два порядка) интенсивности данной линии при комнатной температуре [2]. Обнаружено, что при высоких температурах в структурах InGaAs/GaAsSb/GaAs может возникать дополнительный эффективный канал излучательной рекомбинации между возбужденными электронными и дырочными состояниями, что связано с более слабой локализацией волновых функций возбужденных состояний электронов и дырок в слоях InGaAs и GaAsSb, соответственно, по сравнению с волновыми функциями основных состояний. В то же время, в структурах InGaAs/GaAsSb/GaAs, демонстрирующих наиболее длинноволновый сигнал ФЛ (1.2 мкм при 300 К), данный эффект не наблюдался вследствие большой разницы в энергиях основных и возбужденных состояний в КЯ и, как следствие, низкой заселенности возбужденных состояний [2].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 13-02-01314).

### Литература

- [1] S. V. Morozov, D. I. Kryzhkov, *et al.* Journ. of Appl. Phys. **113**, 163107 (2013).
- [2] D. I. Kryzhkov, A. N. Yablonsky, *et al.* Journ. of Appl. Phys. **116**, 203102 (2014).

## Темные солитоны в конденсате экситонных поляритонов в полупроводниковых микрорезонаторах при нерезонансной оптической накачке

А.А. Деменев, С.С. Гаврилов, А.С. Бричкин, А.В. Ларионов и В.Д. Кулаковский  
ИФТТ РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия.

тел: (496)52-219-82, факс: (496)52-281-60, эл. почта: demenev@issp.ac.ru

В работе [1] была предсказана возможность формирования при нерезонансном оптическом возбуждении квазистационарных темных солитонов в полупроводниковых микрорезонаторах (МР). В настоящей работе [2], на основе изучения пространственного распределения поляритонной плотности и корреляционной функции первого порядка, исследовалась возможность формирования темных солитонов в высокодобротных ( $Q \sim 10^4$ ) МР-столбиках с диаметром 10–15 мкм.

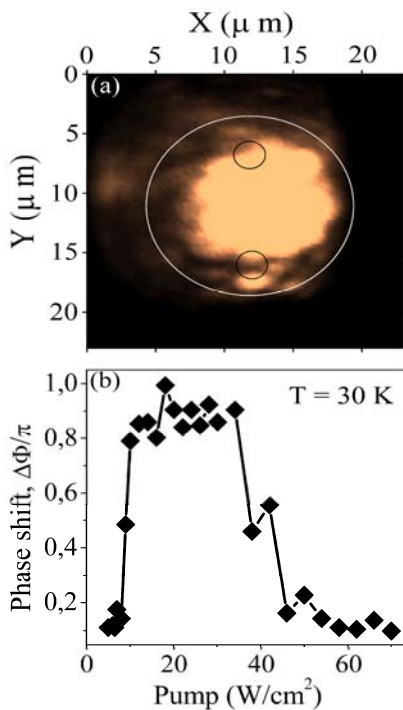


Рис.1.(a) - Распределение плотности поляритонов в МР-столбике при  $P=15$  Вт/см<sup>2</sup>. (b) - Зависимость амплитуды скачка относительной фазы от плотности возбуждения.

В исследованных образцах пороговая плотность возбуждения для конденсации поляритонов составляла 4 Вт/см<sup>2</sup>. На рис.1а показано распределение поляритонной плотности для накачки 15 Вт/см<sup>2</sup>. В нижней области, выделенной черным кругом, наблюдался глубокий минимум поляритонной плотности, имеющий размер 2.4 мкм. До плотностей возбуждения в 40 Вт/см<sup>2</sup> область “истощения” сохранялась, однако при дальнейшем увеличении накачки быстро исчезала.

Исследование взаимной когерентности областей поляритонной волновой функции, вырезаемых пинхолами (показаны на рис.1а черными кружками), позволило обнаружить скачок разности фаз  $\Delta\Phi$  в направлении Y. Рис.1b демонстрирует зависимость  $\Delta\Phi$ , нормированную на  $\pi$  от плотности лазерной накачки. При  $P > 9$  Вт/см<sup>2</sup> амплитуда скачка фазы резко возрастает и при  $P = 15$  Вт/см<sup>2</sup> достигает  $\approx 0.9\pi$ . Далее вплоть до 40 Вт/см<sup>2</sup> величина скачка фазы остается постоянной, а затем резко уменьшается.

Таким образом было установлено, что в условиях неравновесной конденсации в поляритонной системе возможно формирование локализованного темного солитона. В области формирования солитона фаза поляритонной волновой функции испытывает скачок на  $\pi$ . Темный солитон разрушается при больших плотностях возбуждения вследствие ионизационного разрушения экситонов.

### Литература

- [1] Y. Xue and M. Matuszewski, Phys. Rev. Lett. **112**, 216401 (2014).  
[2] A. A. Demenev, S. S. Gavrilov, A. S. Brichtkin, A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, JETP Lett. **100(8)**, 523 (2015).

## Температурная трансформация спектров фотолюминесценции квантовых ям GaAs/AlGaAs в области 2–50 К

А. А. Лясота<sup>1,2</sup>, Н. Н. Сибельдин<sup>1</sup>, М. Л. Скориков<sup>1</sup>, Е. Карон<sup>2</sup>, А Rudra<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, Switzerland

тел: (499) 132-63-45, факс: (499) 135-10-59, эл. почта: skor@sci.lebedev.ru

1) Хорошо известно, что квазидвумерные экситоны в квантовых ямах (КЯ) существенно более стабильны, чем в объёмных полупроводниках благодаря значительному увеличению их энергии связи. В результате этого, экситонная рекомбинация вносит большой или даже доминирующий вклад в люминесценцию КЯ при повышении температуры вплоть до комнатной.

В данной работе мы наблюдаем происходящее при повышении температуры резкое (в интервале шириной порядка 7–10 К) преобразование спектра фотолюминесценции (ФЛ) КЯ, при котором узкие линии рекомбинации нейтральных и заряженных экситонов исчезают уже при 15–20 К, сменяясь заметно более широкой полосой, вероятно уже иной природы. Возможно, это необычное поведение связано с делокализацией темновых носителей заряда в КЯ или их перераспределением между слоями структуры.

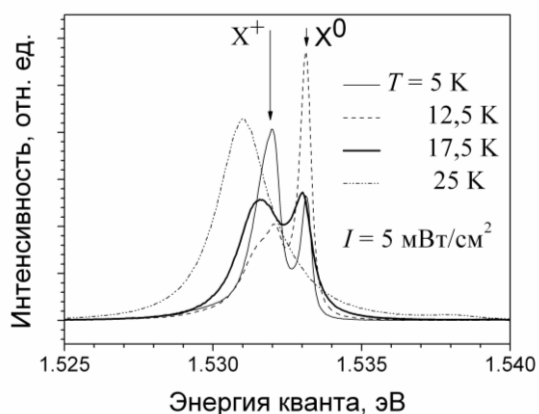


Рис. 1. Спектры ФЛ при различных температурах; указано положение экситонных линий при  $T < 15$  К.

Исследовались спектры низкотемпературной ( $T = 2$ –50 К) ФЛ структур GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As с одиночной КЯ шириной 15 нм, выращенных методом MOCVD. О высоком качестве структур говорит малая ширина экситонной линии ФЛ (0.4 мэВ на полувысоте при  $T = 2$  К). Серия спектров люминесценции КЯ, демонстрирующих происходящую трансформацию, показана на рис. 1. Температура «перехода» зависит от уровня возбуждения  $I$ , повышение которого при фиксированной температуре приводит к восстановлению экситон–трионного характера спектра ФЛ. Таким образом, на плоскости  $I$ – $T$  может быть построена «квази-фазовая диаграмма», на которой «экситонная фаза» занимает правую нижнюю половину.

2) Необычность исследованных структур проявляется также в очень медленной (от долей до тысяч секунд) кинетике установления стационарного состояния после включения внутриямного фотовозбуждения. Процесс установления может носить обратимый или необратимый характер в образцах, выращенных на подложках разного типа ( $n$ -типа или полуизолирующих). При этом синхронные изменения происходят в спектрах самой КЯ и толстого буферного слоя структуры, разделённых широким туннельно-непрозрачным барьером. Природа столь медленных процессов неясна.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 14-12-01425).

## Прямое численное решение уравнения Шредингера для экситонов в квантовых ямах

**Е. С. Храмцов**, П. А. Белов, Ф. С. Григорьев, С. Ю. Вербин, С. Л. Яковлев  
Санкт-Петербургский Государственный Университет, Ульяновская ул., 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия.

тел: (812)428-48-40, факс: (812)428-72-40, эл. почта: s.verbin@spbu.ru

Повышение качества гетероструктур позволяет обнаруживать в них все более тонкие эффекты, в частности, в энергетической структуре состояний экситонов и их динамических свойствах (см, например, [1]). В оптических спектрах высококачественных гетероструктур происходит существенное сужение экситонных линий вплоть до их радиационной ширины, что позволяет изучать фундаментальные свойства экситонных состояний в квантовых ямах. Энергетическая структура экситонов теоретически изучалась достаточно давно, однако в рамках приближенных полуэмпирических моделей [2]. Такие приближения не позволяли количественно сравнивать полученные результаты с экспериментом для высококачественных гетероструктур для квантовых ям произвольной толщины.

Для решения этой задачи в настоящей работе были впервые проведены расчеты в микроскопической модели, которые стали возможны лишь в последнее время благодаря развитию вычислительных технологий. Прямое численное решение уравнения Шредингера с гамильтонианом Кона-Латтинжера было получено для  $s$ -состояний экситона с тяжелой дыркой в прямоугольных квантовых ямах GaAs/AlGaAs. При численном решении задачи был использован метод конечных разностей четвертого порядка. Собственные значения энергий и волновые функции экситонных состояний были получены методом диагонализации матриц размером порядка  $10^6$  с использованием алгоритма Арнольди.

В результате проведенных расчетов для основного и нескольких возбужденных состояний экситона были найдены значения их энергий и сил осциллятора. Расчет вида волновых функций для этих состояний позволил также обнаружить эффект возникновения статического дипольного момента экситона при отклонении его положения от центра квантовой ямы. Проведено сравнение полученных энергии связи экситона в основном состоянии и его силы осциллятора как функций ширины квантовой ямы с вычисленными ранее вариационным методом [3] и определены границы его применимости.

### Литература

- [1] A. V. Trifonov, S. N. Korotan, A. S. Kurdyubov, I. Ya. Gerlovin, I. V. Ignatiev, Yu. P. Efimov, S. A. Eliseev, V. V. Petrov, Yu. K. Dolgikh, V. V. Ovsyankin and A. V. Kavokin, Phys. Rev. B **91**, 115307 (2015).
- [2] E. L. Ivchenko, *Optical spectroscopy of Semiconductor Nanostructures*, (Alpha Science, Harrow, U.K., 2005).
- [3] B. Gerlach, J. Wüsthoff, M. O. Dzero, M. A. Smondyrev, Phys. Rev. B **58**, 10568 (1998).

## Узкополосное детектирование и генерация гармоник терагерцевого излучения в резонансно-туннельных гетероструктурах

**В. В. Капаев**

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, 119991, Россия.

Национальный исследовательский университет «МИЭТ», проезд 4806, д. 5,  
Москва, Зеленоград, 124498, Россия.

тел: (499)710-86-65, факс: (499)710-86-65, эл. почта: kapaev@sci.lebedev.ru

Выполнено исследование нелинейного режима высокочастотного отклика для резонансно-туннельных структур (РТС) с использованием методики решения нестационарного уравнения Шредингера в периодическом по времени электрическом поле, основанной на разложении волновых функций по модам Флоке. Вычислены зависимости амплитуд гармоник тока от амплитуды переменного сигнала и определены предельные значения величины генерируемого поля для одноямных (двухбарьерных) и двухъямных (трехбарьерных) РТС. Показано, что важную роль в формировании отклика играет динамический эффект Штарка, приводящий к квадратичному по амплитуде переменного поля сдвигу положений резонансов  $E_r$  в одноямных структурах и в двухъямных в нерезонансном случае и к расщеплению при резонансе  $h\nu_r \approx E_{r2} - E_{r1}$  ( $\nu$  - частота сигнала,  $E_{r1}$  и  $E_{r2}$  - энергии уровней размерного квантования) в двухъямных структурах, пропорциональному амплитуде переменного воздействия  $V_{ac}$ . Исследовано явление детектирования переменного сигнала резонансно-туннельными структурами. Обнаружен эффект

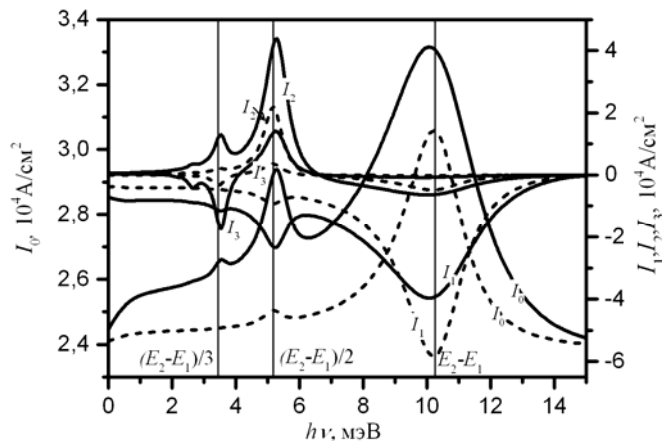


Рис. 1. Зависимость постоянной составляющей  $I_0$  и первых трех гармоник тока  $I_1, I_2, I_3$  от частоты для двухъямной структуры 15/120/15/90/15 (обычный шрифт - толщины барьеров (Å), полужирный - ям) для  $V_{ac}=0,005$  В (пунктир) и  $V_{ac}=0,01$  В (сплошные).

медленно убывают с  $n$ , что свидетельствует о сильной нелинейности таких структур. Рис.1 иллюстрирует сказанное для двухъямной структуры на основе гетеросистемы  $In_{0.53}Ga_{0.47}As/AlAs$  для  $V_{dc}=0,08$ В, соответствующего области отрицательной дифференциальной проводимости.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№14-02-00658) и Министерства образования и науки (задание № 2014/101).

резонансного усиления постоянного тока в двухъямных структурах при частоте сигнала  $\sim \nu_r$ . Показано, что в асимметричных системах детектирование возможно и при отсутствии постоянного смещения, что позволяет создавать на их основе детекторы без смещения (zero biased detector). Исследовано явление генерации высших (второй, третьей) гармоник тока. В двухъямных системах наблюдается резонансное усиление  $n$ -ой гармоники при частотах  $h\nu = (E_{r2} - E_{r1})/n$ . Амплитуды гармоник  $I_n$

## Экситоны в совершенных гетероструктурах: эксперимент и теория

**Ф. С. Григорьев**, Ю. П. Ефимов, С. А. Елисеев, И. В. Игнатъев, В. А. Ловцюс,  
В. В. Петров, А. В. Трифонов

СПбГУ, ул. Ульяновская, 1, СПб, 198504, Россия.

тел: (812)428-48-40, эл. почта: philipp0grigoriev@gmail.com

Развитие техники эксперимента, а также технологии приготовления гетероструктур, приводит к наблюдению все более тонких эффектов в таком традиционном объекте исследований, как ансамбль экситонов в полупроводниках. Ярким примером такого исследования является недавнее наблюдение большого числа экситонных линий в спектре совершенного природного кристалла  $\text{Cu}_2\text{O}$  [1].

В нашей работе экспериментально исследуются экситонные спектры в высококачественных гетероструктурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs и InGaAs/GaAs, выращенных методом молекулярной пучковой эпитаксии. В спектрах люминесценции и отражения, при специально подобранных условиях оптического возбуждения, наблюдаются чрезвычайно узкие резонансы с полушириной на полувисоте в несколько десятков микроэлектронвольт. Для нижайшего уровня размерного квантования экситона эта ширина определяется, в основном, радиационным распадом экситона. Более высокие уровни размерного квантования имеют меньшую силу осциллятора радиационного перехода, но их ширина увеличивается за счет различных релаксационных процессов, в том числе, процессов взаимодействия с резервуаром неизлучающих экситонов.

В работе выполнены экспериментальные исследования экситонных спектров и динамики экситонного возбуждения при различных условиях возбуждения и различных внешних воздействиях. В частности, малая ширина резонансов позволила исследовать зеэмановское расщепление уровней в малых магнитных полях и определить поведение g-фактора экситона как функцию номера уровня размерного квантования и величины магнитного поля. Использование метода накачки-зондирования позволило определить времена радиационного затухания экситонов, а также характерные времена процессов взаимодействия с экситонами неизлучающего резервуара.

Особое внимание уделено теоретическому моделированию экситонного спектра и силы осциллятора для различных размерно-квантованных экситонных состояний. Для этой цели использована микроскопическая теория, основанная на решении уравнения Шредингера с гамильтонианом Кона-Латтинжера. При моделировании рассматривается реальный профиль потенциала квантовой ямы, который отличается от прямоугольного потенциала из-за эффекта сегрегации [2]. Асимметрия профиля потенциала приводит к дополнительным фазовым сдвигам в поляризации, наведенной на различных размерно-квантованных состояниях, что проявляется в изменении профиля соответствующих пиков в спектрах отражения.

### Литература

- [1] T. Kazimierczuk, D. Frohlich, S. Scheel, H. Stolz and M. Bayer, Nature **514**, 343–347, (2014).
- [2] K. Muraki, S. Fukatsu, Y. Shiraki, and R. Ito, Appl.Phys.Lett. **61**, 557, (1992)



## Влияние профиля $\delta$ -слоев на подвижность двумерного электронного газа, ограниченную кулоновским рассеянием, в акцепторно-легированных гетероструктурах AlGaAs/InGaAs/AlGaAs

Д. Ю. Протасов, А. К. Бакаров, А. И. Торопов, **К. С. Журавлев**

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

тел: (383)333-19-54, факс: (383)330-90-29, эл. почта: protasov@isp.nsc.ru

В недавно предложенных в работе [1] акцепторно-легированных гетероструктурах AlGaAs/InGaAs/AlGaAs, позволивших более чем на 50% увеличить удельную выходную мощность высокочастотных транзисторов, концентрация двумерного электронного газа (ДЭГ) может достигать  $(4\div 5)\times 10^{12}$  см<sup>-2</sup> при концентрации доноров в  $\delta$ -слоях  $(7\div 8)\times 10^{12}$  см<sup>-2</sup> без появления заметной параллельной проводимости по донорным слоям. Для улучшения характеристик транзисторов необходимо определить оптимальную толщину спейсеров, которая сейчас составляет 4÷5 нм. При таких малых расстояниях  $\delta$ -слой уже нельзя считать идеальной плоскостью, так как при росте гетероструктур происходит диффузия и сегрегация атомов примеси из  $\delta$ -слоя. В предлагаемой работе проведено теоретическое исследование влияния толщины спейсера, уровня легирования и параметров функции распределения примесей в  $\delta$ -слое на подвижность ДЭГ, ограниченную кулоновским рассеянием на заряженных донорах, в случае заполнения двух первых подзон размерного квантования. Потенциальные диаграммы гетероструктуры и волновые функции электронов

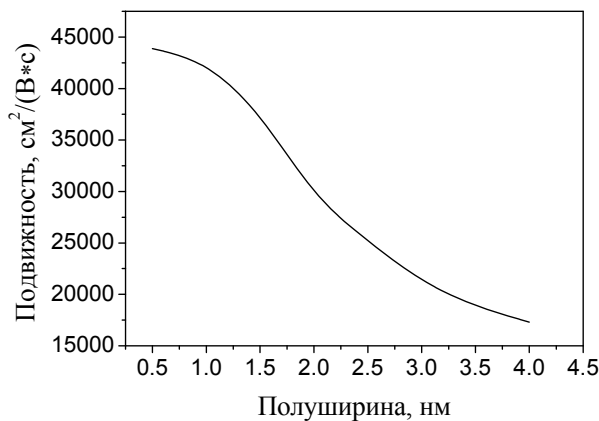


Рис. 1. Зависимость подвижности от полуширины  $\delta$ -слоя

рассчитывались в результате самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. При расчете учитывалось как внутризонное, так и межзонное рассеяние. Участие разных подзон в экранировании заряженных примесей рассчитывалось в приближении хаотических фаз. Для моделирования уширения  $\delta$ -слоя использовался Гауссовый профиль с полушириной  $\sigma$ . Оценка полуширины с учетом литературных значений коэффициентов диффузии показывает, что  $\sigma$  для заданных температуры и времени роста может лежать в диапазоне 2÷4 нм. На рис.1 представлены результаты расчета подвижности, ограниченной кулоновским рассеянием на заряженных донорах, в гетероструктуре с двухсторонним легированием. Интегральная концентрация примесей в  $\delta$ -слоях составляла  $6\times 10^{12}$  см<sup>-2</sup>.

### Литература

- [1] В. М. Лукашин, А. Б. Пашковский, К. С. Журавлев, А. И. Торопов, В. Г. Лапин, Е. И. Голант, А. А. Капралова, ФТП, **48(5)**, 684 (2014).

## Влияние переменного профиля состава квантовой ямы $\text{In}_{y(z)}\text{Ga}_{1-y(z)}\text{As}$ на электронные транспортные свойства РНЕМТ гетероструктур

И. С. Васильевский, А. Н. Виниченко, Н. И. Каргин

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

тел: (926) 572-55-25, эл. почта: vanaxel@gmail.com

В легированных гетероструктурах изгиб и наклон дна в квантовой яме (КЯ) является одной из причин изменений уровней энергии и формы волновых функций (ВФ) электронов и дырок. Дополнительный изгиб зон может отрицательно влиять на электронные транспортные и оптические свойства, из-за изменения эффективной ширины и глубины КЯ и изменения условий рассеяния носителей тока. Переменный профиль состава в КЯ позволяет локально задавать энергию запрещенной зоны, в т.ч. скомпенсировать изгиб дна КЯ. В данной работе для управления потенциальным профилем КЯ использован неоднородный профиль состава  $\text{InAs}$   $y(z)$  в слое  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ . Для определения градиента состава  $\text{InAs}$ , необходимого для компенсации наклона и/или кривизны дна КЯ, был численно промоделирован зонный профиль, уровни энергии и электронные ВФ в КЯ с одно- и двусторонним дельта-легированием Si через спейсер.

Экспериментально изготовлены РНЕМТ гетероструктуры  $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$  одинаковой ширины и средним составом, но с различным градиентом  $\delta y/\delta z$  в центре КЯ

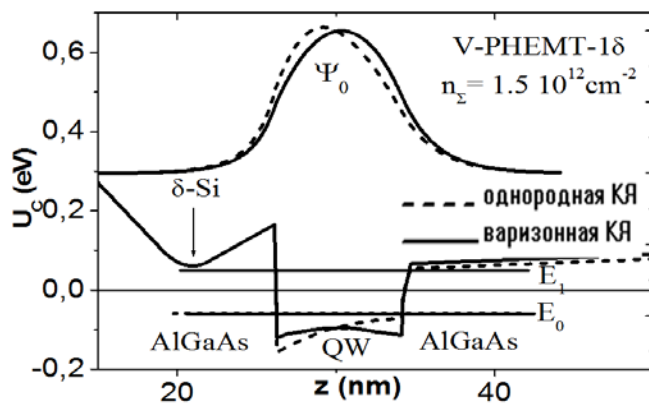


Рис. 1. Пространственный профиль зоны проводимости однородной и варизонной ( $y_{\text{InAs}}(z)$ ) КЯ при одностороннем дельта-Si легировании.

(перепад до 1.2%/нм), методами просвечивающей микроскопии и рентгеновской дифрактометрии установлено соответствие заданным параметрам и высокое структурное совершенство слоев. Измерения электронных транспортных свойств при температурах 77 К и 300 К показало, что в структуре с наиболее прямоугольным профилем дна КЯ наблюдается максимальное увеличение как подвижности (до 25% при 77 К), так и концентрации (до 10%) электронов по сравнению с КЯ, имеющей однородный состав  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ . Эффект связан с увеличением эффективной глубины КЯ и межподзонного энергетического зазора. Кроме того, максимум электронной ВФ основного состояния смещается к центру КЯ, и рассеяние на ионизированных примесях и шероховатостях гетерограниц снижается. Это сопровождается также увеличением интенсивности оптических переходов  $e1-h1$ , что демонстрирует рост перекрытия ВФ электронов и дырок, а последовательное смещение положения пиков фотолуминесценции в более длинноволновую область спектра подтверждает изменение профиля дна КЯ при изменении профиля состава.

## Скейлинг в наноструктуре InGaAs/GaAs с двойной квантовой ямой в режиме квантового эффекта Холла

А. С. Клепикова, В. Н. Неверов, Н. Г. Шелушнина, Ю. Г. Арапов, М. В. Якунин, С. В. Гудина

Институт физики металлов, ул. С.Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия.  
тел: (343)374-02-03, факс: (343)374-52-44, эл. почта: as\_klepikova@mail.ru

Проведены измерения продольного и холловского магнитосопротивлений в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) и исследована температурная зависимость ширины переходов плато-плато  $\nu_0(T)$  в гетероструктуре p-InGaAs/GaAs в диапазоне магнитных полей  $B = (0 \div 16)$  Т и температур  $T = (0.05 \div 4.2)$  К после ИК - подсветки. В рамках концепции скейлинга [1] ширина перехода между соседними плато КЭХ должна стремиться к нулю при уменьшении температуры по степенному закону  $T^\kappa$ , где  $\kappa$  - критический индекс.

Истинно скейлинговое поведение  $\nu_0(T) \sim T^\kappa$  наблюдается для переходов плато-плато КЭХ  $2 \rightarrow 3$  ( $\kappa = 0.22 \pm 0.01$ ) и  $3 \rightarrow 4$  ( $\kappa = 0.21 \pm 0.01$ ). Значения  $\kappa$  прекрасно соответствуют оценкам теоретических работ для случая короткодействующего потенциала электрон - электронного взаимодействия [2]. Наблюдаемую для перехода  $1 \rightarrow 2$  линейную зависимость ширины полосы делокализованных состояний от температуры, мы связываем с переходом к крупномасштабному потенциалу с увеличением магнитного поля.

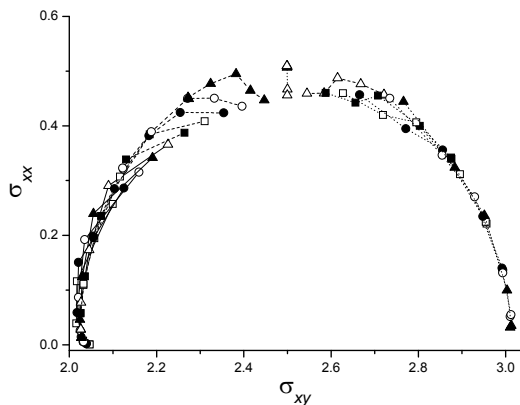


Рис. 1. Экспериментальные зависимости  $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$  при фиксированных  $B$ .

На Рис.1 представлена диаграмма скейлинга в координатах  $(\sigma_{xy}, \sigma_{xx})$  для образца после ИК – подсветки. Точки, соответствующие фиксированному магнитному полю для шести различных температур в интервале  $T = (0.05 \div 4.2)$  К соединены так, что образовалась совокупность ломаных линий (линий потока).

Симметрия кривой  $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$  относительно значения  $\sigma_{xy} = 2.5 e^2 / h$ , а также пиковое

значение проводимости  $\sigma_{xx}^c = (0.5 \pm 0.05) e^2 / h$  прекрасно соответствуют предсказаниям теории для истинно скейлингового поведения электронного газа в режиме КЭХ, что говорит о хорошем качестве образца.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» № 01201463330 и при поддержке РФФИ (проекты № 14-02-31164 и № 14-02-00151).

### Литература

- [1] A.M.M. Pruisken, Phys. Rev. Lett. **61**, 1297 (1988).  
[2] A.M.M. Pruisken, M.A. Baranov, Europhys. Lett. **31**, 543 (1995).

## Механизм немонотонной зависимости подвижности от концентрации электронов в квантовых ямах AlGaAs/InGaAs/GaAs

И. С. Васильевский, А. Н. Виниченко, Н. И. Каргин

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

тел: (495) 788-56-99 доб. 8170, эл. почта: ivasilevskii@mail.ru

Одновременное достижение высокой подвижности и концентрации электронов в гетероструктурах АЗВ5 является одной из важнейших задач как в СВЧ твердотельной электронике, так и для ТГц плазмоники. Несмотря на то, что такие структуры исследуются уже более 20 лет, данные о характере зависимости подвижности  $\mu$  от концентрации  $n_s$  в легированных через спейсер квантовых ямах (КЯ) РНЕМТ Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/In<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>As/GaAs достаточно противоречивы. В настоящей работе теоретически и экспериментально исследовано рассеяние электронов на ионизированных примесях в большом интервале  $n_s=0,1 \div 3,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

В двухподзонном приближении рассчитаны скорости рассеяния электронов на ионизированных примесях с учетом экранировки кулоновского потенциала примесей и с учетом гибридизации электронных волновых функций в реальном пространстве. Расчет показывает немонотонность зависимости  $\mu$  (см. Рис. 1) и соотношения

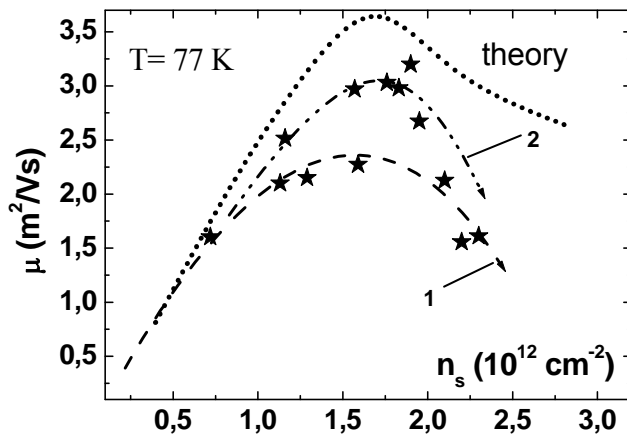


Рис. 1. Зависимость подвижности электронов от их концентрации в РНЕМТ КЯ. Звезды – эксперимент ( $T = 77 \text{ К}$ ) для  $x_{Al}=0,23$ ; (1) и  $x_{Al}=0,25$  (1)

переходе к пространственно-прямому рассеянию электронов на ионах примеси. Экспериментально исследована подвижность при возрастании легирования в двух сериях РНЕМТ КЯ с различным спейсером: содержанием  $x_{Al}$  и толщиной  $d_s$ : с  $x=0,23$ ;  $d_s=5,2 \text{ нм}$  (линия 1) и  $x=0,25$ ;  $d_s=6,0 \text{ нм}$  (линия 2) Влияние этих параметров спейсерного слоя на подвижность электронов и соотношение  $\tau_i/\tau_q$  оказывается более слабым в области средних концентраций электронов  $n_s=0,1 \div 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , но становится критичным при сильном легировании. В этом случае увеличение  $d_s$  приводит к возрастанию  $\mu$  только при одновременном увеличении потенциального барьера в спейсере за счет увеличения  $x_{Al}$ . Полученные значения  $\mu$  и  $n_s$  в серии 2 находятся на лучшем мировом уровне.

Таким образом, впервые обоснован механизм немонотонной зависимости  $\mu(n_s)$  в РНЕМТ КЯ и факторы, определяющие максимально достижимую подвижность при рассеянии на ионизированных примесях.

## Экситон-поляритонное излучение света из приповерхностной варизонной гетероструктуры $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x/\text{CdS}$

Н. Р. Григорьева<sup>1</sup>, Р. В. Григорьев<sup>1</sup>, Ю. Н. Лазарева<sup>2</sup>, Б. В. Новиков<sup>1</sup>,  
А. В. Селькин<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. В. А. Фока, Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Петергоф, Санкт-Петербург, 198504, Россия.

<sup>2</sup>Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова, ул. 1-я Красноармейская, 1, Санкт-Петербург, 190005, Россия.

<sup>3</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (812) 297-22-45, факс: (812) 297-10-17, эл. почта:  
alexander.selkin@mail.ioffe.ru

Высокая чувствительность экситонных оптических спектров к состоянию поверхности и приповерхностной области полупроводника стимулирует постановку экспериментов и построение теоретических моделей, направленных на развитие спектрально-оптических методов диагностики приповерхностных полупроводниковых слоев и на более глубокое понимание механизмов образования экситонов и их взаимодействия со светом в таких слоях [1].

В настоящей работе впервые представлены результаты комплексных исследований низкотемпературных ( $T = 4.2$  К) резонансных спектров экситонного отражения и люминесценции света, формируемых неоднородным приповерхностным слоем твердого раствора  $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x/\text{CdS}$  ( $x < 0.01$ ), создающим для экситона широкую потенциальную яму с плавным профилем изменения потенциала вдоль нормали к поверхности. Образцы представляли собой выращенные методом сублимации (при  $900^\circ\text{C}$ ) монокристаллы CdS со структурой вюрцита, на поверхности которых создавался слой твердого раствора толщиной около 300 нм с концентрацией Se, постепенно увеличивающейся по мере приближения к внешней поверхности гетероструктуры.

На основе анализа измеренных спектров отражения света, выполненного с помощью теоретического расчета в рамках адиабатического приближения для движения центра масс экситона, предложены аналитическая форма и характерные параметры экситонного приповерхностного потенциала, который сопоставлен с наблюдаемыми спектрами экситон-поляритонной люминесценции. При этом идентифицированы основные каналы излучательной рекомбинации экситонов, обусловленные вкладами как объемных, так и приповерхностных состояний, включая интенсивное излучение из состояний экситонов, локализованных на флуктуациях состава твердого раствора в приповерхностном слое структуры.

В связи с представленными результатами следует отметить, что особенности и механизмы экситон-поляритонного излучения света из приповерхностной области варизонной гетероструктуры до сих пор в литературе детально не рассматривались и не обсуждались.

### Литература

- [1] В. А. Киселев, Б. В. Новиков, А. Е. Чередниченко. Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников. Изд. С.-Петербургского университета (2003). – 244 с.

## Критерий устойчивости для полупроводниковых сверхрешеток с омическими и неомическими контактами

А. В. Шорохов<sup>1</sup>, Н. С. Прудских<sup>1</sup>, К. Н. Алексеев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Мордовский государственный университет им Н. П. Огарева, ул. Большевистская, 68, Саранск, 430005, Россия.

<sup>2</sup>Loughborough University, Loughborough LE11 3TU, United Kingdom.

тел: (8342) 29-05-87, факс: (8342) 24-24-44, эл. почта: alex.shorokhov@mail.ru

Источники СВЧ и ТГц излучения на основе сверхрешеток разного вида могут работать как в доменном режиме ганновского типа [1], так и в бездоменном режиме [2]. В связи с этим важно знать критерий устойчивости, определяющий переход от одного режима к другому. В данной работе мы формулируем такой критерий для полупроводниковых сверхрешеток в случае контактов различного типа (как омических, так и неомических), используя хорошо зарекомендовавший себя для объемных полупроводников подход, развитый в теории эффекта Ганна [4]-[5] и основанный на анализе высокочастотного импеданса системы.

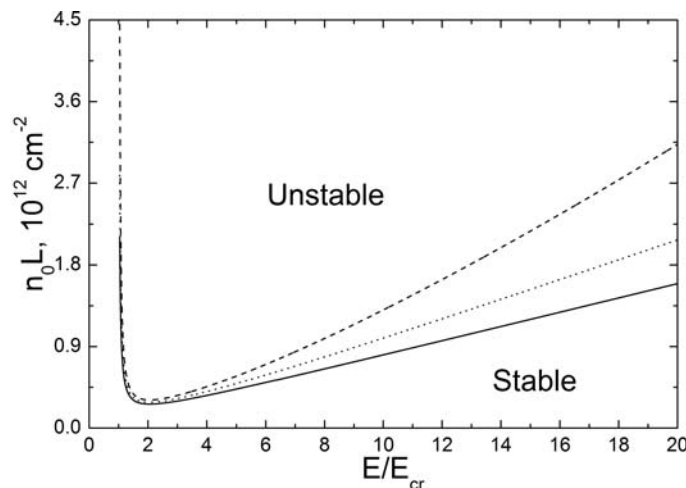


Рис.1. Изменение области неустойчивости в зависимости от свойства контакта. Сплошная кривая соответствует омическому контакту, штриховая — чисто неомическому, пунктирная — промежуточному случаю. Выше кривых расположена область неустойчивости.  $E_{cr}$  — критическое поле, соответствующее максимуму статической ВАХ сверхрешетки [3],  $E$  — постоянное электрическое поле, приложенное к сверхрешетке,  $n_0$  — концентрация электронов,  $L$  — длина сверхрешетки. Видно, что неомический контакт приводит к большей стабильности системы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках госзадания (проект 2665).

### Литература

- [1] E. Schomburg *et al.*, Phys. Rev. B **65**, 155320 (2002).
- [2] В. И. Санкин и др., Письма в ЖЭТФ **94**, 393 (2011).
- [3] L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970).
- [4] E. McCumber, A. G. Ghyneweth, IEEE Transactions of Electron Devices **Ed-13**, 4 (1966).
- [5] H. Zetsche, IEEE Transactions of Electron Devices **Ed-21**, 142 (1974).

## Анизотропия смешанных оптических и интерфейсных фононов в сверхрешётках GaAs/AlAs: эксперимент и расчёты

В. А. Володин<sup>1,2</sup>, В. А. Сачков<sup>3</sup>, М. П. Синюков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников СО РАН, пр. академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский Государственный Университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>3</sup>Омский научный центр СО РАН, пр. К. Маркса, 15, Омск, 644024, Россия.

тел: (383)333-24-70, факс: (383)333-27-71, эл. почта: volodin@isp.nsc.ru

Сверхрешётки (СР) это твердотельные гетероструктуры с искусственно задаваемым периодом. Они интересны как объекты, в которых, с изменением толщины слоёв меняется энергетический спектр электронов (“band gap engineering”). Модификация структуры приводит к модификации фононного спектра СР. Это прежде всего эффект «свёртки» акустических фононных мод и эффект локализации оптических мод, которые наблюдались с использованием метода спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) [1].

Метод молекулярно лучевой эпитаксии применялся для роста СР GaAs/AlAs на подложках GaAs с ориентацией (001). Сначала выращивались толстые буферные слои GaAs и AlAs, затем чередующиеся слои AlAs и GaAs, толщины которых составляли от 5 до 26 монослоёв. Более подробно структуры описаны в работе [2].

Рассчитана и экспериментально исследована угловая анизотропия интерфейсных фононов и их взаимодействие с оптическими фононами в СР. В эксперименте применялся метод спектроскопии КРС с микро-Раман приставкой в различных геометриях рассеяния, как для фононов с волновым вектором, направленным по нормали к СР, так и вдоль их слоёв. Для расчётов фононов применялся расширенный метод Борна с учётом кулоновского взаимодействия в приближении жёстких ионов. Спектры КРС были рассчитаны в приближении поляризуемости связей Волькенштейна. Расчёты подтвердили, что экспериментально наблюдаемая угловая анизотропия фононов возникает вследствие взаимодействия (смешивания) локализованных в слоях СР оптических фононов, с интерфейсными фононами. В рассчитанных спектрах плоских СР, при вращении волнового вектора в плоскости СР не наблюдалось зависимости частот смешанных мод от ориентации волнового вектора, однако менялись правила отбора КРС для этих мод. В геометрии рассеяния, когда волновой вектор лежит в плоскости слоёв СР, смешанные моды наблюдаются в нерезонансных условиях. Некоторые отличия экспериментальных спектров от рассчитанных объясняются тем, что спектры КРС смешанных мод зависят от реконструкции гетерограниц и от перемешивания атомов на них, а также нарушением геометрии рассеяния в тонких СР, которые являются волноводами для падающего и рассеянного света в случае падения вдоль слоёв СР.

Авторы благодарны А.И. Торопову за предоставленные структуры.

### Литература

- [1] *Light scattering in Solids V. Superlattices and other microstructures/* edited by M.Cardona and G.Guntherodt. – Berlin: Springer Verlag, 1989. -335с.
- [2] В.А. Володин, В.А. Сачков, М.П. Синюков, ЖЭТФ **147**, в печати, (2015).

## Отрицательная проводимость и разогрев электронного газа в одномерных полупроводниковых сверхрешетках

Ю. Ю. Романова

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

тел: (831)417-94-82, факс: (831)417-94-64, эл. почта: jul@ipm.sci-nnov.ru

Уникальные электрические свойства полупроводниковых сверхрешеток (СР), такие как абсолютная и дифференциальная отрицательные проводимости [1-3], самоиндуцированная и индуцированная прозрачности [2] обусловлены динамикой электронов в узких энергетических минизонах и релаксационными процессами, приводящими к разогреву электронного газа. Обычно рассматриваемые приближения одного или двух времен релаксации не учитывают перераспределение энергии и импульса между степенями свободы электрона, что может существенно влиять на нелинейные свойства СР. В частности, в одномерной СР был предсказан существенный сдвиг областей статической отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) как по току, так и по напряжению [4]. В двух- и трехмерных СР перераспределение энергии и импульса приводит к дополнительной модуляции амплитуды переменного тока под действием бигармонического электрического поля с ортогонально поляризованными компонентами [5].

В настоящей работе мы рассмотрено влияние такого перераспределения на проводимости СР и её прозрачность в поле вида:  $E = E_0 + E_1 \cos(\omega\tau)$ . Рассмотрим уравнение Больцмана с тремя механизмами релаксации с временами:  $\tau_{1,\varepsilon}$  – упругое и неупругое и  $\tau_{ee}$  – время межэлектронных столкновений. Установлено, что разогрев электронного газа существенно анизотропен и зависит от соотношения

$\lambda = \tau_p / \tau_\varepsilon$ , где  $\tau_p^{-1} = \tau_1^{-1} + \tau_{ee}^{-1} + \tau_\varepsilon^{-1}$ . Он приводит к заметному сдвигу ОДП и уменьшению максимального тока на ВАХ (рис.1). Пренебрежение разогревом может привести к ошибкам при экспериментальном определении времён релаксации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РАН, РФФИ (грант 13-02-00734)

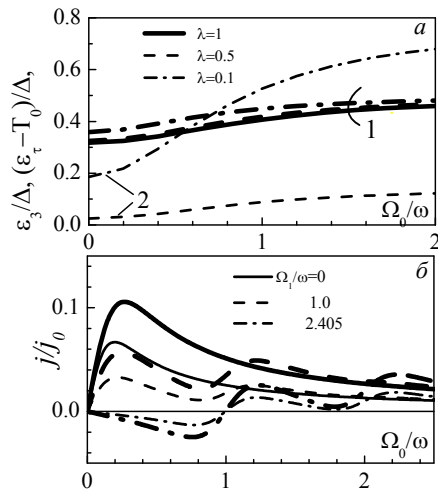


Рис. 1. (а) Зависимость средней продольной (1) и поперечной (2) энергии электрона от электрического поля.  $\Omega_1/\omega = 2.405$ .  $\Omega = eEd/\hbar$   
(б) Вольт-амперная характеристики (ВАХ) СР с различными  $\lambda$  и амплитудами  $E_1$ .  $\lambda=1$  – жирные,  $\lambda=0.1$  – тонкие кривые.

### Литература

- [1] L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970).
- [2] Л. К. Орлов, Ю. А. Романов ФТТ **19**, 9, 726 (1977).
- [3] B. J. Keay, S. Zenner, S.J. Allen, K.O. Maranovski, A.C. Gossard, U. Bhattacharya, M.J.W. Rodwell, Phys. Rev. Lett. **75**, 4102 (1995)
- [4] Ю.А. Романов, Е.В. Демидов, ФТТ, **41**, 9, 1698 (1999).
- [5] Y.A. Romanov, J.Y. Romanova, L.G. Mouroukh, N.J. M. Horing, Phys. Rev. B **66**, 045319 (2002).



## Спектроскопия электроотражения резонансных брэгговских гетероструктур с квантовыми ямами InAs/GaAs

А. С. Большаков<sup>1</sup>, В. В. Чалдышев<sup>1</sup>, А. В. Бабичев<sup>1,2</sup>, Д. А. Кудряшов<sup>2</sup>,  
А. С. Гудовских<sup>2,3</sup>, И. А. Морозов<sup>2</sup>, М. С. Соболев<sup>2</sup>, Е. В. Никитина<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, СПб, 194021, Россия.

<sup>2</sup>СПбАУ НОЦНТ РАН, ул. Хлопина, д. 8, к. 3, СПб, 194021, Россия.

<sup>3</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, д. 5, СПб, 197376, Россия.

тел: (911)911-73-10, эл. почта: bolsh\_as@mail.ioffe.ru

В периодических системах с квантовыми ямами (КЯ) с периодом, допускающим брэгговскую дифракцию света на частоте экситонного резонанса в КЯ возможно существенное уменьшение излучательного времени жизни экситонов в КЯ и увеличение экситонного вклада в отражение [1]. Для еще большего усиления взаимодействия экситонов с фотонами было предложено использовать структуры, содержащие более одной КЯ в каждом периоде [2]. При этом КЯ одного периода должны располагаться как можно ближе друг к другу. С другой стороны, не должно происходить существенного расщепления энергий экситонных переходов в близких КЯ.

Исследованная структура содержала 60 периодов с тремя КЯ InAs толщиной в 1 монослой, разделенные барьерами GaAs толщиной ~ 9.3 нм. Период структуры составлял ~ 118 нм. Структура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на п-легированной подложке GaAs. Со стороны, противоположной подложке, на эпитаксиальную структуру был нанесен слой оксида индия олова (прозрачный контакт) для измерения спектров модулированного электрическим полем отражения (электроотражения). Электроотражение позволяет непосредственно выявить особенности, связанные с энергетической структурой рассматриваемого образца.

Измерения спектров отражения и электроотражения проводились для разных углов падения и поляризаций света в диапазоне температур 10 – 297 К. Была проведена подгонка экспериментального спектра электроотражения, посредством чего определены энергии экситонных переходов в КЯ. Было обнаружено существенное расщепление энергий экситонных переходов, вызванное близким расположением КЯ одного периода. Данное расщепление было промоделировано путем численного решения уравнения Шредингера, что позволило сопоставить отдельным особенностям в спектре электроотражения экситонные переходы между конкретными уровнями размерного квантования носителей. Анализ экспериментальных спектров, полученных при разных углах падения света, позволяет говорить о существенном влиянии интерференции в брэгговской структуре на величину отдельных особенностей в спектре электроотражения.

### Литература

- [1] Е. Л. Ивченко, А. И. Несвижский, С. Йорда, ФТТ **36**, 2118 (1994).
- [2] В. В. Чалдышев, Е. В. Кунделев, Е. В. Никитина, А. Ю. Егоров, А. А. Горбацевич, ФТП **46**, 1039 (2012).

## Определение барического коэффициента дна зоны проводимости арсенида галлия

**З. Ш. Пирмагомедов, М. М. Гаджиалиев, Т. Н. Эфендиева**

Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН, Махачкала, 367003, Россия.

тел: 8(722) 62-32-74, эл. почта: ziyav@yandex.ru

В работе приведены результаты исследования вольтамперной характеристики (ВАХ) гетероструктуры (ГС) n-GaAs-p-Ge при всестороннем давлении  $P=1.5$  ГПа при 300К с целью определения барического коэффициента края зоны проводимости арсенида галлия ( $V_{C1}$ ).

В работе [1] предложен метод определения барического коэффициента краев зон, используя резкие полупроводниковые гетеропереходы (ГП): произведение заряда электрона на изменение с давлением диффузионного напряжения  $V_D$  состоит из разности между барическими коэффициентами потолка валентной зоны полупроводника p-типа и барическим коэффициентом дна зоны проводимости полупроводника n-типа и дается следующим выражением:

$$e \left( \frac{\Delta V_D}{\Delta P} \right)_{n-p} = \frac{\Delta E_{V2}}{\Delta P} - \frac{\Delta E_{C1}}{\Delta P} \quad (1)$$

Из выражения (1) следует, что можно вычислить либо барический коэффициент потолка валентной зоны  $\gamma_{V2} = \Delta E_{V2}/\Delta P$ , либо барический коэффициент дна зоны проводимости  $\gamma_{C1} = \Delta E_{C1}/\Delta P$ , если найти изменение диффузионного напряжения  $\Delta V_D$  и использовать из литературы значение одного из указанных барических коэффициентов.

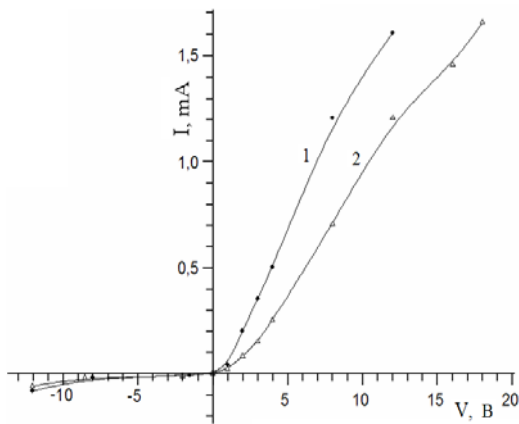


Рис.1 ВАХ n-GaAs-p-Ge при комнатной температуре и всестороннем давлении:

По методу, предложенному в [2] была получена ГС из электронного арсенида галлия ( $n = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) и дырочного германия ( $p = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ). ВАХ измерялась в аппарате высокого давления типа плоской наковальни с лункой и тороидальной поддержкой до 1,5ГПа. По значениям напряжений отсекаемых на оси абсцисс (рис.1), при токе равном нулю получаем, что при  $P = 0$  контактный потенциал  $V_D$  равен 0.7В, а при  $P = 1.5$  ГПа  $V_D = 0.5$ В. С ростом давления контактный потенциал уменьшается.  $\Delta V_D/\Delta P = -130$  мэВ/ГПа. Используя выражение (1), литературное значение  $\gamma_{V2} = -10$  мэВ/ГПа [3] и полученную нами величину  $\gamma_{VD} = -130$  мэВ/ГПа, имеем:  $\gamma_{C1} = -10$  мэВ/ГПа + 130 мэВ/ГПа = 120 мэВ/ГПа. Полученное значение  $\gamma_{C1} = 120$  мэВ/ГПа близко расчетному значению[3].

### Литература

- [1] Y. Kanda. Physics letters, **14**,289 ( 1965).
- [2] R.L. Anderson. Solid – State Electron, **5**, 341 (1962).
- [3] М.И. Даунов, И.К. Камилов, С.Ф. Габибов. ФТТ, **46**, 1766, (2004).

## Межподзонное поглощение и преломление света в туннельно-связанных квантовых ямах GaAs/AlGaAs в поперечном электрическом поле

М. Я. Винниченко<sup>1</sup>, Д. А. Фирсов<sup>1</sup>, Л. Е. Воробьев<sup>1</sup>, Р. М. Балагула<sup>1</sup>,  
М. М. Кулагина<sup>2</sup>, А. П. Васильев<sup>2</sup>, С. А. Duque<sup>4</sup>, А. Tiutiunnyk<sup>3,4</sup>, V. Akimov<sup>3,4</sup>,  
R. L. Restrepo<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Политехническая ул., 29, С.-Петербург, 195251, Россия.

<sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, С.-Петербург, Россия.

<sup>3</sup>Donbass State Engineering Academy, Kramatorsk 84313, Ukraine.

<sup>4</sup>Grupo de Materia Condensada, Universidad de Antioquia, Medellín, Colombia.

<sup>5</sup>Escuela de Ingeniería de Antioquia, Medellín, Colombia.

тел: (812)552-96-71, эл. почта: mvin@spbstu.ru

Частотная модуляция излучения позволяет эффективно использовать квантово-каскадные лазеры в системах связи [1]. Для реализации схемы модуляции частоты излучения можно использовать встроенные в волновод квантово-каскадного лазера слои с квантовыми ямами (КЯ), показателем преломления которых можно управлять поперечным электрическим полем.

Исследовалась структура с двойными туннельно-связанными КЯ GaAs/AlGaAs. Согласно расчетам в КЯ имеется три уровня размерного квантования для электронов. Положение уровней рассчитывалось путем самосогласованного решения уравнений Шрёдингера и Пуассона с учетом возникновения объемного заряда из-за частичной ионизации донорной примеси и перераспределения электронов между широкой и узкой ямами. Рассчитанные энергии уровней размерного квантования хорошо согласуются с экспериментально наблюдаемым положением соответствующих пиков в спектрах межзонной фотолюминесценции и межподзонного поглощения. Экспериментально определенная температурная зависимость коэффициента межподзонного поглощения сравнивается с модельным расчетом, учитывающим изменение степени ионизации примеси и величины матричного элемента перехода с температурой. Измерение спектров поглощения для света двух поляризаций проводилось в многопроходной геометрии образца с помощью вакуумного фурье-спектрометра Brucker Vertex 80v. Для приложения поперечного электрического поля изготавливалась меза. Спектры изменения межподзонного поглощения в поперечном электрическом поле демонстрируют уменьшение поглощения в области, соответствующей межподзонным переходам электронов с первого на третий уровни размерного квантования, что объясняется перераспределением электронов между первыми двумя уровнями и модификацией энергетического спектра в поле. С помощью соотношения Крамерса-Кронига рассчитаны спектры изменения показателя преломления в электрическом поле.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 14-02-31489, 16-02-00336) и Минобрнауки России (государственное задание).

### Литература

- [1] S. Luryi, M. Gouzman. International Journal of High Speed Electronics and Systems, **16**(2), 559–566 (2006).

## Методика исследования поглощения на свободных носителях в слоях гетероструктуры мощного полупроводникового лазера

Д. А. Веселов, И. С. Шашкин, А. А. Подоскин, С. О. Слипченко, З. Н. Соколова, Н. А. Пихтин, И. С. Тарасов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (905)201-74-86, факс: +7-(812)-292-7379, эл. почта: dmitriy90@list.ru

В мощных полупроводниковых лазерах ближнего инфракрасного диапазона наблюдается рост величины внутренних оптических потерь в импульсном режиме при увеличении тока накачки [1] и в непрерывном режиме при увеличении температуры лазера [2]. Данное явление существенно снижает эффективность лазера и ограничивает его максимальную выходную оптическую мощность.

В настоящей работе предлагается новый метод исследования поглощения на свободных носителях заряда в слоях гетероструктуры лазера, работающего в импульсном режиме. Суть метода заключается в следующем: в волновод исследуемого лазера вводится зондирующее излучение другого лазера, которое затем на выходе из волновода собирается, селективируется от излучения исследуемого лазера и регистрируется фотоприемником. При накачке исследуемого образца токовыми импульсами (длительность 100 нс, частота 1 кГц) в его слоях возникает дополнительное поглощение на свободных носителях, которое модулирует зондирующее излучение. По величине модуляции рассчитывается величина изменения коэффициента поглощения, связанного с прокачкой тока через исследуемый лазер. Зондирующее излучение смещено на 70 мэВ в низкоэнергетическую сторону относительно энергии генерации исследуемого образца, чтобы исключить межзонное поглощение в его активной области зондирующего излучения. Метод позволяет производить измерения при различных температурах исследуемого лазера в широком диапазоне токов накачки.

Произведены исследования поглощения на свободных носителях в лазерах на основе двусторонней гетероструктуры раздельного ограничения с квантоворазмерной активной областью, системы твердых растворов InGaAs/AlGaAs/GaAs, а также системы твердых растворов AlGaInAsP/InP. Сделаны выводы о зависимости коэффициента поглощения от амплитуды тока накачки и температуры в лазерах различных конструкций.

### Литература

- [1] Д. А. Веселов, В. А. Капитонов, Н. А. Пихтин, А. В. Лютецкий, Д. Н. Николаев, С. О. Слипченко, З. Н. Соколова, В. В. Шамахов, И. С. Шашкин и И. С. Тарасов, Квантовая электроника **44** (11), 993 (2014).
- [2] Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, И. С. Шашкин, М. А. Ладугин, А. А. Мармалюк, А. А. Подоскин и И. С. Тарасов, ФТП **44**(10), 1411 (2010).

## Взаимодействие сурьмы с поверхностью InAs(001) при формировании гетерограниц InAs/GaSb методом МЛЭ

А. В. Васев, Е. А. Емельянов, М. А. Пулято, Б. Р. Семягин, В. В. Преображенский  
ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383) 333-19-67, факс: (383) 333-35-02, эл. почта: vasev@isp.nsc.ru

Материалы семейства «6.1 Å» (GaSb, InAs, AlSb) широко применяются в настоящее время для создания оптоэлектронных приборов нового поколения. При формировании эпитаксиальных структур на основе этих материалов на гетерограницах происходит замещение одних атомов V группы другими с образованием переходных слоев, которые во многом определяют свойства выращиваемых структур. Кинетика образования таких слоев исследована недостаточно, что не позволяет прогнозировать их состав и толщину для заданных условий роста.

В работе методом дифракции быстрых электронов на отражение исследовано взаимодействие сингулярной и вицинальной ( $5.4^\circ$  к [-110]) поверхностей InAs(001) с потоками молекул As<sub>4</sub> и Sb<sub>4</sub>.

Показано, что высокая плотность ступеней оказывает существенное влияние на процесс взаимодействия потоков молекул Sb<sub>4</sub> и As<sub>4</sub> с поверхностью InAs(001).

Молекулы Sb<sub>4</sub> взаимодействуют как с сингулярной, так и с вицинальной поверхностями InAs(001) - (2×4) преимущественно по вакансионному механизму. В обоих случаях образуется реконструкция (1×3).

Показано, что при взаимодействии потока As<sub>4</sub> с обогащенной сурьмой поверхностью InAs, мышьяк замещает атомы сурьмы с восстановлением As-терминированной реконструкции (2×4). На вицинальной поверхности процесс замещения сурьмы мышьяком протекает на порядок быстрее, чем на сингулярной. Процесс замещения инициируется преимущественно на краю террас с последующим распространением по их поверхности. Этот результат согласуется с аналогичным поведением мышьяка при замещении атомов сурьмы на поверхности GaSb(001) [1].

Полученные результаты позволили разработать методику формирования методом МЛЭ гетерограниц GaSb/InAs с заданным составом.

### Литература

- [1] Е. А. Емельянов, Д. Ф. Феклин, А. В. Васев, М. А. Пулято, Б. Р. Семягин, А. П. Василенко, О. П. Пчеляков, В. В. Преображенский, *Автометрия* **47**, №5, 43 (2011).

## Терагерцовое излучение горячих дырок при латеральном транспорте в гетероструктурах Ge/GeSi с туннельно-связанными квантовыми ямами

Н. А. Бекин, Р. Х. Жукавин, К. А. Ковалевский, А. В. Антонов, Д. В. Козлов,  
М. Л. Орлов, Д. В. Юрасов, В. Н. Шастин

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

тел: (831)417-94-79, факс: (831)417-94-64, эл. почта: nbekin@ipmras.ru

Экспериментально исследуется терагерцовая электролюминесценция дырок при латеральном транспорте в гетероструктурах Ge/GeSi, содержащих 40 периодов, состоящих из туннельно-связанных квантовых ям Ge (8 нм и 5 нм), разделённых барьером  $\text{Ge}_{0.85}\text{Si}_{0.15}$  толщиной 1.5 нм. Узкая яма  $\delta$ -легировалась бором в центре с концентрацией  $6.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Гетероструктуры отличались толщиной барьера  $\text{Ge}_{0.85}\text{Si}_{0.15}$ , разделявших периоды, а также подложкой (Ge – R303 и Si – R505) и виртуальной подложкой. Мотивация работы связана с исследованием возможности накопления дырок в возбуждённой подзоне с низкой подвижностью и формирования инвертированного распределения между состояниями континуума подзоны-накопителя и уровнями акцепторов под ней. Низкая подвижность в подзоне-накопителе обеспечивается сильным рассеянием на примесях из-за селективного легирования узкой ямы периода, в которой волновая функция этой подзоны имеет пучность. Достижения эффекта можно ожидать в полях не менее 1 кВ/см.

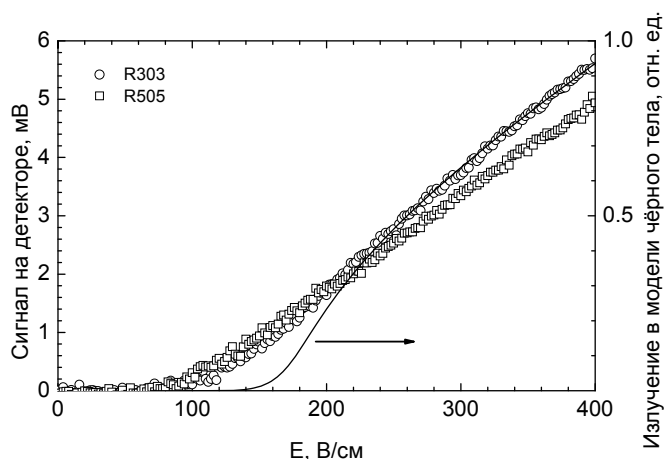


Рис. 1. Сигнал электролюминесценции на детекторе Ge:Ga для образцов R303 и R505 (левая шкала) и теоретическая оценка интенсивности излучения в модели абсолютно чёрного тела (диапазон 10-20 мэВ, правая шкала).

Проведены исследования образцов при температуре жидкого гелия в умеренных полях – до 400 В/см. Вольт-амперные характеристики гетероструктур приблизительно линейные. Температура дырок в нижней подзоне, по оценкам, не превышает 80 К, поэтому подзона-накопитель остаётся слабо заселённой. Электролюминесценцию в полях 200-400 В/см можно объяснить, согласно оценкам, излучением горячих дырок по столкновительному механизму, однако

происхождение излучения в меньших полях пока неясно.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки России (идентификатор научных исследований (проекта) RFMEFI61614X0008) и Российского фонда фундаментальных исследований (проекты ## 13-02-12108 офи\_м, 15-42-02551 р\_поволжье\_а).

## Генерация второй гармоники излучения фемтосекундного лазера $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ в гетероструктурах $\text{A}_3\text{B}_5$ с асимметричными квантовыми ямами

Г. М. Борисов<sup>1,2</sup>, В. Г. Гольдорт<sup>1</sup>, А. А. Ковалёв<sup>1</sup>, С. А. Кочубей<sup>1</sup>, Д. В. Ледовских<sup>1</sup>,  
В. В. Преображенский<sup>1</sup>, М. А. Путятю<sup>1</sup>, Н. Н. Рубцова<sup>1</sup>, Б. Р. Семягин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, просп. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383)333-27-69, факс: (383) 333-27-71, эл. почта:  
gennadiy.m.borisov@gmail.com

Исследована генерация второй гармоники излучения фемтосекундного лазера  $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$  в полупроводниковой гетероструктуре, выращенной на сингулярной подложке GaAs ориентации (001) и включающей набор асимметричных квантовых ям, в частности азимутальная зависимость второй гармоники на пропускание для углов падения 10-70 градусов и на отражение для угла падения 45 градусов для излучения накачки линейной  $p$ - и  $s$ -поляризации.

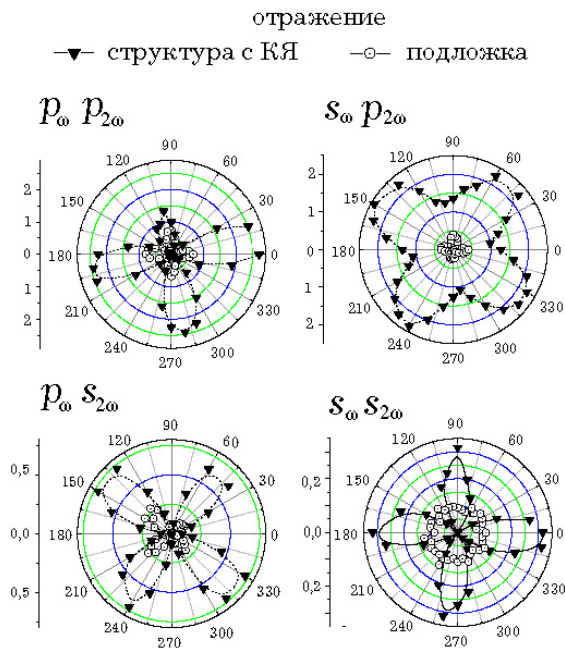


Рис. 1. Азимутальные зависимости сигналов ГВГ на отражение. Для  $s$ -поляризованной накачки и  $p$ -поляризованного излучения второй гармоники (график справа сверху) сигнал от КЯ существенно выше, чем от подложки, его азимутальная зависимость сдвинута почти на  $45^\circ$  относительно зависимости для подложки; виден существенный изотропный вклад КЯ в ГВГ. Для случая  $s_\omega s_{2\omega}$  сигнал от КЯ имеет отчётливую азимутальную зависимость, сигнал ГВГ от подложки на уровне шума.

Сигналы второй гармоники от гетероструктуры в несколько раз превышали сигналы второй гармоники от подложки для  $p$ -поляризованной накачки на пропускание и для случаев  $p$ - и  $s$ -поляризованной накачки на отражение.

Для  $s$ -поляризации накачки на отражение и  $p$ -поляризованного излучения второй гармоники наблюдался высокий изотропный вклад гетероструктур, при этом азимутальная зависимость от гетероструктуры и от подложки существенно разные. Обсуждаются перспективы использования генерации второй гармоники в подобных наноразмерных гетероструктурах с помощью двух неколлинеарных пучков, задержанных друг относительно друга, для целей исследования гетерограниц.

## Сверхбыстрая динамика отклика второй оптической гармоники от поверхности топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Te}_3$

A. Y. Bykov<sup>1</sup>, T. V. Murzina<sup>1</sup>, N. Olivier<sup>2</sup>, G. A. Wurtz<sup>2</sup>, A. V. Zayats<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФизФак МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>King's College London, Physics department, Strand, London, WC2R 2LC, UK.

эл. почта: lancaster@shg.ru

Большой интерес представляют исследования электрон-фононного взаимодействия на поверхности топологических изоляторов, поскольку оно является основным механизмом релаксации, ограничивающим применение данных соединений в устройствах электроники и спинтроники [1]. В данной работе методом накачка-зондирование была исследована электронная и решеточная динамика в пленках теллурида висмута ( $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ) на стеклянной подложке. Для обеспечения поверхностной селективности использовался процесс генерации оптической второй гармоники (ВГ)[2] излучения фемтосекундного лазера с длиной волны 1300 нм (длительность импульса 150 фс). В качестве накачки использовалось излучение с длиной волны 800 нм (длительность импульса порядка 70 фс). В сверхбыстром отклике ВГ обнаружено биэкспоненциальное затухание, связанное с релаксацией носителей заряда, промодулированное колебаниями кристаллической решетки (рис. 1а). Фурье-анализ измеренных зависимостей демонстрирует наличие в спектре осцилляций трех пиков, в окрестности частот, соответствующих, согласно литера-

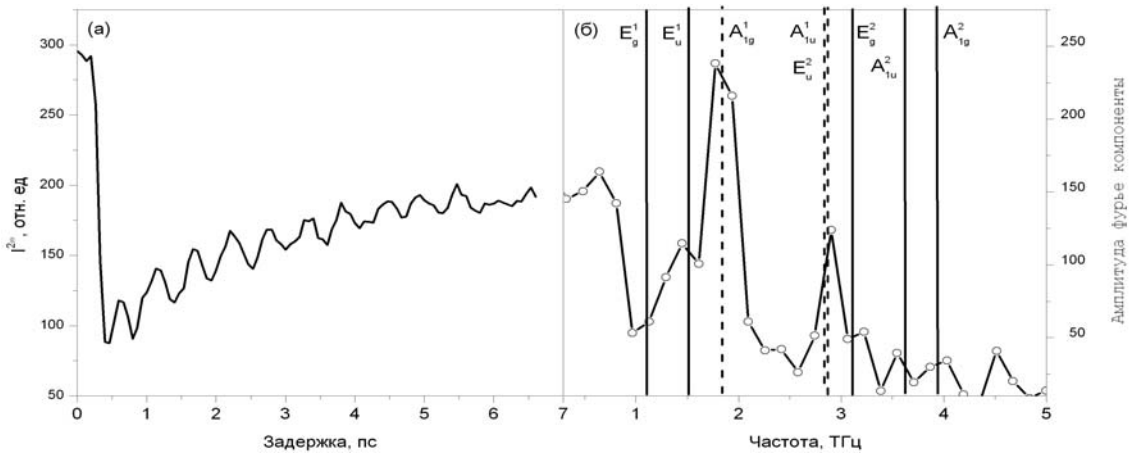


Рис. 1. (а) Типичная зависимость интенсивности ВГ от задержки между накачкой и зондирующим лучом (б) Фурье спектр кинетики.

турным данным, [3]  $A_{1g}^1$ ,  $A_{2u}^1$  и  $E_u$  фононным модам (рис. 1б). На основе формализма теории групп для тензора восприимчивости второго порядка проведен симметричный анализ генерации ВГ, индуцированной колебаниями решетки, от поверхности топологического изолятора, позволивший установить поверхностную природу моды в окрестностях 2 ТГц, наблюдаемой впервые в  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , а также получить компоненты тензора нелинейной восприимчивости ответственные за генерацию ВГ, индуцированной объемными модами.

### Литература

- [1] X. Zhu, L. Santos, C. Howard et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 185501 (2012).
- [2] Y. R. Shen, Nature **337**, 519 (1989).
- [3] W. Richter and C. R. Becker, physica status solidi (b) **84**, 619 (1977).



## Зависимость спектра поверхностных состояний в 2D и 3D топологических изоляторах от условий на поверхности

И. В. Загороднев<sup>1,2</sup>, В. В. Еналдиев<sup>2</sup>, В. А. Волков<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., д.9, г. Долгопрудный, 141700, Россия.

<sup>2</sup>ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11 к.7, г. Москва, 125009, Россия.  
эл. почта: igor.zagorodnev@gmail.com

Обычно считается, что в топологических изоляторах (ТИ) спектр поверхностных состояний имеет бесщелевой линейный (ультрарелятивистский) спектр в центре зоны Бриллюэна. Такой спектр действительно получается в простейших моделях при использовании “открытых граничных условий” [1], т.е. граничных условий зануляющих все компоненты эффективной волновой функцию на границе. Однако, известно, что эффективная волновая функция, описывающая электроны в кристалле, не обязана зануляться на границе [2]. Теория ТИ, а точнее “принцип соответствия граница-объем”, предсказывает наличие поверхностных состояний в объемной щели, но не электронный

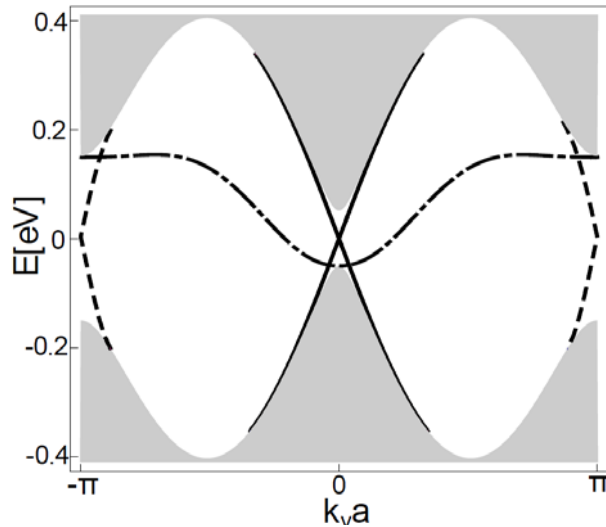


Рис. 1. Электронный спектр  $E(k_x)$  полубесконечной квантовой ямы CdHgTe, полученный в рамках модели сильной связи для нулевых (сплошная кривая) и ненулевых (пунктирная или штрих-пунктирная кривая) граничных условий,  $a$  - расстояние между ближайшими атомами в решетке.

спектр, который должен зависеть от свойств и микроструктуры поверхности, что не учитывается открытыми граничными условиями. В нашей работе проанализированы возможные граничные условия и спектры поверхностных состояний в 2D ТИ на основе квантовых ям CdHgTe и в 3D ТИ  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  [3]. Показано, что поверхностные состояния могут иметь существенно не линейный спектр или вовсе отсутствовать в центре зоны Бриллюэна. В последнем случае в рамках модели сильной связи они перемещаются к краю зоны Бриллюэна, рис. 1.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (14-02-31592, 14-02-01166 и 14-02-01126). В.В.Е. выражает благодарность фонду “Династия”.

### Литература

- [1] X.-L. Qi, S.-C. Zhang, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1057 (2011).
- [2] E.L. Ivchenko “Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures”, Alpha Science, Harrow, UK (2005).
- [3] V.V. Enaldiev, I.V. Zagorodnev, V.A. Volkov, *Письма в ЖЭТФ* **101**, 94 (2015).

## Эффект Ааронова-Бома и поверхностные состояния Тамма-Шокли в висмутовых нанопроволоках

А. В. Фролов<sup>1,2</sup>, Ю. И. Латышев<sup>1</sup>, В. А. Прудкогляд<sup>3</sup>, Т. Вэйд<sup>4</sup>, А. П. Орлов<sup>1</sup>,  
В. А. Волков<sup>1,2</sup>, В. М. Пудалов<sup>3</sup>, М. Конциковский<sup>4</sup>

<sup>1</sup>ИРЭ РАН, ул. Моховая, 11, корп.7. Москва, 125009, Россия.

<sup>2</sup>МФТИ (ГУ), Институтский переулок, 9, Долгопрудный, 141700, Россия.

<sup>3</sup>Физический институт им. Лебедева П.Н., Москва, 119991, Россия.

<sup>4</sup>Ecole Polytechnique, Route de Saclay, 91128 Palaiseau, Франция.

тел: (910)478-68-64, эл. почта: [fralek@mail.ru](mailto:fralek@mail.ru)

В связи с открытием топологических изоляторов большое внимание уделяется исследованию поверхностных (в двумерных системах - краевых) фермионов в дираковских системах. Недавно было обнаружено, что вокруг нанодоверстий в тонком графите [1] и графене [2], [3] возникают проводящие краевые состояния с линейным («дираковским») спектром. Отметим, что графен не является топологическим материалом, поэтому эффект объяснялся возникновением состояний типа Тамма-Шокли. В данной работе обнаружены подобные поверхностные состояния в висмуте, ещё одном нетопологическом материале, дираковские фермионы в котором имеют конечную (в отличие от графена) массу.

В топологических изоляторах для обнаружения краевых состояний используются различные методики, как зондовые, так и транспортные. Среди

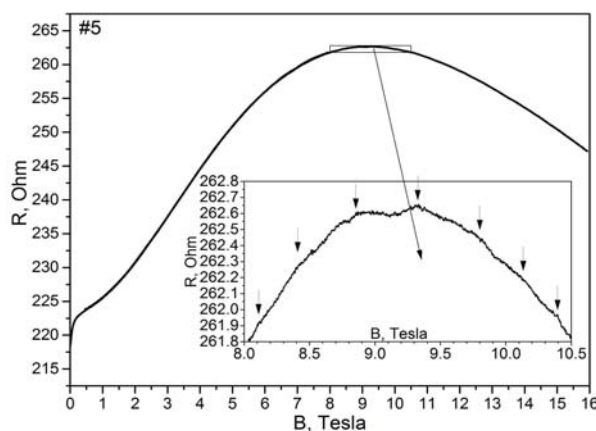


Рис. 1. Сопротивление массива висмутовых нанопроволок в продольном магнитном поле.

последних наиболее убедительным методом представляется наблюдение эффекта Ааронова-Бома на нанопроволоках в продольном магнитном поле. Именно такой эффект, см. вставку на рис. 1, был обнаружен нами на массиве висмутовых нанопроволок, выращенных электрохимическим осаждением в порах  $Al_2O_3$  диаметром около 100 нм, в магнитных полях до 16 Тл, при температурах 0,3-2 К. Период осцилляций близок к кванту потока  $\Phi_0 = hc/e$  на сечение нанопроволоки, что напоминает результат, обнаруженный недавно в проволоках топологического изолятора. Как и в графене, эффект связывается с транспортным вкладом нетопологических поверхностных состояний (состояний Тамма-Шокли). Результат объяснен теоретически и свидетельствует в пользу нетривиальной связи между топологическими и нетопологическими поверхностными состояниями в дираковских материалах.

Работа поддержана грантами РФФИ ## 14-02-01126, 14-02-01166 и 13-02-00927.

### Литература

- [1] Yu.I. Latyshev, A.Yu. Latyshev, A.P. Orlov et al. JETP Lett., **90**, 480-484 (2009).
- [2] Yu.I. Latyshev, A.P. Orlov, V.A. Volkov et al., Scientific Reports **4**, 7578 (2014).
- [3] Ю.И. Латышев, А.П. Орлов, А.В. Фролов и др., Письма в ЖЭТФ **98**,242 (2013).

## Двумерный топологический изолятор в широких квантовых ямах HgTe

Е. Б. Ольшанецкий<sup>1</sup>, З. Д. Квон<sup>1</sup>, Г. М. Гусев<sup>2</sup>, А. Д. Левин<sup>2</sup>, О. Е. Райчев<sup>3</sup>,  
Н. Н. Михайлов<sup>1</sup>, С. А. Дворецкий<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск 630090, Россия.

<sup>2</sup>Университет Сан Пауло, Сан Пауло 135960-170, Бразилия.

<sup>3</sup>Институт физики полупроводников НАН, Киев 03028, Украина.

эл. почта: [eolsh@isp.nsc.ru](mailto:eolsh@isp.nsc.ru)

Топологические изоляторы являются твердотельными объектами, с нулевой объемной проводимостью и бесщелевыми проводящими поверхностными или краевыми состояниями. Важное место в данном контексте принадлежит соединению HgTe, обладающему энергетическим спектром с инверсией s – p типа, обусловленной сильным спин-орбитальным взаимодействием вследствие наличия в решетке тяжелых атомов ртути.

Объемный теллурид ртути имеет бесщелевой спектр. Щель в спектре открывается в квантовых ямах HgTe в результате размерного квантования. Также, в результате размерного квантования в квантовой яме HgTe происходит формирование двумерных подзон. Из континуума тяжелых дырок, образующих в объемном HgTe валентную зону  $\Gamma_8$ , в квантовой яме формируется серия двумерных подзон p-типа (hh1, hh2, hh3 и т.д.), а из линейной комбинации s-состояний, принадлежащих зонам  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$ , - серия двумерных подзон s-типа (s1, s2 и т.д.).

Взаимное положение и порядок следования подзон в яме определяется ее толщиной. Так, ямы с толщиной меньше критической (< 6.3 нм) имеют неинвертированный спектр и являются обычным изолятором. В ямах с толщиной выше критической происходит инверсия энергетического спектра. При этом, если толщина ямы незначительно превышает критическую (6.3-7.3 нм), то реализуется наиболее простой вариант инвертированного спектра: зона проводимости hh1 отделенная от валентной зоны s1 запрещенной зоной в несколько десятков мэВ. Именно для ям подобной толщины была теоретически предсказана и позднее экспериментально подтверждена возможность состояния двумерного топологического изолятора. При дальнейшем увеличении толщины спектр этих ям продолжает оставаться инвертированным, но при этом заметно меняется. Зона s1 опускается ниже по энергии, а между ней и зоной проводимости hh1 оказывается одна или более (в зависимости от толщины ямы) зон из серии (hh2, hh3, hh4, ...). В связи с этим возникает вопрос, насколько устойчиво состояние двумерного топологического изолятора по отношению к изменению зонной структуры, вызванному увеличением толщины квантовой ямы HgTe?

Проведенное в настоящей работе исследование электронного транспорта в широких (14 нм) квантовых ямах HgTe позволяет сделать вывод о том, что данная система продолжает оставаться двумерным топологическим изолятором, несмотря на значительное отличие энергетического спектра по сравнению с более узкими ямами, в которых данное состояние было предсказано теоретически. Измерение локального и нелокального сопротивлений указывает на наличие краевого транспорта в образцах размером до 1 мм. В образцах размером менее 10 мкм обнаружен баллистический транспорт по краевым дираковским состояниям.

## Формирование комбинированной электронной структуры спин-поляризованных поверхностных состояний Дирака и Рашбы

О. Е. Терещенко<sup>1</sup>, В. А. Голяшов<sup>1</sup>, К. А. Кох<sup>2</sup>, И. И. Климовских<sup>3</sup>, А. М. Шикин<sup>3</sup>,  
С. В. Еремеев<sup>4</sup>, Е. В. Чулков<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск.

<sup>2</sup>Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, Новосибирск.

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, 198504.

<sup>4</sup>Институт Физики Прочности и Материаловедения СО РАН, Томск, 634021.

<sup>5</sup>Donostia International Physics Center (DIPC), San Sebastián/Donostia, Basque Country, Spain, 20018.

тел: (383)330-44-75, факс: (383)333-27-71, эл. почта: [teresh@isp.nsc.ru](mailto:teresh@isp.nsc.ru)

Интерес к изучению полупроводникового соединения  $\text{BiTeI}$  связан с наличием спин-расщепленных поверхностных и объёмных состояний, обусловленных эффектом Рашбы. Данный полупроводник имеет слоистую структуру без центра инверсии, состоящую из последовательности трех плотноупакованных слоев атомов  $\text{Te}$ ,  $\text{Bi}$  и  $\text{I}$ . Соединение  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  также обладает слоистой структурой,

состоит из пяти слоев  $\text{Te-Bi-Te-Bi-Te}$ , и известно как топологический изолятор (ТИ). Особый интерес вызывает возможность создания электронной структуры, сочетающей в себе гигантское спиновое расщепление состояний с дисперсионными зависимостями безмассовых частиц.

Целью данной работы являлось изучение возможности изменения электронного спектра  $\text{BiTeI}$  в состоянии комбинированной электронной структуры дираковского

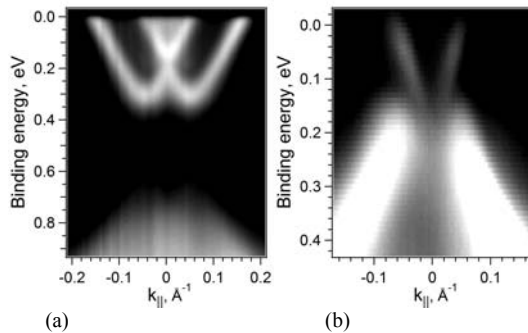


Рис. 1. Дисперсионные зависимости  $\text{BiTeI}$  (a) и  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  (b), измеренные методом фотоэмиссии с угловым разрешением.

( $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ) и рашбовского ( $\text{BiTeI}$ ) типа.

На рис.1 приведены дисперсионные зависимости соединений  $\text{BiTeI}$  и  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ . Идея трансформации соединения  $\text{BiTeI}$  с гигантским расщеплением электронных состояний Рашбы в состояние ТИ состоит в последовательном уменьшении концентрации йода в приповерхностной области  $\text{BiTeI}$  путем десорбции в вакууме и формировании соединения близкого по стехиометрии к  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , имеющего структуру  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , и проявляющего свойства топологического изолятора. Показано, что прогревами в вакууме формируется последовательность промежуточных спин-поляризованных состояний, отражающих переход от состояний рашбовского типа к смешанному типу состояний, характеризующихся бесщелевыми поверхностными спин-поляризованными состояниями Дирака с сохранением спин-расщепленных состояний Рашбы. Образование смешанного спектра сопровождается структурным фазовым переходом от трех – к пяти слоевой структуре, в согласие с расчетами. Продемонстрированные изменения электронного спектра открывают новые возможности в инженерии электронных свойств узкозонных полупроводниковых соединений путем их контролируемого изменения стехиометрии и структуры.

## Слабая антилокализация в трехмерном топологическом изоляторе на основе напряженного слоя теллурида ртути

М. Л. Савченко<sup>1,2</sup>, Д. А. Козлов<sup>1,2</sup>, З. Д. Квон<sup>1,2</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>1</sup>,  
С. А. Дворецкий<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Россия.

тел: (383)330-6733, факс: (383)333-2771, эл. почта: SavchenkoMaximL@gmail.com

Топологические изоляторы представляют собой новый класс веществ, основным из свойств которых является наличие изолирующего объема и проводящих поверхностных состояний [1]. Тонкая пленка напряженного HgTe является одним из примеров трехмерного топологического изолятора (3Д ТИ) [2]. Данная работа посвящена экспериментальному исследованию слабой локализации в высокоподвижной ( $\mu$  до  $5 \times 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с) тонкой пленке теллурида ртути [3]. Благодаря наличию затвора положение уровня Ферми изменялось в широком диапазоне из валентной зоны через щель объемных состояний в зону проводимости.

Установлено, что во всем исследуемом диапазоне затворных напряжений поправка к проводимости имеет положительную величину, что соответствует слабой антилокализации. На рисунке 1 изображен пример подавления поправки к проводимости магнитным полем, при затворном напряжении, соответствующему положению уровня Ферми в энергетической щели объемного спектра. Подавление

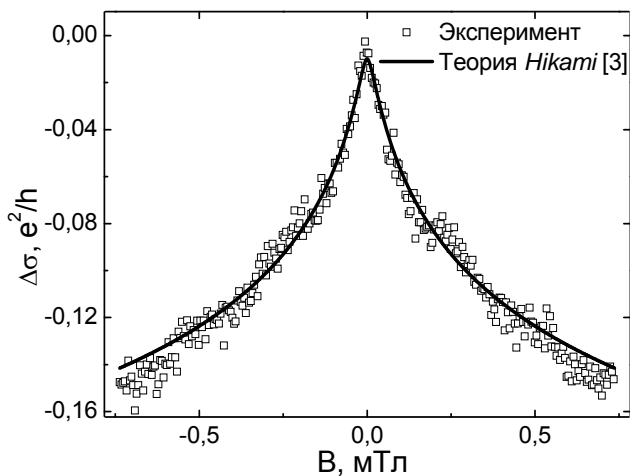


Рис. 1. Зависимость антилокализационной поправки к проводимости от магнитного поля.

антилокализации наблюдается в магнитных полях всего лишь  $\sim 0,5$  мТл, что на порядки меньше типичных значений в других известных 3Д ТИ и является следствием высокого качества исследуемой системы. При затворных напряжениях, соответствующих положению уровня Ферми в объемной щели, поправка к проводимости не зависит от концентрации двумерных электронов. Величина поправки плавно меняется по мере заполнения зоны объемных электронов. Анализ экспериментальных кривых зависимости поправки к про-

водимости от магнитного поля проводился на основе теории слабой локализации Hikami [4].

### Литература

- [1] M. König, S. Weidmann, C. Brüne, A. Roth *et al.*, Science **318**, 766 (2007).
- [2] C. Brune *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 126803 (2011).
- [3] D. A. Kozlov, Z. D. Kvon *et al.*, Phys. Rev. Lett. **112**, 196801 (2014).
- [4] S. Hikami, A. I. Larkin, Y. Nagaoka, Prog. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).

## Эффект электронного храповика на поверхностных состояниях напряженных пленок HgTe в условиях циклотронного резонанса

Г. В. Будкин<sup>1</sup>, С. А. Тарасенко<sup>1</sup>, В. В. Бельков<sup>1</sup>, К.-М. Dantscher<sup>2</sup>, Д. А. Козлов<sup>3</sup>,  
Р. Olbrich<sup>2</sup>, С. Zoth<sup>2</sup>, Р. Faltermeier<sup>2</sup>, М. Lindner<sup>2</sup>, З. Д. Квон<sup>3</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>3</sup>,  
С. А. Дворецкий<sup>3</sup>, D. Weiss<sup>3</sup>, С. Д. Ганичев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург.

<sup>2</sup>University of Regensburg, 93040, Regensburg, Germany.

<sup>3</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, 630090, Новосибирск.

тел: (812) 297-22-45, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: budkin@mail.ioffe.ru

Представлены результаты теоретического и экспериментального изучения эффекта квантового электронного храповика на поверхностных топологических состояниях напряженных пленок HgTe. Показано, что воздействие переменного электрического поля на носители заряда, локализованные вблизи интерфейсов, в присутствии статического магнитного поля приводит к генерации постоянного тока. Фототок многократно увеличивается в условиях циклотронного резонанса.

Развита квазиклассическая теория эффекта храповика для топологических состояний в пленках HgTe (объемных топологических изоляторов [1]), выращенных на низкосимметричной поверхности CdTe. Показано, что постоянная составляющая электрического тока возникает за счет асимметрии рассеяния электронов на примесях и фононах в магнитном поле. Продемонстрировано многократное увеличение фототока в условиях циклотронного резонанса, когда

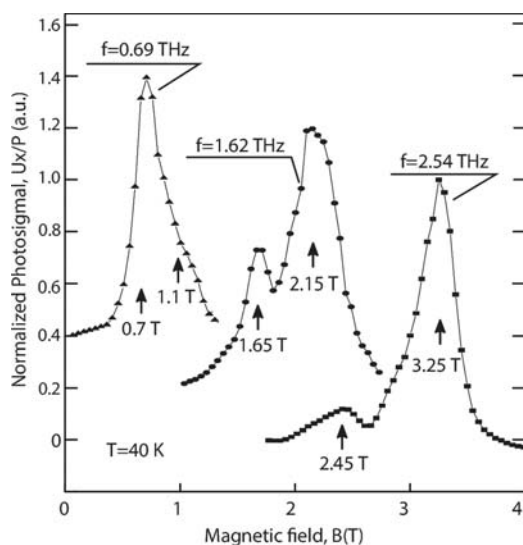


Рис. 1. Зависимости фотоЭДС от магнитного поля в 80 нм пленках HgTe

содержат по два близко расположенных пика, которые могут быть связаны с циклотронным резонансом на верхней и нижней поверхностях пленки. Положения резонансов соответствуют параметрам дисперсии и циклотронным массам, вычисленными в рамках 6-зонной **kp**-модели. Поляризационная зависимость фотоэдс также находится в согласии с теорией, что позволяет связать обнаруженный фотоотклик с эффектом электронного храповика.

### Литература

[1] С. Brune, С. X. Liu, E. G. Novik *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 126803 (2011).

## Транспортные и магнитные свойства $\text{YbB}_6$

В. В. Глушков<sup>1,2</sup>, А. Д. Божко<sup>1</sup>, Н. О. Жаднов<sup>2</sup>, С. В. Демишев<sup>1,2</sup>, В. В. Воронов<sup>1</sup>,  
А. В. Кузнецов<sup>3</sup>, И. И. Санников<sup>3</sup>, В. Б. Филиппов<sup>4</sup>, Н. Ю. Шицевалова<sup>4</sup>,  
Н. Е. Случанко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва 119991, Россия.

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700, Россия.

<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409, Россия.

<sup>4</sup>Институт проблем материаловедения им. И. Францевича НАНУ, ул. Кржижановского, 3, Киев, 03142, Украина.

тел: (499) 503-82-53, факс: (499) 135-81-29, эл. почта: [glushkov@lt.gpi.ru](mailto:glushkov@lt.gpi.ru)

Гипотеза о реализации состояния топологического изолятора (ТИ) в  $\text{YbB}_6$  [1] инициировала интерес к этому узкозонному полупроводнику ( $\varepsilon_g \approx 0,1$  эВ) [2-5]. Однако противоречивые результаты фотоэмиссионных исследований [2-4] не позволяют подтвердить существование поверхностных дираковских состояний. С моделью ТИ не согласуется и поверхностный слабый ферромагнетизм, обнаруженный в бордефицитных монокристаллах  $\text{YbB}_{6-\delta}$  [6]. С учетом сильной чувствительности коэффициента термоэдс  $\text{YbB}_6$  к отклонениям от стехиометрии [7] особую актуальность приобретает вопрос о влиянии собственных дефектов на электрофизические свойства гексаборида иттербия.

В работе выполнено исследование транспортных и магнитных свойств монокристаллических образцов  $\text{YbB}_6$ , выращенных методом зонной плавки, при температурах 2-400 К в магнитных полях до 8 Тл. Для роста монокристаллов использовались керамики с небольшим избытком и дефицитом бора, приготовленные из высокочистых (99,999 %) исходных материалов. Обнаружено, что наряду с увеличением концентрации магнитных центров в  $\text{YbB}_6$  (до ~7 % для  $S=1/2$ ) уменьшение содержания бора в монокристалле инициирует переход к отрицательному ТКС при гелиевых и промежуточных температурах. Показано, что полевые зависимости эффекта Холла и магнитосопротивления описываются в рамках модели двух групп носителей заряда с доминирующим вкладом дырок с подвижностью  $\mu_n^h \approx +16 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  и приведенной концентрацией  $p/N(\text{Yb}) \approx 2,8 \cdot 10^{-3}$ . В работе обсуждается связь носителей заряда n-типа, характеризующихся параметрами  $\mu_n^e \approx -1800 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  и  $n/N(\text{Yb}) \approx 4 \cdot 10^{-8}$ , с поверхностными состояниями, определяющими зарядовый транспорт в  $\text{YbB}_6$  при низких температурах.

Работа поддержана проектом РФФИ 15-02-03166.

### Литература

- [1] H. Weng *et al.*, Phys. Rev. Lett. **112**, 016403 (2014).
- [2] M. Xia *et al.*, Sci. Reports **4**, 5999 (2014).
- [3] M. Neupane *et al.*, Phys. Rev. Lett. **114**, 016403 (2015).
- [4] E. Frantzeskakis *et al.*, Phys. Rev. B **90**, 235116 (2014).
- [5] D. J. Kim, J. Xia and Z. Fisk, Nat. Mater. **13**, 466 (2014).
- [6] J. Y. Kim *et al.*, J. Appl. Phys. **101**, 09D512 (2007).
- [7] K. Kaymura, M. Takeda, IOP Conf. Series: Mater. Sci. Engin. **20**, 012007 (2011).

## Одномерные и нульмерные системы на основе поверхности топологических изоляторов

Д. В. Хомицкий, А. А. Чубанов, А. В. Мишин, А. С. Козулин, **А. А. Конаков**  
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр.  
Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия.  
тел: (831)462-33-04, эл. почта: konakov\_anton@mail.ru

В последние годы активно изучаются квантовые состояния на краю двумерного (2D) и на поверхности трехмерного (3D) топологических изоляторов (ТИ), характеризующиеся вейлевским законом дисперсии [1]. Как известно, нарушение симметрии по отношению к обращению времени приводит к формированию щели в спектре поверхностных или краевых возбуждений в ТИ. Пространственно локальные нарушения  $T$ -инвариантности, вызванные, например, нанесением магнитных полосок на поверхность ТИ, могут использоваться для формирования состояний пониженной размерности в двумерном или одномерном газе дираковских фермионов. В данной работе строится теория таких состояний, и рассматриваются различные их приложения.

Нами решается стационарное уравнение Шредингера на огибающую с двухрядным матричным гамильтонианом, который в общем случае записывается как разложение по матрицам Паули  $\hat{\sigma}_i$ ,  $i = x, y, z$ , и единичной матрице  $\hat{\sigma}_0$ :

$$\hat{H} = v[(-i\hbar\nabla + e\mathbf{A}/c) \times \hat{\sigma}] \cdot \mathbf{n} + \Delta(\mathbf{n} \cdot \hat{\sigma})/2 - e\varphi\hat{\sigma}_0, \quad (1)$$

где  $v$  – скорость Ферми поверхностных состояний,  $\varphi$  и  $\mathbf{A}$  – скалярный и векторный потенциалы внешнего электромагнитного поля (поля магнитных полосок и электростатического поля контактов),  $\Delta$  – щель в спектре, индуцированная зеемановским взаимодействием в области магнитного барьера, а вектор  $\mathbf{n}$  характеризует нормаль к линии (для 2D ТИ) или плоскости (в случае 3D ТИ), в которой ориентирована электронная спиновая плотность. Пространственно зависимые щель  $\Delta$  и потенциалы поля приводят к формированию локализованных состояний электронов на поверхности ТИ. В частности,

1. Изучены состояния в одномерной квантовой точке (КТ) на краю 2D ТИ как в случае проницаемых, так и непроницаемых барьеров [2]; предложена модель кубита на ее основе.

2. Как точно, так и с помощью метода линейной комбинации атомных орбиталей найдены квантовые состояния в двойной КТ на краю 2D ТИ. Показано, что посредством изменения ориентации магнитного поля в барьерах возможно локализовать электрон только в одной КТ из пары.

3. Рассчитаны одномерные квантовые состояния, локализованные между параллельными магнитными полосками на поверхности 3D ТИ, – аналог графеновых нанолент. В пределе непроницаемых магнитных барьеров параметр граничных условий (ГУ) для двумерного уравнения Вейля [3] однозначно определяется щелью и сдвигом дираковской точки в подбарьерных областях, что может быть использовано для экспериментальной проверки теории ГУ.

### Литература

- [1] X.-L. Qi and S.-C. Zhang, Rev. Mod. Phys. **83**, 1057 (2011).  
[2] D. V. Khomitsky, A. A. Chubunov, A. A. Konakov, arxiv:1408.1544 (2014).  
[3] V. A. Volkov and I. V. Zagorodnev, Low Temp. Phys. **35**, 2 (2009).



## Спонтанная поляризация ферроэлектриков: топологические и нетопологические аспекты

В. И. Белявский<sup>1</sup>, А. А. Горбацевич<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МИЭТ», площадь Шокина, д. 1, Москва, Зеленоград, 124498, Россия.

тел: +7(499)783-36-92, факс: +7(499)135-78-80, эл. почта: vib45@mail.ru

Следствием недавно развитой теории поляризации диэлектриков [1] является неоднозначность макроскопической поляризации, выраженной через фазу Берри. В качестве наблюдаемой величины в теории [1] принимается разность значений поляризации между начальной и конечной точками эволюции системы в процессе установления поляризованного состояния. Таким образом, макроскопическая поляризация формально оказывается связанной с изменением гамильтониана со временем при установлении состояния поляризации. Прямая связь между макроскопической поляризацией, понимаемой как средняя плотность дипольного момента, и микроскопической плотностью заряда осложняется тем, что дипольный момент элементарной ячейки зависит от ее выбора, то есть от ее формы и положения относительно кристаллической решетки. В [1] поляризация, выступающая как неоднозначная величина, выражается через не зависящий от параметров гамильтониана топологический инвариант системы, чем устраняется также и произвол, связанный с выбором элементарной ячейки.

В настоящем докладе предложена процедура усреднения дипольного момента по всевозможным элементарным ячейкам при циклических граничных условиях, формально соответствующая усреднению по огранке конечного кристалла. Такая процедура делает однозначным средний дипольный момент всех зарядов, находящихся в любом объеме, равном объему элементарной ячейки. Определенная таким образом макроскопическая поляризация характеризует термодинамическое состояние диэлектрика и никак не связана с деталями процесса установления поляризации. Приведены примеры вычисления поляризации одномерных кристаллов, в которых распределение плотности заряда моделирует фазовые переходы в полярные фазы со смещением ионов или модуляцией заряда на связях и узлах решетки. На примере одномерной модели без центра инверсии с двумя атомами в элементарной ячейке исследована связь параметров гамильтониана ферроэлектрической фазы и топологических характеристик волновых функций. Выполнено вычисление макроскопической поляризации кристалла, исходя непосредственно из плотности заряда, определяемой блоховскими функциями, а также на основе микроскопической теории линейного отклика. Показано, что при малых значениях поляризации оба подхода приводят к согласующимся результатам, не требующим вычисления топологических инвариантов модели.

### Литература

- [1] R. Resta and D. Vanderbilt, in *Physics of Ferroelectrics: A Modern Perspective*, edited by K. Rabe, C. H. Ahn, and J. M. Triscone (Springer-Verlag, Berlin), p.31 (2007).

## Электронный транспорт и фотоэлектрические эффекты в виртуальном кристаллическом топологическом изоляторе PbSe, модифицированном окислением

С. Г. Егорова<sup>1</sup>, В. И. Черничкин<sup>1</sup>, Л. И. Рябова<sup>1</sup>, В. А. Касьян<sup>2</sup>, Л. Черняк<sup>3</sup>,  
С. Н. Данилов<sup>4</sup>, Д. Р. Хохлов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия.

<sup>2</sup>Ben Gurion University, Beer Sheva, Israel.

<sup>3</sup>University of Central Florida, Orlando, USA.

<sup>4</sup>University of Regensburg, Regensburg, Germany.

тел: (495) 939-11-51, эл. почта: egorova@physics.msu.ru

Твердые растворы  $Pb_{1-x}Sn_xSe$  являются узкощелевыми полупроводниками, в которых возможен переход от нормальной к инверсной структуре энергетического спектра при изменении состава сплава  $x$ . При  $x > 0.16$  реализуется инверсное взаимное расположение зон, что является необходимым условием формирования топологических поверхностных состояний с Дираковским энергетическим спектром [1]. В то же время убедительных доказательств влияния топологических состояний на транспортные свойства данных соединений получено не было. Более того, было продемонстрировано, что поверхностные электронные состояния с высокой подвижностью могут реализовываться и в области составов с  $x < 0.16$ , где энергетический спектр является нормальным [2]. Целью настоящей работы была проверка предположения о том, что наблюдаемые с помощью фотоэлектромагнитного эффекта в работе [2] поверхностные высокопроводящие состояния могут быть связаны с окислением поверхности.

В настоящей работе в качестве образцов были выбраны поликристаллические пленки PbSe различной толщины. Исследовались как специально необработанные пленки, так и пленки, подвергнутые окислению и являющиеся «виртуальными» топологическими изоляторами. Исследование электронного транспорта в темновых условиях и при подсветке показало, что дополнительное окисление приводит к усилению роли транспорта по границам зерен, представляющим собой инверсионные слои с р-типом проводимости, в то время как объем зерна обладает проводимостью n-типа.

Как и в монокристаллах  $Pb_{1-x}Sn_xSe$ , в окисленных пленках PbSe при низких температурах был обнаружен фотоэлектромагнитный эффект, индуцированный лазерным терагерцовым излучением. В то же время знак эффекта является противоположным по отношению к монокристаллам  $Pb_{1-x}Sn_xSe$ , что свидетельствует о том, что окисление может приводить только к снижению подвижности поверхностных состояний в сплавах на основе селенида свинца, но никак не к ее росту. Таким образом, экспериментально доказано, что состояния кислорода не могут быть ответственными за формирование поверхностных состояний с высокой подвижностью, наблюдавшихся ранее в  $Pb_{1-x}Sn_xSe$ .

### Литература

[1] P. Dziawa, et al., Nature Mater. **11**, 1023 (2012).

[2] С. Г. Егорова, et al., XIX Международной симпозиум «Нанопизика и наноэлектроника», Н. Новгород, 10-14 марта 2015 г., труды симпозиума, т.2, с.697.

## р-п переход в объеме и на поверхности топологических изоляторов $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ и $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_3$

В. А. Голяшов<sup>1</sup>, К. А. Кох<sup>2</sup>, О. А. Шегай<sup>1</sup>, О. Е. Терещенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск.

<sup>2</sup>Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, Новосибирск.

тел: (383)330-44-75, факс: (383)333-27-71, эл. почта: golyashov@isp.nsc.ru

Ряд соединений  $\text{V}_2\text{VI}_3$ , в частности  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  и  $\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x}\text{Te}_3$ , являются трехмерными топологическими изоляторами (ТИ). В объеме они являются узкозонными полупроводниками ( $E_g \sim 150\text{-}200$  мэВ), а на их поверхности (0001) в запрещенной зоне присутствуют проводящие поверхностные состояния с законом дисперсии, образующим конус Дирака. Однако высокая концентрация свободных носителей в объеме, обусловленная большой плотностью дефектов кристаллической структуры, и, как следствие, закрепление уровня Ферми в разрешенных зонах и сильное шунтирующее действие объема не позволяют выделить поверхностные состояния в транспортных измерениях. В данной работе рассматривается возможность управления уровнем Ферми в объеме и на поверхности ТИ путем создания р-п перехода [1] в объеме ТИ.

На основании равновесной фазовой диаграммы и условий роста в модифицированном методе Бриджмена был предсказан и реализован встроенный р-п переход в соединениях  $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$  и  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , механизм формирования которого связан с эффектом сегрегации компонентов в процессе кристаллизации.

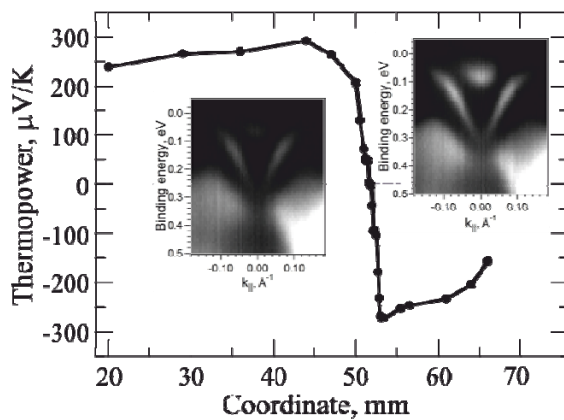


Рис. 1. Зависимость термоэдс от координаты вдоль поверхности (0001) кристалла  $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$ . Смена знака указывает на наличие р-п перехода. На вставках - дисперсионные зависимости, полученные методом фотоэмиссии с угловым разрешением для поверхности (0001) в р- и п- областях кристалла, соответственно (направление Г-К,  $h\nu=23\text{эВ}$ ).

Изменяя соотношение  $\text{Bi}(\text{Sb})/\text{Te}$  в растворе-расплаве удалось получить р-п переход в кристаллах с начальными составами расплавов  $\text{Bi}_{1.9}\text{Te}_{3.1}$  и  $\text{Bi}_{1.34}\text{Sb}_{0.66}\text{Te}_3$ . Вблизи р-п перехода в обоих кристаллах наблюдалось наличие нескольких типов носителей. При этом в п- области кристалла  $\text{Bi}_{1.9}\text{Te}_{3.1}$  измеренная подвижность электронов достигала  $\sim 70000$   $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  при концентрации  $\sim 2 \cdot 10^{18}$   $\text{см}^{-3}$ . Обнаружено, что на поверхности (0001) как в р-, так и п- областях кристаллов формируется приповерхностный изгиб зон вниз, что может приводить к формированию двумерного электронного газа (рис.1). В работе обсуждаются механизмы транспорта носителей в р-п переходе, включающие транспорт по ТИ состояниям и в 2D электронном газе.

### Литература

- [1] К.А. Кох, С.В. Макаренко, В.А. Голяшов, О.А. Шегай, О.Е. Терещенко. CrystEngComm. 16 (2014) 581-584

## Сканирующая туннельная спектроскопия ступеней на поверхности $\text{Bi}_2\text{Se}_3$

А. Ю. Дмитриев<sup>1,2</sup>, Н. И. Федотов<sup>1,2</sup>, В. Ф. Насретдинова<sup>1</sup>, С. В. Зайцев-Зотов<sup>1,2</sup>  
<sup>1</sup>ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Моховая 11, стр. 7. 125009, Россия.  
<sup>2</sup>МФТИ, Институтский пер., 9, Московская обл., г. Долгопрудный, 141700, Россия.  
 эл. почта: *nfedtoto89@mail.ru*

Топологические изоляторы – класс материалов, обладающих энергетической щелью в объеме и топологически защищенными состояниями с дираковским энергетическим спектром на поверхности [1].

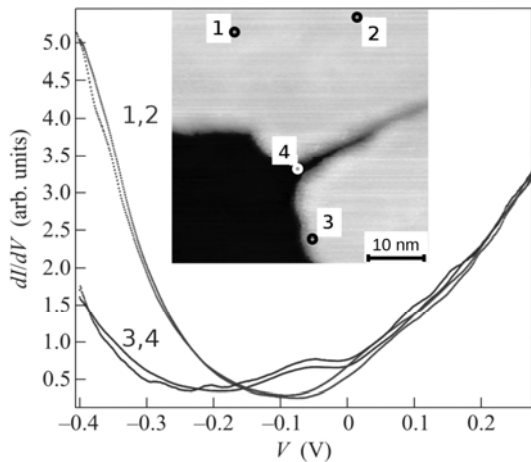


Рис. 1. Туннельные спектры вблизи (1) и вдали (2) от края ступени высотой 0,8 нм. ( $V = -0,4$  В,  $I_t = 100$  пА,  $T = 78$  К).

Точка Дирака поверхностных состояний топологического изолятора  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  находится внутри запрещенной зоны объема. Выращенные нами образцы характеризуются положением химического потенциала внутри объемной запрещенной зоны в пределах 50 – 100 мэВ от точки Дирака поверхностных состояний.

Мы провели исследования поверхности сколотых в сверхвысоком вакууме образцов с помощью СТМ [4]. Были обнаружены три типа особенностей треугольной формы. Мы связываем их с дефектами, расположенными на разной глубине в слоях Bi. Смещение химического

потенциала вблизи дефектов соответствует их акцепторному характеру.

Также были исследованы туннельные спектры вблизи ступени высотой 0,8 нм, которая примерно соответствует толщине одного пятислойника Se-Bi-Se-Bi-Se. Вблизи ступени обнаружено смещение положения точки Дирака относительно объемных зон на величину примерно 100 мэВ, а также появление максимума плотности состояний при энергии  $-70$  мэВ. Смещение точки Дирака связано, по-видимому, с различием работ выхода разных граней  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  [3], а также с различием их электронных структур [4]. В целом полученные результаты свидетельствуют о существенном различии поверхностных состояний на различных гранях  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке со стороны РФФИ и РАН.

### Литература

- [1] M. Z. Hasan, C. L. Kane // *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3025 (2010).
- [2] A. Yu. Dmitriev, N. I. Fedotov, V. F. Nasretdinova, S. V. Zaitsev-Zotov // *Письма в ЖЭТФ*, **100**, 442 (2014).
- [3] Y.-L. Lee, H. Ch. Park, J. Ihm, and Y.-W. Son // *arxiv:1411.3831*.
- [4] Ch.-Y. Moon, J. Han, H. Lee, and H. J. Choi, *Phys. Rev. B* **84**, 195425 (2011).

## Определение эффективной массы и скорости Ферми поверхностных состояний трехмерного топологического изолятора по данным спектроскопии уровней Ландау

А. А. Конаков, А. С. Козулин

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

тел: (831)462-33-04, эл. почта: [SashaKozulin@yandex.ru](mailto:SashaKozulin@yandex.ru)

В последние годы активно изучаются свойства топологических изоляторов (ТИ) – материалов с сильным спин-орбитальным взаимодействием, приводящем к инвертации зон в объеме полупроводника и появлению проводящих поверхностных состояний [1]. Одним из способов исследования таких систем является спектроскопия уровней Ландау, позволяющая извлекать информацию о свойствах энергетического спектра, как в объеме, так и на поверхности ТИ. К настоящему времени имеется достаточно много экспериментальных данных демонстрирующих возможности этого метода для изучения поверхностных состояний в полупроводниках с решеткой теллурида висмута  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  [2-4]. В этой связи разработка экспериментальных методов нахождения различных параметров ТИ представляется весьма важной задачей, решение которой будет способствовать дальнейшему прогрессу в данном разделе физики конденсированного состояния вещества.

Исследование выражений для уровней Ландау [5], являющихся решением уравнения Шредингера для огибающей волновой функции с гамильтонианом

$$\hat{H} = \frac{(\hat{p} + e_0 \vec{A}/c)^2}{2m^*} \hat{1}_{2 \times 2} + v [\hat{\sigma}_x, \hat{p} + e_0 \vec{A}/c]_x + g \mu_B B \hat{\sigma}_z / 2, \quad (1)$$

где  $e_0$  – элементарный заряд,  $m^*$  – эффективная масса,  $v$  – скорость Ферми поверхностных состояний,  $g$  – спиновый  $g$ -фактор,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $B$  – внешнее магнитное поле, для которого выбрана калибровка Ландау  $A_x = A_z = 0$ ,  $A_y = Hx$ , показывает, что зависимости уровней Ландау от обратной магнитной длины имеют наклонные асимптоты. Угловые коэффициенты и свободные члены данных асимптот являются линейными функциями и могут быть найдены из спектроскопии уровней Ландау. Применение линейной аппроксимации по методу наименьших квадратов для этих функции позволяет получить значения эффективной массы и скорости Ферми поверхностных состояний.

Нами также рассмотрено влияние гексагонального искажения на структуру уровней Ландау, возникающего при добавлении в гамильтониан (1) кубических по волновому вектору членов, и предложен способ оценки параметра гексагонального искажения по данным, полученным из спектроскопии уровней Ландау.

### Литература

- [1] X.-L. Qi and S.-C. Zhang, *Reviews of Modern Physics*, **83**, 1057 (2011).
- [2] A.A. Schafgans, K.W. Post, A.A. Taskin *et al*, *Phys. Rev. B*, **85**, 195440 (2012).
- [3] A. Wolos, S. Szyszko, A. Drabinska *et al*, *Phys. Rev. Letters*, **109**, 247604 (2012).
- [4] T. Hanaguri, K. Igarashi, M. Kawamura *et al*, *Phys. Rev. B*, **82**, 081305 (2010).
- [5] X. F. Wang and P. Vasilopoulos, *Phys. Rev. B*, **67**, 085313 (2005).

## Эффективные значения g-фактора в зоне проводимости 2D топологических изоляторов

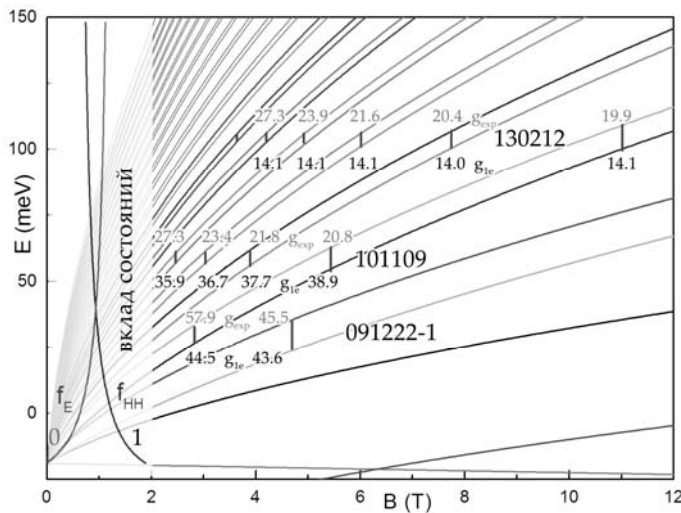
Л. С. Бовкун<sup>1</sup>, С. С. Криштопенко<sup>1</sup>, К. Е. Спирин<sup>1</sup>, М. С. Жолудев<sup>1</sup>,  
**А. В. Иконников<sup>1</sup>**, К. В. Маремьянин<sup>1</sup>, А. В. Антонов<sup>1</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>2</sup>,  
 С. А. Дворецкий<sup>2</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИФМ РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.

<sup>2</sup>ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (831) 417-94-82 +262, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: bovkun@ipmras.ru

Экспериментально исследован магнитотранспорт в 2D топологических изоляторах – квантовых ямах (КЯ) HgTe/Cd<sub>0.77</sub>Hg<sub>0.23</sub>Te шириной 8 нм с инвертированной зонной структурой. Из анализа температурной зависимости амплитуды осцилляций Шубникова-де Гааза при нечётных значениях фактора заполнения уровней Ландау определены *абсолютные* эффективного g-фактора. При высоких (1.3·10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup>) и низких (3.3·10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>) значениях концентрации электронов наблюдалось обычное усиление g-фактора [1,2], в то время как в образце с концентрацией 8.5·10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup> – ослабление по сравнению с рассчитанными одноэлектронными значениями (см. рис.). Эффект связывается с трансформацией структуры волновых функций электронов при изменении энергии. Вдали от дна зоны проводимости, несмотря на инвертированную зонную структуру, состояния остаются электронно-подобными ( $f_E > f_{HH}$ ) как в «обычных» узкозонных КЯ с нормальной зонной структурой [2]. Вблизи дна зоны проводимости они становятся дырочно-подобными ( $f_{HH} > f_E$ ). По-видимому, наблюдаемое в переходной области энергий, где  $f_{HH} \sim f_E$ , ослабление эффективного g-фактора, а также его усиление при  $f_E > f_{HH}$  и  $f_{HH} > f_E$  связано с разными знаками вкладов заполненных дырочно- и электронно-подобных состояний в обменные поправки к спиновому расщеплению на уровне Ферми.



Уровни Ландау, рассчитанные в одноэлектронном приближении с использованием 8-зонного k-p гамильтониана. Вертикальными отрезками отмечены наблюдаемые спиновые расщепления на уровне Ферми. Цифры над и под отрезками соответствуют экспериментальным и теоретическим значениям g-фактора. Слева представлена зависимость вклада электронно-подобных  $f_E$  и дырочно-подобных  $f_{HH}$  состояний при  $B=0$  в формирование состояний в зоне проводимости от энергии.

Эффект связывается с трансформацией структуры волновых функций электронов при изменении энергии. Вдали от дна зоны проводимости, несмотря на инвертированную зонную структуру, состояния остаются электронно-подобными ( $f_E > f_{HH}$ ) как в «обычных» узкозонных КЯ с нормальной зонной структурой [2]. Вблизи дна зоны проводимости они становятся дырочно-подобными ( $f_{HH} > f_E$ ). По-видимому, наблюдаемое в переходной области энергий, где  $f_{HH} \sim f_E$ , ослабление эффективного g-фактора, а также его усиление при  $f_E > f_{HH}$  и  $f_{HH} > f_E$  связано с разными знаками вкладов заполненных дырочно- и электронно-подобных состояний в обменные поправки к спиновому расщеплению на уровне Ферми.

Работа выполнена при поддержке РАН, РФФИ (гранты 13-02-00894, 14-02-31588) и гранта Президента РФ (МК-4758.2014.2).

### Литература

- [1] T. Ando, Y. Uemura // J. Phys. Soc. Jpn. **37**, 1044 (1974).
- [2] S.S. Krishtopenko et al. // J. Phys.: Condens. Matter **23**, 385601 (2011).

## Инфракрасные спектры пленок $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ на кремнии

Н. Н. Новикова<sup>1</sup>, В. А. Яковлев<sup>1</sup>, И. В. Кучеренко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН, ул. Физическая, 5, г. Троицк, 142190, Россия.

<sup>2</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 119991, Россия.

тел: (495) 851-02-35, факс: (495) 851-08-86, e-mail: yakovlev@isan.troisk.ru

Исследованы инфракрасные спектры отражения и спектры нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) тонких пленок топологического изолятора  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  толщиной от 65 до 3420 нм, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках (111)Si. в Университете г. Вюрцбург (Германия). Спектры отражения получены с помощью ИК Фурье-спектрометра IFS 66v/s фирмы "Bruker" при угле падения близком к нормальному в диапазоне от 50 до 7500  $\text{cm}^{-1}$  при спектральном разрешении 4  $\text{cm}^{-1}$ . Впервые измерены угловые зависимости спектров НПВО (углы падения 18°-46°) в р-поляризованном свете с использованием призм из кремния и алмаза.

Методом дисперсионного анализа спектров отражения для пяти пленок  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  определены их толщины и комплексные диэлектрические проницаемости  $\epsilon$ . Для улучшения подгонки на границе раздела Si -  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  введены 2 переходных слоя толщиной от 30 до 460 нм для разных образцов.

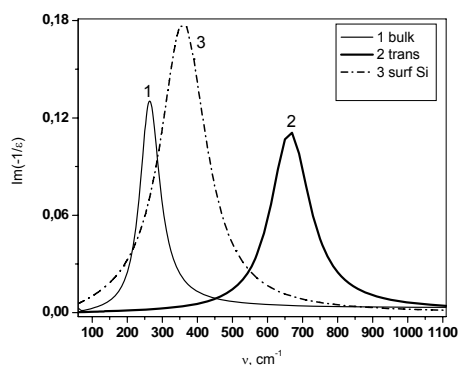


Рис. 1. Функция потерь пленки  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ .

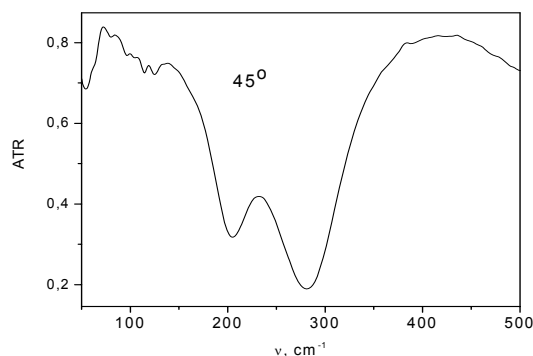


Рис. 2. Спектр НПВО пленки  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  толщиной 3420 нм с алмазной призмой.

Функции потерь  $\text{Im}(-1/\epsilon)$  для слоев в образце толщиной 3420 нм представлены на рис. 1. Плазменные частоты пленки  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  в переходном слое и в объеме равны 662 и 264  $\text{cm}^{-1}$ , соответственно. Таким образом, распределение концентрации носителей ( $N$ ) по толщине пленки не является однородным. В слое у границы раздела  $N$  заметно больше, чем в объеме пленки. В спектрах НПВО этого образца наблюдались поверхностные плазмон-поляритоны при частотах 204 и 281  $\text{cm}^{-1}$  (рис. 2). Именно в этой области можно ожидать ПП на границе вакуум-толстая пленка  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Наличие нижележащих слоев приводит к расщеплению ПП. При изменении угла падения в кремниевой призме от 18° до 46° частота высокочастотного поверхностного поляритона изменялась в пределах 271 – 294  $\text{cm}^{-1}$ .

Итак, впервые оптически методом обнаружено, что в переходном слое на интерфейсе концентрация носителей существенно больше, чем в объеме. Впервые для пленок  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  измерены спектры НПВО и определены частоты поверхностных плазмон-поляритонов.

## Магнитооптические эффекты в ИК/ТГц диапазоне в ферромагнитных полупроводниках на основе шпинели

А. В. Телегин<sup>1</sup>, Ю. П. Сухоруков<sup>1</sup>, Н. Г. Бебенин<sup>1</sup>, В. Д. Бессонов<sup>1</sup>, Е. И. Патраков<sup>1</sup>,  
В. А. Фёдоров<sup>2</sup>, Т. К. Менщикова<sup>2</sup>, С. В. Телегин<sup>1</sup>, Н. А. Кругликов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, 620137, Россия.

<sup>2</sup>Институт неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН, Москва, 119991, Россия.

тел: (343) 374-51-54, факс: (343) 374-52-44, эл. почта: suhorukov@imp.uran.ru

Электронная структура и физические свойства классических магнитных полупроводников, например, сульфатхромитных шпинелей, хорошо известны, однако в них могут быть обнаружены новые магнитооптические (МО) эффекты, такие как: магнитопропускание и магнитоотражение естественного света [1].

В работе получены данные для оптических и МО свойств шпинелей в ИК/ТГц диапазоне спектра. Образцы монокристаллов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) были получены методом химических транспортных реакций [2].

Показано, что гигантские эффекты магнитопропускания (до 80 %) и магнитоотражение (до 5 %) неполяризованного света в ИК-диапазоне в шпинелях объясняется несколькими механизмами, связанными с изменением под действием магнитного поля края поглощения (для длин волн  $\lambda < 3$  мкм), интенсивности примесных переходов (при  $3 < \lambda < 6$  мкм) и вклада от взаимодействия света со свободными носителями заряда. Знак и величина эффектов зависит от типа проводимости, концентрации Cd и ориентации поля относительно кристаллографических осей кристалла, что связано с особенностью электронной структуры шпинели [3].

Расширение диапазона исследований в ТГц область позволило в данных материалах впервые обнаружить четные по намагниченности эффекты линейного двулучепреломления и дихроизма в диапазоне 0,5-2,5 ТГц в области ниже температуры магнитного упорядочения шпинели. Наведенная магнитным полем эллиптичность и вращение плоскости поляризации света достигают 4,3 рад/см в поле 1 кЭ и могут быть объяснены ТГц откликом на магнитосопротивление [4].

Дальнейшие комплексные исследования электрических и МО эффектов позволят установить взаимосвязь между магнитотранспортными и МО свойствами магнитных полупроводников в ИК/ТГц диапазонах, а также объяснить природу наблюдаемых эффектов. Результаты работы могут иметь прикладное значение для оптоэлектроники.

Работа выполнена в рамках госзадания №01201463330, частично поддержана проектом РФФИ 13-02-00007 и Мегагрантом РФ № 14.Z50.31.0025

### Литература

- [1] A. V. Telegin, Yu. P. Sukhorukov, N. N. Loshkareva, J. Magn. Magn. Matter. doi:10.1016/j.jmmm.2014.11.080 (2014).
- [2] Ю. П. Сухоруков, А. В. Телегин, Н. Г. Бебенин и др., Письма в ЖЭТФ, **98**, 353 (2013).
- [3] M. I. Auslender, N. G. Bebenin, Sol. State Commun., **69**, 761 (1989).
- [4] T. J. Huisman, R. V. Mikhaylovskiy, A. V. Telegin et al., in Press in Appl. Phys. Lett. (2015).



## Спектроскопия оптического усиления и потерь в активных волноводных структурах Si:Er/SOI

К. Е. Кудрявцев<sup>1,2</sup>, Л. В. Красильникова<sup>1,2</sup>, Д. В. Шенгуров<sup>1,2</sup>,  
Б. А. Андреев<sup>1,2</sup>, З. Ф. Красильник<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН,  
Академическая, 7, Нижний Новгород, 603087, Россия.

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия.

тел: (831) 417-94-73, эл. почта: [konstantin@ipmras.ru](mailto:konstantin@ipmras.ru)

Кремний, легированный эрбием, интересен как активная среда для светоизлучающих структур диапазона длин волн  $\lambda \sim 1.5-1.6$  мкм. В то же время, физика процессов, определяющих эффективность люминесценции ионов  $\text{Er}^{3+}$  в структурах на основе Si:Er, до конца не ясна. До настоящего момента не было представлено доказательств реализации инверсной населенности атомных состояний эрбия в условиях опосредованного возбуждения редкоземельной примеси через электронную подсистему кремния. При этом оценки достижимых значений оптического усиления, приводимые в различных работах, расходятся на порядки величины [1-3].

В предлагаемой работе исследованы эпитаксиальные волноводные структуры Si:Er/SOI и проведены прямые измерения величины оптических потерь, обусловленных поглощением света на внутриатомных переходах ионов  $\text{Er}^{3+}$ . Подобные измерения, проведенные при комнатной температуре, были представлены нами ранее [4], однако рассмотренный в настоящей работе случай низких температур представляет значительно больший интерес. Возможность эффективной накачки излучающих центров эрбия межзонным светом позволяет реализовать pump-probe методику измерения пропускания и, тем самым, напрямую диагностировать степень инверсии атомных состояний эрбия.

На основании зарегистрированных спектров пропускания оценены величина сечения перехода  $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$  иона  $\text{Er}^{3+}$ , степень инверсии эрбиевых центров в режиме насыщения фотолюминесценции при различных температурах, а также величина потерь на свободных носителях заряда, индуцированных межзонной накачкой. Обсуждаются условия, при которых в принципе возможно преобладание оптического усиления над потерями и реализация стимулированного излучения в структурах Si:Er/SOI.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант #14-02-31660) на оборудовании Центра коллективного пользования «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

### Литература

- [1] Y. H. Xie *et al.*, J. Appl. Phys., **70**, 3223 (1991).
- [2] M. A. Lourenco *et al.*, Appl. Phys. Lett., **91**, 141122 (2007).
- [3] N. N. На *et al.*, Phys. Rev. B, **81**, 195206 (2010).
- [4] К. Е. Кудрявцев и др., Письма в ЖЭТФ, **100**, 913 (2014).
- [5] N. N. На *et al.*, Opt. Mater., **33**, 1094 (2010).

## Неоднородно-искажённое состояние структуры сфалерита при повышенном содержании 3d- примеси в кристаллах $A^{II}B^{VI}$

Т. П. Суркова, В. И. Максимов, С. Ф. Дубинин

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, 620990, Россия.

тел: (343) 374-43-83, факс: (343) 374-52-44, эл. почта:

Tatiana.Surkova@imp.uran.ru

Легированные 3d- ионами соединения II-VI – разбавленные магнитные полупроводники – обладают уникальными свойствами, требующими дальнейшего изучения [1]. В настоящей работе при комнатной температуре проведены измерения картин рассеяния нейтронов на объёмных монокристаллах  $Zn_{0.90}Ni_{0.10}S$ ,  $Zn_{0.90}V_{0.10}Se$  и  $Zn_{0.95}Fe_{0.05}Se$ , выращенных методом химического транспорта. Данные нейтронографической аттестации подтвердили, что основной структурный мотив перечисленных кристаллов соответствует ГЦК- решётке.

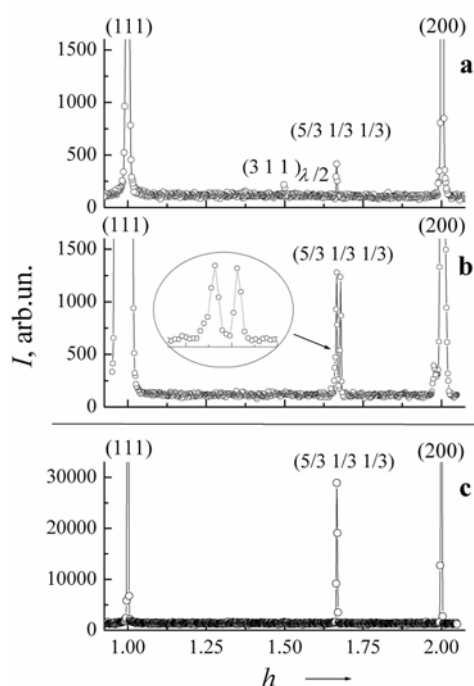


Рис. 1. Картины нейтронной дифракции, измеренные в плоскости (0-11) между узлами обратной решётки (111) и (200) кристаллов а)  $Zn_{0.90}Ni_{0.10}S$ , б)  $Zn_{0.90}V_{0.10}Se$ , в)  $Zn_{0.95}Fe_{0.05}Se$ . Вставка рис.1б иллюстрирует расщепление сверхструктурного рефлекса.

Для всех кристаллов впервые обнаружены свидетельства зарождающегося предпереходного состояния (рис.1) к ГЦК↔ГПУ концентрационному фазовому переходу – появление сверхструктуры атомных смещений с волновым вектором  $k = (1/3 \ 1/3 \ 1/3) 2\pi/a$  ( $a$  – параметр кубической элементарной ячейки). При сравнении картин диффузного рассеяния нейтронов в окрестности сильных брэгговских рефлексов с данными для слабого легирования [2], выявлены изменения, указывающие на эволюцию в подсистеме неоднородных решёточных искажений с ростом содержания примеси. Показано, что результирующее структурное состояние исследованных кубических кристаллов включает в себя неоднородное поле микродеформаций с возможностью появления длинноволновых модулированных сверхструктур.

Работа выполнена с использованием УНУ «НМК ИФМ» в рамках государственного задания по теме «Поток» г.р. № 01201463334 при частичной финансовой поддержке программы УрО РАН «Фундаментальные проблемы материаловедения и электрофизики» (проект № 15-17-2-32).

### Литература

- [1] Introduction to the Physics of Diluted Magnetic Semiconductors / J. Kossut, J.A. Gaj eds. Springer series in material sci., 144. Springer, 2010. 469 pp.
- [2] В. И. Максимов, С. Ф. Дубинин, В. Д. Пархоменко, Поверхность №2, 9 (2013).

## Фотоэлектромагнитный эффект в $\text{PbTe}(\text{Ga})$ при возбуждении импульсами терагерцового лазера

С. Г. Егорова<sup>1</sup>, В. И. Черничкин<sup>1</sup>, С. Н. Данилов<sup>2</sup>, А. В. Никорич<sup>3</sup>, Л. И. Рябова<sup>1</sup>,  
Д. Р. Хохлов<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.2, Москва, 119991, Россия

<sup>2</sup>Университет Регенсбурга, Регенсбург, D-93040, Германия

<sup>3</sup>Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, MD-2028, Молдова

<sup>4</sup>Физический институт им.П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, д.53, Москва, 119991, Россия

тел: (495) 939-11-51, эл. почта: vlchern@yandex.ru

Теллурид свинца, легированный галлием, является узкощелевым полупроводником с шириной запрещенной зоны 190 мэВ и уровнем Ферми, стабилизированным вблизи середины щели. Это обеспечивает близкие к собственным значения концентрации носителей заряда и формирование полуизолирующего состояния при низких температурах. Однако это состояние может быть реализовано только в условиях полного экранирования образца от внешних излучений, включая фоновую подсветку нагретыми частями криостата. Высокая фоточувствительность обусловлена эффектом задержанной фотопроводимости при температурах ниже 80 К, причем в зависимости от уровня внешней подсветки проводимость образцов может изменяться на несколько порядков величины.

Ранее нами было показано, что в условиях возбуждения монокристаллов  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  импульсами терагерцового лазера с длиной волны 90 и 148 мкм наблюдается фотопроводимость, знак и кинетика которой зависят от проводимости образца в исходном состоянии. Все измерения проводились при температуре жидкого гелия. При минимальном уровне возбуждения фоновым излучением от оптических окон криостата терагерцовая фотопроводимость была отрицательной, а кинетика сигнала повторяла форму лазерного импульса. В состоянии с более высокой исходной проводимостью, полученном с помощью дополнительной внешней подсветки, терагерцовая фотопроводимость становилась положительной, а кинетика приобретала задержанный характер.

В настоящей работе проведено исследование фотоэлектромагнитного (ФЭМ) эффекта для двух состояний образца, отвечающих минимальной и повышенной исходной проводимости. Эффект исследован при  $T = 4.2$  К в магнитном поле  $B$  до 7 Тл. Эффект был зарегистрирован при длинах волн 90, 148 и 280 мкм. Знак эффекта изменяется при изменении знака сигнала фотопроводимости. В слабых полях (до 1.5 Тл) зависимость  $U_{PEM}(B)$  линейна. В сильных полях для состояния с повышенной проводимостью на зависимости  $U_{PEM}(B)$  присутствуют осцилляции, приводящие к смене знака  $U_{PEM}$  с ростом  $B$ . Положение осцилляционных пиков зависит от  $\lambda$  и коррелирует с энергиями квантов терагерцового излучения. Для объяснения наблюдаемых явлений анализируется изменение соотношения проводимости в объеме и на поверхности образца при прохождении импульса.

## Эффект Холла в $\text{SmB}_6$

В. В. Глушков<sup>1</sup>, А. Д. Божко<sup>1</sup>, С. В. Демишев<sup>1</sup>, А. В. Духненко<sup>2</sup>, А. В. Семено<sup>1</sup>,  
В. Б. Филиппов<sup>2</sup>, Н. Ю. Шицевалова<sup>2</sup>, К. Flachbart<sup>3</sup>, S. Gabáni<sup>3</sup>, Н. Е. Случанко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

<sup>2</sup>Институт проблем материаловедения им. И. Францевича НАНУ, ул. Кржижановского, 3, Киев, 03142, Украина

<sup>3</sup>Institute of Experimental Physics, Slovak Academy of Sciences, Watsonova, 47, Košice, 04001 Slovak Republic

тел: (499) 503-82-53, факс: (499) 135-81-29, эл. почта: glushkov@lt.gpi.ru

В современной модели топологического кондо-изолятора [1] экзотическое основное состояние узкозонного полупроводника  $\text{SmB}_6$  ( $E_g \approx 19$  мэВ) [2] принято связывать с формированием поверхностных дираковских фермионов. Киральность 2D состояний защищена топологическим инвариантом гибридизационной щели между  $4f$ - и  $5d$ -зонами, который обращается в ноль одновременно с закрытием щели вблизи 100-150 К [3-4]. Однако общепринятый подход не объясняет заметного разброса температур, отвечающих инверсиям знака магнитосопротивления ( $T_R \approx 30$  К [5]), эффекта Холла ( $T_H \approx 58$  К [6]) и коэффициента термоэдс ( $T_S \approx 188$  К [7]). Таким образом, исследования объемного зарядового транспорта в  $\text{SmB}_6$  при промежуточных температурах крайне важны как для анализа эволюции параметров зонной структуры, так и для выяснения механизмов, определяющих закрытие гибридизационной щели.

В работе выполнены исследования эффекта Холла в монокристаллических образцах  $\text{SmB}_6$  при температурах 2-300 К в магнитных полях до 8 Тл. Показано, что инверсия знака холловского сопротивления связана с переходом от электронной проводимости ( $15 \text{ К} < T < 50 \text{ К}$ ) с активационной асимптотикой коэффициента Холла  $-R_H \sim \exp(-E_g/2k_B T)$  к высокотемпературному поведению ( $T > 150 \text{ К}$ ), определяемому дырочными носителями заряда с приведенной концентрацией  $p/p_{\text{Sm}} \approx 0.5-1$  и подвижностью  $\mu_n^h = +3,8 \pm 1,0 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Уменьшение подвижности электронов при  $T > 60 \text{ К}$  согласуется с ростом средней валентности ионов Sm [8]. Напротив, при  $T > 40 \text{ К}$  подвижность дырок растет по закону  $\mu_n^h \sim T^\beta \exp(-\Theta/k_B T)$  с параметрами  $\beta \approx 5/4$  и  $\Theta \approx 10,3$  мэВ. Корреляция значений  $\Theta$  и частоты квазилокальной фононной моды колебаний ионов Sm  $\omega_0 = 9,8 \pm 0,1$  мэВ [9] указывает на сильное взаимодействие носителей заряда и возбуждений решетки, которое необходимо учитывать при анализе электронных свойств этого узкозонного полупроводника в рамках существующих моделей.

### Литература

- [1] M. Dzero *et al.*, Phys. Rev. Lett., **104**, 106408 (2010).
- [2] B. Gorshunov *et al.*, Phys. Rev. B, **59**, 1808 (1999).
- [3] J. Jiang *et al.*, Nature Comm., **4**, 3010 (2013).
- [4] X. Zhang *et al.*, Phys. Rev. X, **3**, 011011 (2013).
- [5] K. Flachbart *et al.*, Physica B, **403**, 820 (2008).
- [6] J. W. Allen *et al.*, Phys. Rev. B, **20**, 4807 (1979).
- [7] N. Sluchanko *et al.*, Phys. Rev. B, **64**, 153103 (2001).
- [8] M. Mizumaki *et al.*, J. Phys.: Conf. Series, **176**, 012034 (2009).
- [9] S. Tsutsui *et al.*, J. Phys.: Conf. Series, **176**, 012033 (2009).

## Рекомбинационно-ускоренное движение дислокаций в пленках GaN.

П. С. Вергелес, Е. Б. Якимов

ИПТМ РАН, ул. Академика Осипьяна, д.6, г. Черноголовка, 142432, Россия

эл. почта: [vergelesp@gmail.com](mailto:vergelesp@gmail.com)

Несколькими группами исследователей было установлено, что облучение низкоэнергетичным электронным пучком светодиодных и лазерных структур на основе множественных квантовых ям (МКЯ) InGaN/GaN в растровом электронном микроскопе (РЭМ) приводит к существенному изменению оптических свойств таких структур. Подобное поведение спектра излучения представляет интерес с точки зрения понимания причин деградации параметров приборов на основе МКЯ InGaN/GaN. Цикл проведенных нами исследований позволяет предположить, что в результате воздействия низкоэнергетичного электронного пучка на исследуемый образец происходит локальная релаксация механических напряжений в активном слое, возникающих из-за расхождения параметров решеток InGaN и GaN. Но механизмы такой релаксации не совсем ясны.

Одним из возможных механизмов релаксации может быть перераспределение или размножение дислокаций в объеме исследуемой светоизлучающей структуры. Однако, до сих пор считается, что в светодиодах и лазерных диодах на основе GaN, несмотря на высокую плотность дислокаций, в отличие от светодиодных структур на основе GaAs и SiC размножения дислокаций в процессе их работы не происходит, хотя в просвечивающем микроскопе этот эффект для нескольких дислокаций в базисной плоскости наблюдался. Поэтому представляло интерес провести исследования влияния облучения электронным пучком на дислокации в латерально-зарощенных пленках (ELOG) GaN, которые содержат дислокационные сегменты в базисной плоскости. В данной работе представлены результаты таких исследований.

Исследования проводились в РЭМ JSM-840A методом наведенного тока (НТ). Облучение проводилось при токе пучка от  $10^{-10}$  до  $10^{-8}$  А и ускоряющем напряжении 35 кэВ.

Было установлено, что облучение может вызывать движение отдельных дислокаций. Также обнаружено, что дислокации перемещаются на расстояния не более 10 мкм и далее не двигаются, независимо от времени дальнейшего облучения. Однако, остановившаяся дислокация может возобновить движение при воздействии электронным пучком с большим током. Такое поведение можно объяснить тем, что в GaN содержатся дефекты, которые являются более или менее эффективными стопорами для движения дислокаций. Такими дефектами могут быть, например, проникающие дислокации или различные точечные дефекты. Однако, на данный момент не совсем ясен механизм подобного торможения движения дислокации.

Таким образом, в данной работе показано, что даже при сравнительно низких уровнях инжекции носителей заряда в GaN возможно движение дислокаций в базисной плоскости. Это означает, что при повышении качества пленок GaN и светодиодов на его основе может возникнуть проблема движения и размножения дислокаций, как и в гетероструктурах на основе SiC и GaAs.

## Эффект Холла и магнетосопротивление в слоистом квазиодномерном полупроводнике $\text{TiS}_3$

И. Г. Горлова<sup>1</sup>, С. Г. Зыбцев<sup>1</sup>, В. Я. Покровский<sup>1</sup>, С. Ю. Гаврилкин<sup>2</sup>,  
А. Ю. Цветков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11, Москва, 125009, Россия.

<sup>2</sup>ФИАН имени П. Н. Лебедева, Ленинский пр., 53, Москва, 119991, Россия.

тел: (495) 629-36-56, факс: (495) 629-36-78, эл. почта: [gorl@cplire.ru](mailto:gorl@cplire.ru)

В слоистом квазиодномерном полупроводнике  $\text{TiS}_3$  примерно, при 200 К наблюдается переход металл-диэлектрик [1]. Ниже 60 К проводимость становится нелинейной, причем вольтамперные характеристики имеют степенной вид, с зависящим от температуры показателем степени [2]. Эти и другие свойства  $\text{TiS}_3$  пока до конца не поняты, и могут быть связаны с фазовыми переходами в конденсированное состояние.

В настоящем докладе приводятся результаты измерений эффекта Холла и магнетосопротивления на монокристаллических вискерах  $\text{TiS}_3$  в магнитных полях  $B$  до 9 Т.

Эффект Холла измерялся в плоскости проводящих слоев ( $ab$ ) на постоянном токе, протекающем вдоль направления металлоцепочек (ось  $b$ ) при  $4.2 \text{ K} < T < 290 \text{ K}$ . Проводились одновременные измерения холловского сопротивления  $R_{xy}$  и сопротивления вдоль металлоцепочек  $R_{xx}$  по 5-зондовой схеме. Знак эффекта Холла соответствует отрицательному заряду носителей тока. Оценка их концентрации при 300 К дает  $n \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .  $R_{xy}$  растет с понижением  $T$  от 290 К до 70 К, с такой же энергией активации как и  $R_{xx}$  при  $65 \text{ K} < T < 120 \text{ K}$ . Мы связываем эти зависимости с понижением  $n$ . При этом подвижность возрастает в  $\sim 5$  раз. Поэтому, металлический ход проводимости при высоких температурах и переход металл-диэлектрик в  $\text{TiS}_3$  связан с конкуренцией этих двух факторов: ростом подвижности и уменьшением концентрации носителей с понижением температуры, а не с эффектами беспорядка, как это предполагалось ранее [1].

Вблизи 60 К обнаружен максимум  $R_{xy}$ . При дальнейшем понижении температуры, до 30 К,  $R_{xy}$  падает, по крайней мере, на порядок. Обсуждаются возможные причины максимума  $R_{xy}$ : вклады носителей разного знака, прыжковая проводимость и образование конденсированного состояния.

Измерено магнетосопротивление вискером  $\text{TiS}_3$  вдоль оси  $b$  в интервале температур 1.8 К - 290 К. При  $T > 20$  К изменение  $R_{xx}$  в полях до 9 Т мало, в пределах 2%. Ниже 20 К магнетосопротивление возрастает и достигает  $\sim 30\%$  при  $T = 1.8$  К и  $B = 9$  Т. При этом магнетосопротивление положительно, квадратично по магнитному полю до 4 Т, а при больших полях стремится к насыщению. Экспоненциального роста  $R_{xx}(B)$ , характерного для прыжковой проводимости, мы не наблюдали. Интересно, что значение магнетосопротивления в параллельном поле ( $B \parallel I$ , сила Лоренца равна нулю) одного порядка и даже превышает значение магнетосопротивления в перпендикулярном поле.

Все результаты указывают на изменение механизма проводимости  $\text{TiS}_3$  при низких температурах. Их можно объяснить зарядовым упорядочением в слоях.

### Литература

[1] Pei-Ling Hsieh, C. M. Jackson, G. Grüner, Solid State Commun. **46**, 505 (1983).

[2] И. Г. Горлова, С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, Письма в ЖЭТФ **100**, 281 (2014).

## Корреляция сверхпроводящих свойств твердых растворов (Pb<sub>z</sub>Sn<sub>1-z</sub>)<sub>0.95</sub>In<sub>0.05</sub> с составом материала и величиной гидростатического сжатия

Г. О. Андрианов, В. И. Козуб, Н. Ю. Михайлин, Р. В. Парфеньев, **Д. В. Шамшур**,  
А. В. Черняев

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

тел: (812) 515-66-60, факс: (812) 515-67-47, эл. почта: d.shamshur@mail.ioffe.ru

Изучено влияние всестороннего сжатия  $P \leq 10$  кбар на сверхпроводящие и электрические характеристики полупроводниковых твердых растворов (Pb<sub>z</sub>Sn<sub>1-z</sub>)<sub>0.95</sub>In<sub>0.05</sub>, в зависимости от содержания свинца  $z=0.05, 0.3$  и  $0.45$ .

1. При увеличении количества свинца  $z$  в изученном твердом растворе наблюдается смещение уровня Ферми  $E_F$  (стабилизированного уровнем индия  $E_{In}$ ) из тяжелой  $\Sigma$ -валентной зоны к потолку валентной зоны легких дырок L-VЗ. При таком смещении  $E_{In}$  температура сверхпроводящего СП перехода  $T_c$  уменьшается от максимального значения  $T_c=2.8$  К ( $z=0.2$ ) к  $T_c<0.4$  К ( $z>0.4$ ) с последующим переходом к диэлектрическому состоянию полупроводникового материала при выходе  $E_{In}$  в запрещенную зону [1].

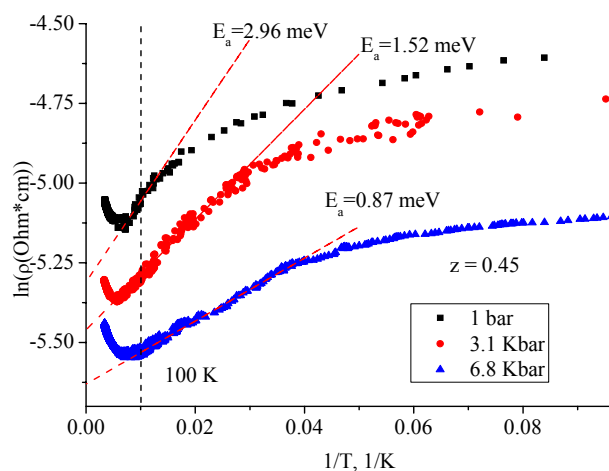


Рис. 1. Изменение с давлением энергии активации, определенной из зависимости  $\rho(1/T)$  в образце

2. Увеличение давления приводит к противоположному эффекту, а именно к заглублению  $E_{In}$  в L-VЗ. При этом в твердом растворе  $z=0.45$  при  $P>3$  кбар наблюдается восстановление СП состояния с  $T_c = 1.7$  К при  $P=6.8$  кбар, однако, сохраняется возрастание сопротивления  $\rho(T)$  с понижением  $T<100$  К вплоть до СП перехода (энергия активации  $E_A$  уменьшается с увеличением  $P$ , как видно из рис.1 для  $z=0.45$ ).

3. Можно предположить, что при больших концентрациях примеси In происходит локализация дырочных состояний в окрестности потолка L-VЗ за счет взаимодействия зонных дырочных состояний с примесными. В результате, в L-VЗ формируется край подвижности дырок, и проводимость имеет активационный характер вплоть до момента, когда химический потенциал пересекает положения края подвижности. Энергия активации при этом уменьшается по мере сближения химического потенциала и края подвижности.

4. Можно заключить, что смещение  $E_{In}$  вглубь валентной зоны сопровождается уменьшением энергии активации  $E_A$ , и когда  $E_A$  оказывается меньше, чем сверхпроводящая щель при  $T=0$  К, возникает сверхпроводимость.

### Литература

[1] В. И. Козуб, Р. В. Парфеньев и др., Письма в ЖЭТФ **84**(1), 37 (2006).

## Спектр фотопроводимость нитрида индия

Б. А. Андреев<sup>1,2</sup>, П. А. Бушуйкин<sup>1</sup>, В. Ю. Давыдов<sup>3</sup>, А. Н. Яблонский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН,

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

<sup>3</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

тел: (831) 417-94-81, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: bushuikinp@mail.ru

Нитрид индия относительно новый и мало изученный материал. Установлено, что InN - прямозонный полупроводник с шириной запрещенной зоны  $\sim 0.64$  эВ при комнатной температуре. Такие характеристики делают нитрид индия перспективным материалом для создания фотоприемников и фотовольтаических устройств, работающих в ближнем ИК-диапазоне. Данные о фотопроводимости InN (диапазон fotocувствительности, знак фотопроводимости) малочисленны и весьма противоречивы [1,2]. Это связано, в первую очередь, с проблемами выращивания эпитаксиальных слоев InN, наиболее совершенные из которых имеют концентрацию свободных носителей заряда (электронов)  $> 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. При таких концентрациях равновесных носителей наблюдение фотогенерации затруднено. Изменение подвижности носителей при освещении может приводить к отрицательной фотопроводимости. В вырожденном полупроводнике проявляется эффект Бурштейна-Мосса, изменяющий диапазон межзонной фотопроводимости.

В данной работе при комнатной и гелиевых температурах были впервые зарегистрированы спектры положительной фотопроводимости n-InN для межзонных переходов при минимальном влиянии эффекта Бурштейна-Мосса и сопоставлены со спектрами пропускания, со спектрами и кинетикой фотолюминесценции. Полученные результаты характеризуют нитрид индия как однородный прямозонный полупроводник с шириной запрещенной зоны  $E_g(n=0) \sim 0.64$  эВ, с фотооткликом в широком диапазоне от 0.62 эВ при комнатной температуре. При использовании мощного перестраиваемого источника возбуждения обнаружен сигнал подзонной фотопроводимости, возможно связанный с переходами примесь-зона. В докладе обсуждаются возможности определения электрически активных примесей в InN по спектрам фотопроводимости.

### Литература

- [1] L. Guo *et al.* Appl.Phys. Lett. **102**, 072103 (2013).
- [2] P.-C. Wei *et al.* Phys. Rev. B **81**, 045306 (2010).



## Влияние магнитного поля на динамику фототока в пленках PbSnTe:In

А. Н. Акимов, А. Э. Климов, И. Г. Неизвестный, В. Н. Шумский, В. С. Эпов  
ИФП СО РАН, пр. Ак. Лавреньева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383) 330-66-31, факс: (383) 333-27-71, эл. почта: epov@isp.nsc.ru

При  $T = 4,2$  К исследована релаксация остаточного тока в высокоомных пленках PbSnTe:In после выключения освещения в области межзонных переходов

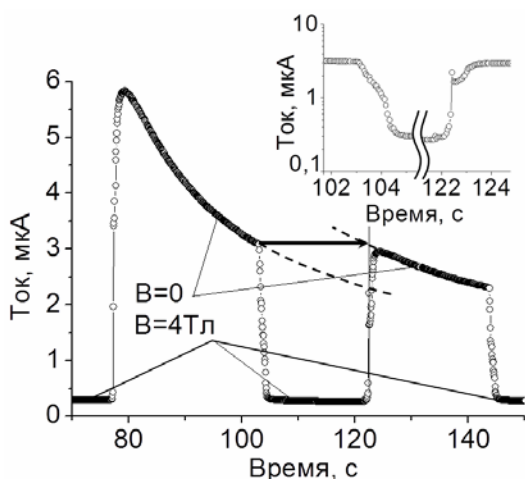


Рис. 1. Фрагмент зависимости тока от времени. Освещение выключено при  $t = 0$ .  $\circ$  – эксперимент, пунктирные линии – аппроксимация. Вставка: участки «включения» и «выключения» магнитного поля в увеличенном по времени масштабе.

временем. «Включение»  $B = 4$  Тл при  $t \approx 103$  с приводит к резкому уменьшению тока примерно на порядок, а последующее выключение магнитного поля при  $t \approx 122$  с возвращает его к уровню, примерно соответствующему току при  $t \approx 103$  с (показано стрелкой). Эффект выглядит как «подавление» сильным магнитным полем рекомбинации свободных неравновесных носителей заряда, определяющих величину остаточного тока. Динамика изменения тока в моменты включения и выключения магнитного поля приведена на вставке Рис.1 и имеет сложный характер. Рассматривается модель, включающая в себя систему уровней прилипания для одного из типов носителей заряда [2], энергия ионизации которых увеличивается в магнитном поле за счет эффекта «магнитного вымораживания». Это может вести как к резкому замедлению рекомбинации свободных неравновесных носителей заряда, определяющих величину остаточного тока, так и к сложной динамике изменения тока в момент включения и выключении магнитного поля.

### Литература

- [1] D. R. Khokhlov, I. I. Ivanchik, A. De Visser, and A. V. Nikorich, *Semicond. Sci. Technol.* **8**, S352 (1993).
- [2] A. E. Klimov, and V. N. Shumsky, *Physica B* **404**, 5028 (2009).

## Фотомодуляционная инфракрасная фурье-спектроскопия автоэпитаксиальных слоёв InSb

О. С. Комков<sup>1</sup>, Д. Д. Фирсов<sup>1</sup>, А. Н. Семёнов<sup>2</sup>, В. А. Соловьёв<sup>2</sup>,  
Т. В. Львова<sup>2</sup>, И. В. Седова<sup>2</sup>, С. В. Иванов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», ул. Проф. Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия.

<sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.  
тел: (911) 733-53-79, факс: (812) 234-31-64, эл. почта: okomkov@yahoo.com

Метод модуляционной оптической спектроскопии впервые применён для бесконтактного измерения концентрации свободных носителей заряда в нелегированных слоях InSb, выращенных на сильно легированных подложках  $n^+$ -InSb методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ).

Суть метода заключается в регистрации отражённого зондового инфракрасного излучения при переменной модуляции свойств образца вторым (лазерным) лучом. Зондовое излучение формируется интерферометром Майкельсона фурье-спектрометра с последующим фурье-преобразованием и восстановлением фазы сигнала [1]. Модуляция отражения происходит аналогично классическому методу фотоотражения за счёт фотоинжектированных носителей заряда, которые частично компенсируют встроенное приповерхностное электрическое поле ( $E$ ).

Исследованные эпитаксиальные слои выращивались методом МПЭ на подложках двух типов. В первом случае подложка предварительно обрабатывалась в водном растворе  $Na_2S$  для замещения оксидного слоя на поверхности  $n^+$ -InSb сульфидным нанослоем и затем отжигалась при пониженной температуре [2], а во втором – оксидный слой удалялся отжигом при более высокой температуре, близкой к разложению InSb.

Предварительные измерения фотолюминесценции автоэпитаксиальных слоёв InSb при  $T \sim 90$  К выявили сдвиг основного пика в область больших энергий и уменьшение его полуширины при использовании подложки первого типа, что свидетельствует о более высоком качестве таких слоёв.

Измерения фотомодуляционного отражения ( $T = 90$  К) впервые продемонстрировали осцилляции Франца–Келдыша в InSb. Их период зависит от напряжённости приповерхностного поля  $E$ , как это наблюдалось, например, в GaAs [3]. Полученные значения поля в слое InSb, выращенном на сульфидированной подложке типа 1 оказались выше, чем на отожжённой стандартным способом подложке типа 2. С использованием измеренного в данной работе  $E$  и опубликованного значения положения (пиннинга) уровня Ферми на поверхности InSb, вычислена концентрация свободных носителей заряда в данных автоэпитаксиальных слоях.

Работа частично поддержана субсидией Минобрнауки РФ (№16.1307.2014/К).

### Литература

- [1] Д. Д. Фирсов, О. С. Комков, Письма в ЖТФ **39**, 87 (2013).
- [2] Т. В. Львова, М. С. Дунаевский, М. В. Лебедев, А. Л. Шахмин, И. В. Седова, С. В. Иванов, ФТП **47**, 710 (2013).
- [3] О. С. Комков, А. Н. Пихтин, Ю. В. Жилияев, Л. М. Фёдоров, Письма в ЖТФ **34**, 81 (2008).

## Электронный g-фактор и время спиновой релаксации $T_2^*$ в высокочистых твердых растворах AlGaAs

Е. В. Кожемякина<sup>1,2</sup>, Т. С. Шамирзаев<sup>1</sup>, Е. А. Жуков<sup>2</sup>, Д. Р. Яковлев<sup>1,2</sup>, М. Вайер<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>TU Dortmund, Otto-Hahn-Strasse, 4, Dortmund, 44227, Germany.

тел: (383) 330-44-75, факс: (383) 333-27-71, эл. почта: [kozhemiyakina@isp.nsc.ru](mailto:kozhemiyakina@isp.nsc.ru)

Низкое качество объёмных слоев не позволяло до последнего времени изучать спиновую релаксацию и g-фактор электронов в  $Al_xGa_{1-x}As$ . В данной работе сообщается об исследовании температурной зависимости g-фактора электронов и времени спиновой дефазировки в полученных нами высокочистых эпитаксиальных слоях  $Al_xGa_{1-x}As$ . Значения g-фактора электронов, измеренные при нескольких температурах решетки, показаны на Рис. 1 (а). Ширина запрещенной зоны  $Al_xGa_{1-x}As$  зависит от двух параметров: мольной доли алюминия (x) и температуры решетки. Видно, что электронный g-фактор увеличивается с ростом x, в согласии с формулой Рут, которая предсказывает рост g-фактора при увеличении ширины запрещенной зоны  $E_g$ . Однако при повышении температуры (точки, соответствующие одинаковой температуре, обозначены

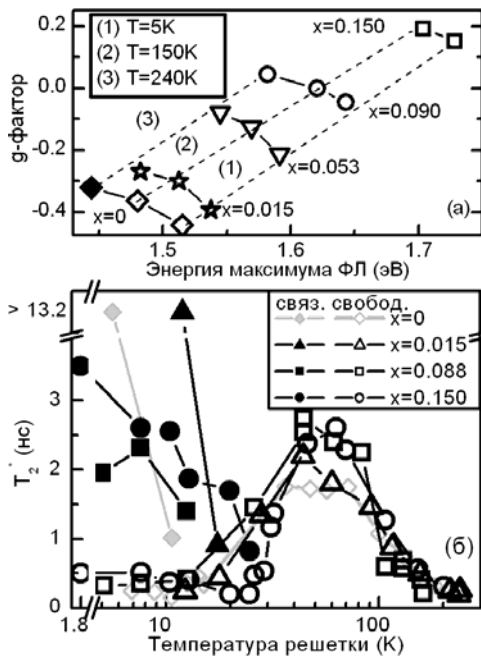


Рис. 1. g-фактор и  $T_2^*$  электронов в  $Al_xGa_{1-x}As$ . Сплошные и пунктирные линии показаны для облегчения восприятия, закрашенный символ на рис. (а) – расчет.

пунктирными линиями)  $E_g$  уменьшается, а g-фактор, напротив, растет. Таким образом, при одинаковой величине  $E_g$  g-фактор может приобретать различные значения, в зависимости от температуры решетки и мольной доли алюминия.

Зависимость  $T_2^*$  свободных и связанных электронов от температуры решетки показана на Рис. 1(б). Во всех образцах  $T_2^*$  локализованных электронов быстро падает при повышении температуры до 20 К, что обусловлено делокализацией и обменом со свободными электронами. Для свободных электронов, в отличие от случая GaAs, где  $T_2^*$  монотонно уменьшается с повышением температуры [1], в  $Al_xGa_{1-x}As$  неожиданно обнаружена немонотонная температурная зависимость с максимумом при 50 К. Эта температура соответствует максимуму подвижности электронов и смене механизма рассеяния электронов: ниже этой температуры доминирует рассеяние на заряженных примесях, а выше – на полярных фононах. Поэтому мы полагаем,

что релаксация спина электрона в  $Al_xGa_{1-x}As$  обусловлена процессами рассеяния. Работа поддержана DAAD (A/14/00390 325-klA).

### Литература

[1] T. Lai, X. Liu, H. Xu, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **88**, 192106 (2006).

## Бистабильность автомодуляции спектра собственного стимулированного пикосекундного излучения GaAs

Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, Д. Н. Забегаев, **А. Н. Кривонос**

ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия.

тел: (495) 629-34-04, факс: (495) 629-36-78, эл. почта: kan@cplire.ru

Впервые исследовалась эволюция спектра стимулированного пикосекундного излучения, возникающего при пикосекундной оптической накачке тонкого ( $\sim 1$  мкм) слоя GaAs. Излучение измерялось ещё до достижения им торцов образца. Обнаружена бистабильная автомодуляция спектра излучения [1]. На фронте импульса излучения в его спектре выделился и доминировал один набор эквидистантных мод (кривая 1 рис.1). На спаде излучения его заменил другой набор мод (кривая 2 рис.1). Внутри каждого набора интервал между модами 10 мэВ совпадал с расчетным интервалом между собственными модами являющегося активным резонатором слоя GaAs. В определенные моменты времени форма модуляции спектра излучения была подобной форме автомодуляции спектра поглощения зондирующего пикосекундного импульса, обнаруженной в [2]. Это подобие явилось ещё одним подтверждением взаимосвязи вышеназванных автомодуляций излучения и поглощения. Обнаружено, что время разгорания излучения является осциллирующей функцией энергии его фотона (рис.2). При этом эволюция спектральных компонент излучения (СКИ) оказалась так самосогласована, что интегральный по времени спектр и интегральная по спектру огибающая импульса излучения имели гладкую (без локальных особенностей) форму. Автомодуляция свидетельствует, что разность коэффициентов усиления и потерь излучения является нелинейной функцией интенсивности излучения. Предполагается, что взаимодействие между СКИ, приводящее к автомодуляции спектра излучения, может быть разновидностью вынужденного комбинационного рассеяния. Тогда, по крайней мере, часть вынужденных рекомбинационных излучательных переходов должна являться комбинационными переходами. Указаны условия, способствующие возникновению комбинационных переходов. Схема комбинационного перехода предложена.

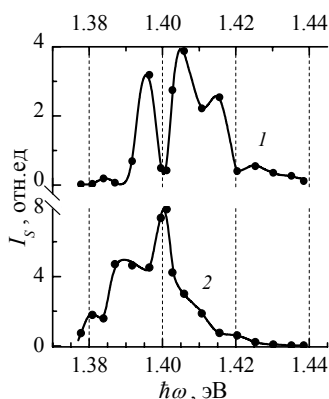


Рис. 1. Спектры излучения в различные моменты времени  $t$ , пс: 6 (1), 32 (2).

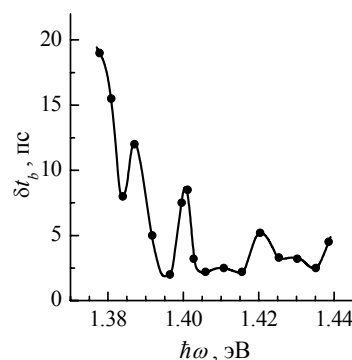


Рис. 2. Зависимость времени разгорания  $\Delta t_b$  излучения от энергии его фотона  $\hbar\omega$ .

### Литература

- [1] Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой и др. ЖЭТФ **144** (2), 227 (2013).  
 [2] Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой и др. ФТП **40**, 806 (2006).

## Исследование объемных характеристик Zn-Se с помощью двухфотонной конфокальной микроскопии

В. П. Калинушкин<sup>1</sup>, О. В. Уваров<sup>1</sup>, А. А. Гладиллин<sup>1</sup>, Н. Н. Ильичев<sup>1</sup>,  
В. П. Данилов<sup>1</sup>, М. И. Студеникин<sup>1</sup>, Е. М. Гаврищук<sup>2</sup>, В. Б. Иконников<sup>2</sup>,  
С. А. Родин<sup>2</sup>, Д. В. Савин<sup>2</sup>, Н. А. Тимофеева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИОФ РАН, ул. Вавилова, д. 38, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>ИХВВ РАН, ул. Тропинина, д. 49, Н.Новгород, 603950, Россия.

тел: (495) 135-13-30, факс: (499) 503-81-26, эл. почта: vkalin@mail.ru

В данном докладе показано, что использование современных установок многофотонной конфокальной микроскопии позволяет снимать карты излучательной рекомбинации Zn-Se по объему до глубин порядка 1 мм с шагом по глубине несколько мкм и пространственным разрешением порядка 1 мкм и определять объемные времена жизни. Излагаются результаты исследования карт межзонной и «примесной» (в диапазоне 0.5-0.7 мкм) люминесценции нелегированного и легированного железом поли и моно Zn-Se.

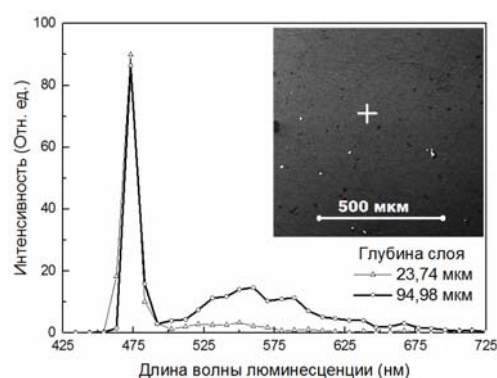


Рис. 1. Спектр люминесценции монокристалла ZnSe легированного Fe

Поликристаллы синтезировались методом химического осаждения из газовой фазы. Нелегированные кристаллы получены методом свободного роста на ориентированной в плоскости (111) подложке монокристаллического ZnSe. Легирование железом проводилось с помощью термодиффузии. В данной работе использовались конфокальные микроскопы фирмы CarlZeiss LSM 710 NLO и CarlZeiss LSM 510 NLO. Двухфотонное возбуждение осуществлялось лазером с перестройкой длины волны в диапазоне 0,75-1 мкм. Спектры люминесценции регистрировались в диапазоне 400-700 нм с разрешением по длине волны 3 и 10 нм. Регистрация времени жизни осуществлялась с помощью приставки FLIM (флуоресцентная микроскопия в реальном времени). Эти параметры хорошо подходят для исследования кристаллов ZnSe, ширина запрещенной зоны которого составляет 2,7 эВ. В результате имеется возможность осуществлять на указанных выше приборах двухфотонное возбуждение и регистрацию межзонной и, по крайней мере, части примесной люминесценции (в диапазоне 0,48-0,7 мкм). Показано, в частности, что спектры люминесценции существенно меняются в одних и тех же образцах в зависимости от расстояния от поверхности и от наблюдаемых дефектов структуры (Рис. 1, 2). Проводится анализ полученных результатов, и рассматриваются возможности исследования с помощью этой методики других полупроводниковых материалов.

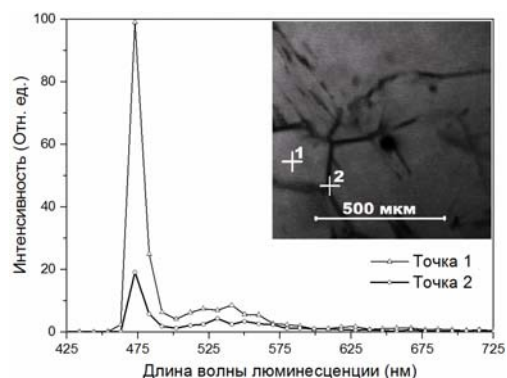


Рис. 2. Спектры люминесценции монокристалла ZnSe легированного Fe в зоне границе зерна (1) и вне зоны границы зерна (2)

## Влияние поляризации накачки на эффективность кремниевых лазеров с мелкими донорами в условиях одноосной деформации

К. А. Ковалевский, Р. Х. Жукавин, В. Н. Шагин

Институт физики микроструктур Российской академии наук, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия.

тел: (831) 417-94-73, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: atan4@yandex.ru

В работах [1-2] исследовалось влияние одноосной деформации на характеристики кремниевых лазеров ТГц диапазона частот. Было показано увеличение интенсивности выходного излучения и уменьшение пороговой интенсивности накачки на 1-2 порядка величины. Такое поведение объяснялось целым рядом факторов, среди которых рост эффективности накачки верхнего рабочего  $2p$  состояния и снижение поглощения ТГц излучения D-центрами. Ввиду возникновения анизотропии сечения фотовозбуждения нейтрального и отрицательно заряженного доноров в деформированном кристалле кремния, появляется возможность воздействовать на систему с помощью поляризации накачивающего излучения. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование влияния поляризации накачки на эффективность фотовозбуждения носителей заряда и изменение внутренних потерь, вызванных поглощением отрицательно заряженными донорами.

В работе представлены экспериментальные зависимости интенсивности стимулированного ТГц излучения и фототока в кремнии, легированном донорами V-группы (Sb, P, As, Bi), от поляризации накачивающего  $\text{CO}_2$  излучения для различных значений одноосной деформации сжатия (0–3 кбар) вдоль направления [100]. Исследована зависимость величины поглощения D-центрами в деформированном кремнии для различных поляризаций накачки, где в качестве зондирующего сигнала использовалось фоновое (комнатное) излучение. Полученные зависимости демонстрируют рост влияния поляризации  $\text{CO}_2$  кванта на исследуемые величины с ростом деформации и качественно совпадают с теоретическими оценками.

### Литература

- [1] К. А. Ковалевский, Р. Х. Жукавин, В. В. Цыпленков, В. Н. Шагин, Н. В. Абросимов, Г. Римап, С. Г. Павлов, Г.-В. Хьюберс, ФТП **47** (2), 199 (2013).
- [2] К. А. Ковалевский, Н. В. Абросимов, Р. Х. Жукавин, С. Г. Павлов, Г.-В. Хьюберс, В. В. Цыпленков, В. Н. Шагин, Квант. электрон. **45** (2), 113–120 (2015).

## Зависимость диэлектрической проницаемости прямозонных полупроводников от всестороннего давления

М. М. Гаджиалиев, М. И. Даунов, А. М. Мусаев

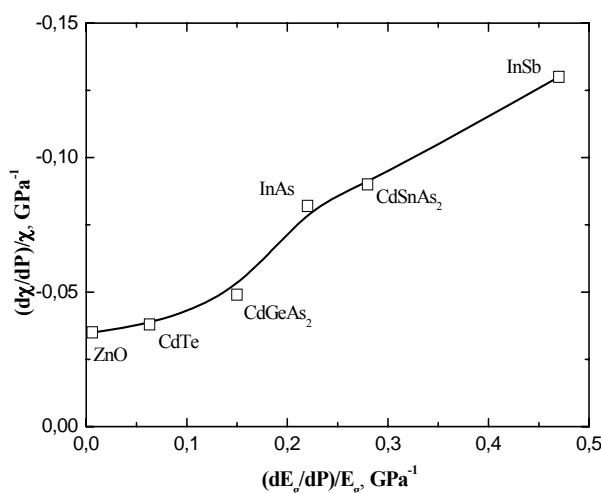
Институт физики им. Х. И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН,  
ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, 367003, Россия.

тел: (722) 62-45-92, факс: (722) 62-45-92, эл. почта: [akhmed-musaev@yandex.ru](mailto:akhmed-musaev@yandex.ru)

Изменение диэлектрической проницаемости полупроводников от всестороннего давления, и ее влияние на параметры примесных центров остаются не выясненными до настоящего времени. Известны исследования барической зависимости диэлектрической проницаемости в полупроводниках Ge, GaAs, полученные посредством измерения оптических констант [1].

В данной работе определена барическая зависимость диэлектрической проницаемости  $\chi$  в прямозонных полупроводниках n-ZnO, n-CdTe, n-InSb, n-InAs, n-CdSnAs<sub>2</sub> и n-CdGeAs<sub>2</sub>, в диапазоне всестороннего давления (0÷1)GPa. Значения коэффициента  $(d\chi/dP)/\chi$  получены по результатам количественного анализа барических зависимостей кинетических коэффициентов: удельного сопротивления  $\rho(P)$  и коэффициента Холла  $R_H(P)$ , измеренных в аппаратах высокого давления.

При количественном анализе результатов эксперимента в n-ZnO использована одноуровневая модель, а в n-CdTe из-за усложненности примесного энергетического спектра использована четырехуровневая модель. В n-InSb исходили из двухзонного приближения, а в n-InAs, n-CdSnAs<sub>2</sub> и n-CdGeAs<sub>2</sub> из трехзонной модели Кейна.



На рисунке показана зависимость барического коэффициента диэлектрической постоянной  $(d\chi/dP)/\chi$  от относительного изменения ширины запрещенной зоны в исследованных полупроводниках, в диапазоне давлений  $P=0\div 1$  GPa.

Результаты исследований показывают, что в прямозонных полупроводниках ZnO, CdTe, InSb, InAs, CdSnAs<sub>2</sub> и CdGeAs<sub>2</sub>, диэлектрическая постоянная убывает с ростом давления, причем коэффициент  $(d\chi/dP)/\chi$  возрастает с увеличением  $(dE_g/dP)/E_g$ .

### Литература

[1] A. R. Coni, K. Syassen, M. Cardona, Phys. Rev. B **41**, 10104 (1990).

## Особенности микроволнового поглощения в магнитном поле в вырожденном узкозонном полупроводнике HgSe:Fe

И. В. Кочман<sup>1</sup>, А. И. Вейнгер<sup>1</sup>, Т. В. Тиснек<sup>1</sup>, В. И. Окулов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>ИФМ УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620137, Россия.

тел: (812) 292-7152, факс: (812) 297-6245, эл. почта: kochman@mail.ioffe.ru

Изучение изменения СВЧ поглощения полупроводников в магнитном поле позволяет определить и выявить новые физические эффекты. Ранее было известно, что в магнитном поле наблюдается резонансное поглощение в полупроводниках (электронный парамагнитный резонанс (ЭПР)) [1], положительное и отрицательное магнетосопротивление [2], осцилляции магнетосопротивления (эффект Шубникова – де Гааза) [3].

В работе рассмотрено СВЧ поглощение в сильнолегированном вырожденным полупроводнике HgSe:Fe. На рисунке представлена зависимость производной СВЧ поглощения магнитного поля в диапазоне полей от 0 до 10 кЭ.

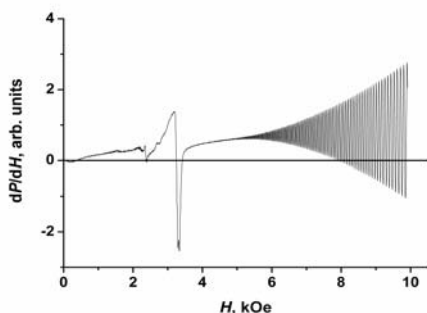


Рис. 1. Зависимость производной микроволнового поглощения от магнитного поля при температуре  $T=3$  К

Показано, что изменение СВЧ поглощения в этом материале позволяет наблюдать отрицательное магнетосопротивление в слабых полях, положительное магнетосопротивление в более сильных магнитных полях, а также осциллирующее магнетосопротивление (эффект Шубникова – де Гааза). На фоне классического магниторезистивного эффекта, наблюдаются резкие пики ЭПР поглощения на ионах  $Fe^{3+}$ .

Регистрация таких осцилляций с помощью техники ЭПР имеет ряд преимуществ по сравнению с регистрацией их на постоянном токе или на низкой частоте. Во-первых, техника ЭПР позволяет измерять магнитное поле с большой точностью, что позволяет достаточно точно оценивать энергию уровня Ферми, даже находясь в области сравнительно слабых полей. Во-вторых, можно наблюдать изменение амплитуды осцилляций, связанное не только с биениями, но и с другими эффектами, например, с изменением времени рассеяния электронов. В-третьих, точное измерение фазы осцилляций позволяет оценить эффективную массу носителя, также находясь вдали от квантового предела.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 13-02-00360, 15-02-08909), Министерства образования и науки Российской Федерации (грант президента РФ НШ-347.2014.2).

### Литература

- [1] Людвиг Дж., Вудбери Г. Электронный спиновый резонанс в полупроводниках. Пер. с англ., 1964, 148 с.
- [2] А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский, Т. В. Тиснек, С. И. Голощанов. ФТП **41**, 812 (2007).
- [3] А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский, Т. В. Тиснек, Г. Бискупски, ФТП **32**, 557 (1997).



## Температурная зависимость краевой инжекционной электролюминесценции в SiC рп структурах

А. М. Стрельчук

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
Политехническая ул., 26-28, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (904) 558-52-37, факс: (812) 297-10-17, эл. почта:  
anatoly.strelchuk@mail.ioffe.ru

Представлены результаты исследования краевой инжекционной электролюминесценции (ИЭЛ) в SiC рп структурах на основе разных политипов SiC с р- и n- слоями, изготовленными различными методами [1-3]. Обнаружено, что при комнатной температуре относительная и абсолютная интенсивность краевой ИЭЛ в различных типах рп структур сильно различается и краевую ИЭЛ даже не всегда можно зарегистрировать, однако при нагреве краевая ИЭЛ во всех типах рп структур начинает доминировать. Впервые показано, что эффект роста интенсивности ИЭЛ с ростом температуры наблюдается не только при относительно малых ( $1-10 \text{ A/cm}^2$ ), но и при достаточно больших плотностях тока ( $\sim 10^4 \text{ A/cm}^2$ ). По-видимому подобные эффекты ранее наблюдались О. В. Лосевым (см., например, [4]).

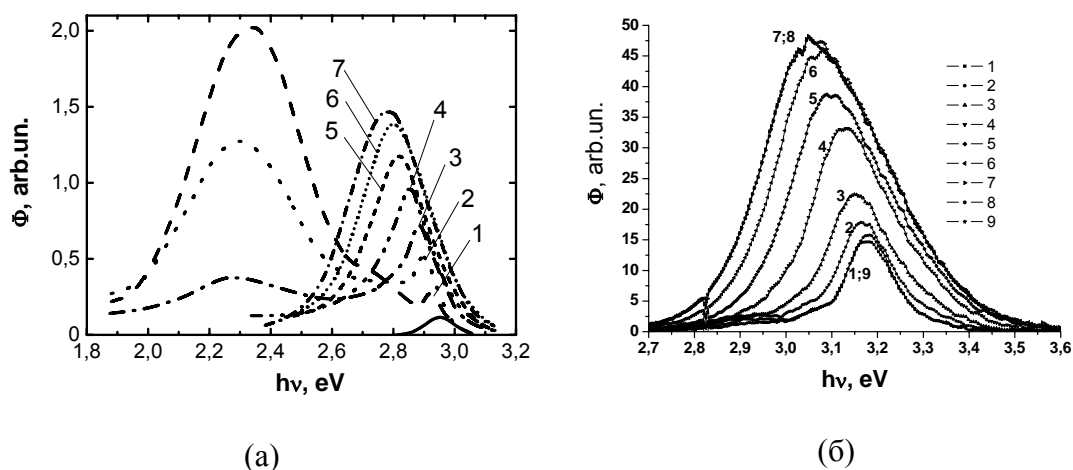


Рис. 1. Спектры инжекционной электролюминесценции 6H-SiC р<sup>+</sup>n структуры при токе  $4 \text{ A/cm}^2$  и температурах от 295 К (кривая 1) до 756 К (кривая 7) (а) [1] и 4H-SiC р<sup>+</sup>n структуры при токе  $3 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$  и температурах от 290 К (кривая 1) до 795 К (кривые 7, 8) (б); р<sup>+</sup>n структуры изготовлены бесконтейнерной жидкостной эпитаксией [1, 2],  $N_d - N_a = 6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) и CVD,  $N_d - N_a = 1,5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

### Литература

- [1] М. М. Аникин, А. М. Стрельчук, А. Л. Сыркин, В. Е. Челноков, и А. Е. Черенков, ФТП **28**, 284 (1994).
- [2] В. А. Дмитриев, П. А. Иванов, В. И. Левин, И. В. Попов, А. М. Стрельчук, Ю. М. Таиров, В. Ф. Цветков, и В. Е. Челноков, Письма в ЖТФ **13**, 1168 (1987).
- [3] А. М. Strel'chuk, E. V. Kalinina, and A. A. Lebedev, Mater. Sci. Forum **740-742**, 569 (2013).
- [4] О. В. Лосев, ТИТбп **44**, 486 (1927).

## Электрические и фотоэлектрические свойства нанокристаллического оксида индия с квантовыми точками CdSe

А. С. Ильин<sup>1</sup>, М. Н. Мартышов<sup>1,2</sup>, Н. П. Фантина<sup>1</sup>, П. А. Форш<sup>1,2</sup>,  
П. К. Кашкаров<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ФизФак МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, 123182, Россия.

тел: (495) 939-39-22, эл. почта: [as.ilin@physics.msu.ru](mailto:as.ilin@physics.msu.ru)

Нанокристаллический оксид индия ( $\text{In}_2\text{O}_3$ ) является перспективным материалом для использования в газовых сенсорах [1,2]. В настоящее время все больший интерес вызывает вопрос снижения рабочей температуры (вплоть до комнатной) газовых сенсоров. Один из способов снижения рабочей температуры полупроводникового газового сенсора заключается в применении дополнительной подсветки в процессе детектирования, при этом целесообразно использовать свет видимой области спектра [3]. Сделать нанокристаллический  $\text{In}_2\text{O}_3$  чувствительным к видимому свету возможно при использовании различных фотосенсибилизаторов, при этом важно понимать, как меняются электрические и фотоэлектрические свойства материала. В данной работе изучались электрические и фотоэлектрические свойства нанокристаллического  $\text{In}_2\text{O}_3$ , содержащего квантовые точки селенида кадмия (CdSe) в качестве фотосенсибилизатора.

Синтез нанокристаллических образцов  $\text{In}_2\text{O}_3$  проводили золь-гель методом. Изготовленные образцы состояли из нанокристаллов со средним размером от 8 до 40 нм в зависимости от температуры отжига. Для фотосенсибилизации  $\text{In}_2\text{O}_3$  погружали в золь квантовых точек CdSe в гексане (размер квантовых точек составлял ~3 нм). Контроль структуры получившихся образцов осуществлялся с помощью просвечивающей электронной микроскопии. Методами импедансной спектроскопии было показано, что добавление квантовых точек CdSe существенно изменяет сопротивление и емкость границ между нанокристаллами  $\text{In}_2\text{O}_3$ . Кроме того, изменения сопротивления и емкости  $\text{In}_2\text{O}_3$  сильно зависят от размера нанокристаллов и величины удельной поверхности. Предложена модель переноса носителей заряда, объясняющая наблюдаемые зависимости.

Обнаружено также изменение характера спектральной зависимости фотопроводимости и параметров нарастания и спада фотопроводимости при добавлении в нанокристаллический  $\text{In}_2\text{O}_3$  квантовых точек CdSe. Показано, что введение квантовых точек CdSe позволяет сделать нанокристаллический  $\text{In}_2\text{O}_3$  чувствительным к зеленому свету. Разработаны механизмы рекомбинации неравновесных носителей заряд в нанокристаллическом  $\text{In}_2\text{O}_3$  с квантовыми точками CdSe.

Продемонстрировано, что нанокристаллический  $\text{In}_2\text{O}_3$ , содержащий квантовые точки CdSe, в условиях подсветки с энергией кванта  $h\nu=2.36$  эВ способен детектировать  $\text{NO}_2$  на уровне ПДК рабочей зоны при комнатной температуре.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ для ведущих научных школ (НШ-3461.2014.2).

### Литература

- [1] D. Zhang et al., NANO Lett. **4**, 1919 (2004).
- [2] G. Korotcenkov, Mater. Sci. Eng. B Solid-State Mater. Adv. Technol. **139**, 1 (2007).
- [3] A. S. Chizhov et al., Sensors Actuators B **205**, 305 (2014).

## Дрейфовая скорость электронов в сильных электрических полях в твёрдых растворах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$

А. В. Дмитриев, Н. А. Масюков

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991, Россия.

тел: (495) 939-59-05, факс: (495) 932-92-17, эл. почта: [Dmitriev@lt.phys.msu.ru](mailto:Dmitriev@lt.phys.msu.ru)

Исследование электрофизических свойств бинарных сплавов на основе нитрида индия:  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  и  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$  с решеткой типа вюрцита, стало особенно актуально после того, как в работах [1, 2] было предложено новое значение ширины запрещенной зоны 0.7 эВ, а не 2 эВ, как считалось ранее. Меньшая величина запрещенной зоны открывает перспективы широкого применения сплавов нитрида индия и более широкозонного нитрида галлия,  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , в оптоэлектронике, в частности, в качестве высокоэффективных источников света [3]. Соответственно, возрастает интерес к исследованию электронных свойств полупроводников-нитридов и, в частности, к изучению их транспортных свойств в сильных электрических полях.

В данной работе теоретически исследован нелинейный электронный транспорт в сильных электрических полях в массивных образцах  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  и  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$  n-типа с учётом всех важнейших механизмов рассеяния электронов: столкновений с заряженными примесями, акустическими и оптическими фононами. Для вычислений был использован численный метод решения кинетического уравнения Больцмана, предложенный и развитый авторами в работах [4, 5].

Предварительно были проведены расчёты для  $\text{InN}$  с использованием четырех наборов физических параметров этого материала, приводимых в литературе, в условиях, соответствующих эксперименту [6]. Полученные результаты были сопоставлены с данными этого эксперимента. Одинаково хорошее согласие было получено для двух наборов параметров, в одном из которых, более позднем,  $\varepsilon_g=0.7$  эВ, а в другом, более раннем,  $\varepsilon_g=2$  эВ.

С использованием более современного набора параметров с  $\varepsilon_g=0.7$  эВ были вычислены полевые зависимости дрейфовой скорости электронов в обоих семействах бинарных сплавов:  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  и  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ , в широком диапазоне температуры решётки, начиная от азотной и вплоть до комнатной, и концентрации свободных электронов. Исследован диапазон полей вплоть до 30 кВ/см. Найдены дифференциальные подвижности электронов в слабых и сильных полях. Подвижности и дрейфовые скорости электронов в поле уменьшаются с уменьшением относительного содержания нитрида индия в твёрдом растворе, поскольку в  $\text{GaN}$  и  $\text{AlN}$  эффективная масса электронов на дне зоны проводимости выше, а электронная подвижность ниже. Во всех исследованных случаях дрейфовая скорость уменьшалась с ростом тянущего поля.

### Литература

- [1] V. Yu. Davydov, A. A. Klochikhin *et al.*, *phys. stat. sol. (b)* **229**, R1 (2002).
- [2] V. Yu. Davydov, A. A. Klochikhin *et al.*, *phys. stat. sol. (b)* **230**, R4 (2002).
- [3] C. J. Humphreys, *MRS BULL* **33**, 459 (2008).
- [4] Н. А. Масюков, А. В. Дмитриев, *ВМУ (Серия 3)* в.4, 63 (2009).
- [5] Н. А. Масюков, А. В. Дмитриев, *Фундам. и прикладн. матем.* **15**, 77 (2009).
- [6] D. Zanato, N. Balkan, B. K. Ridley *et al.*, *Semicond. Sci. Technol.* **19**, 1024 (2004).

## Влияние зоны тяжёлых дырок на термоэлектрические величины теллурида свинца

А. В. Дмитриев, Е. С. Ткачёва

Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, 119991, Россия.  
тел: (495) 939-59-05, факс: (495) 932-92-17, эл. почта: Dmitriev@lt.phys.msu.ru

Термоэлектрические преобразователи энергии в настоящее время привлекают большое внимание в связи с их высокой надёжностью, бесшумностью работы и возможностью миниатюризации без потери эффективности. Одними из важнейших современных термоэлектрических материалов являются РbТе и сплавы на его основе.

В настоящей работе рассчитаны зависимости термоэлектрических характеристик теллурида свинца n- и р-типа в широком диапазоне температуры и уровня легирования при учёте всех основных механизмов рассеяния носителей заряда в этом материале: на оптических и акустических фононах и на заряженных примесях. В вычислениях учтён транспорт не только по зонам лёгких электронов и дырок в L-экстремумах электронного спектра, но и тяжёлые дырки в его  $\Sigma$ -экстремумах. Принята во внимание непараболичность законов дисперсии носителей заряда. Учёт всех трёх ближайших к уровню Ферми разрешённых зон позволил единым образом провести расчёты термоэлектрических коэффициентов РbТе при изменении температуры и уровня легирования в широких пределах.

Вычисления проведены путём решения уравнения Больцмана. Кинетические коэффициенты всех трёх зон находились по известным формулам [1-3].

В результате расчётов получены температурные зависимости проводимости, коэффициента Зеебека, полной теплопроводности и термоэлектрической эффективности в широком интервале температуры. Концентрация электронов и дырок при вычислениях изменялась в пределах от  $10^{17}$  до  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>.

Наивысшие значения  $ZT \approx 0.55$  в материале n-типа и  $ZT \approx 0.7$  в р-типе соответствуют выбору эффективной массы  $\Sigma$ -дырок, равной массе свободного электрона. В р-типе наибольшее значение  $ZT$  получается, когда уровень Ферми расположен вблизи максимума  $\Sigma$ -зоны, где значительная асимметрия плотности состояний и её быстрые изменения приводят к заметному возрастанию эффективности. Полученные величины  $ZT$  находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [4-6]. Значения прочих кинетических коэффициентов материала вполне удовлетворительно согласуются с экспериментом. В целом модель несколько точнее описывает свойства материалов р-типа, в которых дырки в  $\Sigma$ -экстремумах играют значительную роль, чем n-типа.

### Литература

- [1] G. D. Mahan, J. O. Sofo, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **93**, 7436 (1996).
- [2] И. А. Смирнов, В. И. Тамарченко. Электронная теплопроводность в металлах и полупроводниках, Наука, Л., 1974.
- [3] Б. М. Могилевский, А. Ф. Чудновский. Теплопроводность полупроводников, Наука, М., 1972.
- [4] J. Androulakis, I. Todorov, D.-Y. Chung *et al.* Phys. Rev. B **82**, 115209 (2010).
- [5] А. В. Дмитриев, И. П. Звягин, УФН **180**, 821 (2010).
- [6] Н. Ohita, Mater. Today **10**, 44 (2007).

## Электротранспортные явления в гранулированных структурах $\text{Cd}_3\text{As}_2+\text{MnAs}$ при высоком давлении

А. Г. Алибеков<sup>1</sup>, А. Ю. Моллаев<sup>1</sup>, Л. А. Сайпуллаева<sup>1</sup>, С. Ф. Маренкин<sup>2</sup>,  
И. В. Федорченко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики, Дагестанского научного центра РАН, ул. М. Ярагского 94, Махачкала, 367003, Россия.

<sup>2</sup>Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН, Москва.  
тел: (872) 251-80-21, эл. почта: a.mollaev@mail.ru

В гранулированной структуре  $\text{Cd}_3\text{As}_2+\text{MnAs}$  ( $\text{MnAs}$ –44.7%) исследованы электросопротивление и магнетосопротивление при высоком гидростатическом давлении до 9 ГПа в области комнатных температур. Давление генерировалось пресс установкой усилием 530 тс.

Электросопротивление с давлением растет с различными барическими коэффициентами, при  $P \approx 4.4$  ГПа наблюдается структурный фазовый переход, что подтверждается наличием гистерезиса. Расхождения в величинах электросопротивления до и после приложения давления может быть связано со структурой соединения, или же с тем что, при  $P > 8$  ГПа вероятно имеет место второй фазовый переход.

Измеренны магнитополевые зависимости магнетосопротивления при фиксированных давлениях  $P \approx 0.04 \div 7.8$  ГПа. При  $P \approx 0.04$  ГПа магнетосопротивления положительно и растет с различными барическими коэффициентами. Рост давления подавляет положительную составляющую магнетосопротивления. Магнетосопротивление с ростом давления падает, и при  $P \approx 2$  ГПа появляется максимум, который с ростом давления сдвигается в сторону высоких полей. При давлениях  $P \approx 3$  ГПа наблюдается область отрицательного магнетосопротивления (ОМС). В максимуме ОМС составляет 3.6%.

В работах [1,2] представлен механизм возникновения отрицательного магнетосопротивления в гранулированных структурах. В отсутствии магнитного поля угол между магнитными моментами ферромагнитных кластеров случаен, а при приложении магнитного поля их магнитные моменты выстраиваются вдоль поля, что приводит к заметному изменению сопротивления (уменьшение). Величина магнетосопротивления пропорциональна величине магнитного поля, косинусу углов между магнитными моментами и количеству ферромагнитных кластеров. Приложение давления усиливает влияние магнитного поля, что приводит к возникновению ОМС, индуцированного давлением.

### Литература

- [1] С. Ф. Маренкин, А. Д. Изотов, В. М. Новоторцев, Междунар. науч. конф. ФТТ. Минск, 2013. т. 1. с. 56.
- [2] S. F. Marenkin, O. A. Novodvorsky, A. V. Shorokhova, A. B. Davydov, B. A. Aronzon, A. V. Kochura, I. V. Fedorchenko, O. D. Khramova, A. V. Timofeev, *Inorganic Materials* **50** (9), 897 (2014).

## Диамagnetизм продольного автосолитона в p-InSb в продольном магнитном поле

И. К. Камилов, А. А. Степуренко, А. Э. Гумметов

Институт физики им. Х. И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук, ул. Ярагского, 94, РД, Махачкала, 367003, Россия.

тел/факс: (87-22) 62-89-00, эл. почта: [stepurenko-a@yandex.ru](mailto:stepurenko-a@yandex.ru)

Экспериментально показано [1,2], что продольный термодиффузионный автосолитон (АС), сформированный в неравновесной электронно-дырочной плазме в p-InSb, во внешнем продольном магнитном поле приобретает диамagnetные свойства. Посылкой для данного утверждения является то, что в термодиффузионном АС электроны вследствие большой подвижности относительно дырок диффундируют на значительное расстояние  $L_e$  от оси шнура тока АС. В продольном магнитном поле эти электроны, приходя во вращение вокруг центральной области, обогащенной дырками, образуя замкнутую орбиту, создают магнитный момент  $M_e$ . Все орбиты взаимно параллельны и суммарно определяют общий магнитный момент всего АС  $M = \sum M_e$ .

Феноменологическое рассмотрение задачи позволило получить выражения:

1. Намагниченность АС во внешнем магнитном поле:

$$J_n = (-0.2\alpha H_0^2 / H_n^2) \cdot H_n, \text{ рис. 1a};$$

2. Магнитная индукция АС во внешнем магнитном поле:

$$B_n = (1 - 0.2\alpha H_0^2 / H_n^2) \cdot H_n = \mu_{ACn} H_n, \text{ рис. 1b};$$

3. Диамagnetная намагниченность АС во внешнем магнитном поле:

$$J_n^d = -0.1\alpha B_n / n^2, \text{ рис. 1c};$$

4. Диамagnetная восприимчивость АС во внешнем магнитном поле:

$$\chi_n = J_n^d / B_n = -0.1\alpha / n^2, \text{ рис. 1d},$$

где  $\alpha = \mu_0 e^2 L_e^2 n_e / m_e = \mu_0 e I_{AC} l / 4\pi m_e \mu_p V$ ,  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума,  $I_{AC}$  – ток АС,  $l$  – длина образца,  $H_n = nH_0$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ),  $H_0 = 25$  Э – когда циклотронный радиус вращения электронов  $r_c = L_e$ .

Проведенный расчет диамagnetной восприимчивости  $\chi_n$  и ее численная оценка дают значительную величину  $\chi = -1.56$  при  $H_0$ , обусловленную, в первую очередь,

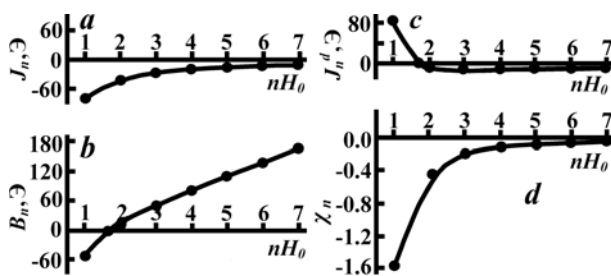


Рис. 1. Характеристики магнитных свойств продольного АС во внешнем продольном магнитном поле  $nH_0$ .

большими размерами орбит ( $r_c \sim 10^{-3}$  см), по которым вращаются электроны в АС в продольном магнитном поле. Однако, с ростом внешнего магнитного поля  $H_n$ , радиусы орбит стремительно уменьшаются, что приводит к такому же понижению ( $\sim 1/n^2$ ) диамagnetной восприимчивости.

### Литература

- [1] И. К. Камилов, А. А. Степуренко, А. С. Ковалёв, ФТП **36**, 187 (2002).
- [2] И. К. Камилов, А. А. Степуренко, А. Э. Гумметов, ФТП **45**, 456 (2011).

## Увеличенное перекрытие электронной и валентной подзон в двойной квантовой яме HgTe

М. В. Якунин<sup>1</sup>, А. В. Суслов<sup>2</sup>, М. Р. Попов<sup>1</sup>, Е. Г. Новик<sup>3</sup>,  
Н. Н. Михайлов<sup>4,5</sup>, С. А. Дворецкий<sup>4</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620137, Россия.

<sup>2</sup>NHMFL, FSU, 1800 East Paul Dirac Drive, Tallahassee, Florida 62310, USA.

<sup>3</sup>Physical institute, University of Wurzburg, D-97074 Wurzburg, Germany.

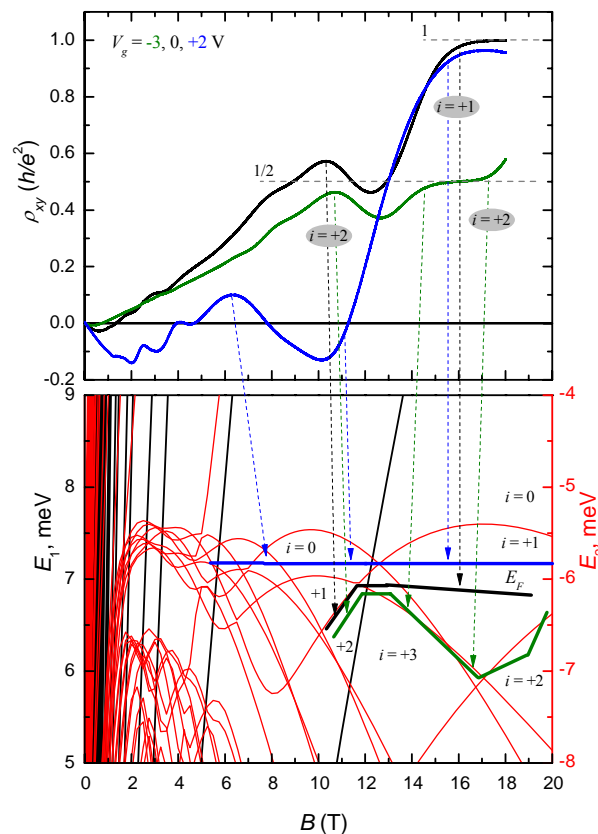
<sup>4</sup>ИФП СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>5</sup>НГУ, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (343) 378-36-44, факс: (343) 374-52-44, эл. почта: yakunin@imp.uran.ru

В квазидвумерных слоях HgTe подзоны проводимости и валентная перекрываются, что ведет к формированию электронно-дырочной системы со своими специфическими состояниями в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ). Мы предлагаем способ усилить перекрытие, комбинируя собственное перекрытие с межслойным в двойной квантовой яме (ДКЯ), состоящей из двух слоев HgTe с инвертированной дисперсией, разделенных тонким барьером. Мы исследовали ДКЯ со слоями HgTe шириной 20 нм, разделенных барьером  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ,  $x \approx 0.7$ , шириной 6-10 нм. Сдвиг по энергии между двумя картинами дисперсии может быть изначально встроен в систему из-за градиента примеси и поверхностных зарядов, но может и осуществляться путем приложения напряжения  $V_g$  между слоями HgTe и нанесенным на поверхность затвором. Сдвиг энергии происходит преимущественно в ближайшем к затвору слое из-за межслойного экранирования.

Обнаружено, что с ростом  $V_g$  плато с номером  $i = +1$  КЭХ сначала смещается в меньшие поля, отображая уменьшение концентрации дырок, однако только до поля  $B_c \approx 15$  Т, после чего вся картина холловского МС опускается в сторону отрицательных величин. Мы связываем эффект с моментом закрытия щели между крайними магнитными уровнями электронов и дырок, после чего электронные уровни включаются в магнито-транспорт совместно с дырочными. В рассчитанной картине уровней одиночной ямы такое поле равно  $\sim 5$  Т, поэтому достичь экспериментальной величины  $B_c$  в ДКЯ можно только путем наложения смещенных по энергии картин уровней двух слоев. В результате была определена величина смещения примерно 13 мэВ, что в сумме с собственным перекрытием в отдельном слое составит общую величину перекрытия  $\sim 20$  мэВ.



## Исследование транспорта между металлом с макроскопическим параметром порядка и краем двумерной электронной системы в квантовой яме HgTe с инверсией зон

А. А. Кононов<sup>1</sup>, С. В. Егоров<sup>1</sup>, З. Д. Квон<sup>2,3</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>2</sup>, С. А. Дворецкий<sup>2</sup>,  
Э. В. Девятов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела, ул. Академика Осипьяна, д.2, Черноголовка, 142432, Россия

<sup>2</sup>Институт физики полупроводников, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>3</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

эл. почта: [kononov@issp.ac.ru](mailto:kononov@issp.ac.ru)

В последнее время возрос интерес к изучению гибридных структур, образованных контактом металла с макроскопическим параметром порядка и электронной системы пониженной размерности. В основном, этот интерес связан с модификацией транспортных свойств низкоразмерной системы из-за эффекта близости со сверхпроводником [1]. С другой стороны, использование ферромагнетика в гибридных системах позволяет изучать спиновые эффекты в транспорте между металлом и низкоразмерной электронной системой [2].

Особый интерес представляют гибридные структуры, в которых двумерная электронная система обладает инверсией зон. Примечательным свойством таких систем является наличие краевых проводящих состояний, обладающих специфической спиновой поляризацией носителей в нулевом внешнем магнитном поле. Примером системы с инверсией зон является квантовая яма HgTe: при толщине выше 6.3 нм в ней можно реализовать режим топологического изолятора, а при больших толщинах ( $\approx 20$  нм) — двумерного полуметалла.

В данной работе мы экспериментально исследовали электронный транспорт между сверхпроводником (или ферромагнетиком) и краем двумерной электронной системы, реализованной в 8 нм и 20 нм квантовых ямах CdHgTe/HgTe/CdHgTe. Мы продемонстрировали: безотражательный транспорт спин-поляризованных электронов в одномерный проводящий канал на границе двумерной системы в HgTe; интерференционные осцилляции для транспорта вдоль краевого состояния, вызванные эффектом близости со сверхпроводником; бистабильное поведение при транспорте между двумерным полуметаллом и магнитным сверхпроводником.

Эти результаты частично отражены в препринте arXiv:1410.0585 и в нашей публикации Письма в ЖЭТФ, 101, вып. 1, 44(2015). Результаты для двумерного полуметалла являются новыми.

### Литература

- [1] C.W.J. Beenakker, *Annu. Rev. Con Mat. Phys.* **4**, 113 (2013).
- [2] T. Yokoyama, Y. Tanaka, and N. Nagaosa, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 166801 (2009).



## Излучение при зинеровском туннелировании в квантовых ямах HgTe

Ю. Б. Васильев<sup>1</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>2</sup>, Г. Ю. Васильева<sup>1,3</sup>, Ю. Л. Иванов<sup>1</sup>,  
А. О. Захарьин<sup>1</sup>, А. В. Андрианов<sup>1</sup>, А. В. Антонов<sup>4</sup>, А. В. Иконников<sup>4</sup>,  
В. И. Гавриленко<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,  
пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет,  
Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>4</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород,  
603950, Россия

тел: +7 905 226-98-52, эл. почта: [yu.vasilyev@mail.ioffe.ru](mailto:yu.vasilyev@mail.ioffe.ru)

Экспериментально обнаружено и исследовано терагерцовое излучение из квантовых ям HgTe/Cd<sub>0.7</sub>Hg<sub>0.3</sub>Te различной ширины с инвертированной зонной структурой при приложении электрического поля вдоль плоскости ям. В узкозонных ямах шириной 6,5–7 нм излучение возникает при превышении критического напряжения и линейно зависит от тока. Спектральные измерения показали, что максимум излучения приходится на энергию вблизи 5–6 мэВ, что соответствует межзонным переходам. Возникновение излучения объясняется опустошением состояний в валентной зоне и заполнением зоны проводимости за счет зинеровского туннелирования, что подтверждается вольтамперными характеристиками, имеющими характерную степенную зависимость. В ямах с достаточно широкой запрещенной зоной (шириной 8 нм) терагерцовое излучение имеет тепловую природу. В сильных электрических полях, дополнительно к излучению на межзонных переходах наблюдается излучение, связанное с переходами между уровнями размерного квантования. Энергия межподзонных переходов для ям HgTe/Cd<sub>0.7</sub>Hg<sub>0.3</sub>Te различной ширины определена из спектральных измерений излучения в инфракрасной области спектра.

## Гигантский микроволновый фотокондактанс туннельного точечного контакта

З. Д. Квон<sup>1</sup>, Г. М. Гусев<sup>2</sup>, А. Д. Левин<sup>2</sup>, Е. Е. Родякина<sup>1</sup>, А. В. Латышев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Instituto de Fisica da Universidade de São Paulo, 135960-170, Sao Paulo, SP, Brazil.

тел.: (383) 330-67-33, эл. почта: kvon@isp.nsc.ru

В данной работе впервые изучен микроволновый отклик латерального туннельного точечного контакта, созданного на основе высокоподвижного двумерного электронного газа (ДЭГ) в GaAs квантовой яме, и обнаружен гигантский рост (достигающий двух порядков) его кондактанса под воздействием микроволнового поля частотой 110 – 170 ГГц и мощностью около (1-10) мВт/см<sup>2</sup>, соответствующей относительно слабым электрическим полям порядка 1 В/см. Экспериментальный образец представлял собой холловский мостик изготовленный из GaAs квантовой ямы толщиной 12.5 нм, содержащей высокоподвижный двумерный электронный газ, имеющим электронную концентрацию  $N_s = (7-8) \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, подвижность  $\mu = 1.5 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/Вс и длину свободного пробега около 30 мкм. В центре мостика на его поверхности с помощью электронной литографии создавался металлический затвор, имеющий резкое сужение, ширина которого равна 0.1–0.15 мкм. Такая форма затвора позволяет реализовать одномерную короткую баллистическую проволоку (0.1–0.2) мкм в открытом режиме (кондактанс  $G > 2e^2/h$ ) и столь же короткий туннельный барьер в закрытом режиме ( $G \ll 2e^2/h$ ) [1]. Кондактанс описанного микроконтакта измерялся в обоих режимах под воздействием микроволнового излучения в диапазоне частот от 110 ГГц до 170 ГГц при температурах 1.5–4.2 К. Это излучение передавалось по волноводу, на конце которого размещался экспериментальный образец. При всех значениях кондактанса, то есть в открытом ( $G_0 \geq 2e^2/h$ ) и туннельном ( $G_0 \ll 2e^2/h$ ) режимах, наблюдается его рост под воздействием микроволнового излучения. Причем особенно сильный эффект наблюдается в туннельном режиме: для значений темнового кондактанса  $G_0 = (10^{-6}–10^{-7})$  Ом<sup>-1</sup> рост достигает двух порядков. С увеличением величины темнового кондактанса эффект уменьшается и в открытом режиме он растет всего на 10–20%. В заключительной части работы проведен сравнительный анализ описанных экспериментальных результатов и двух различных предложенных недавно теорий: одной, объясняющей эффект фотонно-стимулированным туннелированием через короткий одномерный туннельный барьер; и другой, в которой предполагается неизменность туннельного барьера, а резкий рост кондактанса считается связанным с появлением неравновесной добавки к функции распределения, возникающей под воздействием микроволнового поля. Этот анализ показывает, что обе теории достаточно хорошо описывают эксперимент, причем и первая и вторая указывают на эффект сильного (на порядок) возрастания электрического поля волны в окрестности контакта.

### Литература

- [1] З. Д. Квон, Г. М. Гусев, А. Д. Левин, Д. А. Козлов, Е. Е. Родякина, А. В. Латышев, Письма в ЖЭТФ **98**, 806 (2013).

**Исследование магнитопоглощения  
в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами  
в сильных магнитных полях при различных температурах**

В. В. Платонов<sup>1,2</sup>, Ю. Б. Кудасов<sup>1,2</sup>, М. С. Жолудев<sup>3</sup>, **А. В. Иконников<sup>3</sup>**,  
О. Drachenko<sup>4</sup>, А. С. Коршунов<sup>2</sup>, И. В. Макаров<sup>2</sup>, Д. А. Маслов<sup>1,2</sup>, О. М. Сурдин<sup>2</sup>,  
А. В. Филиппов<sup>2</sup>, В. И. Гавриленко<sup>3</sup>, М. Helm<sup>4</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>5</sup>, С. А. Дворецкий<sup>5</sup>

<sup>1</sup>СарФТИ — НИЯУ-МИФИ, ул. Духова 6, Саров, Ниж. обл., 607189, Россия.

<sup>2</sup>РФЯЦ—ВНИИЭФ, пр. Мира 37, Саров, Нижегородская обл., 607189, Россия.

<sup>3</sup>ИФМ РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087, Россия.

<sup>4</sup>Dresden High Magnetic Field Laboratory, FZD, PO Box 510119, 01314 Dresden, Germany.

<sup>5</sup>ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (831) 417-94-82 +262, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: antikon@ipmras.ru

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) HgTe/CdHgTe в настоящее время вызывают значительный интерес, что связано как с уникальными фундаментальными свойствами этих структур (топологический изолятор [1], двумерный полуметалл [2]), так и с перспективами практического применения (фотоприемники и источники терагерцового диапазона [3]). Важной задачей является определение зонной структуры. Эффективным методом для этого является исследование магнитопоглощения. Такие исследования были выполнены достаточно подробно (см. напр. [4–7]), однако все они были сделаны при низких температурах. В настоящей работе мы представляем результаты исследований магнитопоглощения в широком диапазоне температур в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с КЯ в импульсных магнитных полях до 40 Тл.

Исследовались образцы с инвертированной зонной структурой с различными толщинами КЯ в диапазоне температур 4,2–150 К. В качестве источников излучения использовались квантовые каскадные лазеры (11 и 15 мкм) и CO<sub>2</sub> лазер (10,6 мкм). В спектрах магнитопоглощения были обнаружены 2 линии, одна из которых соответствует внутризонному переходу, а другая межзонному [5, 6].

Расчет уровней Ландау в модели Кейна 8\*8 с учетом влияния температуры показал, что с ростом температуры зонная структура образцов меняется с инвертированной на нормальную. Это подтверждается нашими измерениями: с увеличением температуры от гелиевой линии сближаются, сливаются в одну, а затем расходятся. При этом при высоких температурах энергия внутризонного перехода практически не меняется с изменением температуры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (14-02-01103, 13-02-00894, и 13-02-01194), грантов Президента РФ МК-6830.2015.2, НПП-1214.2014.2 и РАН.

### **Литература**

- [1] B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang, *Science* **314**, 1757 (2006).
- [2] G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 166401 (2010).
- [3] S. V. Morozov, V. V. Romyantsev *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 022102 (2014).
- [4] M. Schultz *et al.*, *Phys. Rev. B* **57**, 14772 (1998).
- [5] M. Orlita *et al.*, *Phys. Rev. B* **83**, 115307 (2011).
- [6] A. V. Ikonnikov *et al.*, *Semiconductor Science and Technology* **26**, 125011 (2011).
- [7] M. S. Zholudev *et al.*, *Nanoscale Research Letters* **7**, 534 (2012).

## Скейлинг продольного и холловского электросопротивлений в двумерной электронно-легированной неупорядоченной системе

Т. Б. Чарикова<sup>1</sup>, Н. Г. Шелушина<sup>1</sup>, Г. И. Харус<sup>1</sup>, Д. С. Петухов<sup>1</sup>,  
О. Е. Петухова<sup>1</sup>, А. А. Иванов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, 620137, Россия.

<sup>2</sup>МИФИ, Москва, 115410, Россия.

тел: (343) 378-37-33, факс: (343) 374-52-44, эл. почта: charikova@imp.uran.ru

Изменение знака коэффициента Холла в нормальном состоянии при изменении содержания легирующей примеси, а также инверсия знака (в некоторых случаях двойная) в смешанном состоянии сверхпроводящих систем является в настоящее время актуальной темой исследований. Предложенные модели и теории не могут полностью объяснить особенности поведения тензора электросопротивлений в электронно-легированных сверхпроводящих соединениях [1-3].

В работе представлены магнитополевые и температурные зависимости продольного и холловского электросопротивлений для электронно-легированного соединения  $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$  с разным уровнем легирующей примеси ( $x$ ) и с разной степенью беспорядка ( $\delta$ ). В рамках модели двузонного сверхпроводника с учетом модели Друде для нормального состояния и модели Бардина-Стефена для смешанного состояния сверхпроводника установлено, что в процессах переноса заряда в электронно-легированном сверхпроводнике участвуют два типа носителей заряда - электроны и дырки. Экспериментально установлено также, что корреляции между продольным и холловским электросопротивлениями можно проанализировать на основе скейлинговых соотношений:  $\rho_{xy}(H) \sim \rho_{xx}^\beta(H)$ . Для совокупности исследованных нами монокристаллических пленок  $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}/SrTiO_3$  с  $x = 0.14-0.18$  найдено универсальное значение  $\beta = 0.60 \pm 0.02$ . Теоретическое обоснование скейлингового соотношения  $\rho_{xy}(H) \sim \rho_{xx}^2(H)$  в смешанном состоянии дано в работе [2], и значение  $\beta \cong 2$  действительно наблюдается для дырочно-легированных сверхпроводящих систем [3,4]. Для электронно-легированных систем  $L_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$  ( $L = Nd, Sm, x = 0.15$ ) экспериментально наблюдалось скейлинговое соотношение с  $\beta = 0.8 \pm 0.2$  [5], что находится в хорошем соответствии с нашими результатами.

Наблюдаемую особенность в электронно-легированных двумерных системах можно связать с сильной магнитополевой зависимостью холловской проводимости  $\sigma_{xy}(H) = C - B/H$ , где  $C, B$  - константы, принимая во внимание асимметрию свойств электронно- и дырочно-легированных соединений. Физически такая зависимость  $\sigma_{xy}(H)$ , согласно [1], обусловлена суммой вкладов квазичастиц ( $\sigma_{xy}^n$ ) и движущихся абрикосовских вихрей ( $\sigma_{xy}^f$ ):  $\sigma_{xy} = \sigma_{xy}^n + \sigma_{xy}^f$ .

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № 01201463326 при частичной поддержке УрО РАН (грант № 15-8-2-6) и РФФИ (грант № 15-02-02270).

### Литература

- [1] A.T. Dorsey, M.P.A. Fisher, PRL **68**, 694 (1992).
- [2] V.M. Vinokur, V.B. Geshkenbein, M.V. Feigel'man, G. Blatter, PRL **71**, 1242 (1993).
- [3] Z.D. Wang, J.Dong, C.S.Ting, PRL **72**, 3875 (1994).
- [4] J.Luo, T.P.Orlando, J.M.Graybeal, X.D.Wu, R.Muenhausen, PRL **68**, 690 (1992).
- [5] M.Cagigal, J.Fortuberta, M.A.Crusellas et al., Physica C **248**, 155 (1995).

## Влияние плазменных колебаний терагерцового диапазона на спектры фотолюминесценции SiGe-гетероструктур

В. С. Багаев<sup>1</sup>, В. С. Кривобок<sup>1,2</sup>, С. Н. Николаев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет), тел: (499) 135-79-41, эл. почта: nikolaev-s@yandex.ru

В пионерских работах Хедина и Линдквиста было предсказано образование плазмарона — смешанного состояния плазменных колебаний в объемном полупроводнике с носителями заряда. Плотность электронной или электронно-дырочной плазмы в полупроводниках на 4-5 порядков ниже, чем в металлах, поэтому частоты колебаний такой плазмы лежат в терагерцовой области. Экспериментально плазмароны были обнаружены относительно недавно в объемном висмуте [1], двумерных системах на основе графена [2] и квантовых ям GaAs [3]. В случае графена образование плазмарона приводит к появлению второго дираковского конуса в дисперсии одночастичных состояний, что наблюдалось по спектрам фотоэмиссии с угловым разрешением. В полупроводниковых гетероструктурах с квадратичным законом дисперсии плазмаронная ветвь выражена не так отчетливо [4].

Так как фотолюминесценция (ФЛ) электронно-дырочной плазмы чувствительна к плотности одночастичных состояний, то в спектрах ФЛ также могут проявляться плазмаронные эффекты. Для поиска плазмонных эффектов в двумерной ЭДП нами были проведены спектроскопические исследования люминесценции SiGe-гетероструктур с квантовыми ямами в ИК и видимой области. Для появления люминесценции в видимой области необходима одновременная рекомбинация 2 электронов из противоположных долин и 2 дырок, что ограничивает спектр наблюдаемых состояний ЭДП (ЭДЖ) и многоэкситонными комплексами.

Было обнаружено, что длинноволновое плечо линии излучения ЭДП имеет вид плато, простирающегося примерно на 45 мЭВ. Аналогичный характер имеет плазмаронная компонента в плотности состояний для двумерного электронного газа. Причем такая особенность в спектре видимой люминесценции наблюдается как в квантовых ямах с низким содержанием Ge (3.5%, 4.5%), для которых характерно образование конденсированной фазы, так и более глубоки КЯ (9.6%, 9.8%), равномерно заполненных плотной плазмой. Оценки положения плазмаронной ветви дисперсии в двумерном электронном газе при параметрах, близких к экспериментальным составляют ~ 30 мЭВ.

### Литература

- [1] R. Tediosi, N. P. Armitage, E. Giannini, D. van der Marel, Phys. Rev. Lett. **99**, 016406 (2007).
- [2] A. Bostwick, F. Speck, T. Seyller, K. Horn, M. Polini, R. Asgari, A. H. MacDonald, E. Rotenberg, Science **328**, 999-1002 (2010).
- [3] O. E. Dial, R. C. Ashoori, L. N. Pfeiffer, K. W. West, Phys. Rev. B **85**, 081306 (2012).
- [4] J. Lischner, D. Vigil-Fowler, and S. G. Louie, Phys. Rev. B **89**, 125430 (2014).

## Электронная структура и эффективный гамильтониан силицена около дираковской точки

А. В. Герт, М. О. Нестоклон, И. Н. Ясиевич

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

тел: (812) 297-61-32, эл. почта: [anton.gert@mail.ioffe.ru](mailto:anton.gert@mail.ioffe.ru)

Силицен – квазидвухмерный материал из атомов кремния, со структурой и свойствами аналогичными графену. В отличие от графена силицен состоит из двух плоских подрешеток, перпендикулярно смещенных друг относительно друга. Интерес к этому материалу вызван возможностью его применения в кремниевой электронике и оптоэлектронике. Не так давно, силицен был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии на серебряной подложке [1]. В настоящее время активно проводятся экспериментальные и теоретические исследования этого материала. Зонная структура силицена была рассчитана из первых принципов в работе [2].

В отличие от графена, в силицене для атомов кремния  $sp^2$  гибридизация является нестабильной, что реализуется в вытеснении части атомов кремния из плоскости пленки. При этом гибридизация атомных орбиталей становится смешанной:  $sp^2-sp^3$ . Это свойство силицена дает возможность создавать спин-поляризованные состояния и управлять шириной запрещенной зоны силицена с помощью электрического поля, что открывает возможность создания спинового поляризатора с высокой степенью поляризации.

В настоящей работе для расчета электронного спектра в силицене мы использовали метод сильной связи в базисе орбитальных функций  $s$ ,  $p$ ,  $d$  и  $s^*$ . Добавление  $d$  орбиталей позволяет ограничиться учетом взаимодействия только с ближайшими соседями. В рамках данной модели исследована форма энергетического спектра вблизи дираковской точки и зависимость спин-орбитального расщепления электрон-дырочных состояний от величины смещения подрешеток относительно друг друга. Полученные нами результаты хорошо согласуются с расчетами из первых принципов, проведенными в [2]. Построен гамильтониан эффективной массы и определены его параметры на основе симметричного анализа и расчетов методом сильной связи.

### Литература

- [1] B. Feng, Z. Ding et al., Nano Letters **12**, 3507 (2012).
- [2] X. Yang, J. Ni, Phys. Rev. B **72**, 19, 195426 (2005).

## Пиннинг уровней Ландау в туннельных спектрах двумерной электронной системы

И. Н. Котельников<sup>1</sup>, Е. Н. Морозова<sup>1</sup>, С. Е. Дижур<sup>1</sup>, Э. В. Девятов<sup>2</sup>,  
В. Т. Долгополов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия.

<sup>2</sup>ИФТТ РАН, ул. Институтская, 2, Черноголовка, 142432, Россия.

тел: (495) 629-3459, факс: (495) 629-3678, эл. почта: i.kotelnikov@gmail.com

Эффекты электрон-фононного взаимодействия проявляются в туннельных спектрах двумерной электронной системе (ДЭС) как в виде линий оптических фононов при энергиях  $\varepsilon_{LO} = \pm 36.5$  мэВ, так и как пиннинг и расталкивание уровней размерного квантования вблизи поляронных резонансов в магнитных полях [1,2]. Эффекты пиннинга уровней Ландау в туннельных структурах на основе GaAs наблюдались [1], когда циклотронная энергия  $\hbar\omega_c$  оказывалась порядка  $\varepsilon_{LO}$ . В туннельной системе Al/ $\delta$ -GaAs расстояния между двумерными подзонами в  $\delta$ -легированном слое оказываются близки к энергии оптических фононов  $\varepsilon_{LO}$ , поэтому можно ожидать поляронного взаимодействия между уровнями Ландау различных подзон в относительно слабых магнитных полях.

Исследовались туннельные структуры Al/ $\delta$ -GaAs [3], изготовленные методом

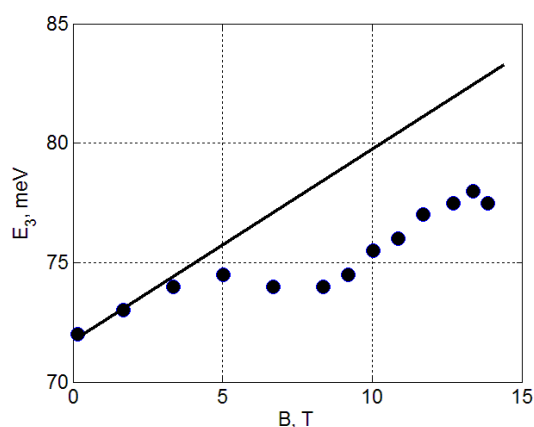


Рис. 1. Зависимость положения незаполненного уровня  $E_3$  от магнитного поля  $B$ . Сплошной линией показано ожидаемое движение уровня Ландау с  $n=0$  в магнитном поле.

МЛЭ. При этом две подзоны ( $E_0$  и  $E_1$ ) были заполнены. Для достижения максимального разрешения туннельной спектроскопии измерения проводились при температуре 30 мК. Магнитное поле  $B$ , было ориентировано перпендикулярно  $\delta$ -легированному слою структуры. При  $B=0$  энергии пустых подзон ( $E_2$  и  $E_3$ ), отсчитанные от уровня Ферми ДЭС и измеренные из туннельных спектров, оказались близки к  $\varepsilon_{LO}$  и  $2\varepsilon_{LO}$ , соответственно. Было обнаружено, что уровни Ландау с  $n=0$  в этих незаполненных подзонах демонстриру-

ют с ростом магнитного поля слабый пиннинг на энергиях, кратных энергии LO-фононов, как показано на Рис.1 для подзоны  $E_3$ . По-видимому, такая зависимость обусловлена перенормировкой спектра ДЭС за счет резонансного поляронного взаимодействия [1,4]. Работа поддержана грантами РФФИ №13-02-01114 и Президиума РАН.

### Литература

- [1] G. S. Voebinger, A. F. J. Levi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65**, 235 (1990).
- [2] И.Н. Котельников, В.А. Кокин, Ю.В. Федоров и др., ПЖЭТФ **71**, 564 (2000).
- [3] И.Н. Котельников, С.Е. Дижур и др., ПЖЭТФ **96**, 646 (2012).
- [4] A.S. Alexandrov and J.T. Devreese, Advance in Polaron Physics, //Springer Series in Solid-State Sciences, Vol.159 (Springer-Verlag, Heidelberg, 2010).

## Поверхностные состояния в HgTe квантовой яме и рассеяние на шероховатостях

А. А. Добрецова<sup>1,2</sup>, Л. С. Брагинский<sup>1,2</sup>, М. В. Энтин<sup>1,2</sup>, З. Д. Квон<sup>1,2</sup>,  
Н. Н. Михпйлов<sup>1</sup>, С. А. Дворецкий<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, г. Новосибирск, 630090, Россия

тел.: (383) 330-67-33, эл. почта: [DobretsovaAA@gmail.com](mailto:DobretsovaAA@gmail.com)

Квантовые ямы (КЯ) на основе HgTe в настоящее время относятся к одним из самых интенсивно исследуемых объектов физики двумерных электронных систем (ДЭС). Связано это в первую очередь с уникальным энергетическим спектром ДЭС в HgTe КЯ, обусловленным сильными релятивистскими эффектами и, соответственно, спин-орбитальным взаимодействием. Благодаря этому в последние годы в указанных ямах реализовано несколько новых разновидностей низкоразмерных электронных систем: двумерный топологический изолятор, двумерный полуметалл, двумерные дираковские фермионы.

В данной работе проведено экспериментальное и теоретическое исследование рассеяния электронов на шероховатостях границ широких ( $d = 18-22$  нм,  $d$  – ширина ямы) HgTe КЯ с инверсным спектром. Согласно работам [1, 2] форма волновой функции в таких ямах зависит от концентрации электронов в ней: если при  $k < \pi/d$  ( $k$  – волновой вектор электрона) волновая функция локализована в центре ямы, то при  $k > \pi/d$  ее максимум начинает смещаться к гетерограницам, причем направление смещения зависит от знака векторного произведения спина электрона на его импульс; то есть, по существу, широкая квантовая яма представляет собой топологический изолятор, аналогичный трехмерному, у которого, однако, в качестве объема фигурирует не трехмерный кристалл, а квантовая яма. Показано, что при концентрациях 2D электронов  $N_s > 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в ней начинает доминировать рассеяние на шероховатостях ямы. Построена теория рассеяния электронов на этих шероховатостях, учитывающая описанную выше перестройку электронного спектра в яме, и проведено детальное сравнение теории с экспериментальными данными. Получено хорошее количественное согласие развитой теории с экспериментом и на основе этого сделан вывод о существовании поверхностных состояний на границах широкой ( $d \approx 20$  нм) HgTe квантовой ямы при больших  $N_s$ . В заключение отметим, что использованные в качестве параметров подгонки характерные высота ( $h \approx 1.5 \text{ \AA}$ ) и длина (10 – 20 нм) неровностей, по порядку величины согласуются с характерными размерами шероховатостей, полученными для квантовых ям на основе гетероперехода AlGaAs / GaAs [3].

### Литература

- [1] М. И. Дьяконов, А. В. Хаецкий, ЖЭТФ **82**, 1584 (1982).
- [2] L. G. Gerchikov and A. V. Subashiev, Phys.Stat.Sol. **160**, 443 (1990).
- [3] H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, and T. Matsusue, Appl. Phys. Lett. **51**, 1934 (1987).



## **Zitterbewegung и одночастичные уравнения Паули в двумерных дираковских полупроводниках с учетом заполнения**

**Е. Л. Румянцев**

Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000, Россия.

тел: (343) 261-74-36, факс: (343) 261-74-36, эл почта: [evgenij.rumyantsev@gmail.com](mailto:evgenij.rumyantsev@gmail.com)

Одночастичные уравнения Паули для двумерных собственных Дирако-подобных полупроводников получены с учетом заполнения валентной зоны. Полученные в методе вторичного квантования, при переходе на язык электронов и дырок, уравнения Паули во внешнем (примесном) потенциале, как и в случае «классического» подхода [1] содержат ренормализующие потенциал добавки, которые согласно общепринятой терминологии носят название спин-орбитального взаимодействия (СОВ). Совпадение с классическими выражениями [1] для СОВ возникает лишь при разложении полученного выражения до второго порядка по параметру приближения эффективной массы  $uk/E_g$  ( $u$ -характерная скорость,  $E_g$  - ширина запрещенной зоны). В общем случае, особенно в случае графена ( $E_g=0$ ), перенормированные выражения для потенциального члена носят существенно нелокальный характер и не позволяют произвести разделения на СОВ часть и «голый» потенциал

В предложенном нами подходе построен оператор координат, который действует одновременно и на дырочные и на электронные переменные. Анализ полученного оператора позволяет утверждать, что во вторично-квантованной картине осцилляционная зависимость координаты дираковского электрона [Zitterbewegung (ZB)] обусловлена вкладом реальных/виртуальных процессов с участием электронно-дырочных пар. Данный вывод находится в противоречии с общепринятой трактовкой происхождения ZB как следствия суперпозиции положительно и отрицательно частотных решений соответствующего  $kP$  гамильтониана [2]. Наиболее простой вид оператор координаты во вторично-квантованном рассмотрении приобретает в упомянутом приближении эффективной массы. Подстановка данного оператора вместо «обычного» оператора координаты в выражение для потенциала позволяет получить как члены СОВ, которые порождаются независимыми от времени членами, так и дарвиновский член, обусловленный вкладом электронно-дырочных пар, т.е. непосредственно порождаемый ZB [3]. Рассмотрены также особенности предложенной процедуры при анализе бесщелевой ситуации (графен).

Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки РФ (проекты 3.571.2014/К и 2457) при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 13-02-00322 и 15-02-02072).

### **Литература**

- [1] В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский «Релятивистская квантовая теория», ч 1, «Наука» (1963).
- [2] W. Zawadzki and T. M. Rusin, J. Phys. Condens. Matter **23**, 143201 (2011).
- [3] W. Zawadzki, Phys. Rev. B, **72**, 085217 (2005).

## Емкостная спектроскопия двухслойных электронных систем

С. И. Дорожкин

ИФТТ РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия.

тел: (496-52) 2-82-61, факс: (496-52) 2-81-60, эл. почта: dorozh@issp.ac.ru

На образцах полевых транзисторов, изготовленных на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с широкими GaAs квантовыми ямами, изучены магнетотранспортные эффекты, а также емкость между затвором и электронной системой. При разделении системы на два

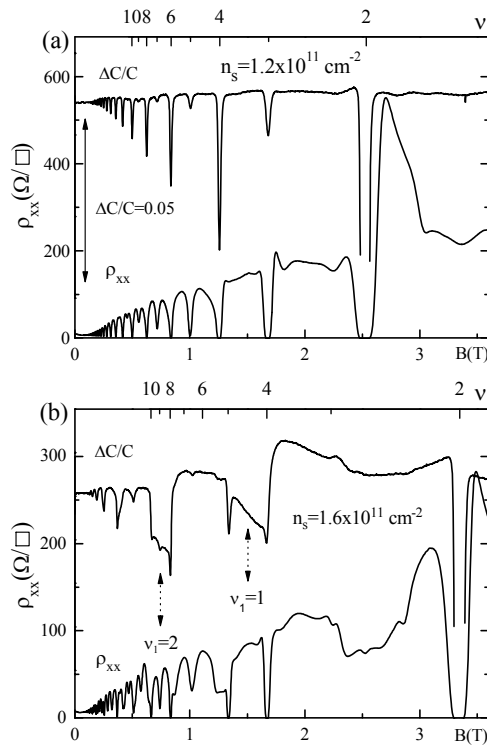


Рис. 1. Магнетосопротивление  $\rho_{xx}$  и изменение емкости  $\Delta C/C$  в функции магнитного поля  $B$ , для одно- и двухслойной электронной системы (рис.(a) и (b), соответственно).

электронных слоя, происходящем при изменении затворного напряжения, наблюдается скачок емкости, связанный с изменением положения центра тяжести волновой функции электронов. В квантующих магнитных полях в двухслойной системе происходит исчезновение части состояний квантового эффекта Холла ( $\nu=3$  и  $6$  на рис. (b)). Минимумы в магнето-емкости, обусловленные уменьшением плотности состояний между уровнями Ландау, значительно уширяются (сравни емкостные кривые  $\Delta C/C$  на рис. (a) и (b)). В двухслойной системе эти минимумы центрированы на целочисленных значениях фактора заполнения  $\nu_i$  уровней Ландау в первом слое, ближайшем к затвору (см. рис (b)). Ширина минимумов равна расстоянию между целочисленными факторами заполнения  $\nu$  всей электронной системы. Как показывают расчеты в модели двух связанных квантовых ям, такое поведение обусловлено перетеканием электронов между слоями, происходящим при изменении магнитного поля, так что в результате рас-

стояние по энергии между доньями размерно-квантованных подзон в слоях является осциллирующей функцией магнитного поля. В рамках этой модели удается описать зависимость номеров состояний квантового эффекта Холла, исчезающих в двухслойной системе, от полной плотности электронов  $n_s$  в ней. Необходимым условием существования широких минимумов в емкости является конечная величина плотности состояний в щели между уровнями Ландау и большая величина зеемановского расщепления (для минимума с  $\nu_i=1$  на рис.(b)). Наблюдаемая характерная форма трапецеидальная форма минимумов характеризует поведение плотности состояний между уровнями Ландау в первом слое. Отсутствие резистивных эффектов в области минимумов обеспечивается высокой проводимостью второго слоя.

Работа поддержана РФФИ (проект 13-02-00015).

## Поглощение микроволнового излучения двумерными электронами в композитной квантовой яме II типа InAs/GaSb в магнитном поле

М. П. Михайлова<sup>1</sup>, А. И. Вейнгер<sup>1</sup>, П. В. Семенихин<sup>1</sup>, И. В. Кочман<sup>1</sup>,  
В. А. Березовец<sup>1</sup>, А. Hospodková<sup>2</sup>, J. Pangrac<sup>2</sup>, M. Ziková<sup>2</sup>, E. Hulicius<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А. Ф. Иоффе, РАН, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

<sup>2</sup>Institute of Physics, AS CR, v.v.i., 16200, Cukrovarnická 10, Prague 6, Czech Republic  
тел: (812) 292-79-92, факс: (812)297-10-17, эл. почта: mikh.iropt1@mail.ioffe.ru

В данной работе впервые сообщается о наблюдении эффекта Шубникова–де Гааза в композитных квантовых ямах (КЯ) InAs/GaSb/AlSb с использованием оригинального метода электронного парамагнитного резонанса [1] при низких температурах (2,7–10 К) в магнитных полях до 12 кЭ. Структуры для исследования были выращены методом МОГФЭ и состояли из подложки n-GaSb:Te(100), барьера AlSb(50 нм), квантовых ям InAs(15 нм) и GaSb(10 нм), барьера AlSb(50 нм) и накрывающего слоя p-GaSb(3 нм). Наблюдались интенсивные осцилляции микроволнового (10 ГГц) поглощения при  $T=2,7$  К в интервалах полей 7–12 кЭ (Рис. 1).

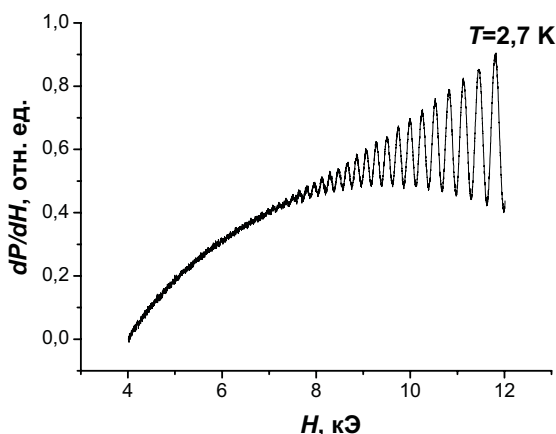


Рис. 1. Зависимость производной микроволнового поглощения от магнитного поля, перпендикулярного плоскости структуры ( $0^\circ$ ),  $T = 2,7$  К.

Осцилляции с малым периодом указывают на роль 2D-электронов в условиях вырождения в КЯ InAs с высокой концентрацией, которая определяет период осцилляций.

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 15-02-03151 и проектом CSF 13-1528S.

### Литература

- [1] А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский, Т. В. Тиснек, Г. Бискупски, ФТП **32**(6), 557 (1998).

Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости исследуемой структуры. Изучалась угловая и температурная зависимость амплитуд осцилляций. Минимальное значение амплитуды наблюдалось при отклонении от нормали на  $60^\circ$ . Осцилляции не наблюдались при  $T \geq 10$  К.

Эксперимент позволяет сделать вывод, что в поглощении микроволнового излучения участвуют 2D-электроны в квантовой яме InAs на уровне Ферми, концентрация которых поддерживается постоянной при изменении магнитного поля за счет валентной зоны квантовой ямы GaSb.

## Самосогласованный расчет непараболического энергетического спектра электронов в обогащенном слое на поверхности *n*-InAs.

Д. В. Посвянский, А. Я. Шульман

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

тел: (495) 629-34-35, факс: (495)629 3678, эл почта: posvyanskii@cplire.ru

Впервые регулярным образом получено точное итеративное решение самосогласованных уравнений Шредингера и Пуассона для квазидвумерного электронного газа (ДЭГ) в обогащенном слое на поверхности прямозонного полупроводника. В таких структурах помимо дискретных уровней, образующих квазидвумерные зоны размерного квантования, надо учитывать также делокализованные состояния непрерывного спектра, заселенные до положения уровня Ферми в объеме. Поэтому самосогласованный расчет энергетического спектра ДЭГ в этом случае встречается с известными проблемами, характерными для бесконечных электронных систем. В [1-2] на основе анализа этих проблем был предложен и реализован метод точного решения самосогласованных уравнений для случая трехмерного электронного газа. В настоящей работе показано, что этот метод успешно работает и в случае систем, в которых имеется значительная плотность ДЭГ.

Расчет спектров  $E_j(k)$  ДЭГ проведен для вырожденного InAs,  $n \approx (3 \div 5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , при глубинах потенциальной ямы на поверхности, сравнимых с шириной запрещенной зоны. Для учета непараболичности зоны проводимости двухзонный матричный гамильтониан Кэйна в приближении плавности потенциала преобразован в скалярное уравнение метода эффективной массы [3].

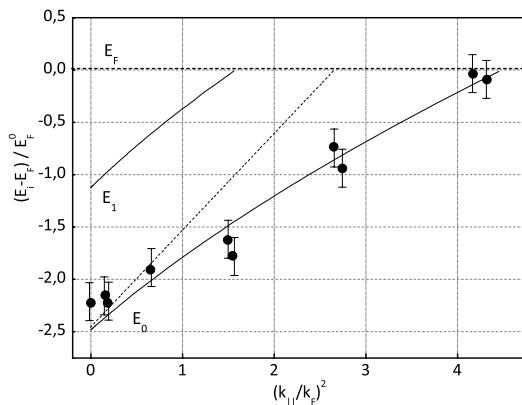


Рис. 1.  $E_j(k)$  для образца *n*-InAs из [3] при загибе зон 435 мэВ. Точки – эксперимент.

Получено, что плотность состояний в двумерных подзонах линейно растет с энергией. Обнаружено значительное (4-5 раз) и тоже почти линейное с  $k^2$  возрастание динамической эффективной массы электронов в диапазоне от минимума основной подзоны до энергии Ферми. Вычисленные значения  $E_j(0)$  и дисперсия энергетического спектра подзон размерного квантования согласуются с результатами измерений на *n*-InAs методом ARPES [4-5]. На Рис. 1 сопоставлены измеренный в [4] закон дисперсии ДЭГ для структур Cs/InAs, рассчитанный спектр  $E(k)$  и

параболический закон дисперсии. Показано, что точность расчета позволяет определять загиб зон на поверхности по измеренной разности  $E_0(0) - E_F$ .

### Литература

- [1] А. Ya. Shul'man, J. Phys.: Conf. Ser. **35** 163 (2006).
- [2] Д. В. Посвянский, А. Я. Шульман, ЖЭТФ **136**, 169, (2009).
- [3] А. Я. Шульман, Тезисы XI РКФП, с. 269, Санкт-Петербург (2013).
- [4] V. Yu. Aristov, G. Le Lay, V. M. Zhilin *et al*, Phys. Rev. B **60**, 7752 (1999).
- [5] M. G. Betti, V. Corradini, G. Bertoni *et al*, Phys. Rev. B **63**, 155315 (2001).

## Эффекты 2D-локализации в режиме квантового эффекта Холла в широких квантовых ямах HgTe

Ю. Г. Арапов<sup>1</sup>, С. В. Гудина<sup>1</sup>, В. Н. Неверов<sup>1</sup>, С. М. Подгорных<sup>1</sup>, М. Р. Попов<sup>1</sup>, Г. И. Харус<sup>1</sup>, Н. Г. Шелушина<sup>1</sup>, М. В. Якунин<sup>1</sup>, С. А. Дворецкий<sup>2</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>2</sup>  
<sup>1</sup>ИФМ им. М. Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, 620137, Россия.

<sup>2</sup>ИФП им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (343) 378-37-88, факс: (343) 374-52-44, эл. почта: svorova@imp.uran.ru

Выполнены измерения продольного  $\rho_{xx}$  и холловского  $\rho_{xy}$  сопротивлений в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) на структуре HgTe/HgCdTe с шириной квантовой ямы HgTe 20.3 нм при  $T=(2-60)$  К в магнитных полях до  $B=9$  Т. Проведен анализ полученных данных как в области переходов плато-плато (металлическая проводимость по делокализованным состояниям), так и в областях плато КЭХ (прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям в щели подвижности между уровнями Ландау).

Для описания температурно-индуцированной проводимости в области плато КЭХ (в сильно локализованной системе электронов) используется представление о прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, которая является доминирующей в пределе низких температур [1]. Для взаимодействующих электронов в 2D системе зависимость прыжковой проводимости от температуры дается выражением  $\sigma_{xx} \sim \exp[-(T/T_0)^{1/2}]$  [1]. Характеристическая температура  $T_0$  определяется кулоновской энергией и обратно пропорциональна длине локализации  $\xi(v)$  для данного значения фактора заполнения  $\nu$ .

Температурные зависимости  $\sigma_{xx}$  в области первого и второго плато КЭХ были проанализированы в рамках [1] для интервала температур  $T=(2-60)$  К, получены значения  $T_0$ , а также оценены соответствующие величины длины локализации  $\xi$ . Принимая во внимание степенную расходимость длины локализации  $\xi(E)$  [2 и ссылки там], когда энергия электронов  $E$  приближается к центру уровня Ландау ( $E=E_c$  или  $\nu=\nu_c$ )  $\xi(E) \sim |E-E_c|^{-\gamma} \sim |\nu-\nu_c|^{-\gamma}$ , при  $0.2 < (\nu-\nu_c) < 0.35$  найдены значения  $\gamma=1.2 \pm 0.2$  для первого и  $\gamma=1.4 \pm 0.2$  для второго плато КЭХ, что не соответствует универсальному значению критического индекса длины локализации  $\gamma \cong 2.3$  [2], однако, находится в достаточно хорошем соответствии с результатом классической теории протекания для крупномасштабного примесного потенциала  $\gamma=4/3$ .

Для крупномасштабного примесного потенциала теоретические модели квантового туннелирования дают значение критического индекса  $\gamma=7/3 \cong 2.3$  в ближайшей окрестности критической энергии  $E=E_c$ . С другой стороны, далеко от  $E_c$  зависимость  $\xi$  от  $(E-E_c)$  определяется моделями классического протекания с  $\gamma=4/3$  [2]. Изучаемый нами режим прыжковой проводимости реализуется при достаточно большом удалении от центра уровней Ландау при  $(\nu-\nu_c) > 0.2$ . Поэтому вполне можно полагать, что мы наблюдаем режим прыжков по локализованным состояниям в хвостах уширенных уровней Ландау, вне полосы квантового туннелирования, то есть в области действия законов классического протекания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: № 14-02-00151 и № 14-02-31164.

### Литература

- [1] D. G. Polyakov and B. I. Shklovskii, Phys.Rev.B **48**, 11167 (1993).  
 [2] B. Huckestein, Rev. Mod. Phys. **67**, 367 (1995).

## Объяснение «колоссального» отрицательного магнетосопротивления двумерной электронной жидкости

П. С. Алексеев<sup>1</sup>, М. И. Дьяконов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Universite Montpellier II, Place Eugene Bataillon, Montpellier, F-34095, France.

тел: (812) 297-61-32, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: pavel.alekseev@mail.ioffe.ru

В нескольких недавних работах сообщалось о сильном отрицательном магнетосопротивлении двумерных электронов с высокой подвижностью. Особенно яркий эффект («колоссальное магнетосопротивление», см. Рис. 1а) наблюдался в работе [1]. Вычисляемая по подвижности длина пробега электрона оказывается больше ширины образца  $w$ , в то время как длина пробега по отношению к электрон-электронным столкновениям оказывается гораздо меньше  $w$  (при не слишком низких температурах). В этой ситуации движение электронов следует описывать как течение Пуазейля вязкой жидкости [2], сопротивление образца зависит от его ширины  $w$  и пропорционально электронной вязкости [3].

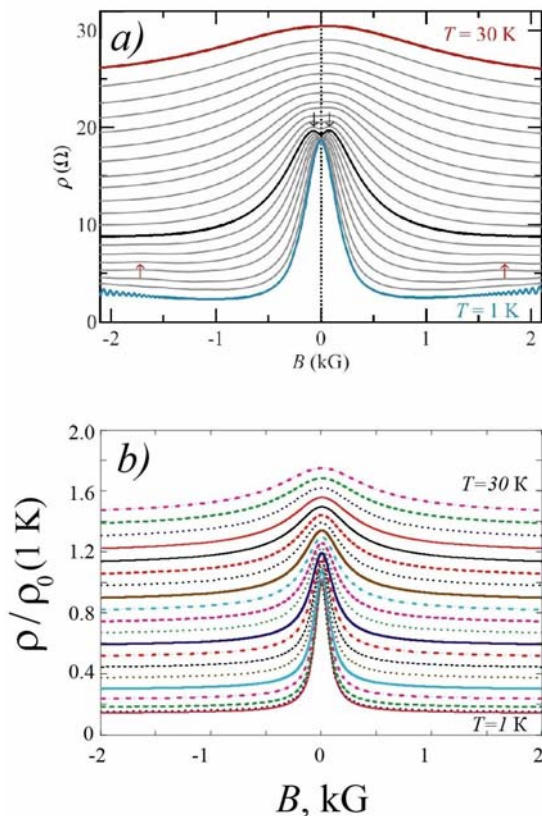


Рис. 1. Магнетосопротивление 2D канала шириной  $w = 200$  мкм. а) эксперимент [1], б) наша теория.

компонентой тензора вязкости.

### Литература

- [1] Q. Shi, *et al.*, Phys. Rev. B **89**, 201301 (2014).  
 [2] J. L. M. Poiseuille, C. R. Acad. Sci. **11**, 961 (1840).  
 [3] Р. Н. Гуржи, ЖЭТФ **44**, 773 (1963).

Мы используем такой гидродинамический подход для объяснения экспериментальных результатов [1]. При этом оказывается, что в магнитном поле электронная вязкость (как и другие кинетические коэффициенты) становится тензором. Его диагональная компонента, определяющая сопротивление, убывает с магнитным полем в соответствии с параметром  $\omega_c \tau_{ee}$ , где  $\omega_c$  - циклотронная частота, а  $\tau_{ee}$  - время электрон-электронных столкновений. Это объясняет наблюдаемое сильное падение сопротивления в умеренном магнитном поле и температурное уширение кривой магнетосопротивления (связанное с уменьшением  $\tau_{ee}$  при росте температуры). На Рис. 1b представлены наши результаты по расчету сопротивления как функции магнитного поля и температуры, где наряду с вязким механизмом сопротивления, учтено также обычное рассеяние электронов на акустических фононах.

Мы предсказываем также низкотемпературную поправку к холловскому сопротивлению, связанную с недиагональной

## Особенности магнетосопротивления двумерного электронного газа на цилиндрической поверхности под действием СВЧ-излучения

Д. Б. Султанов, А. Б. Воробьёв, А. Ф. Булдыгин

ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383) 330-06-99, эл. почта: [sultanov@isp.nsc.ru](mailto:sultanov@isp.nsc.ru)

На сегодняшний день подробно исследованы эффекты, связанные с влиянием микроволнового излучения на двумерный электронный газ (ДЭГ) в магнитном поле [1]. Большинство работ посвящено исследованию свойств ДЭГ в однородном магнитном поле. Однако существует очень мало работ, посвященных исследованию свойств ДЭГ в неоднородных магнитных полях под действием микроволнового излучения [2]. В настоящей работе исследованы эффекты, возникающие под действием СВЧ-излучения на ДЭГ на цилиндрической поверхности.

К настоящему времени разработан метод формирования цилиндрических оболочек, содержащих ДЭГ [3]. При помещении свёрнутой оболочки во внешнее магнитное поле, перпендикулярное оси трубки, создаётся градиент магнитного поля, направленный перпендикулярно образующей цилиндрической поверхности.

Исследуемая гетероструктура содержит квантовую яму с двумерным электронным газом. Наличие в структуре жертвенного и напряженного слоёв позволяет формировать цилиндрические оболочки.

Измерения проводились на образцах с литографией типа холловского мостика при температуре 4,2 К. Диапазон магнитных полей составлял от -5 до 5 Т. На структуру с ДЭГ в магнитном поле подавалось микроволновое излучение в диапазоне частот от 52 до 78 ГГц мощностью 100 мкВт.

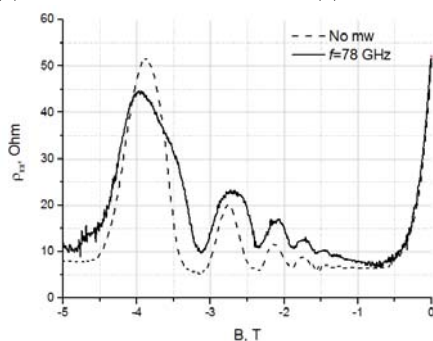


Рис. 1. Зависимость продольной компоненты сопротивления ДЭГ от магнитного поля на цилиндрической оболочке.

В ходе исследований были обнаружены следующие эффекты.

1. Затухание осцилляций ШдГ на цилиндрической оболочке под действием микроволнового излучения (рис. 1);
2. Осцилляции продольной компоненты сопротивления ДЭГ на цилиндрической оболочке под действием СВЧ-излучения, обусловленные краевыми магнетоплазмонами [4];
3. Знакопеременные осцилляции [5] в диффузионном режиме на цилиндрических оболочках с разной шириной холловского мостика. Обнаружено затухание подобных

осцилляций под действием СВЧ-излучения.

### Литература

- [1] I. A. Dmitriev *et al*, Rev. Mod. Phys. **84**, 1709 (2012)
- [2] A. Nogaret *et al*. Journal of Physics: Conference Series **51** 419–422 (2006).
- [3] A. B. Vorob'ev *et al*, Phys. Rev. **B 75**, 205-309 (2007).
- [4] I. V. Kukushkin *et al*, Phys Rev Lett. **92**, 236803 (2004).
- [5] K. J. Friedland *et al*, Phys. Stat. Sol. (c) **5**, 2850 (2008).



## Условия возникновения сверхизлучения в видимом диапазоне в двумерных структурах SiGe/Si

В. С. Багаев<sup>1</sup>, В. С. Кривобок<sup>1</sup>, С. Н. Николаев<sup>1</sup>, А. В. Новиков<sup>2</sup>, Е. Е. Онищенко<sup>1</sup>,  
А. А. Пручкина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр. 53, Москва, Россия.

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.

тел: (499) 135-79-41, факс: (499) 135-78-80, эл. почта: [evgeny@lebedev.ru](mailto:evgeny@lebedev.ru)

Для получения квазиравновесного Бозе-конденсата экситонов могут представлять интерес квантовые ямы (КЯ) на основе непрямозонных полупроводников, в частности, SiGe/Si. В отличие от структур на основе прямозонных соединений, времена жизни неравновесных носителей в качественных КЯ SiGe/Si при гелиевых температурах имеют микросекундный масштаб, что на несколько порядков больше времен их термализации. Это позволяет естественным образом обойти проблемы, связанные с перегревом и возможной неравновесностью функции распределения экситонов, избегая сильного пространственного разделения электронов и дырок. Кроме того, КЯ SiGe/Si представляют собой структуры второго рода, в которых слой SiGe формирует слабый барьер для электронов, величина которого сопоставима с энергией кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой. Изменяя толщину слоя SiGe и/или содержание германия в нем, можно управлять внутренней структурой экситонов, а также межэкситонным взаимодействием. В частности, таким образом удается подавить образование электронно-дырочной жидкости, которая создает принципиальные ограничения при исследовании вырожденного экситонного газа в объемных германии и кремнии.

Установление квантовой когерентности в экситонном газе может приводить к формированию сверхизлучающих состояний. Ранее было показано, что экситонная подсистема непрямозонных полупроводников обладает определенным потенциалом для реализации сверхизлучающих состояний применительно к  $2E_g$  люминесценции – процессу, при котором после одновременной рекомбинации двух электронно-дырочных пар энергия полностью передается кванту света [1]. Была предложена методика регистрации сверхизлучающих состояний путем одновременного измерения интенсивности инфракрасной и  $2E_g$  люминесценции экситонного газа. Основная цель данной работы заключалась в детальном исследовании свойств плотного экситонного газа в КЯ второго рода  $\text{Si}_{0.905}\text{Ge}_{0.095}/\text{Si}$  толщиной 5 нм. При такой толщине и составе КЯ удается подавить образование двумерной электронно-дырочной жидкости. Установлено, что, несмотря на наличие барьера для электронов в слое SiGe, при низких температурах энергетически наиболее выгодным состоянием электронно-дырочной системы оказывается пространственно-непрямой биэкситон. Показано, что формирование биэкситонов определяет спектры низкотемпературной (5 К) люминесценции для широкого диапазона плотностей возбуждения и не позволяет получить газ экситонов, в котором существенны эффекты квантовой статистики. Из-за высокой степени вырождения биэкситонных состояний и сравнительно большой эффективной массы установление квантовой когерентности для биэкситонного газа возможно лишь при температурах  $\sim 0.5$  К и ниже.

### Литература

[1] В. С. Кривобок и др. Письма в ЖЭТФ **100** (5), 343 (2014).



## Переворот фазы осцилляций Шубникова-де Гааза в подвешенных полупроводниковых структурах

Е. Ю. Жданов<sup>1,2</sup>, А. Г. Погосов<sup>1,2</sup>, М. В. Буданцев<sup>1</sup>, Д. А. Похабов<sup>1,2</sup>,  
А. К. Бакаров<sup>1,2</sup>, А. И. Торопов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СОРАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383) 333-10-87, факс: (383) 333-28-32, эл. почта: [zhdanov@isp.nsc.ru](mailto:zhdanov@isp.nsc.ru)

В последнее время подвешенные полупроводниковые мембраны привлекают

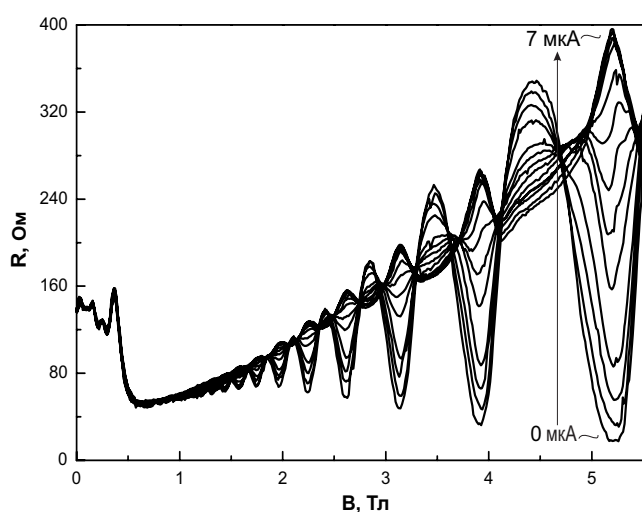


Рис. 1. ОШдГ в подвешенном образце при различных значениях постоянного тока.

внимание благодаря влиянию дополнительных механических степеней свободы [1,2] и особенностей теплопереноса [3] на электронный транспорт. В настоящей работе исследуется влияние этих особенностей на осцилляции Шубникова-де Гааза (ОШдГ) в мембранах с двумерным электронным газом (ДЭГ).

Экспериментальные образцы изготавливались на основе гетероструктур AlAs/GaAs с высокоподвижным ДЭГ поверх жертвенного слоя AlAs толщиной

400 нм. Подвижность и концентрация электронов в полученном ДЭГ составляли соответственно  $\mu = 2 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/Вс и  $n = 6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Подвешивание мембран производилось путём селективного травления жертвенного слоя в растворе HF. Толщина полученных мембран составляла 160 нм. Измерения проводились при температурах от 480 мК до 50 К. Осцилляции изучались как в линейном, так и в нелинейном режимах.

Показано, что подвешенные образцы демонстрируют хорошо выраженные ОШдГ, причём их температурные зависимости подобны наблюдающимся в неподвешенных образцах. Однако поведение переворота фазы ОШдГ, наблюдаемое в нелинейном режиме при пропускании постоянного тока, значительно отличается в подвешенных и неподвешенных образцах. Это различие может быть объяснено особенностями теплоотвода в подвешенных структурах.

Работа поддержана РФФИ (грант №14-02-31585) и программой ОНИТ РАН.

### Литература

- [1] K. L. Ekinici and M. L. Roukes, Rev. Sci. Instrum. **76**, 061101 (2005).
- [2] G. A. Steele et al., Science **325**, 1103–1107 (2009).
- [3] A. G. Pogosov, M. V. Budantsev, E. Yu Zhdanov, D. A. Pokhabov, A. K. Bakarov, and A. I. Toropov, Appl. Phys. Lett. **100**, 181902 (2012).

## Наблюдение гигантских осцилляций магнетосопротивления индуцированных микроволновым излучением в ZnO/MgZnO гетеропереходах

А. В. Щепетильников<sup>1,2</sup>, Ю. А. Нефёдов<sup>1</sup>, И. В. Кукушкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела Российской академии наук, ул. Академика Осипяна д.2, г. Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия.

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, г. Долгопрудный, Московская область, 141700, Россия.

тел: (496) 52-244-31, факс: (496) 522-81-60, эл. почта: [shchepetilnikov@issp.ac.ru](mailto:shchepetilnikov@issp.ac.ru)

Индукцированные СВЧ излучением гигантские осцилляции магнетосопротивления в двумерной электронной системе, формирующейся на гетерогранице ZnO/MgZnO, обнаружены впервые. Осцилляции наблюдались на образцах, выполненных в виде как мостика Холла, так и диска Корбино. Разрешались, по меньшей мере, четыре осцилляции (см. рис.1). Фаза для всех осцилляций кроме первой совпадала и была равна 0,25. По зависимости периода осцилляций от магнитного поля была определена эффективная масса электрона в ZnO/MgZnO гетеропереходах с различной электронной плотностью. Оказалось, что эта масса зависит от электронной концентрации  $n$ : при  $n=6,5 \times 10^{11}$  масса равна  $0,355m_0$  ( $m_0$  – масса свободного электрона) и уменьшается с ростом  $n$  в исследованном диапазоне концентраций (от  $6,5 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> до  $2,3 \times 10^{12}$  см<sup>-2</sup>).

В образце, выполненном в виде диска Корбино, также наблюдались индуцированные микроволновым излучением осцилляции фото-ЭДС, сходные с осцилляциями магнетосопротивления.

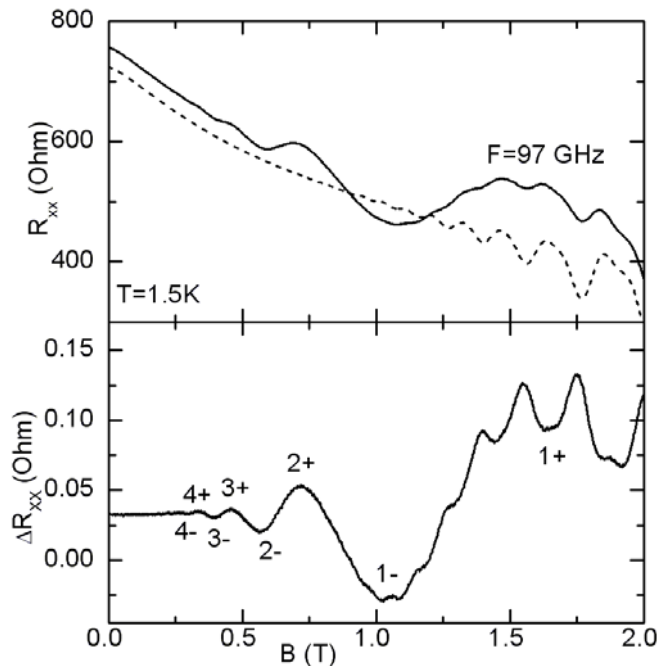


Рис. 1. Пример индуцированных микроволновым излучением осцилляций магнетосопротивления ZnO/MgZnO образца, выполненного в виде мостика Холла. Концентрация  $n=6.5 \times 10^{11}$ .

## Рассеяние электронов в графене на круглом нанотверстии

И. В. Загороднев<sup>1,2</sup>, Ж. А. Девизорова<sup>1,2</sup>, В. В. Еналдиев<sup>2</sup>, А. В. Фролов<sup>2,1</sup>,  
В. А. Волков<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., д.9,  
г. Долгопрудный, 141700, Россия.

<sup>2</sup>ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11 к.7, г. Москва, 125009, Россия.  
эл. почта: igor.zagorodnev@gmail.com

Вычислено транспортное сечение рассеяния электронов в графене на круглом нанотверстии радиусом  $R$ . Электроны в графене описываются в однодолинном приближении уравнением типа Дирака, а край отверстия феноменологическим граничным параметром  $a$  [1]. Электроны в графене могут заселять квазидискретные краевые (таммовские) состояния со спектром  $E_l = 2al/R$ , где  $l$  – орбитальное квантовое число. При этом они вращаются по или против часовой стрелке в зависимости от долины.

В сечении рассеяния и, как следствие, в проводимости появляются характерные пики, соответствующие рассеянию на этих краевых состояниях, рис. 1. Полуширина пика имеет лоренцев вид и определяется временем жизни квазистационарного уровня. Величина пиков уменьшается с удалением энергии Ферми от точки Дирака, что связано с уменьшением глубины локализации краевых состояний вблизи края, так что для наблюдения такого рассеяния необходимы достаточно чистые образцы. Эти пики могли наблюдаться в экспериментах [2,3]. Учет неоднородности края (зависимости параметра  $a$  в граничном условии от угла), а также заряда на дефекте приводит к размытию и смещению пиков в зависимости от знака заряда: на рис. 1 влево при отрицательном заряде дефекта, вправо – при положительном.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (14-02-31592, 14-02-01126 и 14-02-01166). Ж.А.Д. и В.В.Е. выражают благодарность фонду «Династия».

### Литература

- [1] V. A. Volkov and I. V. Zagorodnev, *Low Temp. Phys.* **35**, 2 (2009).  
[2] Yu. I. Latyshev, A. P. Orlov, V. A. Volkov *et al.*, *Scientific Reports* **4**, 7578 (2014).  
[3] Ю. И. Латышев, А. П. Орлов и др., *Письма в ЖЭТФ* **98**, 242 (2013).

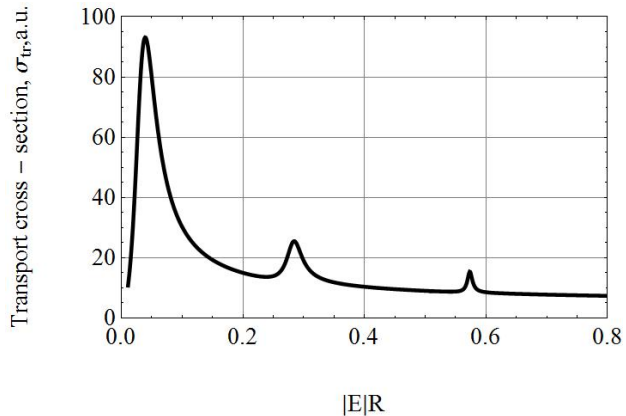


Рис. 1. Зависимость транспортного сечения рассеяния от положения уровня Ферми  $E < 0$  для граничного параметра  $a = -0.15$ .

**Температурно-зависящий беспорядок и беспорядок,  
контролируемый магнитным полем: исследование  
применительно к системе модуляционно легированных  
квантовых ям**

**Н. В. Агринская, В. И. Козуб, В. А. Березовец**

ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Политехническая 26, С.-Петербург, 194021 Россия.

тел: (812) 292-73-58, факс: (812) 292-10-17, эл. почта: [nina.agrins@mail.ioffe.ru](mailto:nina.agrins@mail.ioffe.ru)

Обычно при обсуждении проводимости статический беспорядок считается заданным и независимым от внешних факторов. Это в значительной мере справедливо для металлических систем. Однако для полупроводников статический беспорядок, как правило, связан с наличием заряженных дефектов, числа заполнения которых зависят от температуры. В связи с обсуждением проблемы перехода металл-изолятор в 2D были предложены концепции беспорядка, зависящего как от температуры, так и от внешнего магнитного поля [1,2,3]. Однако системы, обсуждавшиеся в [1,2,3] (Si-MOSFET), не позволяли корректно квалифицировать характер беспорядка.

В данной заметке мы описываем проявление беспорядка, зависящего от температуры и от магнитного поля на примере хорошо известной системы квантовых ям GaAs-AlGaAs, в которой как ямы, так и барьеры легированы Be. Экспериментально нами надежно установлено, что в низкотемпературной области ( $< 10$  K) приложение сильного магнитного поля приводит к заметному (до 50 %) уменьшению сопротивления. С другой стороны, температурная зависимость сопротивления явно демонстрирует участок (в районе 50–100 K) где сопротивление растет с ростом температуры. Заметим, что фононный вклад в сопротивление в указанной области температур исключается.

Мы связываем наблюдаемую температурную зависимость сопротивления (как и отрицательное магнетосопротивление) с влиянием температуры и магнитного поля на перераспределение зарядов между тремя типами центров. Речь идет о двукратно заполненных акцепторах в яме – (A+) центрах (образование которых возможно за счет акцепторов барьерах), (A-) центрах, связанных с опустошенными барьерными акцепторами, и (A0b) центрах, в которых дырка в яме локализуется в окрестности «своего» акцептора в барьере. Рост температуры приводит к ионизации (A0b) центров в валентную зону и к росту беспорядка, сопровождаемого ростом сопротивления. В свою очередь, магнитное поле при низких температурах приводит (за счет спиновых корреляций на A+ центрах) к смещению равновесия между (A+) и (A0b) центрами в пользу последних. Это приводит к частичному подавлению беспорядка и, как следствие, к отрицательному магнетосопротивлению.

### **Литература**

- [1] B.I.Altshuler and D.L.Maslov, Phys. Rev. Lett., v. **82**, 145 (1999)
- [2] V.M.Pudalov, G.Brunthaler, A.Prinz, G.Bauer, cond-mat/0103087 (unpublished)
- [3] V.I.Kozub, N.V.Agrinskaya Phys. Rev. B, v. **64**, 245103 (2001)

## Излучательная рекомбинация в наногетероструктурах с глубокими квантовыми ямами при высоких температурах

Л. В. Данилов<sup>1</sup>, А. А. Петухов<sup>1</sup>, Э. В. Иванов<sup>1</sup>, Д. В. Кузнецов<sup>1</sup>, К. В. Калинина<sup>1</sup>,  
Г. Г. Зегря<sup>1</sup>, М. П. Михайлова<sup>1</sup>, Ю. П. Яковлев<sup>1</sup>, А. Hospodková<sup>2</sup>, J. Pangrác<sup>2</sup>,  
J. Oswald<sup>2</sup>, M. Zíková<sup>2</sup>, and E. Hulicius<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Institute of Physics, Cukrovarnická 10, Prague 6, 16200, Czech Republic.

тел: (812) 292-73-67, эл. почта: danleon84@mail.ru

Гетероструктуры II типа и наногетероструктуры с глубокими квантовыми ямами InAs(Sb)/AlSb на основе узкозонных полупроводников интенсивно изучаются в последнее десятилетие как материалы, перспективные для создания приборов, работающих в ближнем и среднем ИК-диапазонах (светодиоды, лазеры, фотодетекторы). Ранее было показано, что безызлучательная Оже-рекомбинация может быть подавлена на гетерогранице II типа и в глубоких квантовых ямах [1]. Однако квантовая эффективность и оптическая мощность светодиодов и лазеров на основе узкозонных полупроводников и наногетероструктур резко падает с ростом температуры. Важной фундаментальной задачей является поиск путей увеличения квантовой эффективности и оптической мощности подобных структур в широком диапазоне температур, в том числе, выше комнатной температуры ( $T > 300\text{K}$ ). В рамках данной работы было проведено экспериментальное и теоретическое исследование процессов излучательной и безызлучательной рекомбинации в наногетероструктурах с глубокими квантовыми ямами AlSb/InAsSb/AlSb на основе GaSb при повышенных температурах (300–500K). Впервые наблюдалось

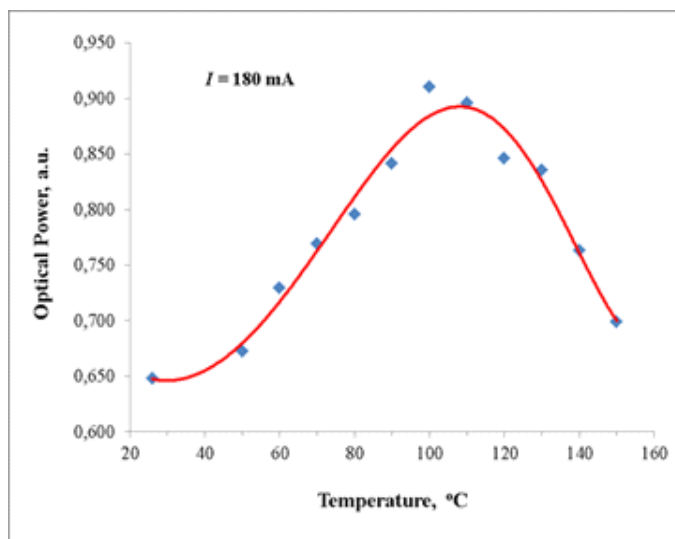


Рис. 1 Температурная зависимость оптической мощности излучения в n-GaSb/AlSb/InAsSb/AlSb/p-GaSb наногетероструктуре.

увеличение оптической мощности излучения с ростом температуры в диапазоне 300–410K (30–110°C) (Рис.1). Объяснение такого необычного поведения температурной зависимости было дано в рамках детального теоретического анализа процессов рекомбинации носителей заряда в исследуемых структурах.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 14-02-31409 мол\_а, 14-02-01223 А, а также CSF 13-15286S и MYES LM 2011 026 “LNN”.

### Литература

[1] L. V. Danilov and G. G. Zegrya, *Semicond.* **42**, 550 (2008).

## Обменно-корреляционная энергия многоэлектронной системы в приближении самосогласованного поля

А. Я. Шульман

ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва, 125009, Россия.

тел: (495) 629-34-35, факс: (495) 629-36-78, эл почта ash@cplire.ru

Обычно под обменно-корреляционной энергией  $E_{xc}$  понимают разность между точной энергией электростатического взаимодействия электронов и ее оценкой через среднюю плотность электронов по формуле Хартри ( $e=1$ )

$$V_H = 2\pi \iint d^3r d^3r' G_0(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) n(\mathbf{r}) n(\mathbf{r}'), \quad (1)$$

где  $G_0 = (4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)^{-1}$  — функция Грина оператора Лапласа  $\hat{L} = -\Delta$  в свободном пространстве,  $n(\mathbf{r})$  — средняя плотность электронов. Формула (1) для  $V_H$  была предложена Хартри из физических соображений, содержит вклад самодействия электронов, не учитывает отличия среднего поля от действующего и плохо определена в бесконечной системе. Последовательное выделяя выражение для  $V_H$  из точного выражения для энергии  $V_{ee}$  межэлектронного взаимодействия, получим

$$\langle V_{ee} \rangle = V_H + 2\pi \iint d\mathbf{r} d\mathbf{r}' [G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') g_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \lim_{\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r}} (G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \tilde{n}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - G_0(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) n(\mathbf{r})) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')] = V_H + E_{xc}. \quad (2)$$

Здесь парная корреляционная функция  $g_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle \delta n(\mathbf{r}) \delta n(\mathbf{r}') \rangle - \tilde{n}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$  определена через одновременной коррелятор плотности-плотность за вычетом сингулярной части коррелятора при совпадающих аргументах. Функция  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  в (2) есть функция Грина краевой задачи для уравнения Пуассона, учитывающая геометрию системы и условия на границах.

Из (2) видно, что точная обменно-корреляционная энергия  $E_{xc}$  представляет собой электростатическую энергию взаимодействия флуктуаций плотности электронов за вычетом самодействия. Применяв ФДТ, ее можно выразить через функцию линейного отклика. Приближение самосогласованного поля применительно к  $E_{xc}$  означает, что коррелятор  $\langle \delta n(\mathbf{r}) \delta n(\mathbf{r}') \rangle$  следует вычислять, положив двухточечную матрицу плотности равной произведению одноточечных. Тем самым сохранится обычная физика теории самосогласованного поля, в которой многоэлектронная система заменяется идеальным газом невзаимодействующих частиц, погруженных в порожденное ими самосогласованное поле. Это приближение позволяет получить явные, аналитически или вычислительно трактатбельные выражения для всех входящих в него величин. Так, например, для классического электронного газа в однородном положительном фоне получим из (2)

$$g_2 \equiv 0, \quad \tilde{n}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \lim_{\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}'} n \exp(-k_D |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|), \quad G = G_0, \quad \varepsilon_{xc} = \varepsilon_c = -\frac{1}{2} k_D n,$$

где  $1/k_D$  — дебаевский радиус. Величина  $\varepsilon_c$  получилась равной известной корреляционной поправке к плотности энергии невырожденной плазмы. В случае вырожденного ферми-газа член с  $g_2$  в (2) породит обменную энергию, вычисленную с учетом экранирования фриделевских осцилляций плотности флуктуациями самосогласованного поля. Подстановка  $g_2$  для нейтрального ферми-газа даст обычное выражение для плотности обменной энергии  $\varepsilon_x$ . Учет экранирования в  $g_2$  фактически означает включение в обменный член какой-то части корреляционной энергии в ее обычном определении. Поправка на самодействие здесь представляет собой также некоторую часть обычной корреляционной энергии и будет порядка  $\varepsilon_c = -\frac{1}{2} k_{TF} n$ . В низкоразмерных полупроводниковых структурах параметр неидеальности электронного газа обычно  $R_s < 1$ , так что самосогласованное приближение для  $E_{xc}$  должно обладать достаточной точностью.

## Плазмороны в неравновесной системе двумерных магнитоэкситонов

В. Е. Бисти, В. А. Кузнецов, Л. В. Кулик

ИФТТ РАН, пр. Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия.

тел: (496) 522-82-69, факс: (496) 522-81-60, эл. почта: [bisti@issp.ac.ru](mailto:bisti@issp.ac.ru)

Рассматривается система квазидвумерных электронов в сильном магнитном поле при факторе заполнения  $\nu = 2$ . При возбуждении непрерывным лазером с энергией, существенно превышающей ширину запрещенной зоны, в такой системе устанавливается динамическое квазиравновесие. Появляется заметное количество долгоживущих (100  $\mu$ с) спин-флип магнитоэкситонов, состоящих из вакансии в зоне проводимости на верхнем спиновом подуровне нулевого уровня Ландау и электрона на нижнем спиновом подуровне первого уровня Ландау, а также исчезающе малое количество (одна) неспаренных дырок на нижайшем уровне Ландау в валентной зоне, вследствие их быстрой рекомбинации (100 пс).

Экспериментальное наблюдение показывает наличие в спектре рекомбинации электрона с нижнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау и дырки из валентной зоны новой интенсивной узкой линии, сдвинутой относительно основной в сторону меньших энергий на величину 2 мэВ.

Наблюдается процесс рекомбинации в присутствии долгоживущих экситонов. Этот процесс можно рассматривать как превращение триона [1] – трехчастичного комплекса, состоящего из электрона на нижнем спиновом подуровне первого уровня Ландау и двух дырок (из валентной зоны и зоны проводимости) на нулевом уровне Ландау, в другой трехчастичный комплекс – плазморон. Под плазмороном понимается комплекс, состоящий из магнитоплазмона, соответствующего циклотронному переходу с нулевого на первый уровень Ландау и дырки на верхнем спиновом подуровне нулевого уровня Ландау. Энергия испускаемого фотона при этом процессе меньше, чем энергия фотона, испускаемого при основном процессе. Оценить энергетический сдвиг можно по величине обменной энергии электрона и дырки с разных уровней Ландау в зоне проводимости  $E_{\text{RPA}}(K)$  [2,3] при импульсе магнитоплазмона  $K$  порядка обратной магнитной длины. Эта оценка дает значение, близкое к наблюдаемому экспериментально.

В работе впервые представлены результаты наблюдения люминесценции в системе неравновесных спин-флип магнитоэкситонов. Представлены доказательства возможности образования плазморонов.

Работа частично поддержана фондом РФФИ.

### Литература

- [1] A. B. Dzyubenko, A. Yu. Sivachenko. Phys. Rev. Lett. **84**, 4429 (2000).
- [2] И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик. ЖЭТФ **78**, 1167 (1978).
- [3] C. Kallin, B.I. Halperin. Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).

## Полупроводниковый дираковский резонатор в слабых магнитных полях

О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко

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

тел: (383) 336-1342, факс: (383) 333-1080, эл. почта: [otkach@isp.nsc.ru](mailto:otkach@isp.nsc.ru)

Расчетами найдено влияние слабого магнитного поля ( $<10$  мТ) на квантовое рассеяние баллистических электронов в дираковском резонаторе–полоске гексагональной решетки антиточек, перекрывающей многомодовый канал в структуре GaAs/AlGaAs. Уравнение Шредингера решалось методом рекурсивных функций Грина для потенциала трех типов: феноменологического [1] и потенциалов, найденных из решения задачи 3D электростатики для случаев идеальной и слегка разупорядоченной геометрии затворов [2]. Обнаружено, что во всех этих случаях слабые магнитные поля  $B$  дают большое положительное магнитосопротивление. Границы резонатора (узкие области перехода от решеточного потенциала к высокому на краях канала и к однородному потенциалу на входах в резонатор) дают эффекты интерференции на размере решетки, а также краевые эффекты [1]. Резонатор взят большим ( $6 \times 6$  мкм<sup>2</sup> при периоде решетки 100–130 нм), чтобы размерные эффекты не доминировали над решеточными. Если не учитывать беспорядка, то в кондактансе такого резонатора при  $B \sim 3$  мТ присутствуют эффекты квантования Ландау. Обычное квантование для квазичастиц, имеющих в минizonaх эффективную массу  $m^*(E) \neq 0$ , проявляется в виде серии плато кондактанса  $G_N = 2e^2 N/h$  и почти эквидистантных по энергии ( $E_{N+1} - E_N = \hbar e B / m^*$ ) пиков плотности состояний (объемных уровней Ландау), расположенных между соседними плато кондактанса. Возле дираковской точки  $E_D$  наблюдаются необычные плато  $G_n = (1 + 2|n|) 2e^2/h$ , края которых отвечают условию  $|E - E_D| = v(2\hbar e |n| B)^{1/2}$  и пикам плотности состояний. Здесь  $n$  – номера объемных уровней Ландау-Дирака ( $|n|=0, 1, 2, 3$ ) и  $v$ –эффективная скорость безмассовых дираковских фермионов. Соответственно, в центре резонатора образуется область с нулевой плотностью состояний, которую охватывают краевые токовые состояния, как в квантовом эффекте Холла. Найдено, что в *локальной* плотности состояний указанные выше эффекты сохраняются при технологически возможном низком уровне беспорядка в геометрии затворов, а в свойствах всего резонатора сохраняются проявления уровней Ландау-Дирака с  $n=1, 0, -1$ . Кроме неоднородно уширенных резонансов в средней плотности состояний обнаружены редкие узкие резонансы, отвечающие сильной локализации дираковских фермионов (локализованному нулевому уровню Ландау в случайном месте внутри резонатора). Расчеты выполнены на машине МВС-10П Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

### Литература

- [1] О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Письма в ЖЭТФ **99**, 231 (2014).  
 [2] О. А. Tkachenko, V. A. Tkachenko, I. S. Terekhov, O. P. Sushkov, 2D Materials **2**, 014010 (2015); ArXiv:1411.7440



## Температурный скейлинг в квантовом эффекте Холла в квантовой яме HgTe с инвертированным энергетическим спектром

Ю. Г. Арапов<sup>1</sup>, С. В. Гудина<sup>1</sup>, В. Н. Неверов<sup>1</sup>, С. М. Подгорных<sup>1,2</sup>,  
**М. Р. Попов<sup>1</sup>**, Г. И. Харус<sup>1</sup>, Н. Г. Шелушина<sup>1</sup>, М. В. Якунин<sup>1,2</sup>,  
Н. Н. Михайлов<sup>3,4</sup>, С. А. Дворецкий<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, 620137 Екатеринбург, Россия.

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002 Екатеринбург, Россия.

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия.

<sup>4</sup>Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия.

эл. почта: [rafaelp@yandex.ru](mailto:rafaelp@yandex.ru)

Измерены продольное и холловское магнитосопротивления в режиме квантового эффекта Холла на гетероструктурах HgTe/HgCdTe с инвертированным энергетическим спектром (ширина квантовой ямы HgTe  $d = 20.3$  нм) при  $T=(2\div 50)$  К в магнитных полях до  $B=9$  Т. Из проведенного анализа температурных зависимостей проводимости в области перехода между первым и вторым плато квантового эффекта Холла показана реализуемость режима скейлинга для квантового фазового перехода плато–плато в 2D-структурах на основе теллурида ртути.

## Влияние структуры метаморфного буфера и ориентации подложки на подвижности электронов в двумерном канале

Л. Н. Овешников<sup>1</sup>, В. А. Кульбачинский<sup>1,2</sup>, Р. А. Лунин<sup>2</sup>, Н. А. Юзеева<sup>3</sup>,  
Г. Б. Галиев<sup>3</sup>, С. С. Пушкарев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт», пл. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия.

<sup>2</sup>МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991, Россия.

<sup>3</sup>ИСВЧПЭ РАН, Нагорный проезд, 7, стр.5, Москва, 117105, Россия.

тел: (916) 644-87-34, эл. почта: oveshln@gmail.com

Развитие СВЧ электроники во многом связывается с НЕМТ (high electron mobility transistor) гетероструктурами с двумерными носителями заряда. Высокая подвижность электронов в таких структурах позволяет получать быстродействующие полупроводниковые устройства. Одним из приемов для повышения подвижности является использование в качестве активного слоя гетероструктуры материала с малой эффективной массой электронов, что, в случае квантовой ямы  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , соответствует большим значениям содержания индия  $x$ . Однако, из-за отсутствия подходящих подложек, рост гетероструктур с высоким содержанием In неизбежно сопровождается возникновением дислокаций и остаточных напряжений. Возникающие из-за рассогласования параметров решеток подложки и растущего слоя напряжения релаксируют, образуя прорастающие дислокации и дислокации несоответствия. Для роста подобных систем обычно используют метаморфный буфер (МБ), который позволяет уменьшить величину остаточного напряжения и плотность дислокаций, за счет плавного изменения состава [1,2].

В настоящей работе изучалось влияние дизайна МБ и ориентации подложки GaAs на подвижности электронов в разных кристаллографических направлениях в квантовых ямах  $\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}/\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}/\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}$ ,  $\delta$ -легированных Si. Из эффекта Шубникова – де Гааза (ШдГ) были определены электронные подвижности отдельно в нескольких заполненных подзонах размерного квантования. Расчетная анизотропия подвижностей соответствует экспериментальным данным анизотропии сопротивлений. Полученные результаты показали, что ступенчатый буфер оказывается почти также эффективен в сдерживании прорастающих дислокаций и поля остаточных напряжений, как и более сложный в получении буфер с линейно изменяемым составом и внедренными сверхрешетками. При этом подвижность электронов во второй подзоне размерного квантования в образце с линейным МБ оказывается невысокой. Использование разориентированных на  $2^\circ$  подложек GaAs, позволяет повысить концентрацию электронов, за счет лучшей встраиваемости атомов примеси при росте на вицинальной поверхности, однако, снижает электронную подвижность, ввиду увеличения шероховатости гетерограниц, а значит и интенсивности рассеяния на них.

### Литература

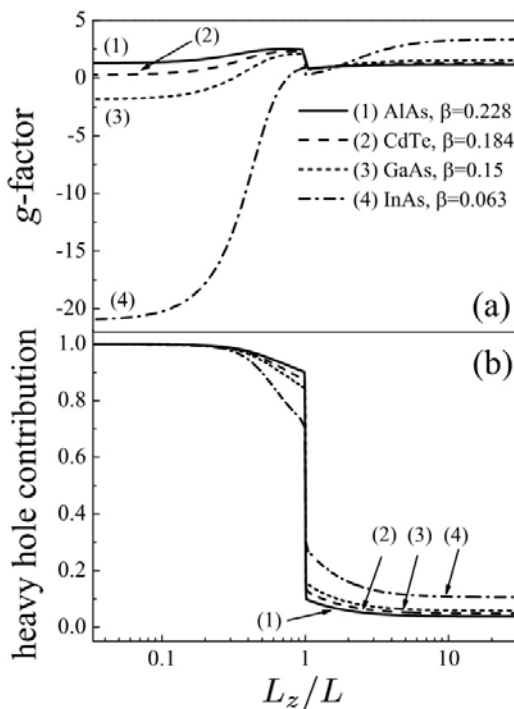
- [1] G. B. Galiev, I. S. Vasil'evskii, S. S. Pushkarev, E. A. Klimov, R. M. Imamov, P. A. Buffat, B. Dwir, E. I. Suvorova. *J. Cryst. Growth* **366**, 55 (2013).
- [2] Г. Б. Галиев, С. С. Пушкарев, А. С. Орехов, Р. Р. Галиев, Е. А. Климов, П. П. Мальцев, Р. М. Имамов. *Кристаллография* **59**, 471 (2014).

## Локализованные состояния дырок в наноструктурах: магнитоиндуцированное смешивание и эффект Зеемана

М. А. Семина, Р. А. Сурис

<sup>1</sup>ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 194021, Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия  
тел: (812) 292-73-67, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: msemina@gmail.com

Множитель Ланде или  $g$ -фактор является одним из важнейших параметров, характеризующих энергетический спектр носителей заряда в полупроводниковых наноструктурах. В объемных материалах параметрически сильная спин-орбитальная связь приводит к его значительному отличию от значения  $g$ -фактора свободного электрона [1,2]. Основные механизмы перенормировки  $g$ -фактора



электронов хорошо известны. Более сложная ситуация имеет место для состояний валентной зоны, вершина которой в объемных материалах типа GaAs четырехкратно вырождена, поэтому для качественного и количественного понимания эффекта Зеемана в наносистемах необходимо учитывать эффекты магнитоиндуцированного смешивания дырочных состояний [3].

В данной работе нами проведено теоретическое исследование эффекта Зеемана для дырок в квантовых точках. Расчеты выполнялись в рамках гамильтониана Латтинжера, а потенциал квантовой точки описывался анизотропной параболической моделью. На панели (а) рисунка представлена зависимость рассчитанного  $g$ -фактора для основного состояния дырки в аксиально-симметричной квантовой точке от отношения высоты точки

к ее диаметру,  $L_z/L$ . На панели (b) показан вклад тяжелых дырок в волновую функцию дырки. В предельных случаях квантового диска,  $L_z/L \rightarrow 0$ , и квантовой сферы,  $L_z/L=1$ , результаты численного расчета согласуются с известными аналитическими формулами. В пределе квантовой проволоки,  $L_z/L \rightarrow \infty$ , получено универсальное выражение для  $g$ -фактора основного состояния дырки, зависящее только от параметров Латтинжера и вида потенциала структуры. Выполнен расчет зависимости  $g$ -фактора дырки от формы квантовой точки при произвольной анизотропии потенциала. Проанализировано влияние гофрировки валентной зоны и показано, что сферическое приближение для гамильтониана Латтинжера адекватно для расчета  $g$ -фактора дырки, а учет гофрировки не приводит к существенному изменению результатов [4].

### Литература

- [1] L. Roth, B. Lax, and S. Zwerdling, *Rhys. Rev.* **114**, 90 (1959).
- [2] J. M. Luttinger, *Phys. Rev.* **102**, 1030 (1956).
- [3] M. V. Durnev, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, *Physica E* **44**, 797 (2012).
- [4] М. А. Семина, Р. А. Сурис, *ФТП* **49**, 817 (2015).

## Нанокompозитные слои Si-Au и лавинное умножение в гетеропереходах на их основе

О. С. Кен, Д. А. Явсин, С. А. Гуревич, О. М. Сресели

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

тел: (812) 292-79-36, факс: (812) 297-62-45, эл. почта: [Olja.Ken@mail.ioffe.ru](mailto:Olja.Ken@mail.ioffe.ru)

Одной из задач современной оптоэлектроники является поиск новых материалов для фотодиодов и солнечных элементов, увеличение квантового выхода этих приборов и управление полосой их чувствительности, главным образом, путем кардинального изменения физических свойств материала благодаря переходу к наноразмерным структурам. Нами были исследованы композитные слои, состоящие из наночастиц аморфного кремния (nano-Si) и наночастиц золота, полученные лазерным электродиспергированием [1] с различными соотношениями Si: Au ( $\gamma$ ). Цель введения Au наночастиц в слой nano-Si – разделение Si частиц прослойками Au или его силицида, создание распределенного в объеме слоя контакта для лучшего разделения носителей, возбуждение плазмонных мод в композитных слоях.

Слои с  $\gamma$ , равным 100:0, 75:25, 50:50, 40:60 и 0:100 были получены на подложках из монокристаллического кремния *p*-типа ( $\rho = 1 - 4 \text{ Ом.см}$ ). Изучены фотоэлектрические свойства полученных гетероструктур, зависимости от интенсивности света и приложенного напряжения. Спектры фототока образцов измерялись в фотодиодном режиме при смещении от 0.1 до 1.3 В. Рассчитывалась фоточувствительность  $S(\lambda)$ , а также внешний квантовый выход фототока  $\eta(\lambda)$  – отношение числа рожденных светом электронно-дырочных пар к числу падающих фотонов. Спектры  $S(\lambda)$  при значениях  $\gamma = 75:25$  и 50:50 мало отличаются от спектра структуры с чистым nano-Si [2]. Наблюдается увеличение эффективности в коротковолновой области; тем большее, чем больше золота в композитном слое.

Резкое увеличение фоточувствительности до значений, больших 1 А/Вт, было обнаружено при  $\gamma = 40:60$ . При этом  $\eta(\lambda)$  превышает единицу в широкой спектральной области от 400 до 900 нм. Рассмотрены различные возможные объяснения наблюдаемого эффекта. Предположительно при этом значении  $\gamma$  образуется эвтектика Si-Au, что приводит к формированию на поверхности частиц почти идеальных барьеров Шоттки и локализации носителей в nano-Si. Квантоворазмерные наночастицы Si с размерами меньше 2 нм обуславливают возрастание поглощения и фототока в коротковолновой части спектра.

На границе nano-Si с подложкой существует большой разрыв в энергетическом положении валентных зон, превышающий ширину запрещенной зоны кремния и увеличивающийся с ростом запорного смещения. При рождении электронно-дырочных пар в Si наночастицах дырки вытягиваются полем в подложку, где, благодаря скачку потенциала, они оказываются горячими настолько, что инициируют ударную ионизацию и лавинное умножение в кремнии. В работе оценены коэффициенты умножения, построена зонная диаграмма структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 14-02-31576 и гранта президента РФ «Ведущие научные школы» № НШ 347.2014.2.

### Литература

- [1] V. M. Kozhevnikov *et al.* J. Vac. Sci. Technol. В **18**, 1402 (2000).
- [2] О. С. Кен и др. ФТП, **48**(11), 1555 (2014).

## Гигантское комбинационное рассеяние света оптическими фононами в полупроводниковых нанокристаллах CuS на поверхности Au

Н. А. Ерюков<sup>1,2</sup>, А. Г. Милёхин<sup>1,2</sup>, Л. Л. Свешникова<sup>1</sup>, Т. А. Дуда<sup>1</sup>, Е. Е. Родякина<sup>1</sup>,  
А. В. Латышев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИФП им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>НГУ, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)316-60-54, факс: (383)333-27-71, эл. почта: yeryukov@isp.nsc.ru

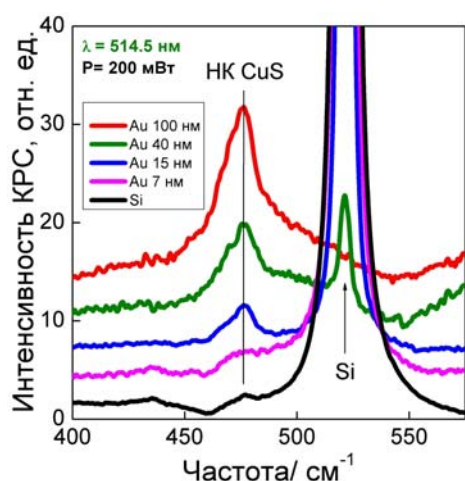


Рис. 1. Спектры КРС пленок НК CuS разной толщины, сформированных на поверхности Si и Au.

Значительный интерес к исследованию комбинационного рассеяния света (КРС) полупроводников обусловлен тем, что анализ спектров КРС позволяет определять элементный состав, механические напряжения, теплоемкость и другие их параметры. Спектр КРС несет информацию об электрон-фононном взаимодействии, которое определяет процессы рассеяния носителей заряда и, соответственно, рабочие характеристики полупроводниковых приборов. Понижение размерности полупроводников, в предельном случае до одиночного нанокристалла (НК), приводит к резкому уменьшению интенсивности КРС вследствие малого сечения рассеяния (до  $\sim 10^{-29}$  см<sup>2</sup>). Поэтому изучение методов усиления интенсивности КРС фононами в полупроводниковых

НК стало темой многочисленных публикаций последних лет. Наиболее эффективным подходом для усиления сигнала КРС полупроводниковыми НК является реализация гигантского КРС (ГКРС) [1], при котором энергия падающего излучения близка или совпадает с энергией локализованного поверхностного плазмона нанокластеров металлов, расположенных вблизи полупроводниковых НК.

В настоящей работе исследовался спектр КРС НК CuS, нанесённых на твердотельные подложки с помощью технологии Ленгмюра-Блоджетт [2]. Синтез НК CuS осуществлялся путем сульфидирования слоев бегената меди толщиной 30-50 монослоев. Для исследования свободных НК CuS органическая матрица удалялась в результате отжига при температуре 150°C.

Спектр КРС НК CuS характеризуется основной линией вблизи 475 см<sup>-1</sup>, обусловленной колебаниями S-S связи в CuS. Для усиления этой моды НК наносились на поверхность островковых пленок Au с разной морфологией, сформированных методом вакуумного осаждения. Наблюдалась и исследовалась зависимость интенсивности этой моды от типа подложки (рис.1) и от длины волны возбуждающего излучения. Для оценки эффективности полученных структур, были изучены спектры ГКРС НК CuS, нанесённых на коммерческую подложку Klarite.

### Литература

- [1] A. G. Milekhin *et al.*, J. Exp. Theor. Phys **140**, 1125 (2011).
- [2] N. A. Yeryukov *et al.*, J.Phys. Chem. C **118**, 23409 (2014).

## Оптический эффект Ааронова-Бома в квантовых кольцах

Х. Сигурдссон<sup>1,2</sup>, О. В. Кибис<sup>3</sup>, И. А. Шельх<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Nanyang Technological University, 637371, Singapore.

<sup>2</sup>University of Iceland, Dunhagi-3, IS-107, Reykjavik, Iceland.

<sup>3</sup>Новосибирский государственный технический университет, пр. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630073, Россия.

тел: (383) 346-06-54, факс: (383) 345-02-09, эл. почта: oleg.kibis@nstu.ru

Неослабевающий уже много десятилетий интерес к исследованию низкоразмерных полупроводниковых структур, типичными представителями которых являются квантовые кольца, обусловлен разнообразием наблюдаемых в них фундаментальных физических эффектов. Одним из них является эффект Ааронова-Бома, заключающийся в прямом влиянии векторного потенциала электромагнитного поля на фазу электронной волновой функции [1]. Как хорошо известно, этот эффект приводит к осцилляциям проводимости квантовых колец под воздействием магнитного поля с периодом, равным кванту магнитного потока [2]. С фундаментальной точки зрения, эти осцилляции обусловлены нарушением симметрии относительно обращения времени: магнитный поток нарушает эквивалентность вращений электрона в кольце по часовой стрелке и против часовой стрелки, вследствие чего возникает интерференция электронных волн, приводящая к осцилляциям проводимости. Однако симметрия электронной системы относительно обращения времени может быть нарушена не только стационарным магнитным потоком, но и циркулярно поляризованным электромагнитным полем, поскольку обращение времени превращает фотоны с правой циркулярной поляризацией в фотоны с левой поляризацией и наоборот. Как следствие, сильное взаимодействие электронов с циркулярно-поляризованными фотонами может приводить к явлениям, подобным эффекту Ааронова-Бома [3]. В частности, недавно мы показали теоретически, что стационарная проводимость мезоскопических колец, подвергнутых воздействию циркулярно-поляризованного лазерного излучения, будет вести себя как осциллирующая функция от интенсивности и частоты излучения [4]. Этот феномен может быть описан в терминах искусственного  $U(1)$  калибровочного поля [5], возникающего в квантовых кольцах вследствие сильного электрон-фотонного взаимодействия. Теория такого оптического эффекта Ааронова-Бома разработана нами для мезоскопических колец в баллистическом и диффузионном режимах.

Работа выполнена при частичной поддержке FP7 (проекты POLATER, POLAPHEN и QOCaN), РФФИ (проекты 14-02-00033 и 15-52-05002), и Министерства образования и науки РФ.

### Литература

- [1] Y. Aharonov and D. Bohm, Phys. Rev. **115**, 485 (1959).
- [2] R.A. Webb, et al, Phys. Rev. Lett. **54**, 2696 (1985).
- [3] O.V. Kibis, Phys. Rev. Lett. **107**, 106802 (2011).
- [4] H. Sigurdsson, O.V. Kibis, I.A. Shelykh, Phys. Rev. B **90**, 235413 (2014).
- [5] J. Dalibard, et al, Rev. Mod. Phys. **83**, 1523 (2011).

## Локализация электронных состояний в напряженных гетероструктурах Ge/Si с квантовыми точками Ge

А. И. Якимов, **В. В. Кириенко**, В. А. Армбристер, А. А. Блошкин,  
А. В. Двуреченский

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

тел: (383) 333-28-32, факс: (383) 333-28-32, эл. почта: yakimov@isp.nsc.ru

На основе методов конечных элементов и эффективной массы развита теоретическая модель и проведены численные эксперименты по формированию трехмерного распределения полей упругих деформаций и потенциальной энергии электрона вблизи дна зоны проводимости в многослойных гетероструктурах Ge/Si с вертикально совмещенными квантовыми точками Ge. Целью теоретического анализа являлся поиск оптимальных параметров гетероструктур Ge/Si с электронным типом проводимости, обеспечивающие фотоотклик в длинноволновой (8–14 мкм) области ИК спектра излучения при нормальном падении электромагнитной волны. Теоретический анализ распределения механических напряжений в такой системе показывает, что максимальная деформация в Si достигается именно в окрестности вершины островков Ge и представляет собой сжатие в направлении роста [001] (ось  $z$ ) и растяжение в плоскости структуры. Обнаружено возникновение в напряженных слоях Si вблизи вершин нанокластеров Ge трехмерных потенциальных ям для электронов и формирование в них связанных электронных состояний с энергией связи электрона до 100 мэВ. Установлено, что причиной локализации электронных состояний в напряженных многослойных гетероструктурах Ge/Si является расщепление шести  $\Delta$ -долин в зоне проводимости Si, вызванное локальным растяжением кремния вблизи нанокластеров Ge.

С учетом полученных результатов численного моделирования электронной структуры и на основе развития технологии синтеза многослойных гетероструктур Ge/Si с вертикально-совмещенными нанокластерами Ge изготовлены образцы для измерений спектральных характеристик фотолуминесценции и фотопроводимости. Образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках кремний-на-изоляторе и представляли собой десять слоев нанокластеров Ge куполообразной формы диаметром 80 нм. Изменение и контроль упругих деформаций в областях Si, окружающих нанокластеры Ge, осуществлялось путем изменения расстояний между слоями Ge. Показано, что с уменьшением толщины кремниевого спейсера  $t$  происходит сдвиг линии фотолуминесценции, обусловленной рекомбинацией электрона в Si и дырки в Ge, в сторону меньших энергий, что свидетельствует о заглублении электронного уровня в квантовых ямах. Обнаружена спектральная полоса фотоотклика в диапазоне длин волн фотонов от 8 до 14 мкм, связанная с переходами электронов из состояний, локализованных в кремнии вблизи вершин квантовых точек, в состояния сплошного спектра Si. Положение максимума латеральной фотопроводимости смещается от 9 мкм для  $t = 25$  нм до 13 мкм для  $t = 100$  нм. Численное моделирование зонной структуры исследуемого объекта с учетом неоднородного распределения упругих деформаций в среде показало хорошее согласие расчетных и экспериментальных величин энергии связи электрона.

## Светоизлучающие нанокристаллы $\text{Ge}_x\text{Si}_{(1-x)}$ , сформированные в многослойных наноструктурах $\text{GeO}/\text{SiO}_2$

М. П. Гамбарян<sup>1,2</sup>, В. А. Володин<sup>1,3</sup>, А. Г. Черков<sup>1,3</sup>, В. И. Вдовин<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников СО РАН, пр. академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный технический университет, пр. К.Маркса, 20, Новосибирск, 630073, Россия.

<sup>3</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383) 333-24-70, факс: (383) 333-27-71, эл. почта: margarita167290@mail.ru

Нанокристаллы (НК) кремния и германия, распределённые в диэлектрической матрице, интересны как с фундаментальной точки зрения (квантовые точки), так и для применения в нано- и оптоэлектронике. НК  $\text{Ge}_x\text{Si}_{(1-x)}$  в диэлектрических плёнках являются гетероструктурами первого рода, свойства которых зависят от параметра стехиометрии  $x$  и размера.

Многослойные структуры  $\text{GeO}/\text{SiO}_2$  получены испарением порошков  $\text{GeO}_2$  и  $\text{SiO}_2$  и напылением на холодную подложку  $\text{Si}(001)$  и состояли из десяти пар слоёв  $\text{GeO}/\text{SiO}_2$  (4 нм/4 нм), закрытых защитным слоем  $\text{SiO}_2$  (100 нм) [1]. Исходные и подвергнутые отжигу (800 °С, 30 м.) образцы исследовали методами ИК-спектроскопии, электронной микроскопии, спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) и фотолюминесценции (ФЛ). Исходные слои  $\text{GeO}_x$  близки по стехиометрии к монооксиду германия, после отжига слои  $\text{SiO}_2$  и  $\text{GeO}$  перемешиваются, и образуется стекло  $\text{Ge}_y\text{Si}_{(1-y)}\text{O}_2$ . Образовавшиеся после отжига НК  $\text{GeSi}$  имеют размер около 5 нм и средний состав  $\text{Ge}_{0.5}\text{Si}_{0.5}$ . Образование НК  $\text{GeSi}$  ведёт к появлению полосы ФЛ с пиком 1550 нм (0.8 эВ) (рис.1). Интенсивность пика растёт при температурах до 20-25 К, а при дальнейшем увеличении температуры до 60 К падает (вставка рис.1). Температурная зависимость интенсивности пика ФЛ не является зависимостью вида Аррениуса  $\exp(-T_a/T)$ . В спектре наблюдается

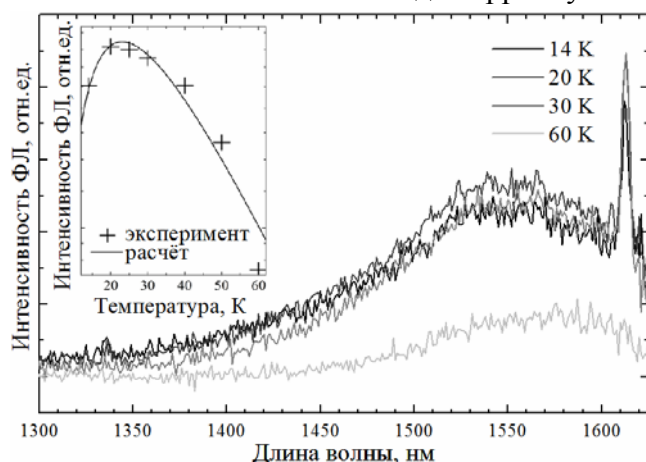


Рис.1. Спектры низкотемпературной ФЛ образца после отжига; вставка – температурная зависимость ФЛ.

также узкая полоса с пиком 1613 нм (0.77 эВ), природа которой не ясна, возможно, она обусловлена состояниями на границе  $\text{GeSi}/\text{Ge}_y\text{Si}_{1-y}\text{O}_2$ . НК могут представлять собой структуру Ge ядро и оболочка  $\text{GeSi}$ .

Итак, в многослойных структурах  $\text{GeO}/\text{SiO}_2$  после отжига (800 °С, 30 м.) обнаружены НК  $\text{GeSi}$ . Наблюдается ФЛ с максимумом 1500-1600 нм, обусловленная НК  $\text{GeSi}$ . Исследована температурная зависимость интенсивности пика ФЛ.

### Литература

[1] V. A. Volodin *et. al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **46**, 275305, (2013).



## Низкотемпературная проводимость и фотопроводимость пайерлсовского проводника $o$ -TaS<sub>3</sub> при одноосном растяжении

В. Е. Минакова<sup>1</sup>, А. Н. Талденков<sup>2</sup>, С. В. Зайцев-Зотов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Моховая, д.11, корп. 7, Москва, 125009, Россия.

<sup>2</sup>НИЦ «Курчатовский институт», пл. Акад. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия.

тел: (495) 629-35-74, факс: (495) 629-36-78, эл. почта: mina\_cplire@mail.ru

Исследования фотопроводимости квазиодномерного проводника с волной зарядовой плотности (ВЗП)  $o$ -TaS<sub>3</sub> [1] позволило показать, что его низкотемпературная омическая проводимость (ВЗП запиннирована и не дает вклад в проводимость) связана с нелинейными возбуждениями ВЗП (солитонами, дислокациями и др.). Поскольку растяжение  $o$ -TaS<sub>3</sub> увеличивает степень несоизмеримости ВЗП по отношению к исходной решетке, приводя к росту концентрации солитонов [2], его можно использовать как метод изучения природы низкотемпературной омической проводимости. В данной работе обнаружено влияние одноосного растяжения  $o$ -TaS<sub>3</sub> как на его низкотемпературную проводимость, так и на фотопроводимость.

Измерения проводились на высококачественном кристалле  $o$ -TaS<sub>3</sub>, содержащем три сегмента, см. вставку к рис.1: А — без растяжения, С — буферный, В — с растяжением  $\varepsilon = \Delta L_B/L_B \approx 1\%$ . На рис. 1 приведены температурные зависимости омической проводимости участка с растяжением (серая верхняя кривая) и без него (черная кривая), а также соответствующие наборы температурных зависимостей фотопроводимости при разных интенсивностях света. При  $T < 80$  К растяжение

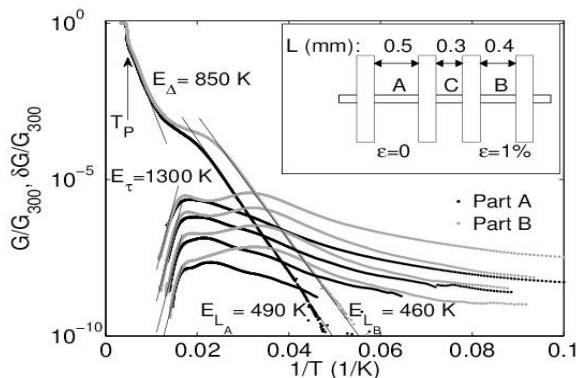


Рис. 1. Зависимости омической проводимости от температуры и наборы температурных зависимостей фотопроводимости для нерастянутого и растянутого участков при различных интенсивностях света (сверху вниз: 10, 1, 0.1, 0.01 мВт/см<sup>2</sup>). На вставке — конфигурация исследованного образца.

приводит к значительному дополнительному вкладу и в омическую проводимость, и в фотопроводимость (увеличивается основной максимум и появляется новый). Обе величины скачкообразно изменяются почти на порядок хотя и при слегка разных температурах. При этом энергия активации низкотемпературной омической проводимости  $E_L$  незначительно ( $\approx 7\%$ ) растет по сравнению с той же величиной без деформации, а величины транспортной пайерлсовской щели  $\Delta_{tr} = 2E_{\Delta}$  и энергии активации фотопроводимости  $E_{\tau}$ , характеризующей температурную зависимость времени жизни неравновесных носителей, существенно не меняются.

Таким образом, предположение о коллективной природе низкотемпературной омической проводимости [1] подтверждено новым способом. Кроме того, можно говорить об обнаружении вклада коллективных возбуждений в фотопроводимость  $o$ -TaS<sub>3</sub>.

### Литература

- [1] S.V. Zaitzev-Zotov, V.E. Minakova, Phys.Rev.Lett., **97**, 266404 (2006).  
 [2] S.G. Zybtev, V.Ya. Pokrovskii, Physica B **460** 34 (2015).

## Коллективные эффекты в экситон-плазмонном взаимодействии в структурах с InAs/AlGaAs КТ и кластерами индия

А. А. Лямкина<sup>1</sup>, С. П. Мощенко<sup>1</sup>, Д. В. Дмитриев<sup>1</sup>, А. И. Торопов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383) 330-69-45, факс: (383) 330-69-45, эл. почта: lyamkina@isp.nsc.ru

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) являются ключевыми элементами многих оптических приборов нового поколения. Перспективным подходом для управления их оптическими свойствами является использование металлических частиц. В нашей работе [1] было экспериментально исследовано экситон-плазмонное взаимодействие в системе с InAs/AlGaAs КТ и нанокластерами индия и предложен механизм взаимодействия за счёт переноса энергии из подансамбля КТ под кластером в крупную точку-акцептор.

В данной работе изучено экситон-плазмонное взаимодействие в зависимости от количества КТ под кластером. Для этого был выращен образец с градиентом КТ за счёт остановки вращения образца во время нанесения InAs и однородным массивом кластеров In на поверхности. Спектры фотолюминесценции (ФЛ), измеренные вдоль образца, показаны на Рис. 1а. На Рис. 1б приведена зависимость отношения площадей пика КТ  $S_{КТ}$  и узкого пика  $S_{плазмон}$  от координаты.

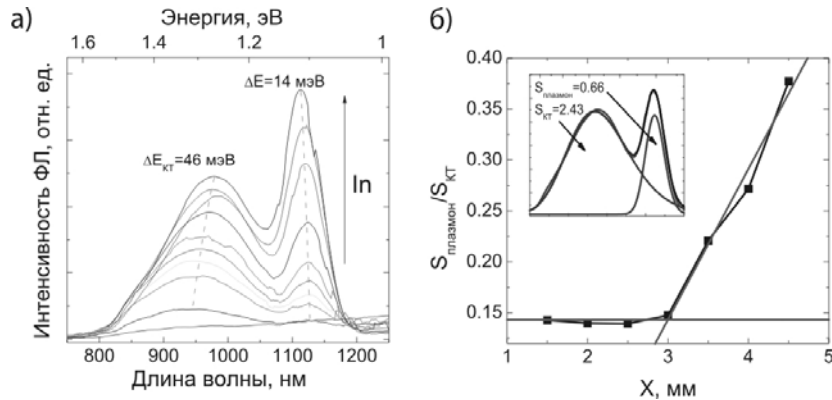


Рис. 1. а) Спектры ФЛ образца с градиентом количества InAs в КТ и массивом кластеров In на поверхности; б) зависимость  $S_{плазмон}/S_{КТ}$  от координаты вдоль образца.

С увеличением количества InAs при критической толщине плёнки происходит переход Странского-Крастанова, и плотность КТ скачком меняется от 0 до  $10^9 \text{ см}^{-2}$ , затем она монотонно растёт. При некотором количестве InAs произойдёт переход от одной КТ под кластером к нескольким и включится описанный в [1] механизм переноса возбуждения. После этого сигнал длинноволновой точки-акцептора квадратично зависит от количества доноров. Тогда отношение  $S_{плазмон}/S_{КТ}$  сначала постоянно, а затем линейно зависит от плотности КТ и, соответственно, количества InAs, что и наблюдается на Рис. 1б.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 13-02-00959). ААЛ благодарит за финансовую поддержку в виде стипендии Президента РФ СП-805.2013.3

### Литература

- [1] А. А. Лямкина, С. П. Мощенко, Д. В. Дмитриев, А. И. Торопов, Т. С. Шамирзаев, Письма в ЖЭТФ **99**, 245 (2014).

## Спектроскопия одиночной квантовой точки, заключенной в одиночную квантовую нить

В. П. Кочерешко<sup>1,2</sup>, В. Н. Кац<sup>1,2</sup>, А. В. Платонов<sup>1</sup>, А. Н. Поддубный<sup>1</sup>,  
Г. Э. Цырлин<sup>1,2</sup>, А. Д. Буравлев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>СПбГУ, Петродворец, ул. Ульяновская д.1, 198504, Россия.

эл. почта: [Vladimir.kochereshko@mail.ioffe.ru](mailto:Vladimir.kochereshko@mail.ioffe.ru)

Технология молекулярно-пучковой эпитаксии с использованием катализатора (металлических капель на поверхности), разработанная в последние годы, позволяет создавать квантовые проволоки длиной до 10 мкм и диаметром 30-200 нм. В процессе роста таких проволок оказывается возможным варьировать состав, что приводит к возможности формированию квантовых точек КТ, встроенных внутрь проволоки. Такие объекты обладают рядом уникальных свойств. Во-первых, можно создавать КТ с точно задаваемым размером, а значит, положение энергетических уровней в КТ оказывается контролируемым. Во-вторых, расстояние между несколькими КТ внутри одной проволоки, так же контролируемо, что позволяет создавать цепочку (две и более) КТ с заданным уровнем туннельной связи между соседними КТ. В-третьих, поскольку сама проволока имеет макроскопическую длину, оказывается возможным создание контактов, что позволяет осуществить токовую накачку одиночной точки. Это делает данную систему крайне перспективной как для фундаментальных, так и прикладных исследований.

В данной работе измерен спектр поглощения одиночной КТ. Квантовые точки называют иногда «искусственными атомами». Таким образом, в работе измерен спектр поглощения одиночного атома, хотя и искусственного. Это позволило определить энергетический спектр экситона в точке, его волновые функции и интенсивности переходов, т.е. полностью описать состояния экситона в точке.

Обнаружено, что линия излучения экситона в квантовой точке имеет аномально большую ширину, на порядок превышающую радиационную. Это выглядит неожиданно, поскольку в одиночной точке неоднородного уширения нет и быть не может. Этот эффект удалось объяснить динамическим уширением линии излучения экситона, когда спектральное положение линии скачкообразно изменяется во времени.

Обнаружено, что излучение из квантовой точки в кристаллографическом направлении (111) поляризовано линейно в направлениях (110) и (1-12). Поскольку никакой анизотропии электронных состояний в этом направлении быть не может, единственной причиной поляризации может быть анизотропия распределения электромагнитного поля в точке. Такая анизотропия может появляться при не аксиальном расположении точки внутри нити. Этот вывод подтверждается и «неправильной» поляризацией излучения в направлении перпендикулярном оси нити.

## Температурная зависимость времени жизни в нанокристаллах CdS, сформированных методом Ленгмюра-Блоджетт

А. А. Зарубанов, К. С. Журавлев

ИФП СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383) 330-44-75, факс: (383) 330-27-71, эл. почта: alexsundr@mail.ru

Полупроводниковые нанокристаллы (НК) - многообещающие материалы для новых оптических приборов, так как длина волны люминесценции НК может меняться с изменением их размеров. Распространенными способами изготовления НК являются молекулярная лучевая эпитаксия и электронная литография. Также существуют более простые и дешевые химические методы: коллоидный синтез и метод Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ).

В данной работе исследовалась кинетика фотолюминесценции (ФЛ) CdS КТ, сформированных в матрице пленки Ленгмюра-Блоджетт, и было обнаружено, что кинетика ФЛ длится необычно долгое время, более 1 мкс и затухание ФЛ идет по неэкспоненциальному закону. С целью изучения механизмов, приводящих к длительной микросекундной кинетики в данной работе была исследована нестационарная ФЛ КТ CdS в диапазоне температур 5-300 К.

Кривая затухания интенсивности ФЛ, измеренная при  $T=5$  К, не описывается экспоненциальной зависимостью от времени и содержит два участка: быстрый и медленный.

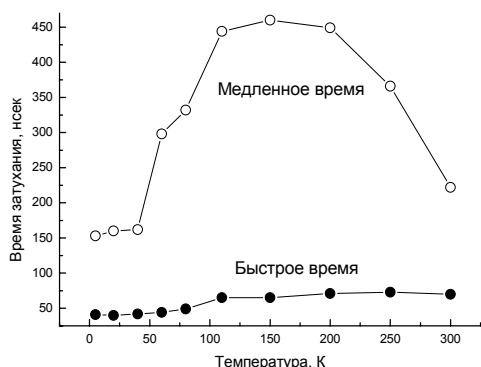


Рис. 1. Температурная зависимость времен затухания ФЛ CdS КТ

Зависимость интенсивности ФЛ от времени может быть описана суммой двух экспонент, с характерными временами жизни 40 и 150 нсек, соответственно. Быстрое время затухания интенсивности ФЛ мы связываем с рекомбинацией трионов [1]. Температурную зависимость излучательного времени жизни триона можно объяснить его диссоциацией, когда  $kT$  превышает энергию связи триона [2]. Медленное время жизни определяется рекомбинацией темного экситона [3]. С учетом

тонкой структуры темного экситона температурную зависимость медленного времени жизни можно описать простой 3-х уровневой моделью с разными временами жизни. При этом распределения экситонов по состояниям описывается уравнением Больцмана [3]. В результате аппроксимации экспериментальной зависимости времени жизни темного экситона от температуры получаются следующие энергетические зазоры между уровнями экситонов: 7 мэВ и 86 мэВ.

### Литература

- [1] А. А. Зарубанов, К. С. Журавлев, ФТП, **49** (3), 392 (2015).
- [2] C. Javaux, B. Mahler, B. Dubertret, A. Shabaev, A. V. Rodina, Al. L. Efros, D. R. Yakovlev, F. Liu, M. Bayer, G. Camps, L. Biadala, S. Buil, X. Quelin, J-P. Hermier. Nature Nanotechnology, **8**, 206 (2013).
- [3] S. A. Crooker, T. Barrick, J. A. Hollingsworth, and V. I. Klimov, Appl. Phys. Lett. **82**, 2793 (2003).

## Релаксация фотоиндуцированного поглощения света среднего ИК диапазона в квантовых точках $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Si}$

Р. М. Балагула<sup>1</sup>, Л. Е. Воробьев<sup>1</sup>, Д. А. Фирсов<sup>1</sup>, А. Н. Софронов<sup>1</sup>, А. А. Тонких<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Max Planck Institute of Microstructure Physics, Weinberg 2 D-06120, Halle, Germany. тел: (812) 552-96-71, эл. почта: rmbal@spbstu.ru

Структуры с квантовыми точками  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Si}$  представляют интерес в связи с возможностью разработки совместимых с кремниевой технологией приборов оптоэлектроники среднего ИК диапазона. Несмотря на существенные успехи в изучении квантовых точек  $\text{Ge}/\text{Si}$ , достигнутые в последние годы [1], детали энергетического спектра носителей заряда в таких структурах, а также строение интерфейса квантовой точки оставляют довольно много вопросов. Неоднородное распределение механических напряжений в структурах с квантовыми точками приводит к существенным изгибам зоны проводимости и валентной зоны, формируя локализованные электронные состояния и барьеры для дырок на интерфейсе в кремнии [2]. Наличие таких особенностей может сказываться на характеристиках приборов, в то время как количественные характеристики изгибов зон на интерфейсе сильно зависят от технологических параметров. Одним из известных способов определения значений параметров, принципиально важных для практического применения структур с квантовыми точками, является исследование динамических характеристик различных процессов, происходящих после импульсного возбуждения структур. В случае структур с квантовыми точками исследуется, главным образом, динамика межзонной фотолюминесценции [3,4].

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование временной релаксации оптического поглощения в среднем ИК диапазоне нелегированных структур с квантовыми точками  $\text{Ge}/\text{Si}$ , связанного с переходами дырок из основного состояния точки в сплошной спектр, после действия короткого импульса межзонного оптического возбуждения, создающего неравновесные носители заряда. Измеренные в широком диапазоне температур кривые релаксации фотоиндуцированного внутризонного поглощения позволяют установить изменение степени заполнения основного состояния квантовой точки дырками со временем. Анализ температурных зависимостей характерных времен релаксации позволил установить примерные величины изгибов зон на интерфейсе квантовой точки, которые находятся в удовлетворительном согласии с ранее полученными данными по исследованию температурного гашения внутризонной фотопроводимости в аналогичных легированных структурах [5].

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-12203 и Министерством образования и науки Российской Федерации (государственное задание).

### Литература

- [1] A. Yakimov et al., *Nanoscale Res. Lett.* **7**, 494 (2012).
- [2] M. El. Kurdi et al., *Phys. Rev. B* **73**, 195327 (2006).
- [3] B. Julsgaard et al., *Appl. Phys. Lett.* **98**, 093101 (2011).
- [4] B. V. Kamenev et al., *Phys. Rev. B* **72**, 193306 (2005).
- [5] В. Ю. Паневин и др., *Физика и техника полупроводников* **47**, 1599 (2013).

## Экситоны в самоорганизованных CdSe/ZnSe квантовых точках: температурная зависимость формы спектров излучения и пространственная размерность излучающих состояний

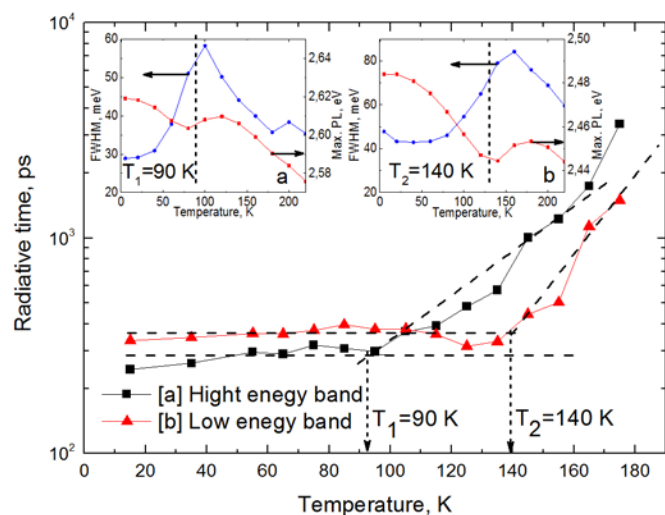
М. В. Еременко<sup>1</sup>, А. Н. Резницкий<sup>1</sup>, А. М. Минтаиров<sup>1,2</sup>, J. Kapaldo<sup>2</sup>, J. Merz<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург 194021, РФ.

<sup>2</sup>EE Department, University of Notre Dame, Notre Dame, IN, USA.

тел: (812) 292-79-11, эл. почта: erjomenko@gmail.com

Исследована температурная зависимость ФЛ при стационарной и импульсной накачке в системе асимметричных двойных квантовых ям CdSe/ZnSe с самоорганизованными квантовыми точками, разделенными ZnSe барьером шириной 14 nm. Образцы были выращены молекулярно-пучковой эпитаксией на подложке GaAs



(001) при температуре роста 280<sup>0</sup>C и охарактеризованы в [1]. Совместное рассмотрение температурной зависимости кинетики затухания ФЛ при импульсном возбуждении и тушения интенсивности ФЛ при стационарной накачке, позволяет получить зависимость от температуры времени излучательной рекомбинации экситонов. Обнаружено, что в области низких температур  $\tau_{rad}$  практически не зависит от температуры, а с ростом температуры  $\tau_{rad}$  начинает

монотонно возрастать, увеличиваясь к концу доступного для измерений диапазона температур практически на порядок. Как известно, время излучательной рекомбинации экситонов в квантовых точках не зависит от температуры вплоть до температур, вызывающих заселение второго уровня размерного квантования, в то время как  $\tau_{rad}$  экситонов в квантовых ямах растет с температурой линейно, или даже быстрее [2]. Таким образом, наблюдаемая зависимость  $\tau_{rad}(T)$  может быть интерпретирована как изменение размерности экситонных состояний в исследованных объектах от нульмерных при низких температурах к двумерным в области температур выше азотной. Сравнение интервала температур, при котором нульмерный характер экситонных состояний меняется к двумерному, в двух квантовых ямах разной глубины обнаружило явно выраженную корреляцию с S-образной особенностью в температурной зависимости полосы ФЛ (см. [3] и вставки к Рис.). Этот результат открывает возможность использования стационарных спектров ФЛ для анализа взаимосвязи пространственного ограничения экситонов и эффективности реальных систем с самоорганизованными квантовыми точками.

### Литература

- [1] A. Reznitsky, A. Klochikhin, et al., Phys. Status Solidi C6, 2695 (2009).
- [2] H. Gotoh, H. Ando, and T. Takagahara, J. Appl. Phys. 81, 1785 (1997).
- [3] A. Klochikhin, A. Reznitsky, et al., Phys. Rev. B 69, 085308 (2004).

## Управление спектром излучательных состояний в массивах квантовых точек CdSe/ZnSe, сформированных методами молекулярно-пучковой эпитаксии.

С. В. Сорокин, Т. В. Шубина, И. В. Седова, С. В. Гронин, А. В. Родина,  
М. А. Семина, А. А. Головатенко, М. В. Рахлин, А. А. Ситникова, А. А. Торопов,  
С. В. Иванов

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

тел: (812) 297-10-17, факс: (812) 297-22-45, эл. почта: sorokin@beam.ioffe.ru

В последние годы интерес к квантовым точкам (КТ) CdSe/ZnSe был связан, в первую очередь, с их использованием в качестве активной области  $A^2B^6$  лазеров с оптической накачкой – составной части инжекционных  $A^2B^6/A^3N$  лазерных конвертеров [1]. Это определяло необходимость получения ансамблей КТ с высокой плотностью и малым разбросом по размерам. Задача разработки однофотонных источников квантового света выдвигает противоположное, по сути, требование – реализации малой эффективной плотности излучающих состояний, допускающей пространственное и/или спектральное выделение немногочисленных КТ. В данной работе докладывается о результатах исследований, устанавливающих взаимосвязь между морфологией и спектром излучательных и безызлучательных состояний в ансамблях КТ CdSe/ZnSe, сформированных различными модификациями метода МПЭ, включая методы эпитаксии с повышенной миграцией атомов и использования субмонослоя-стрессора CdTe [2]. Процесс формирования КТ контролировался *in situ* методом дифракции быстрых электронов на отражение, при этом, как и ранее для гетеропары CdSe/BeTe, при использовании субмонослоя-стрессора CdTe была обнаружена тенденция к упорядочению массива КТ при номинальной толщине CdTe  $\sim 0.2$  МС. В работе исследовано влияние различных технологических факторов на процессы формирования КТ, в том числе снижение температуры до  $T_s \sim 200^\circ\text{C}$  при выращивании верхнего слоя ZnSe с целью уменьшения вероятности сегрегации Cd. Структуры с КТ CdSe/ZnSe исследовались методами просвечивающей электронной микроскопии, рентгеновской дифрактометрии (периодические структуры с несколькими массивами КТ), а также спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ), возбуждения ФЛ и микро-ФЛ. Данные анализировались с использованием результатов численного и вариационного расчетов квантовых уровней в сферических и в сфероидных (анизотропных) КТ с гауссовым потенциальным профилем. Обнаружено, что в массиве изолированных КТ спектрально-уширенная плотность состояний, соответствующая полученным гистограммам распределения размеров nanoостровков, противоречит ширине линии ФЛ  $\sim 50$  мэВ, а также наблюдению ограниченного числа узких линий в спектрах микро-ФЛ. Сделан вывод, что излучательными являются только крупные точки на хвосте распределения, а остальной массив служит для эффективного переноса энергии в эти точки, который обусловлен специфическим расположением основных и возбужденных уровней в ансамбле с достаточно высокой плотностью КТ различного размера. Исследования поддержаны РНФ (Проект #14-22-00107).

### Литература

- [1] S. V. Sorokin et al., Electronics Letters **48**, 118 (2012).
- [2] И. В. Седова и др., ФТП **41**(11), 1363 (2007).

## Энергетический спектр самоорганизованных III-Sb/AlAs квантовых точек

Д. С. Абрамкин, К. М. Румынин, Е. А. Емельянов, А. К. Бакаров, М. А. Путьято,  
А. К. Гутаковский, Б. Р. Семягин, В. В. Преображенский, Т. С. Шамирзаев  
Институт физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова, пр. Лаврентьева,  
13, Новосибирск, 630090, Россия.

эл. почта: demid@isp.nsc.ru

Расчёты показывают, что самоорганизованные квантовые точки (КТ) InSb, GaSb и AlSb, сформированные в матрице AlAs, могут принадлежать новому, практически не изученному, классу полупроводниковых систем с энергетическим спектром первого рода и не прямой в пространстве квазиимпульсов запрещённой зоной [1,2]. В расчётах, однако, не принималось во внимание (1) возможность пластической релаксации механических напряжений в структурах из-за существенного рассогласования параметров решёток материалов; (2) перемешивание материалов КТ и матрицы, и (3) неоднородность распределения упругих деформаций в КТ. Между тем, все эти факторы оказывают ключевое влияние на энергетический спектр КТ. В данной работе были проведены экспериментальные исследования энергетического спектра III-Sb/AlAs КТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Отсутствие дислокаций и муара на микроскопических изображениях гетероструктур с КТ, указывает на формирование псевдоморфно напряжённых КТ. Принимая во внимание значительное рассогласование параметров решётки для материалов III-Sb/AlAs и достаточно большие размеры КТ (до 100 нм), формирование напряжённых КТ указывает на то, что они состоят из твёрдых растворов  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{Sb}_y\text{As}_{1-y}$ ,  $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{Sb}_y\text{As}_{1-y}$  и  $\text{AlSb}_y\text{As}_{1-y}$ . Перемешивание материалов снижает рассогласование решёток и предотвращает введение дислокаций. Энергетическое строение КТ было исследовано с помощью метода спектроскопии стационарной и время-разрешённой фотолюминесценции (ФЛ). Род энергетического спектра КТ определялся по виду интенсивностной зависимости спектра стационарной ФЛ [3]. Показано, что в зависимости от состава  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{Sb}_y\text{As}_{1-y}$  и  $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{Sb}_y\text{As}_{1-y}$  КТ могут иметь энергетический спектр как первого, так и второго рода, в то время как  $\text{AlSb}_y\text{As}_{1-y}/\text{AlAs}$  КТ имеют спектр второго рода, независимо от состава твёрдого раствора. Длительное (~100 мкс) затухание ФЛ КТ первого рода указывает на разделение носителей заряда в пространстве квазиимпульсов [4]. Расчёты энергетического спектра, проведённые с учётом перемешивания материалов и влияния упругих деформаций на положение энергетических зон, показали, что основное электронное состояние КТ первого рода принадлежит  $X_{\text{XY}}$  долине зоны проводимости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 13-02-00073 и 14-02-31102), фонда некоммерческих программ «Династия», стипендиальной программы Президента РФ (грант № СП-985.2013.5) и программы Министерства Образования и Науки РФ (контракт № 16.552.11.7091).

### Литература

- [1] Т. С. Шамирзаев, ФТП 45, 97 (2011).
- [2] М.-Е. Pistol, С. Е. Pryor, Phys. Rev. B 80, 035316 (2009).
- [3] N. N. Ledentsov, J. Bohrer, M. Beer, et. al., Phys. Rev. B 52, 14058 (1995).
- [4] T. S. Shamirzaev, J. Debus, D. S. Abramkin, et. al., Phys. Rev. B 84, 155318 (2011).



## Влияние кулоновских корреляций на особенности туннельных характеристик примесных комплексов и сильно связанных квантовых точек

П. И. Арсеев<sup>1</sup>, Н. С. Маслова<sup>2</sup>, В. Н. Манцевич<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический Институт им. П. Н. Лебедева, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>МГУ имени М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1/2, Москва, 119991, Россия.

тел: (495) 939-50-72, эл. почта: [vmantsev@gmail.com](mailto:vmantsev@gmail.com)

Исследованы процессы туннелирования через промежуточную двухуровневую систему с сильными кулоновскими корреляциями между локализованными электронами, образованную примесным комплексом или сильно связанными квантовыми точками. В рассматриваемой системе могут одновременно находиться от одного до четырех электронов. Изучены особенности туннелирования электронов при условии, что в системе могут существовать многочастичные состояния и исследованы особенности, возникающие в туннельной проводимости в зависимости от величин туннельных переходов, от величины и знака расстройки между уровнями энергии, положения уровней энергии относительно уровня Ферми и от величины кулоновских корреляций. Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид:

$$\hat{H} = \sum_{i\sigma} \varepsilon_i n_{i\sigma} + \sum_{k\sigma} \varepsilon_k c_{k\sigma}^+ c_{k\sigma} + \sum_{p\sigma} \varepsilon_p c_{p\sigma}^+ c_{p\sigma} + \sum_{ij\sigma\sigma'} U_{ij}^{\sigma\sigma'} n_{i\sigma} n_{j\sigma'} + \\ + \sum_{ki\sigma} t_{ki} (c_{k\sigma}^+ c_{i\sigma} + h.c.) + \sum_{pi\sigma} t_{pi} (c_{p\sigma}^+ c_{i\sigma} + h.c.)$$

Индексы  $k(p)$  описывают состояния непрерывного спектра в левом (полупроводник) и правом (острие зонда СТМ) берегах туннельного контакта.  $t_{k(p)i}$  – амплитуды туннельных переходов между состояниями непрерывного спектра и локализованным состоянием с уровнем энергии  $\varepsilon_i$ .  $n_{i\sigma}$  – электронные числа заполнения двухуровневой системы,  $U_{ij}^{\sigma\sigma'}$  – величины кулоновского взаимодействия локализованных электронов.

Предложен новый подход для описания процессов туннелирования в такой системе, основанный на использовании уравнений Гейзенберга для чисел заполнения локализованных электронов. В результате точно учтены корреляции локализованных электронов во всех порядках для случая слабой связи с берегами туннельного контакта. Данный подход позволил впервые точно вычислить корреляционные функции всех порядков для конечного значения величины кулоновского взаимодействия, сравнимого с расстоянием между уровнями энергии. Применение предложенного подхода позволило обнаружить, что: кулоновские корреляции локализованных электронов вызывают многократное обратимое перераспределение заряда между электронными состояниями системы; приводят к формированию инверсной заселенности в двухуровневой системе, которая наиболее ярко наблюдается в асимметричных туннельных контактах; наличие кулоновских корреляций и неравновесных эффектов в области туннельного контакта приводят к появлению областей напряжения на туннельном контакте, для которых наблюдается отрицательная туннельная проводимость.

### Литература

[1] P. I. Arseyev, N. S. Maslova, V. N. Mantsevich, JETP **115(1)**, 141 (2012).

## Полупроводниковые газовые сенсоры на основе оксида цинка с квантовыми точками селенида кадмия

**И. В. Крылов**, К. А. Дроздов, А. С. Чижов, М. Н. Румянцева, Р. Б. Васильев, Д. Р. Хохлов, Д. Г. Филатова, А. М. Абакумов, А. М. Гаськов

Московский Государственный Университет имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия, Ленинские горы, ГСП-1.

тел: (495) 939-11-51, факс: (495) 932-88-76, эл. почта: [iv.krylov@physics.msu.ru](mailto:iv.krylov@physics.msu.ru)

Одними из основных недостатков современных полупроводниковых газовых сенсоров являются сравнительно высокая рабочая температура и высокое энергопотребление. В целях снижения энергопотребления сенсора и повышения его чувствительности представляется выгодным использовать для фотоактивации сенсоров солнечное излучение в видимом диапазоне. Это можно сделать путем фотосенсибилизации исходной структуры коллоидными квантовыми точками (КТ).

В работе исследовались оптические, фотоэлектрические и сенсорные свойства нанокристаллических тонких пленок ZnO с коллоидными квантовыми точками CdSe. Образцы были синтезированы на кафедре неорганической химии химического факультета МГУ. Нанокристаллический оксид цинка (ZnO) был получен методом осаждения. Коллоидные квантовые точки CdSe были получены с помощью коллоидного синтеза при высокой температуре.

Были получены спектры поглощения для порошковых структур ZnO, раствора КТ CdSe и порошковых структур ZnO с КТ CdSe в видимом диапазоне электромагнитного излучения. Для чистого ZnO наблюдается сильное поглощение до длины волны 425 нм. При этом КТ в растворе демонстрируют существенное поглощение начиная с 550 нм. В спектрах порошковых структур с КТ имеются особенности отвечающие поглощению ZnO и КТ. Для структуры ZnO/CdSe был получен спектр фотопроводимости. На нем прослеживаются особенности соответствующие спектрам поглощения. Это говорит о том, что в системе осуществляется зарядовый обмен между квантовыми точками и исходной матрицей.

Исследовалась зависимость электрического сопротивления образцов при периодической засветке зеленым светом ( $\lambda_{\max} = 535$  нм) в зависимости от содержания кислорода при комнатной температуре. Обнаружено, что ростом концентрации кислорода значения сопротивления в темновых условиях и при подсветке возрастают, что сопровождается увеличением эффективного фотоотклика структуры. Полученные данные могут быть объяснены с помощью модели предложенной в статье [1]. Измерения сенсорных свойств показали, что полученные наноконкомпозиты ZnO/CdSe можно использовать для обнаружения NO<sub>2</sub> при активации видимым ( $\lambda_{\max} = 535$  нм) излучением при комнатной температуре без какого-либо теплового нагрева.

### Литература

- [1] D. Hou, A. Dev, K. Frank, A. Rosenauer, T. Voss, Oxygen-controlled photoconductivity in ZnO nanowires functionalized with colloidal CdSe quantum dots, J. Phys. Chem. C **116**, 19604 (2012).

## Безызлучательный резонансный перенос энергии в полупроводниковых квантовых точках

Д. М. Самосват, О. П. Чикалова-Лузина, Г. Г. Зегря

ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (812) 297-22-45, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: post@mail.ioffe.ru

В работе детально исследован процесс безызлучательного переноса энергии от одной квантовой точки (донор) к другой (акцептор). Рассмотрен как чисто кулоновский механизм переноса, так и вклад обменного взаимодействия и вклад связанный с подмешиванием состояний валентной зоны к состояниям зоны проводимости. Получена вероятность переноса энергии в зависимости от расстояния между квантовыми точками (КТ) и показано, что при малых расстояниях, в зависимости от величины времени жизни акцептора имеется насыщение.

Перенос энергии между квантовыми системами – важная область физики. Мы рассматриваем перенос энергии от возбужденной КТ (донора) к невозбужденной КТ (акцептору). Этот процесс отличается от излучательного механизма переноса энергии, когда донор энергии излучает, а акцептор – поглощает.

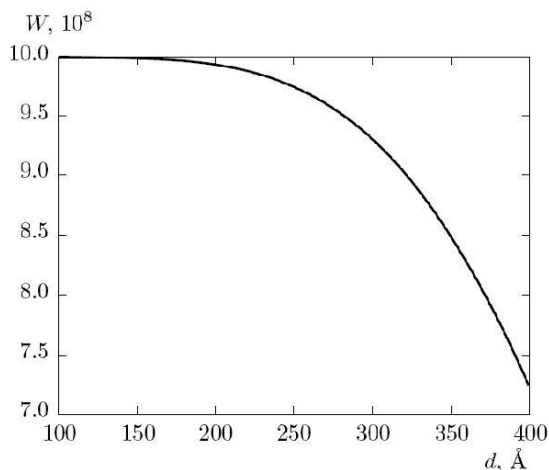


Рис. 1. Зависимость вероятности переноса  $W$  от расстояния  $d$  между квантовыми точками

С помощью формализма матрицы плотности получено выражение для обобщенной вероятности переноса [1], которая включает в себя случаи сильного и слабого взаимодействия. На рис. 1 представлена зависимость вероятности переноса от расстояния между КТ. Видно, что при малых расстояниях между КТ имеет место насыщение, а при больших – вероятность спадает по закону  $1/d^6$ .

### Литература

- [1] В. М. Агранович, М. Д. Галанин, Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах, М., Наука, (1978).

В настоящей работе рассматривается система двух полупроводниковых КТ, расположенных на конечном расстоянии  $d$  друг от друга. При этом, электрон-дырочная пара в доноре рекомбинирует и эта энергия передается электрон-дырочной паре в акцепторе. Поскольку электроны рассматриваются как неразличимые частицы, то существуют два вклада в матричный элемент: прямой и обменный. В этом случае, полный матричный элемент равен:  $M = M_{\text{coul}} - M_{\text{ex}}$ .

## Анализ процессов термической эмиссии носителей заряда из массивов InAs квантовых точек в слое объемного заряда GaAs матрицы

А. В. Бакланов<sup>1</sup>, А. А. Гуткин<sup>2</sup>, **П. Н. Брунков**<sup>1,2</sup>, А. Ю. Егоров<sup>2</sup>, С. Г. Конников<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций, Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, 195251, Россия.

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (812) 292-73-82, факс: (812) 292-10-17, эл. почта: [brunkov@mail.ioffe.ru](mailto:brunkov@mail.ioffe.ru)

Полупроводниковые гетероструктуры с самоорганизованными квантовыми точками (КТ) могут быть использованы в качестве активных элементов эффективных источников света, лазеров, фотоэлектрических преобразователей энергии излучения, элементов памяти [1]. Термическая эмиссия носителей заряда, захваченных на КТ, в разрешенные зоны полупроводниковой матрицы, существенно влияет на параметры таких гетероструктур. Исследование механизмов этой эмиссии, определение ее скоростей и различных факторов, влияющих на их величину, является необходимым условием совершенствования полупроводниковых приборов с КТ.

В данной работе проведен детальный анализ полученных методом адмиттанс – спектроскопии экспериментальных данных по температурной зависимости скорости эмиссии носителей заряда с основного состояния InAs КТ в GaAs матрицу в слое объемного заряда барьера Шоттки, сформированного на поверхности структуры. Экспериментальные данные анализируются на основе одномерной модели термически активированного туннелирования с участием виртуальных состояний [2], которая позволяет оценить значения сечений захвата носителей заряда на КТ. При этом вид потенциального барьера, который должны преодолеть эмитируемые носители заряда, подбирается так, чтобы величины энергии связи электронов и дырок в КТ были близки к найденным из результатов измерений вольт-фарадных характеристик исследованных структур.

Полученные таким образом сечения захвата электронов для одиночного слоя InAs КТ в GaAs матрице экспоненциально растут с увеличением энергии связи основного состояния (размера КТ). Установлено, что со средним латеральным размером 9 нм и 20 нм значения сечений захвата электронов лежат соответственно в диапазонах  $1 \cdot 10^{-14} - 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$  и  $4 \cdot 10^{-12} - 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$ .

Проведены также исследования процессов эмиссии носителей заряда в гетероструктурах с вертикально связанными слоями InAs КТ в GaAs матрице.

### Литература

[1] Zhiming M. Wang, *Quantum Dot Devices*. Springer, (2012).

[2] А. В. Бакланов, А. А. Гуткин, П. Н. Брунков, А. Ю. Егоров, С. Г. Конников, ФТП **48**, 1186 (2014).

## Диэлектрические свойства nanoостровковых систем с туннельным характером проводимости

А. П. Болтаев, Ф. А. Пудонин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

тел: (499) 132-62-61, эл. почта: [boltaev@lebedev.ru](mailto:boltaev@lebedev.ru)

В данной работе изучались диэлектрические свойства nanoостровковых металлических систем, для чего проведены измерения температурных зависимостей активной и реактивной дифференциальной проводимости структур на основе металлических nanoостровов Co, W, FeNi. Диэлектрическая проницаемость пленок определялась из анализа зависимостей реактивной проводимости пленок. Обнаружено, что низкочастотная эффективная диэлектрическая проницаемость имеет сложную зависимость от частоты электрического поля, на которой происходят измерения. Найдено, что на частотах электрического поля  $f = 1$  кГц диэлектрическая проницаемость является аномально высокой положительной величиной  $\epsilon \approx 10^8$  (в проводящих системах на низких частотах диэлектрическая проницаемость является отрицательной величиной). С увеличением частоты электрического поля величина диэлектрической проницаемости уменьшается, а в однослойной FeNi пленке с толщиной  $d = 8 \text{ \AA}$  на частоте  $f \approx 10$  кГц величина диэлектрической проницаемости ровняется нулю ( $\epsilon \approx 0$ ). При дальнейшем увеличении частоты электрического поля диэлектрическая проницаемость выше указанной пленки становится отрицательной величиной и на частоте  $f = 100$  кГц достигает значения  $\epsilon \approx -10^8$ .

Установлено, что рост диэлектрической проницаемости измеренных проводящих пленок с уменьшением частоты электрического поля наблюдается на тех же частотах, на которых в пленках наблюдается возникновение и рост  $1/f$  шумов. Очевидно, что рост эффективной диэлектрической проницаемости проводящих островковых пленок и рост  $1/f$  шумов в этих пленках с уменьшением частоты электрического поля имеют одну и ту же причину и связан с активационными или туннельными процессами в островковых пленках. Рассмотрены механизмы поляризации пленок. Показано, что механизм поляризации островковых металлических пленок может быть связаны с тремя различными процессами.

Первый процесс связан с мнимой компонентой проводимости пленки, и он дает отрицательный вклад в величину диэлектрической проницаемости пленки.

Второй процесс, возможно, связан с существованием в структурах конечных кластеров. Конечные кластеры в структурах могут создать в пленке геометрические емкости. В этом случае величина емкости от частоты электрического поля не зависит.

Третий процесс может быть ответственен за рост величины диэлектрической проницаемости с уменьшением частоты электрического поля. Мы его связываем с активацией и туннелированием электронов с одного нейтрального островка на другой или генерацией электронов на островок из ловушек, которые могут существовать в диэлектрическом слое между островами. Справедливость данного вывода основано на качественном совпадении частотной зависимости роста диэлектрической проницаемости и ростом  $1/f$ -шумов с уменьшением частоты электрического поля.

## Модель температурного тушения фотолюминесценции структур с квантовыми точками GaN/AlN

И. А. Александров, В. Г. Мансуров, К. С. Журавлев

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090, Россия.

тел. (383) 330-44-75, эл. почта: [aleksandrov@isp.nsc.ru](mailto:aleksandrov@isp.nsc.ru)

Высокоэнергетичные барьеры в GaN квантовых точках (КТ), сформированных в матрице AlN приводят к сильной локализации носителей заряда и препятствуют безызлучательной рекомбинации. Не смотря на высокие энергии локализации, КТ GaN/AlN обычно демонстрируют некоторое уменьшение интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) с температурой [1-3]. В данной работе были исследованы температурные зависимости стационарной и нестационарной ФЛ КТ и проведено сравнение с теоретической моделью.

КТ GaN/AlN были выращены в режиме роста Странского-Крастанова методом молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием аммиака в качестве источника азота. Возбуждение ФЛ производилось непрерывным HeCd лазером с энергией кванта 3.81 эВ, импульсным азотным лазером с энергией кванта 3.68 эВ и четвертой гармоникой импульсного Nd:YLF лазера с энергией кванта 4.71 эВ.

Температурная зависимость излучательного времени жизни в КТ GaN/AlN рассчитывалась в 6 зонном  $k$ - $p$ -приближении. Излучательное время жизни растет с температурой в 1.5 раза в температурном диапазоне 5–300 К. Экспериментальное время жизни ФЛ при низких температурах главным образом определяется излучательным процессом, однако наблюдается небольшое отличие от расчетного излучательного времени жизни при комнатной температуре. Это отличие вызвано уменьшением безызлучательного времени жизни в КТ при увеличении температуры.

Зависимость безызлучательного времени жизни от температуры и длины волны излучения была описана расчетом в предположении, что безызлучательная рекомбинация вызвана туннелированием носителей заряда из КТ на центры безызлучательной рекомбинации. Вероятность туннелирования рассчитывалась в модели конфигурационных координат в приближении потенциала нулевого радиуса.

Температурная зависимость интенсивности ФЛ отличается от температурной зависимости отношения времени жизни ФЛ к излучательному времени жизни. Для описания температурной зависимости ФЛ была учтена безызлучательная рекомбинация носителей заряда, генерированных в смачивающем слое. Как показывает спектр поглощения, носители заряда могут быть генерированы в смачивающем слое при энергиях кванта возбуждения как выше, так и ниже энергии основного перехода в смачивающем слое при переходах между состояниями КТ и смачивающего слоя, а также при примесном поглощении.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 14-02-92007, 14-02-00033 и 13-02-00985).

## Двухнаправленный фототок дырок в слоях квантовых точек Ge/Si

А. И. Якимов, **В. В. Кириенко**, В. А. Тимофеев, А. В. Двуреченский  
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева,  
13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383) 333-26-24, факс: (383) 333-28-32, эл. почта: victor@isp.nsc.ru

Исследования процессов поглощения света и возникновения фототока в системах пониженной размерности диктуются необходимостью реализации эффективных фотопреобразователей среднего и дальнего инфракрасного диапазонов излучения. Особый интерес представляют кремниевые фотонные детекторы, содержащие в качестве активного элемента слои квантовых точек Ge. Такие структуры могут быть изготовлены на подложках Si, а значит, существует возможность производства матриц большого размера как результат монолитной интеграции с кремниевыми схемами обработки сигналов.

При создании матриц фокальной плоскости с предельно низким потреблением энергии предпочтительной является возможность работы детектора в фотовольтаическом режиме. При нулевом либо малом смещении шумы детектора минимальны, что положительно сказывается на обнаружительной способности устройства. В связи с этим возникают фундаментальные задачи, касающиеся механизмов и закономерностей формирования фототока в области малых смещений, величина которых не превышает значений внутренних встроенных электрических полей в образце.

В работе были изучены спектры фототока дырок в  $\delta$ -легированных бором слоях Si с квантовыми точками Ge в слабых электрических полях. Образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии и представляли собой десять слоев квантовых точек Ge, разделенных кремниевыми барьерами. Каждый слой Ge КТ формировался в режиме самоорганизации (механизм Странского - Крастанова) при температуре 500 °С. Плотность нанокластеров составляла  $\sim 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, латеральные размеры  $\sim 20$  нм, высота  $\sim 2.0$  нм. Контролируемое заполнение КТ дырками осуществлялось путем введения  $\delta$ -легированных бором слоев Si.

Анализ спектров фототока показал, что наличие пространственной асимметрии структуры и встроенного электрического поля, индуцированного зарядом в  $\delta$ -легированном слое Si приводит к асимметрии профиля валентной зоны и появлению преимущественного направления движения неравновесных дырок даже при отсутствии смещения на детекторе. Установлено, что при увеличении концентрации примеси в  $\delta$ -слоях направление фототока дырок в фотогальваническом режиме меняется на противоположное. Обнаружено, что существует диапазон напряжений в окрестности нулевого смещения, в котором направление фототока определяется длиной волны возбуждающего его излучения.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда (проект № 14-12-00931)

## Моделирование спектров фотолюминесценции неоднородных массивов эпитаксиальных квантовых точек CdSe/ZnSe

А. А. Головатенко, М. А. Семина, А. В. Родина, Т. В. Шубина

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812) 247-2245, факс: (812) 247-1017, эл. почта: sasha.pti@mail.ioffe.ru

Квантовые точки (КТ) CdSe/ZnSe, формируемые эпитаксиальными методами, имеют ряд принципиальных отличий по сравнению с коллоидными КТ. Концентрация Cd в этих точках максимальна в центре и плавно спадает к краям; форма точек скорее сфероидная, чем сферическая; поляризуемость полупроводниковой матрицы много выше, чем диэлектрической. И, наконец, плотность КТ в двумерном массиве, как правило, велика, т.е. нельзя пренебречь возможным взаимодействием между соседними точками. В работе проведено теоретическое рассмотрение влияния этих особенностей на спектр излучения неоднородных массивов КТ с плотностью  $10^{11}$ - $10^{12}$  см<sup>-2</sup> и распределением планарных размеров в диапазоне 2-12 нм с пиком на 2-4 нм, сформированных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). На первом этапе моделирование спектров ФЛ массивов КТ проводилось путем расчета плотности состояний  $I_{DOS}$  на нижнем уровне размерного квантования экситонов в предположении, что количество вовлеченных в процесс излучения уровней КТ и их энергии определяются распределением точек по размерам, полученным методом просвечивающей электронной микроскопии. Пространственные потенциалы для электронов (дырок) в КТ с градиентным изменением содержания Cd были аппроксимированы как  $V_{e(h)}(r) = \Delta V_{e(h)}[1 - \exp(-18r^2/d^2)]$ , где  $r$  - расстояние от центра КТ,  $\Delta V_{e(h)}$  - разрыв зон проводимости (валентной зоны),  $d$  - эффективный размер точки. Расчет энергий уровней проводился с учетом сложной структуры валентной зоны с помощью численного и вариационного методов. Кулоновское взаимодействие между носителями заряда и влияние анизотропии КТ учитывалось в рамках первого порядка теории возмущений. Рассчитанный пик плотности состояний  $I_{DOS}$  для нижних экситонных уровней находится в диапазоне 2.6-2.7 эВ, что существенно выше пика экспериментальной линии ФЛ (2.4-2.5 эВ) с шириной ~50 мэВ. Такая ситуация может означать, что большая часть КТ не излучает непосредственно, однако участвует в процессе переноса энергии к излучающим состояниям.

Следующий этап моделирования проводился в предположении резонансного механизма переноса энергии от КТ малого размера к крупным излучающим точкам. Необходимое условие для этого – совпадение нижних экситонных уровней в малых КТ с возбужденными уровнями в крупных точках. Численные расчеты показали, что при диаметре КТ около 6 нм и концентрации CdSe в центральной области выше 50% в точках имеется, по крайней мере, один возбужденный уровень для электронов, отстоящий на  $\Delta E=100$ -200 мэВ, и несколько близко расположенных уровней для дырок. Модифицированная плотность состояний находилась как  $I(E)=I_{DOS}(E)[1-f(E)]+I_{DOS}(E+\Delta E)f(E+\Delta E)$ , где подгоночная функция  $f(E)$  описывает вероятность переноса возбуждения по спектру. Моделирование в предположении резонансного переноса при  $\Delta E=150$  мэВ позволило удовлетворительно описать экспериментальный пик ФЛ. В заключение обсуждается вклад нерезонансных каналов переноса энергии с участием фононов и рассматриваются перспективы применения исследованного резонансного механизма для спектральной селекции ограниченного числа КТ.



## Оптические свойства наносистем «коллоидные квантовые точки PbS – матрицы пористого кремния»

**С. А. Тарасов**, И. И. Михайлов, И. А. Ламкин, А. С. Евсеенков, А. В. Соломонов  
Санкт-Петербургский государственный университет «ЛЭТИ», 5 ул. проф. Попова,  
Санкт-Петербург, 197376, Россия.

тел: (911) 260-12-90, эл. почта: [satarasov@mail.ru](mailto:satarasov@mail.ru)

Гибридные системы «квантовые точки – пористые матрицы» весьма перспективны для создания излучателей, солнечных батарей и фотодетекторов с улучшенными свойствами. Важнейшие преимущества размещения квантовых точек в пористых матрицах заключаются в стабилизации их размеров и повышении плотности излучающих центров.

В работе исследовались системы, полученные нанесением раствора коллоидных квантовых точек (ККТ) сульфида свинца (PbS) на кремниевые подложки. Использовались подложки монокристаллического кремния, а также чистые или окисленные подложки пористого кремния, полученного методом электрохимического анодного травления. Диаметр пор варьировался в диапазоне 10–40 нм. ККТ PbS синтезировались путем пиролиза металлоорганических соединений с органическими системами, содержащими источник серы. Исследованы образцы с различными размерами наночастиц.

Показано существенное влияние пористых матриц на спектр люминесценции ККТ. При использовании подложек пористого кремния, окислившегося в содержащей кислород среде, наблюдается сдвиг максимума в сторону более коротких длин волн. Это можно объяснить тем, что в поры входят только мелкие наночастицы, т.е. происходит их селективный отбор. Также при воздействии капиллярных и иных сил на поверхности подложки может происходить распад более крупных частиц с последующим отбором более мелких. При этом показано, что начальный размер частиц в растворе практически не влияет на величину квантовых точек, проникших в окисленную пористую матрицу, поскольку спектры излучения осажденных частиц различного типа почти идентичны.

Также показано изменение электронных состояний подложки, связанное со взаимодействием с ККТ PbS. Люминесценция пористого кремния связана с излучением из наностержней, наностенок кремния и, частично, с поверхностными состояниями. При добавлении квантовых точек они заполняют поры и располагаются на поверхности таких стержней и стенок, что меняет волновые функции электронов и положение энергетических уровней, приводя к их расщеплению или уширению. При этом уменьшается эффективная ширина запрещенной зоны и пик люминесценции смещается в сторону больших длин волн, что аналогично взаимодействию связанных квантовых ям. При очень тонком барьере данная система преобразуется в квантовую яму с шириной вдвое больше исходной, и уровни у новой ямы также будут лежать ниже. Проведена оценка ширины такой квантовой ямы и положения уровней и продемонстрировано удовлетворительное соответствие моделирования с результатами экспериментов.

Авторы благодарят Мошникова В.А., Спивак Ю.М. и Мараеву Е.В. за помощь в проведении исследований.

Работа выполнена в рамках проектной части госзадания Минобрнауки РФ (№16.1307.2014/К).

## Стабильность спектра излучения ансамблей полупроводниковых квантовых точек

А. В. Савельев<sup>1,2</sup>, М. В. Максимов<sup>1</sup>, А. Е. Жуков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский Академический Университет, Хлопина 8/3 А, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>СПбГПУ, Политехническая 29, Санкт-Петербург, 195220, Россия.

тел: (812) 448-85-94, факс: (812) 448-69-94, эл. почта: savelev@mail.ioffe.ru

Лазеры с полупроводниковыми квантовыми точками (КТ) помимо целого ряда свойств, выгодных для практического применения (температурная стабильность, низкий пороговый ток), обладают рядом фундаментальных особенностей, отличающих их от всех других типов лазеров. Пространственное разделение (локализация) активных диполей приводит к сильно неравновесному распределению носителей заряда по энергии и в пространстве, аналогично примесным твердотельным лазерам. Однако, в отличие от последних, полупроводниковая природа КТ обуславливает большие значения как однородного, так и неоднородного уширения (порядка 10 мэВ) активных оптических переходов, сравнимых с шириной спектра лазерной генерации, а также ряд характерных особенностей динамики носителей заряда. Лазеры на КТ, таким образом, занимают промежуточное положение между хорошо изученными типами твердотельных и полупроводниковых лазеров. Это приводит к уникальным особенностям лазерной генерации: возможность реализации многомодовых спектров со сверхнизким шумом отдельных мод [1], высокой устойчивостью спектров по отношению к паразитной обратной связи и др.

В данной работе изучена причина особых свойств лазера с КТ, а именно возможность стабильной генерации многочастотного спектра. Показано, что ключевым механизмом является «выжигание пространственных дыр» [2]: неоднородное распределение интенсивности света и инверсии заселенности вдоль лазерного полоска. Предложен новый метод изучения стабильности спектра лазерного излучения: устойчивость по отношению к слабым спектральным вариациям потерь. Выполнено сравнение результатов двух моделей – с учетом и без учета неоднородности распределения, а также промежуточной модели с произвольным коэффициентом диффузии вдоль лазерного полоска. Показано, что неоднородности распределения носителей заряда вдоль полоска (выжигание пространственных дыр) имеют ключевое значение в определении формы спектра и его стабильности. Пренебрежение неоднородным пространственным распределением носителей приводит к спектрам, которые не соответствуют типично наблюдаемым в эксперименте и не являются устойчивыми по отношению к исследованным возмущениям. Поскольку возможность существенной неоднородности распределения носителей связана с их локализацией в пространственно-изолированных квантовых точках, сделан вывод, что именно эта особенность структур с КТ является первопричиной уникальных свойств их лазерной генерации: стабильности многомодового спектра и низких шумов отдельных мод.

### Литература

[1] A. Gubenko *et al.*, Electron. Lett. **43**, 1430 (2007).

[2] L. V. Asryan, R. A. Suris, IEEE J. Quant. Electron. **36**, 1151 (2000).

## Вольт-амперная характеристика джозефсоновского перехода, сформированного регулярной структурой спиновых димеров

В. В. Вальков, С. В. Аксенов

Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Академгородок, д. 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия.

тел: (391)249-45-06, факс: (391)243-89-23, эл. почта: vvv@iph.krasn.ru

Джозефсоновские структуры представляют значительный интерес, как для криогенной электроники, так и для изучения фундаментальных вопросов квантового транспорта. В частности, джозефсоновские переходы, включающие квантовые точки различного рода, позволяют изучать конкурирующее взаимодействие андреевского отражения с эффектом кулоновской блокады или кондо-корреляциями [1]. Другим важным направлением исследований в этой области является проблема спин-зависящего рассеяния транспортируемых частиц на магнитных примесях в диэлектрической прослойке. В последнем случае значительную роль могут играть переходы между немагнитными и магнитными состояниями, индуцируемыми спин-флип процессами [2].

В этой связи перспективным представляется джозефсоновский контакт, в котором диэлектрическая прослойка определяется структурой спиновых димеров. Такая система может быть сформирована на основе квазиодномерного антиферромагнитного диэлектрика, когда одномерные цепочки ориентированы перпендикулярно плоскостям сверхпроводящих берегов.

В работе решена задача об электронном транспорте в отмеченной спин-димерной джозефсоновской структуре при учете спин-зависящего рассеяния. При этом, в результате обменного взаимодействия между спиновыми моментами транспортируемых частиц и спиновыми моментами структуры джозефсоновский ток определяется не только синглетными состояниями димеров, но и его возбужденными триплетными состояниями.

Анализ транспортных свойств описанной структуры был проведен методом неравновесных функций Грина с введением атомной статистики. Это позволило существенно упростить структуру диаграммного ряда для неравновесных функций Грина, которые вычислялись с привлечением диаграммной техники для операторов Хаббарда. Полученное выражение для тока Джозефсона и кинетические уравнения учитывают процессы многократного неупругого спин-зависящего рассеяния. В результате самосогласованного расчета чисел заполнения состояний системы исследована эволюция андреевских состояний и проанализированы условия образования  $\pi$ -перехода, а также скачков тока.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Актуальные проблемы физики низких температур», Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 13-02-00523, № 14-02-31280). Один из авторов (С.В.А.) выражает благодарность стипендии Президента РФ СП-6361.2013.5 за оказанную поддержку.

### Литература

- [1] A. Martin-Rodero, A. Levy Yeyati, Adv. in Physics **60**, 899 (2011).
- [2] A. Yu. Kasumov, K. Tsukagoshi, M. Kawamura, *et al.*, Phys. Rev. B **72**, 033414 (2005).

## Наблюдение фотолюминесценции квантовых точек InAs, выращенных на метаморфном буфере GaAsSb

В. Я. Алешкин<sup>1,3</sup>, О. В. Вихрова<sup>2</sup>, А. А. Дубинов<sup>1,3</sup>, Н. В. Дикарева<sup>2</sup>,  
Б. Н. Звонков<sup>2</sup>, С. М. Некоркин<sup>2</sup>, А. Н. Яблонский<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>ИФМ РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 603087, Россия.

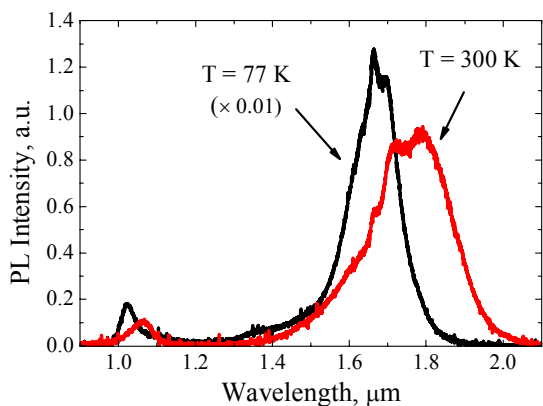
<sup>2</sup>НИФТИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия.

<sup>3</sup>ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия.

тел: (831) 417-94-82, факс: (831) 417-94-74, эл. почта: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

Использование метаморфных буферов InGaAs, выращенных на GaAs, позволяет создавать лазеры на квантовых ямах, излучающие в диапазоне 1.3-1.5 мкм [1]. Данная работа посвящена изучению квантовых точек (КТ) InAs, выращенных на другом метаморфном буфере GaAsSb, интерес к которому возник в последнее время [2] и связан с возможностью продвижения в более длинноволновый диапазон.

Структура с метаморфным буфером GaAs<sub>0.81</sub>Sb<sub>0.19</sub> толщиной 0.42 мкм была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при  $T = 600$  С на полуизолирующей подложке GaAs, на которой предварительно был выращен слой GaAs толщиной 0.42 мкм. На метаморфном буфере был выращен смачивающий слой GaAs толщиной 3 нм и слой КТ InAs (5 МС). Квантовые точки закрывались покровным слоем GaAs толщиной 3 нм. Смачивающий и покровный слои GaAs, а также КТ InAs выращивались при  $T = 500$  С. В качестве источника сурьмы использовался триметил сурьмы. Структура легировалась цинком ( $p = 1.25 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>).



На рисунке приведены спектры фотолюминесценции (ФЛ) исследуемой структуры, полученные при температурах 77 К и 300 К. Возбуждение сигнала ФЛ осуществлялось с использованием второй гармоники непрерывного лазера Nd:YAG (532 нм), плотность мощности накачки составляла 2 Вт/см<sup>2</sup>. Запись спектров ФЛ производилась с помощью решеточного монохроматора Acton-2300i и многоканального фотоприемника OMA-V на основе линейки фотодиодов InGaAs

(диапазон чувствительности 1.1-2.2 мкм).

Как видно из рисунка, максимум ФЛ квантовых точек InAs при  $T = 300$  К имеет длину волны около 1.8 мкм. Отметим, что в работе [2] пик ФЛ квантовых точек InAs наблюдался на длине волны 1.55 мкм, что значительно меньше, чем в нашей структуре.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Правительства Нижегородской области (проект № 15-42-02186-р\_поволжье\_a).

### Литература

- [1] D. Wu, H. Wang, B. Wu *et al.* Electron. Lett. **44**, 474 (2008).  
[2] H. Y. Liu, Y. Qiu, C. Y. Jin, T. Walther, A. G. Cullis, Appl. Phys. Lett. **92**, 111906 (2008).

## Оптическое возбуждение циркулярного тока в неупорядоченном квантовом кольце

К. Л. Кошелев<sup>1,2</sup>, В. Ю. Качоровский<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 194064, Россия.

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (921) 558-86-41, эл. почта: *ki.koshelev@gmail.com*

Изучено возбуждение недиссипативного постоянного тока циркулярно поляризованной электромагнитной волной с амплитудой  $E_0$  и частотой  $\omega$  в одноканальном квантовом кольце радиуса  $R$ , помещенном в магнитное поле. В случае, когда беспорядок отсутствует и амплитуда волны достаточно мала, зависимость тока в кольце от частоты света описывается серией узких резонансов. Вклад в полный ток от  $n$  и  $n+1$  уровней, попавших в резонанс, дается следующим выражением:

$$I_{\hbar\omega=\Delta_n} = -I_0 \frac{V^2 \Delta_n (\partial f_F / \partial E)_{E=E_n}}{2\sqrt{\delta_n^2 + V^2} (\sqrt{\delta_n^2 + V^2} + |\delta_n|)}, \quad (1)$$

где  $V = e E_0 R$  – матричный элемент оптического перехода,  $\Delta_n = E_{n+1} - E_n$  – расстояние между уровнями,  $\hbar\delta_n = \hbar\omega - \Delta_n$  – отстройка от резонанса,  $f_F$  – функция распределения Ферми-Дирака. Ширина резонанса определяется амплитудой волны:  $\delta\omega = V / \hbar$ .

Полученный результат обобщен на случай неупорядоченного кольца со слабым статическим короткодействующим беспорядком. Показано, что вместо интуитивно ожидаемого увеличения ширины резонанса на величину порядка обратного транспортного времени рассеяния, слабый беспорядок приводит к возникновению новых резонансных пиков, параметры которых (положение, ширина и высота) могут регулироваться внешним магнитным полем. Зависимость тока от частоты показана на Рис. 1,2 для значения магнитного потока  $\phi = 0.01 \phi_0$  (где  $\phi_0$  квант потока). На Рис. 1 изображен пик оптического возбуждения в чистом кольце, описываемый формулой (1). На Рис. 2 представлена частотная зависимость тока при слабом беспорядке. Возникающие резонансные пики отвечают оптическим переходам с изменением направления вращения электрона в кольце (такие переходы разрешены при наличии беспорядка). Также показано, что амплитуда пиков зависит от магнитного потока и существенно подавляется при целых и полуцелых значениях  $\phi$ .

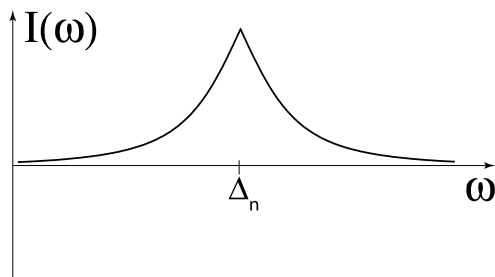


Рис. 1. Зависимость полного тока от частоты волны в отсутствие беспорядка

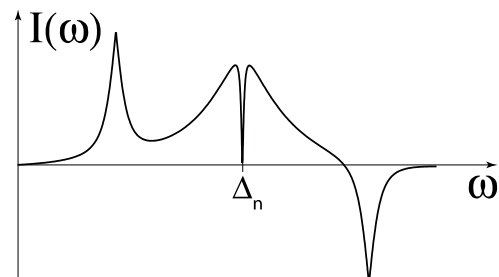


Рис. 2. Зависимость полного тока от частоты волны при наличии слабого беспорядка.

## Многофотонные эффекты в прохождении электрона через плавный барьер в микроволновом поле

О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко

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

тел: +7 913 467-47-91, факс: (383) 333-10-80, эл. почта: [vtkach@isp.nsc.ru](mailto:vtkach@isp.nsc.ru)

Мы моделировали влияние микроволн на электронную прозрачность одномерных барьеров, формируемых разными способами в двумерном электронном газе (ДЭГ). Универсальным алгоритмом [1] в рамках нестационарного уравнения Шредингера решалась задача рассеяния электрона с исходной энергией  $E$  на потенциале вида  $V/ch^2(ax)+V_\omega(x)\cos(\omega t)$ . Первая часть потенциала имитирует статический барьер в нижней одномерной подзоне микроконтактов, создаваемых расщепленным или сплошным затвором. Вторая часть учитывает ВЧ поле в двух крайних вариантах: либо напряженность этого поля не зависит от  $x$  в некоторой окрестности барьера, либо профиль  $V_\omega(x)$  подобен форме статического потенциала. Первый вариант означает, что облучение образца микроволнами индуцирует ВЧ напряжение между половинами ДЭГ, которые разделены широким разрезом, содержащим сужение с барьером. Это напряжение иногда усиливается соответствующей приемной антенной. Второй вариант подразумевает, что ВЧ напряжение является добавкой к статическому затворному напряжению. Рассматривался случай, когда  $1/\omega$  ( $10^{-12}$  с) почти равно характерному времени пересечения электроном узкого барьера (100 нм). Расчеты показывают, что при увеличении амплитуды микроволнового поля происходит гигантский (на порядки) рост исходно низкой электронной прозрачности барьера. Исходя из этого и учитывая экспериментальные данные, представленные в [2], мы количественно объясняем недавно обнаруженный сильный фотоотклик кондактанса туннельного точечного контакта, сформированного в ДЭГ узким сплошным затвором [3].

Найденный расчетами эффект является многофотонным: при достаточной амплитуде ВЧ поля суммарное прохождение набирается по нескольким каналам  $E+n\hbar\omega$  и максимальный вклад дают каналы близкие по энергии к вершине барьера. В открытом режиме, напротив, резко увеличивается коэффициент отражения электронов от барьера, а в центре исходной единичной ступени коэффициента прохождения возникает квазиплато, которое затем расширяется, понижается и получает дополнительные особенности. Эти эффекты еще предстоит обнаружить экспериментально.

### Литература

- [1] D. D. Coon and H. C. Liu, J. Appl. Phys. **58**, 6 (1985); D. G. Baksheyev, O. A. Tkachenko, V. A. Tkachenko, *In Physics, Chemistry and Application of Nanostructures*, eds. V. E. Borisenko *et al.*, Minsk, Belarus, 1995, p.268.
- [2] З. Д. Квон, Г. М. Гусев, А. Д. Левин, Д. А. Козлов, Е. Е. Родякина, А. В. Латышев, Письма в ЖЭТФ **98**, 806 (2013).
- [3] A. D. Levin, G. M. Gusev, A. K. Bakarov, N. A. Savostianova, S. A. Mikhailov, E. E. Rodyakina, A. V. Latyshev (unpublished).

## Примесная ТГц люминесценция, индуцированная инъекцией неравновесных носителей заряда в легированных полупроводниках

А. В. Андрианов, **А. О. Захарьин**, В. И. Санкин, Ю. Б. Васильев  
ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт - Петербург, 194021,  
Россия.

тел: (812) 297-22-45, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: alex.zaharin@mail.ioffe.ru

В последние два десятилетия ведутся интенсивные исследования в области создания источников электромагнитного излучения терагерцового диапазона (с частотами от 0.1 до 10 ТГц) различного типа. Одна из возможных схем относительно простого ТГц эмиттера основана на оптических переходах между уровнями мелких примесей в полупроводниках. Внутрицентровые ТГц излучательные переходы возникают при энергетической релаксации неравновесных носителей заряда, созданных в разрешенной зоне, например, в результате ударной ионизации примесей в электрическом поле [1] или при фотоионизации примесей излучением CO<sub>2</sub>-лазера [2].

Нами было впервые показано, что примесное ТГц излучение может возникать также в условиях межзонного оптического возбуждения полупроводников, легированных мелкими центрами [3], и такая ТГц фотолюминесценция (ФЛ) была обнаружена в целом ряде материалов (n-GaAs, p-Ge, n-GaN, n-Si). Природа ТГц ФЛ обусловлена особенностями процессов электронно-дырочной рекомбинации с участием примесных состояний. Такая рекомбинация приводит к образованию системы заряженных примесных центров и свободных носителей, захват которых на заряженные центры сопровождается ТГц излучением. Аналогичный механизм возбуждения внутрицентровых ТГц излучательных переходов должен иметь место и при электрической инъекции неравновесных носителей заряда в легированный мелкими центрами полупроводник, например при инъекции из p-n перехода. Такая примесная ТГц электролюминесценция (ЭЛ) обнаружена нами в 4H-SiC p<sup>+</sup>-n<sup>-</sup> диоде. ТГц излучение в 4H-SiC p<sup>+</sup>-n<sup>-</sup> структурах наблюдается до 270 К и связано с внутрицентровыми переходами в донорных центрах в n-области структуры. Внешний квантовый выход ТГц ЭЛ составляет 0.7% при 100К, а мощность излучения при токе 300 мА достигает 58 мкВт.

Высокая интенсивность примесной ТГц люминесценции является предпосылкой для создания простых и эффективных ТГц излучателей, в том числе ТГц светодиодов, с рабочей температурой вплоть до комнатной.

### Литература

- [1] S. H. Koenig and R. D. Brown, Phys. Rev. Lett. **4**, 170 (1960).
- [2] S. G. Pavlov, R. K. Zhukavin, E. E. Orlova, V. N. Shastin, A. V. Kirsanov, H.-W. Hübers, K. Auen, and H. Riemannl, Phys. Rev. Lett. **84**, 5220 (2000).
- [3] А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, Ю.Л. Иванов, М.С. Кипа, Письма в ЖЭТФ, **91**, 102 (2010).

## Особенности частотной зависимости проводимости неупорядоченных полупроводников в режиме прыжковой проводимости с постоянной длиной прыжка

М. А. Ормонт, И. П. Звягин

Физический факультет МГУ, Ленинские горы, д.1, кор.2, Москва, 119991, Россия.

тел: (495) 939-41-18, факс: (495) 939-37-31, эл. почта: ormont.73@mail.ru

Как известно, измерение частотной зависимости импеданса служит одним из важных методов получения информации о механизмах проводимости в неупорядоченных материалах. Для многих материалов частотная зависимость вещественной части проводимости имеет степенной вид  $\text{Re } \sigma(\omega) \sim \omega^s$ , причем в широкой области низких частот она сублинейна,  $0 < s < 1$  [1, 2]. Подобная зависимость получила объяснение в рамках теории прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка: как для релаксационной, так и для резонансной (бесфононной) компонент прыжковой проводимости сублинейность связана с уменьшением характерной длины прыжка с ростом частоты. В ряде случаев, однако, в области частот, отвечающих переходу от линейной к квадратичной частотной зависимости, наблюдалась суперлинейность частотной зависимости проводимости ( $s > 1$ ), которую не удастся описать в рамках стандартной теории [3]; в [4] суперлинейность интерпретировалась как непосредственное проявление кулоновской щели, возникающей в одночастичной плотности состояний, описывающей распределение самосогласованных энергий взаимодействующих локализованных носителей заряда в основном состоянии системы.

В настоящей работе рассматривается иной механизм появления суперлинейности, связанный с режимом прыжковой проводимости с постоянной длиной прыжка в области промежуточных частот, отвечающих переходу от линейной к квадратичной частотной зависимости моттовского типа. В этой области частот может оказаться, что основную роль играют переходы на близкие центры, и нельзя формально использовать плотность состояний с кулоновской щелью, поскольку энергии конечных состояний, вообще говоря, отличны от самосогласованных энергий в основном состоянии системы из-за наличия дырки в конечном состоянии. В этой области может реализоваться переход от режима резонансной проводимости с переменной длиной прыжка, зависящей от частоты, к режиму проводимости с постоянной длиной прыжка, когда основной вклад в проводимость вносят электронные переходы вне кулоновской щели внутри пар с межцентровыми расстояниями порядка оптимальной длины прыжка, слабо зависящей от частоты и определяемой параметрами системы [5]. Показано, что в переходной области частотная зависимость проводимости хорошо аппроксимируется суперлинейной функцией с показателем степени  $s \sim 1.1 - 1.2$ .

### Литература

- [1] I. P. Zvyagin, in: Charge Transport in Disordered Solids with Applications in Electronics, ed. S. Baranovski (John Wiley & Sons, Chichester, 2006), p. 339.
- [2] Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, ЖЭТФ **81**, 406 (1981).
- [3] E. Helgren, N. P. Armitage, G. Gruner, Phys. Rev. Lett. **89**(24), 246601 (2002).
- [4] M. Hering *et al.*, Phys. Rev. B **75**, 205203 (2007).
- [5] М. А. Ормонт, И. П. Звягин, ФТП **49**(4), 449 (2015).



## Детектирование суб-ТГц излучения асимметричными резонансно-туннельными наноструктурами при нулевом смещении

А. А. Горбацевич<sup>1,2</sup>, В. И. Егоркин<sup>2</sup>, И. П. Казаков<sup>1</sup>, В. В. Капаев<sup>1,2</sup>,  
В. Н. Мурзин<sup>1</sup>, С. А. Савинов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МИЭТ», проезд 4806, дом 5, Москва, Зеленоград, 124498, Россия.

тел: (499) 132-67-44, факс: (499) 132-23-20, эл. почта: s.a.savinov@mail.ru

Современная твердотельная микроэлектроника испытывает потребность в компактных высокочувствительных детекторах субтерагерцового (суб-ТГц) излучения, работающих в режиме нулевого смещения (zero bias detection), что обдодвлено как упрощением конструкции приемного элемента, так и существенным снижением уровня шумов [1]. Наряду с широко исследуемыми в этом плане традиционными СВЧ-детекторами (типа диодов Шоттки), значительный интерес представляет использование в качестве нелинейных элементов резонансно-туннельных диодных (РТД) структур, характеризующихся чрезвычайно малыми временами переходных процессов (менее 1 пс) [2]. Значительную асимметрию вольт-амперной характеристики (ВАХ) РТД можно создать, например, за счет специальной асимметричной конфигурации активной области [3]. С технологической точки зрения наиболее простой способ получения структурной асимметрии в РТД заключается в варьировании ширин барьеров и/или квантовых ям с сохранением химического состава соответствующих слоев.

В настоящей работе на основе численного решения уравнения Шредингера проведен анализ нелинейных свойств асимметричных одноямных и двухъямных РТД структур и особенностей выпрямления высокочастотного излучения в таких структурах при нулевом напряжении смещения. Представлены результаты расчетов ВАХ  $I_0(V_{dc}, V_{ac})$  РТД различной конфигурации в присутствии внешнего электромагнитного поля, выполненных в приближении, что частота поля  $\hbar\omega$  не превышает ширину резонансного уровня  $\Gamma$ . Рассмотрен как случай слабых полей, при котором изменения тока  $\Delta I_0$  пропорциональны второй производной  $d^2 I_0 / dV_{dc}^2$ , так и случай более интенсивного воздействия, когда в выпрямлении переменного сигнала участвует область ВАХ с отрицательной дифференциальной проводимостью. Определены оптимальные параметры асимметричных одноямных и двухъямных РТД структур с точки зрения величины второй производной  $d^2 I_0 / dV_{dc}^2$  ВАХ при нулевом смещении. Показано, что оптимальные двухъямные РТД обладают на порядок большей чувствительностью по сравнению с одноямными РТД. Измерены вольт-ваттные чувствительности изготовленных детекторов на основе асимметричных двухъямных GaAs/AlAs РТД с оптимальными структурными параметрами в диапазоне суб-ТГц частот.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00658), Минобрнауки России (задание № 2014/101).

### Литература

- [1] L. Liu, J. L. Hesler, H. Xu, *et al.*, IEEE MWCL **20**, 504 (2010).
- [2] J. S. Scott, J. P. Kaminski, M. Wanke, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **64**, 1995 (1994).
- [3] S. Takahagi, H. Shin-ya, K. Asakawa, *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **50**, 01BG01 (2011).

## Псевдомагнитное поле в деформированном дираковском материале

А. Д. Заболотский<sup>1,2</sup>, Ю. Е. Лозовик<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН, ул. Физическая, 5, Троицк, Москва, 142190, Россия.

<sup>2</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики, ул. Сущёвская, 22, Москва, 127055, Россия.

<sup>3</sup>Московский институт электроники и математики НИУ ВШЭ, ул. Таллинская, 34, Москва, 123458, Россия.

тел: (495) 851-08-81, эл. почта: lozovik@isan.troitsk.ru

Динамику электронов в графене описывает безмассовое уравнение Дирака. Деформации графена приводят к появлению в уравнении псевдомагнитного поля. [1] Можно ожидать аналогичное явление в трёхмерных материалах, в которых присутствуют киральные безмассовые фермионы, таких как дираковские и вейлевские полуметаллы.

В работе исследуются дираковские электроны в кристалле (10,3)-*a*, являющемся одной из предсказанных аллотропных модификаций углерода. [2,3] Показано, что деформация кристалла действительно приводит к появлению эффективного потенциала электрического и магнитного поля. Следовательно, в материале с такой кристаллической структурой можно наблюдать квантование Ландау в отсутствие внешнего магнитного поля.

### Литература

- [1] M. A. H. Vozmediano, M. I. Katsnelson, F. Guinea, *Physics Reports* **496**, 109 (2010).
- [2] J. L. Mañes, *Phys. Rev. B* **85**, 155118 (2012).
- [3] G.-M. Rignanes and J.-C. Charlier, *Phys. Rev. B* **78**, 125415 (2008).

## Теория квантового эффекта Холла в графене при 300 К

А. А. Грешнов, Я. М. Бельтюков

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

тел: (812) 292-73-67, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: a\_greshnov@hotmail.com

Уникальность квантового эффекта Холла (КЭХ) в графене заключается в его выдающейся «пожаростойкости»: как впервые показано в работе [1], проявления эффекта можно видеть вплоть до комнатной температуры,  $T=300\text{K}$ . Разумеется, для этого необходимо развести уровни Ландау на несколько величин  $T$ , что достигается при приложении достаточно сильного магнитного поля ( $B>40\text{T}$ ) за счет отсутствия у графена запрещенной зоны. Однако, условие  $\Delta E \gg T$  является необходимым, но не является достаточным, поскольку оно с запасом выполнено и в узкозонных квантовых ямах (например, InAs), где предельная температура наблюдения оказывается на порядок ниже. В действительности физика КЭХ при  $T \neq 0$  определяется конкуренцией упругого рассеяния, приводящего к практически тотальной локализации, и процессов неупругого рассеяния. Феноменологически это приводит к нетривиальной низкотемпературной зависимости ширин переходов между соседними плато от температуры,  $\Delta B \propto T^k$  с  $k \approx 0.4$  [2]. В настоящей работе предлагается теория, объясняющая возможность наблюдения КЭХ в графене при комнатной температуре подавлением процессов неупругого рассеяния с большой передачей энергии [3].

В качестве ведущего механизма сбоя фазы при повышенных температурах мы рассматриваем электрон-фононное взаимодействие [4]. Слабая (ван-дер-ваальсовская) связь графена с подложкой позволяет предположить двумерный характер продольных фононов, подтверждением чему служат экспериментальные результаты работы [5]. В отличие от трехмерных фононов, в двумерном случае экспоненциальное подавление процессов с волновым вектором фонона, превышающим обратную магнитную длину  $l_B$ , приводит к ограничению максимальной энергии перехода величиной  $\hbar s l_B^{-1}$  (где  $s$  – скорость звука в графене) вместо  $T$  (Рис. 1), что аналогично уменьшению числа связей в решеточных задачах теории протекания [6]. Это подразумевает соответствующую модификацию формулу для ширины переходных областей, т.е. в перколяционном приближении  $\Delta B \propto (\hbar s l_B^{-1})^k$  перестает зависеть от температуры. Иными словами, мы утверждаем, что в переходной области температур, пока прямой эффект функции распределения и влияние оптических фононов можно не учитывать, температурная зависимость картины КЭХ должна быть слабой (определяемой, вероятно, остаточным влиянием трехмерных фононов подложки).

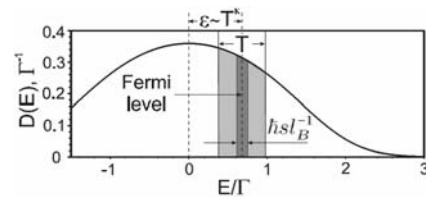


Рис. 1. Схема плотности состояний на основном уровне Ландау графена. Участвующие в перколяции электронные состояния выделены светло- (3D) темно- (2D) серым фоном.

### Литература

- [1] K. S. Novoselov et al., Science **315**, 1379 (2007).
- [2] B. Huckestein, Rev. Mod. Phys. **67**, 357 (1995).
- [3] A. A. Greshnov, JETP Lett. **100**, 577 (2014).
- [4] B. L. Altshuler et al., J. Phys. C **15**, 7367 (1982).
- [5] D. K. Efetov, P. Kim, Phys. Rev. Lett. **105**, 256805 (2010).
- [6] A. A. Greshnov, Y. M. Beltukov, Semiconductors **48**, 228 (2014).

## Линейное магнетосопротивление в двухслойном графене

Г. Ю. Васильева<sup>1,2,3</sup>, Д. Смирнов<sup>2</sup>, Ю. Б. Васильев<sup>1,2</sup>, Ю. Л. Иванов<sup>1</sup>, Р. Хауг<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Институт физики твердого тела, Ганновер, 30167, Германия.

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет, Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (951) 678-93-95, эл. почта: galja\_vasileva@mail.ru

Линейное магнетосопротивление (ЛМС) наблюдается во многих системах, таких как полуметаллы, узкозонные полупроводники, топологические изоляторы [1-3]. До сих пор нет ясной физической картины, объясняющей причины появления ЛМС и, как правило, это явление связывали с неоднородностью исследуемых образцов [4]. Недавно была разработана теория [5], предсказывающая, что ЛМС должно возникать в двухкомпонентных системах с равными концентрациями электронов и дырок. Проведенные нами исследования магнетосопротивления в двухслойном графене показали хорошее согласование с этой теорией.

Экспериментально исследовался образец двухслойного графена, содержащий три мостика Холла различной ширины 0.5 мкм, 1 мкм и 2.1 мкм, полученный методом отшелушивания. В качестве подложки использовался Si с пленкой SiO<sub>2</sub> толщиной 330 нм. Через образец пропускался ток 100 нА. Для исследования магнетосопротивления измерялись продольное и поперечное сопротивления мостиков Холла  $R_{xx}$  и  $R_{xy}$  четырехзондовым методом в перпендикулярном магнитном поле до 7 Тл и при температурах от 1.5 К до 150 К.

В ТЭН для всех трех Холловских мостиков магнетосопротивление показало линейную зависимость от магнитного поля. При увеличении электронно-дырочного дисбаланса, который характеризуется коэффициентом  $\xi = (n_h - n_e)^2 / (n_h + n_e)^2$ , где  $n_h$  и  $n_e$  концентрации дырок и электронов соответственно ( $\xi = 0$  в ТЭН), кривые МС отклоняются от линейной зависимости. По формуле, выведенной в теоретической работе [5] была произведена подгонка кривых магнетосопротивления, и полученные значения параметров показали хорошее согласие с экспериментально измеренными.

### Литература

- [1] R. Xu *et al.*, Nature **390**, 57 (1997).
- [2] W. R. Branford *et al.*, Appl. Phys. Lett. **86**, 202116 (2005).
- [3] W. Zhang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 156808 (2011).
- [4] M. M. Parish, P. B. Littlewood, Phys. Rev. B **72**, 094417 (2005).
- [5] P. S. Alekseev *et al.*, arXiv:1410.4982 (2014).

## Формирование монокристаллов графена на поверхности Ni(111) методом температурно-программируемого синтеза

С. Л. Коваленко, Б. В. Андрюшечкин, Т. В. Павлова, К. Н. Ельцов

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, д.38, Москва, 119991, Россия.

тел: (499) 503-87-69, факс: (499) 503-87-69, эл. почта: [eltsov@kapella.gpi.ru](mailto:eltsov@kapella.gpi.ru)

В настоящее время перед научным сообществом стоит задача создания технологии синтеза графеновых слоев на поверхности твердого тела. Перспективными считаются два процесса: высокотемпературный отжиг гексагонального карбида кремния и метод химического осаждения из газовой фазы на поверхность ряда металлов (Ni, Ru, Re, etc.). Проведенные к настоящему моменту исследования данных методов синтеза (см. [1,2]) показывают, что есть серьезные проблемы в получении монокристаллов графена достаточно большого размера (1 мм и более), и основные характеристики, такие как подвижность носителей заряда или линейность дисперсионной кривой в К-точке, существенно уступают образцам графена, отщепленным от графита ( $10^4$  и  $2 \times 10^5$  см<sup>2</sup>/Вс, соответственно). Наиболее привлекательной системой представляется графен на поверхности Ni(111), «отщепленный» от подложки монослоем золота, но применяемый метод химического осаждения из газовой фазы оказался достаточно грубым в силу высоких температур осаждения (450-600 С) и довольно сложной химии поверхности – происходит образование поверхностного карбида никеля Ni<sub>2</sub>C, обладающего несоразмерной решеткой, что формирует домены графена, развернутые относительно решетки Ni(111) [3]. Разработанный нами метод температурно-программируемого синтеза графена на поверхности Ni(111) снимает все указанные проблемы. Суть метода состоит в аккумуляции атомов углерода под поверхностью никеля при комнатной температуре (без проникновения в объем образца) и последующей сегрегации углерода на поверхность никеля и эпитаксиального роста графена при нагреве. На каждом этапе процесса возможен полный контроль путем варьирования температурой и дозой адсорбата (пропилена).

Нам удалось создать монокристалл графена большой площади (5x5 мм), который в результате последующей интеркаляции золота демонстрирует идеальную линейную дисперсию (конус Дирака) в К-точке зоны Бриллюэна. Для контроля атомной и электронной структуры были использованы сверхвысоковакуумная сканирующая туннельная микроскопия *in situ* и фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением. На основе теории функционала плотности дано описание элементарных процессов при диссоциации и дегидрировании исходных молекул пропилена, диффузии и сегрегации атомов углерода, формировании атомных цепочек и кольцевых структур из атомов углерода на поверхности Ni(111), интеркаляции золота.

### Литература

- [1] M. Batzil. Surface Science Reports **67**, 83 (2012).
- [2] K. S. Novoselov, V. I. Falko, L. Colombo, *et al.*, Nature **490**, 192 (2012).
- [3] P. Jacobson, B. Stoger, A. Garhofer, *et al.* ASC Nano **6**, 3564 (2012).

## Фазовые переходы в графите и графене при холодном сжатии

Г. В. Тихомирова, Т. К. Петросян, А. В. Тебеньков

Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург 620000, Россия.

тел: (343) 261-74-41, факс: (343) 350-74-01, эл. почта: Galina.Tikhomirova@urfu.ru

Исследованы проводимость, магнетосопротивление и термоэдс графита и графена при давлениях до 50 ГПа и комнатной температуре, а также кинетика их релаксации. После измерения барических зависимостей, образцы исследовались с помощью рабочей станции AURIGA CrossBeam, представляющей собой сканирующий электронный микроскоп (СЭМ) с возможностью рентгеновского микроанализа. Особенности на барических зависимостях сопротивления  $R(P)$ , магнетосопротивления и термоэдс графита, наблюдавшиеся в области давлений 15-20 ГПа и около 30 ГПа, связываются с фазовыми переходами в графите при этих давлениях [1-2].

Дополнительно исследовалась возможность возникновения новых фаз углерода из графита при длительной выдержке под давлением от 18 до 45 ГПа. Время выдержки при фиксированном давлении составляло сутки. Обнаруженные особенности на барических зависимостях сопротивления и времен релаксации сопротивления в области 27-35 ГПа, по-видимому, связаны с возникновением зародышей новой фазы. На СЭМ-снимке изображения поверхности образца, подвергнутого давлению в 45 ГПа, ясно прослеживаются включения новой фазы, которая сохранилась после снятия нагрузки. Однако фаза на графике барической зависимости электросопротивления проявляет себя слабо, так как шунтируется большим количеством графита, оставшегося после воздействия на образец давлением. Обнаружено два различных времени релаксации. Первое не превышает 40 секунд. Однако при более длительной выдержке под давлением в области давлений 27-35 ГПа время релаксации составляет несколько часов.

Зависимости  $R(P)$  для графена имеют вид, аналогичный графиту, но величины сопротивления графена почти на порядок выше. Первоначальное время релаксации сопротивления графена после смены давления значительно выше, чем для графита и составляет ~10 мин. в области фазового перехода (15-20 ГПа). СЭМ-изображение не показало наличия новой фазы.

Поперечное магнитное поле до 1 Тл изменяло величину, но не меняло характер зависимостей сопротивления от давления. Для всех образцов наблюдалось отрицательное магнетосопротивление: для графита при давлениях до 30 ГПа и для графена до 23 ГПа. При давлениях выше указанных магнитное поле не влияет на сопротивление образцов. В области 15-20 ГПа изменение сопротивления под влиянием магнитного поля наиболее выражено (составляет 3-5 %). Зависимости термоэдс графена и графита от давления имеют похожий характер. В графене также обнаружены особенности термо-ЭДС в диапазоне давлений от ~22 ГПа до ~34 ГПа.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 13-02-96039-р\_урал, 13-02-00633) и Правительства Свердловской области.

### Литература

- [1] S. E. Boulfelfel, A. R. Oganov, S. Leoni, Scientific Reports **2**, 471 (2012).
- [2] Y. Wang, J. E Panzik, B. Kiefer, K. K. M. Lee, Scientific Reports **2**, 520 (2012).

## Влияние дефектов и примесных комплексов, создаваемых контролируемым образом, на оптические и электрофизические свойства графена, синтезированного на 6H-SiC

В. Ю. Давыдов, А. Н. Смирнов, В. М. Микушкин, С. П. Лебедев, **А. А. Лебедев**  
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (812) 292-71-25, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: shura.lebe@mail.ioffe.ru

Потенциальные возможности структурно-совершенного графена очень велики, однако наличие структурных дефектов, которые могут появиться во время роста или последующей обработки, ухудшают характеристики приборных структур на его основе. Мы сообщаем о результатах исследований, направленных на изучение влияния точечных дефектов и их комплексов с основными примесями, созданных

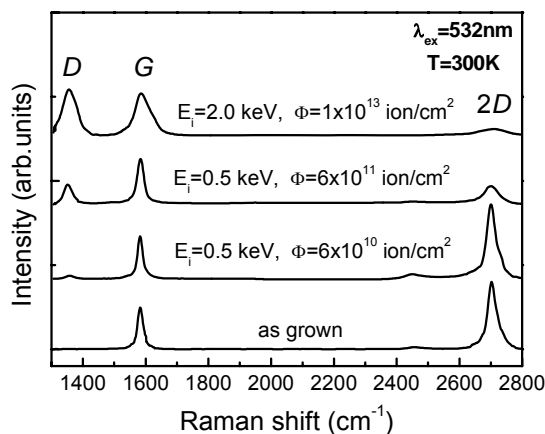


Рис. 1. Спектры КРС исходного слоя графена, синтезированного на подложке 6H-SiC, и слоев графена, облученных ионами  $\text{He}^+$  с энергиями 2.0 и 0.5 кэВ с различными дозами. Из спектров удалены полосы, обусловленные вкладом подложки 6H-SiC.

примесных центров и комплексов осуществлялись методами оптической спектроскопии и электрическими методами ( $I$ - $V$  характеристики, эффект Холла, магнетосопротивление). Определение доминирующих типов взаимодействия собственных дефектов с основными легирующими примесями в графене позволит лучше понять их влияние на его электрофизические и оптические свойства. Мы рассчитываем, что результаты наших исследований будут способствовать развитию технологии создания высококачественных приборных структур на основе графена.

### Литература

- [1] А. А. Лебедев, И. С. Котоусова, А. А. Лаврентьев, С. П. Лебедев, И. В. Макаренко, В. Н. Петров, А. Н. Титков, «Формирование нанокристаллических пленок на поверхности SiC методом сублимации в вакууме», ФТТ **51**, 783 (2009).
- [2] V. M. Mikoushkin, V. V. Shnitov, A. A. Lebedev, S. P. Lebedev, S. Yu. Nikonov, T. Iakimov, O. Yu. Vilkov, R. Yakimova, «Size confinement effect in graphene grown on 6H-SiC (0001) substrate», CARBON **86**, 139 (2015).

## Терагерцовая фотопроводимость структур на основе эпитаксиального графена

**Г. Ю. Васильева**<sup>1,2</sup>, Ю. Б. Васильев<sup>1</sup>, Ю. Л. Иванов<sup>1</sup>, С. Новиков<sup>3</sup>, С. Данилов<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Физико-Технический Институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>3</sup>Университет Аальто, ул. Теитотие, 3, Эпсоо, 02150, Финляндия.

<sup>4</sup>Институт прикладной физики, Технический Университет, Регенсбург, 38106, Германия.

тел: (951) 678-93-95, эл. почта: galja\_vasileva@mail.ru

Ожидается, что графен в будущем найдет широкое применение в электронике, в частности, для изготовления оптических приборов, таких как излучатели и фотодетекторы. Имеется много публикаций, посвященных исследованию графеновых фотодетекторов в оптическом и инфракрасном диапазонах электромагнитного спектра. В терагерцовом диапазоне сигнал фотопроводимости в однородном графене получить не удастся. Нами были изготовлены несколько структур на базе эпитаксиального графена и исследованы механизмы терагерцового отклика в таких образцах.

В докладе представлены результаты экспериментального исследования терагерцовой фотопроводимости образцов эпитаксиального графена для двух типов структур. Первая структура, имеющая форму меандра, изготовлена из однородного графена и представляет собой узкую (шириной 100 мкм или 50 мкм) и длинную (длиной 63 мм) полосу графена, размещенную на площади 3х3 мм. Вторая структура состоит из двух гребенок из графена с разным типом проводимости, вставленных друг в друга. Вдоль линии соприкосновения зубьев таких гребенок образуется протяженный р-п переход. Измерения фотопроводимости проводились с помощью терагерцового лазера при различных частотах излучения в диапазоне от 1 ТГц до 3 ТГц. Обнаружено, что основным механизмом фотопроводимости в структурах графена является разогрев носителей заряда под действием лазерного излучения. В структурах с р-п переходом выделен резонансный фотоответ, который объясняется возбуждением плазмонов при совпадении их частоты с частотой излучения лазера.



## Комбинированные подложки моно- и поликристаллического полупроводникового CVD алмаза большой площади

А. Л. Вихарев, А. Б. Мучников, Д. Б. Радищев, С. А. Богданов,  
В. А. Исаев, О. А. Иванов, А. М. Горбачев

ИПФ РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия.

тел: (831) 416-49-60, факс: (831) 416-06-16, эл. почта: val@app.sci-nnov.ru

Монокристаллический CVD алмаз, доступный в виде пластин с размерами от 3x3 до 5x5 мм<sup>2</sup> и обладающий совокупностью исключительных свойств, рассматривается как полупроводниковый материал для создания электронных приборов нового поколения. Технология производства CVD монокристаллов большей площади еще находится в стадии разработки, а рекордный размер пластины алмаза (сращенного из нескольких пластин-«клонов») составляет 40x60 мм [1]. Для применения CVD алмаза в приборостроении альтернативой сращиванию нескольких монокристаллов в одну пластину может являться получение комбинированной пластины поли- и монокристаллического CVD алмаза, то есть пластины поликристаллического алмаза со вращенными в нее включениями из монокристаллического алмаза [2,3]. Использование комбинированного поли- и монокристаллического алмаза позволит значительно расширить применение монокристаллических пластин небольших размеров.

В настоящей работе представлены результаты исследования получения комбинированных пластин в CVD реакторе на основе СВЧ резонатора, возбуждаемого на частоте 2.45 ГГц. В результате разработана CVD технология выращивания комбинированных пластин большой площади (диаметром до 76 мм), содержащих более 100 монокристаллов CVD алмаза, вращенных в поликристаллическую алмазную основу, Рис.1. Разработанная технология включает соединение поли- и монокристаллических областей в процессе CVD роста, снятие механических напряжений между областями путем высокотемпературного отжига и выращивание на монокристаллических областях

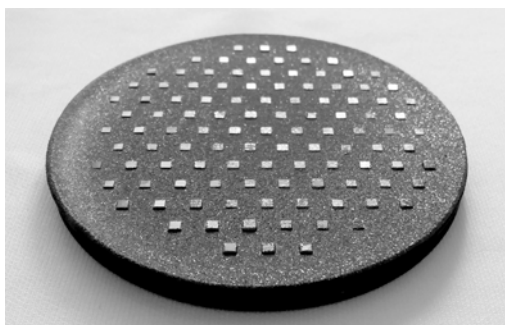


Рис. 1. Фотография комбинированной пластины моно- и поликристаллического CVD алмаза диаметром 76 мм с 109 монокристаллами размером 1,5x1,5x0,5 мм после процесса роста.

комбинированных пластин эпитаксиальных слоев CVD алмаза, легированных бором. Применение технологии позволяет получать комбинированные пластины пригодные для создания электронных приборов на основе полупроводникового CVD алмаза в существующих технологических линиях.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства РФ по постановлению 220, договор №14.В25.31.0021 с ведущей организацией ИПФ РАН.

### Литература

- [1] Н. Yamada, *et al.* Applied Physics Letters **104**, 102110 (2014).
- [2] А. Л. Вихарев и др. Физика и техника полупроводников **46**, 274 (2012).
- [3] А. В. Muchnikov, *et al.* Materials Letters **139**, 1 (2015).

## Влияние высокотемпературных отжигов на морфологию поверхности меди и выращенного графена

С. В. Голод, М. А. Сергеев, В. А. Володин, А. И. Комонов, Р. А. Соотс,  
В. Я. Принц

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

тел: (383) 333-06-99, факс: (383) 330-56-36, эл. почта: mikhail\_sergeev@isp.nsc.ru

Химическое газофазное осаждение на медной подложке является одним из перспективных методов получения графена. Как правило, поверхность исходной медной фольги после механической обработки и электрохимической полировки имеет развитый рельеф на уровне нескольких микрон, который частично удаётся уменьшить с помощью высокотемпературного отжига при температуре  $\sim 1000^\circ\text{C}$ . Однако в процессе отжига на поверхности фольги образуются дополнительные точечные дефекты и канавки вдоль границ зёрен поликристаллов меди, что препятствует выращиванию совершенных плёнок графена, а также приводит к образованию в ней структурных дефектов [1].

В данной работе экспериментально показана возможность получения поверхности медной фольги, не содержащей макрорельефа, обусловленного поликристаллическими зёрнами. Методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) установлено, что в процессе высокотемпературных отжигов на поверхности меди формируются островки высотой  $\sim 20$  нм и диаметром  $\sim 200$  нм (рисунок 1.а), плотность и размеры которых уменьшаются с понижением температуры отжига. Изучено влияние наноразмерных островков меди на формирование дефектов в плёнках графена. Об удовлетворительном структурном совершенстве выращенной графеновой плёнки можно судить по спектру комбинационного рассеяния света (КРС) на рисунке 1.б (отсутствие пика D; отношение пиков I2D/IG>1; полная ширина 2D-пика на полувысоте  $30\text{ см}^{-1}$ ). Показано, что подбор условий высокотемпературного отжига позволяет сформировать гладкую поверхность меди, пригодную для выращивания высококачественных плёнок графена с низким содержанием дефектов.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-29-10261 офи\_м.

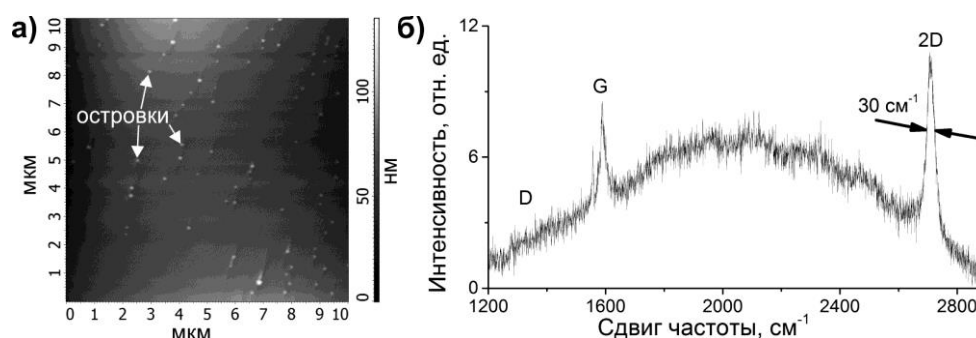


Рис. 1. а) АСМ-изображение поверхности медной фольги производства фирмы Alfa Aesar (степень чистоты 99,9995%) после высокотемпературного отжига б) КРС-спектр графеновой плёнки выращенной на Cu-фольге при  $1000^\circ\text{C}$  и давлении 10 Торр.

### Литература

[1] W. Liu, H. Li, C. Xu, Y. Khatami, K. Banerjee, Carbon **49**, 4122 (2011).

## Рост нанокристаллических алмазных пленок на монокристаллическом AlN

О. И. Хрыкин<sup>1</sup>, Ю. Н. Дроздов<sup>1</sup>, М. Н. Дроздов<sup>1</sup>, П. А. Юнин<sup>1</sup>, В. И. Шашкин<sup>1</sup>,  
С. А. Богданов<sup>2</sup>, **А. Б. Мучников<sup>2</sup>**, А. Л. Вихарев<sup>2</sup>, Д. Б. Радищев<sup>2</sup>, В. В. Чернов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, Россия.

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия.

тел: (831) 416-49-60, факс: (831) 416-06-16, эл. почта: mab1@appl.sci-nnov.ru

Гетероструктура двух тонких пленок алмаз-AlN имеет большой потенциал для различных приложений. Сочетание уникальных механических и тепловых характеристик нанокристаллических алмазных плёнок (NCD) и высоких пьезоэлектрических свойств AlN позволяет ожидать создание, например, МЭМС с новыми характеристиками [1]. В большинстве исследований на эту тему поликристаллические пленки AlN выращивают на поверхности алмаза [2]. Однако такой подход предполагает сложные технологические процессы, связанные, например, с полировкой либо с получением свободно стоящих алмазных пленок (для выращивания AlN на их гладкой нуклеационной стороне). Перспективным является непосредственный рост CVD (chemical vapor deposition) алмазной пленки в процессе плазмохимического синтеза на гладкой подложке монокристаллического AlN.

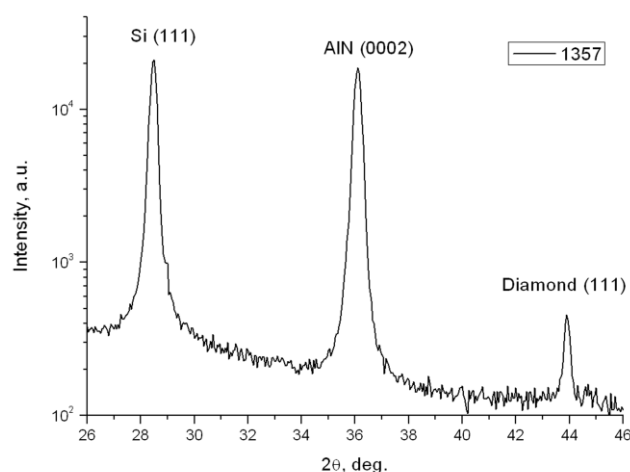


Рис. 1. Дифрактограмма для образца 1357: структура алмаз/AlN/Si(111).

В настоящей работе монокристаллические слои AlN ориентации (0001) были получены в реакторе MOCVD пониженного давления с использованием в качестве источников триметил алюминия и мышьяка. Подложкой служил монокристаллический кремний ориентации (111). Пленки NCD толщиной 300-400 нм на монокристаллическом AlN были выращены в CVD реакторе на основе 2.45 ГГц СВЧ разряда в смеси газов H<sub>2</sub>+CH<sub>4</sub>, Рис.1. Исследование свойств полученных NCD пленок на поверхности AlN в зависимости от методов предвари-

тельной подготовки поверхности и различных условий синтеза было проведено методами ВИМС, рентгеновской дифракции, рамановской спектроскопии, СЭМ, СЗМ.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства РФ по постановлению 220, договор № 14.B25.31.0021 с ведущей организацией ИПФ РАН.

### Литература

- [1] Hees J. et al.// Nanotechnology (2013) 24 025601.  
[2] Mortet V. et al.// Proc. Chem. (2009) 1 40–3.

## Механизмы спиновой релаксации марганца в ферромагнитном (Ga,Mn)As

**И. В. Крайнов<sup>1</sup>**, В. Ф. Сапега<sup>1,2</sup>, Н. С. Аверкиев<sup>1</sup>, Г. С. Димитриев<sup>1</sup>, К. Н. Ploog<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Лаборатория спиновой оптики, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 198504, Россия.

<sup>3</sup>Paul-Drude-Institut für Festkörperelektronik, Hausvogteiplatz, 5–7, Berlin, D-10117, Germany.

тел: (812) 292-71-55, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: igor.kraynov@mail.ru

Одним из направлений современной физики конденсированного состояния является получение материалов комбинирующих в себе магнитные и «классические» полупроводниковые свойства и изучение способов управления ими. Примером такого материала может служить (Ga,Mn)As. Одной из центральных характеристик магнитных материалов является время релаксации магнитной подсистемы. В данной работе теоретически и экспериментально изучалось время поперечной спиновой релаксации марганца и его g-фактор в ферромагнитном (Ga,Mn)As. Данные характеристики центров марганца можно исследовать по анализу линии Рамановского спин-флип рассеяния. Измерения производились в широком диапазоне температур начиная от ферромагнитной области, заканчивая парамагнитной. Это позволяет исследовать вклады различных механизмов спиновой релаксации центров марганца и изменение величины g-фактора в разных фазах. По изменению ширины линии Рамановского спин-флип рассеяния дырок на центрах марганца от температуры была получена зависимость времени жизни спина марганца начиная от ферромагнитного состояния до парамагнитного. Зависимость положения центра линии Рамановского спин-флип рассеяния от магнитного поля позволяет экспериментально определить g-фактор марганца, таким образом была получена его температурную зависимость. Для данной системы была разработана аналитическая теория описывающая динамику подсистемы состоящей из ионов марганца и учитывающая влияние ансамбля дырок.

Анализ экспериментальных данных в совокупности с предлагаемой теоретической моделью позволил выявить наличие двух основных механизмов спиновой релаксации связанных с дырками. Первый – это релаксация спина дырок не связанная с наличием магнитных ионов и, как следствие, последующая релаксация спина марганца из-за коллективного движения подсистемы состоящей из ионов марганца и ансамбля дырок. Этот механизм является преобладающим в ферромагнитной фазе. Второй связан с флуктуациями спина дырок, создающих случайное эффективное поле для центров марганца. Этот механизм существует на всем диапазоне температур, однако преобладает в парамагнитной фазе. Разработанная методика может быть применена и к другим соединениям состоящим из нескольких магнитных подсистем.

## О возможности выполнения квантовых логических операций в системе двух электронов, локализованных на Ge квантовой точке

А. В. Ненашев<sup>1</sup>, А. Ф. Зиновьева<sup>1</sup>, А. В. Двуреченский<sup>1</sup>, Т. С. Зароднюк<sup>2</sup>,  
А. Ю. Горнов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников, пр.Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090.

<sup>2</sup>Институт динамики систем и теории управления, ул. Лермонтова 134, Иркутск.  
тел: (383) 333-26-24, факс: (383) 333-27-71, эл. почта: nenashev@isp.nsc.ru

Недавно была экспериментально подтверждена возможность одновременной локализации двух электронов с разными  $g$ -факторами на одной Ge/Si квантовой точке в разных  $\Delta$ -долинах (рис. 1а) [1]. Полученное различие  $g$ -факторов  $\delta g \approx 10^{-3}$  позволяет реализовать адресное обращение к каждому электрону и может стать основой новых предложений по реализации квантовых логических операций, где роль кубитов играют спины электронов.

В данной работе предложен метод выполнения основных квантовых операций в системе двух электронов с постоянным обменным взаимодействием [2]. Метод позволяет реализовать универсальный набор одно- и двухкубитовых операций (элементарные вращения, SWAP,  $\sqrt{\text{SWAP}}$  и т.д.) с помощью зависящей от времени добавки  $\delta \mathbf{B}(t) = A \cos(\omega t + \varphi) + C$  к постоянному магнитному полю  $\mathbf{B}$  в присутствии непрерывного СВЧ-излучения (рис. 1б). Адресное обращение к кубитам осуществляется путем изменения добавки  $\delta \mathbf{B}$  в пределах нескольких гаусс, тем самым один из электронов вводится в резонанс. Подавление обменного взаимодействия  $J$ , необходимое для однокубитовых операций, осуществляется за счет периодически повторяющихся переворотов спинов. В результате численных экспериментов для каждой логической операции найден оптимальный набор параметров  $(A, \omega, \varphi, C)$ , позволяющий выполнить её с ошибкой не хуже  $5 \cdot 10^{-3}$ , и продемонстрировано, что характеристики Ge/Si системы с Ge квантовыми точками ( $\delta g \approx 10^{-3}$ ,  $J \sim 10^{-10}$  эВ) близки к оптимальным. Работа поддержана РФФИ.

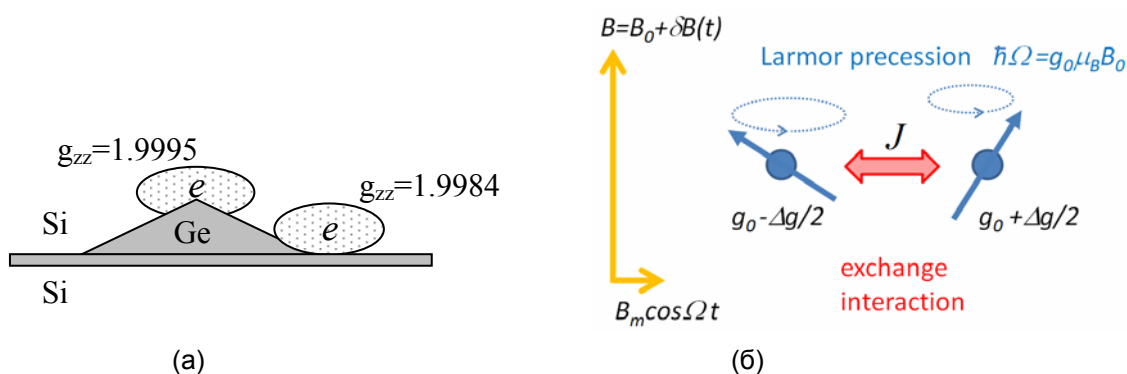


Рис. 1. Схема локализации электронов (а) и иллюстрация предлагаемого метода (б).

### Литература

- [1] A. F. Zinovieva, N. S. Stepina, A. V. Dvurechenskii, L. V. Kulik, G. Mussler, J. Moers, D. Grützmacher, Solid State Phenomena, 2015 (в печати), arXiv:1501.06757.
- [2] A. V. Nenashev, A. F. Zinovieva, A. V. Dvurechenskii, A. Yu. Gornov, T. S. Zarodnyuk, J. Appl. Phys, 2015 (в печати), arXiv:1501.06294.

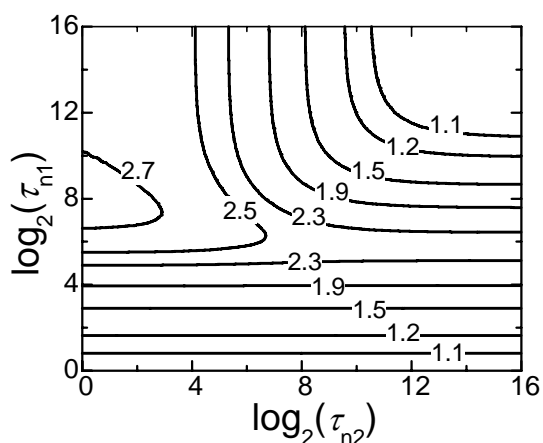
## Спин-зависимая рекомбинация и сверхтонкое взаимодействие на глубоких парамагнитных дефектах

Е. Л. Ивченко, Л. А. Бакалейников, В. К. Калевич

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

тел: (812) 297-22-45, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: ivchenko@coherent.ioffe.ru

Построена теория междузонной оптической ориентации и спин-зависимой рекомбинации Шокли-Рида в полупроводниках в продольном магнитном поле при учете сверхтонкого взаимодействия локализованного электрона с ядром локализирующего дефекта [1]. Мы обобщили уравнения кинетики электронно-ядерной системы и ввели два времени релаксации  $\tau_{n1}$  и  $\tau_{n2}$ , соответственно для состояния дефекта с одним и двумя связанными электронами. Общая теория развита для произвольной величины ядерного спина  $I$ . Расчет зависимости электронной и ядерной спиновых поляризаций от магнитного поля и интенсивности возбуждающего света выполнен для частного значения  $I = 1/2$ .



Установлено, что в этом случае влияние ядер можно полностью учесть заменой времени спиновой релаксации связанных электронов  $\tau_{sc}$  на эффективное время  $\tau_{sc}^{(eff)}$ , зависящее от концентрации свободных электронов и дырок и спиновой поляризации свободных электронов. В магнитном поле электрон-ядерное взаимодействие ослабляется, что приводит к увеличению спиновой поляризации электронов  $P_e$  и подавлению динамической поляризации ядер. В рассмотренной модели эти эффекты

магнитного поля, а также его воздействие на поляризацию и интенсивность люминесценции проявляются только через время  $\tau_{sc}^{(eff)}$ . Удобной характеристикой эффекта сверхтонкого взаимодействия служит отличие от единицы отношения  $\eta = P_e(\infty)/P_e(0)$  электронных поляризаций при сильном и нулевом магнитном поле  $B_z$ . Для анализа влияния каждого из двух времен  $\tau_{n1}$  и  $\tau_{n2}$  построены контурные линии постоянных значений величины  $\eta$ , рассматриваемой как функция двух переменных, см. рисунок, где для удобства по осям отложены логарифмы по основанию 2 от времен в пикосекундах. Результаты расчета, выполненного при  $I = 1/2$ , находятся в согласии с экспериментом, за исключением описания асимметрии функции  $P_e(B_z)$ , обнаруженной в  $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$  с ядерным спином дефекта  $3/2$  [2]. Показано, что при  $I = 3/2$  теория допускает асимметрию функции  $P_e(B_z)$ , тогда как в особом случае  $I = 1/2$  поляризация  $P_e$  является четной функцией  $B_z$ .

### Литература

- [1] E. L. Ivchenko, L. A. Bakaleinikov, V. K. Kalevich, arXiv:1412.1664v1.
- [2] V. K. Kalevich, M. M. Afanasiev, A. Yu. Shiryaev, A. Yu. Egorov, Phys. Rev. B **85**, 035205 (2012).

## О генерации спин-волнового тока в гибридных наноструктурах

И. И. Ляпилин, М. С. Окороков

ИФМ УрО РАН, С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, Россия.

тел: (343) 378-37-30, эл. почта: Okorokovmike@gmail.com

Одним из способов возбуждения спинового тока в структурах металл/непроводящий магнетик является применение резонансных методов, при котором энергия, поглощаемая подсистемой локализованных спинов диэлектрика, существенно возрастает при выполнении резонансных условий. В качестве внешнего воздействия применяется переменное магнитное поле, приводящее к ферромагнитному резонансу в подсистеме локализованных магнитных моментов [1]. В экспериментах по поглощению энергии звуковой волны [2] было показано, что в структурах Pt/Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (YIG) реализуется также акустическая спиновая накачка (acoustic spin pumping (ASP)). Инжекция звуковой волны в YIG через магнон-фононное взаимодействие модулирует магнонное распределение в YIG, а обменное взаимодействие магнитных моментов на интерфейсе в конечном итоге приводит к генерации спинового тока в металл, измерение которого осуществляется с помощью инверсного спинового эффекта Холла. Заметим, что ASP реализуется при более низких частотах возбуждения и может быть обусловлен как объемной, так и поверхностной звуковыми волнами.

В структурах металл(полупроводник)/непроводящий магнетик нами теоретически изучен обратный эффект, когда внешние возмущающие поля (электрическое или звуковое), действуют на систему электронов проводимости металла (полупроводника). При учете спин-орбитального взаимодействия в переменном электрическом поле становится возможным резонансное возбуждение спиновой электронной подсистемы (комбинированный или электро-дипольный резонанс). Резонансное поглощение энергии звуковой волны электронами проводимости возможно и при акустическом спиновом резонансе [3]. В приближении эффективных параметров, когда каждая из подсистем описывается своей эффективной температурой, нами построены макроскопические уравнения, описывающие реализующиеся в этих условиях эффекты спиновых токов, обусловленные обменным взаимодействием локализованных магнитных моментов и электронов проводимости на интерфейсе.

### Литература

- [1] V V Kruglyak, S O Demokritov, D Grundler. J. Phys. D: Appl. Phys. **43**, 264001 (2010).
- [2] K. Uchida, H. Adachi, T. An, *et.al.* J. Appl. Phys **111**, 059903 (2012).
- [3] I. I. Lyapilin. J. Acoust. Soc. Am **133**, 1894 (2013).

## Спиновый транспорт и спиновый резонанс с участием мелких доноров в кремнии

А. П. Деточенко<sup>1</sup>, А. В. Сухоруков<sup>1</sup>, Д. В. Гусейнов<sup>1</sup>, А. В. Кудрин<sup>1</sup>,  
С. А. Попков<sup>1</sup>, А. В. Королева<sup>1</sup>, А. А. Ежевский<sup>1</sup>, А. А. Конаков<sup>1</sup>, В. А. Бурдов<sup>1</sup>,  
Д. Г. Зверев<sup>2</sup>, Г. В. Мамин<sup>2</sup>, Н. В. Абросимов<sup>3</sup>, Н. Riemann<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия.

<sup>2</sup>Казанский Федеральный Университет, ул. Кремлевская, 18, 420008, Казань, Россия.

<sup>3</sup>Leibniz Institute for Crystal Growth, Max-Born-Str., 2, Berlin, 12489, Germany.

эл. почта: *DetochenkoSasha@mail.ru*

В настоящей работе исследовались образцы моноизотопного кремния  $^{28}\text{Si}$ , легированные примесью лития с концентрацией  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , с содержанием кислорода  $\sim 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , а также кремния, легированного висмутом с концентрациями  $1.1 \times 10^{13} - 7.7 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Транспортные и спин-релаксационные характеристики электронов проводимости в Si:Bi изучались методами спинового резонанса и холловской спектроскопии. При температурах 10 - 80 К было обнаружено, что зависимость холловского сопротивления от магнитного поля отклоняется от линейной, что является проявлением аномального эффекта Холла. При этом вклад аномальной составляющей в полное холловское сопротивление уменьшается с увеличением, как температуры, так и концентрации висмута. Для наибольшей концентрации висмута ( $7.7 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) наблюдалась смена знака магнетосопротивления с положительного на отрицательный с увеличением тока. Полученные результаты могут быть объяснены в рамках представлений о спин-зависимом рассеянии, индуцированном примесными центрами Bi с наибольшим среди доноров спин-орбитальным потенциалом.

Для увеличения числа электронов в зоне проводимости образцы Si:Bi с концентрацией висмута  $\sim 2 \times 10^{14} \times \text{см}^{-3}$  дополнительно легировались литием с концентрацией  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Литий является мелким донором в кремнии с минимальной константой спин-орбитального взаимодействия, значение которой было определено из поведения g-факторов донорного электрона в основном состоянии лития [1] и из зависимости скорости спиновой релаксации от температуры. Для этого были исследованы спектры спинового резонанса изолированного донорного центра Li и комплекса LiO в кристаллах  $^{28}\text{Si}:\text{Li}$ . Были рассчитаны константы спин-орбитального взаимодействия для Li и LiO в Si:  $\Delta_{\text{so}} \approx 9.65 \times 10^{-6} \text{ мэВ}$  и  $\Delta_{\text{so}} \approx 3.07 \times 10^{-2} \text{ мэВ}$ , соответственно.

В образцах Si:Bi дополнительно легированных Li было обнаружено драматическое уширение линии спинового резонанса при концентрации висмута  $\sim 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , вызванное спиновой релаксацией по механизму Эллиотта-Яфета [2, 3], индуцированной центрами висмута.

### Литература

[1] A. A. Ezhevskii, *et al.*, Solid State Phenomena **205-206**, 191 (2014).

[2] R. J. Elliott, Phys. Rev. **96**, 266 (1954).

[3] Y. Yafet, Solid State Physics, edited by F. Seitz and D. Turnbull, V. 14, P. 1 (1963).



## Спиновые светоизлучающие диоды на основе наноразмерных структур InGaAs/GaAs с ферромагнитным инжектором CoPt

А. В. Здоровейцев<sup>1</sup>, М. В. Дорохин<sup>1</sup>, П. Б. Демина<sup>1</sup>, Ю. А. Данилов<sup>1</sup>,  
 А. В. Кудрин<sup>1</sup>, Е. А. Питиримова<sup>1</sup>, А. Г. Темиряев<sup>2</sup>, М. П. Темиряева<sup>2</sup>, F. Iikawa<sup>3</sup>  
<sup>1</sup>НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина, 23/3, Н. Новгород, 603950, Россия.  
<sup>2</sup>ИРЭ РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская область, 141120, Россия.  
<sup>3</sup>Unicamp, Rua Sérgio Buarque de Holanda, 777, Campinas SP, 13083-859, Brazil.  
 тел: (831) 462-31-20, факс: (831) 462-31-36, эл. почта: [zdorovei@nifti.unn.ru](mailto:zdorovei@nifti.unn.ru)

Совершенствование свойств спиновых светоизлучающих диодов (ССИД) путём варьирования технологических параметров является важной задачей спинтроники. В настоящей работе методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении были сформированы светоизлучающие структуры с квантовыми ямами InGaAs/GaAs. На поверхности структур методом низкотемпературного электронно-лучевого послойного осаждения в высоком вакууме были сформированы ферромагнитные пленки CoPt с составом, близким к эквиатомному [1]. Показано, что пленки CoPt имеют структуру поликристалла и ярко выраженную анизотропию намагниченности с преимущественным положением оси легкого намагничивания перпендикулярно плоскости слоёв структуры. Для сформированного спинового светоизлучающего диода с контактом Co (рис.1, кривая 1) в диапазоне полей до 300 мТл наблюдается циркулярно-

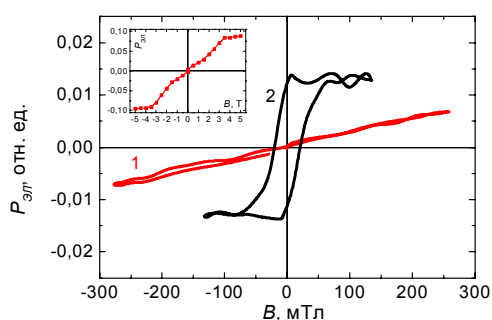


Рис. 1. Зависимость  $P_{эл}$  от магнитного поля ( $B$ ) для образца с контактом Co (кривая 1 и вставка) и CoPt (кривая 2).

поляризованная люминесценция с близкой к линейной зависимостью степени поляризации от магнитного поля. Значение  $P_{эл}$  насыщается в сильных магнитных полях  $\approx 3.5$  Тл (вставка к рис.1). Для аналогичной структуры с контактом CoPt (рис.1, кривая 2) наблюдается нелинейная зависимость  $P_{эл}(B)$  с петлёй гистерезиса и насыщением в магнитном поле  $\pm 80$  мТл. Исследована зависимость параметров ССИД данной конструкции от температуры формирования и состава пленки CoPt. Проведено исследование

поверхности CoPt методом магнитно-силовой микроскопии; обнаружен контраст типа цилиндрических магнитных доменов, которые подвижны даже в поле зонда.

Таким образом, показана возможность использования CoPt в качестве ферромагнитных инжекторов ССИД, работающих при температурах близких к комнатным (до 250 К) в сравнительно узком диапазоне магнитных полей до  $\pm 100$  мТл.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (15-02-07824а, 14-07-31280 мол а) и государственных заданий Минобрнауки России (8.1054.2014/К, 3.285.2014/К, 2014/134).

### Литература

[1] H. Sato, T. Shimatsu, Y. Okazaki, H. Muraoka, H. Aoi, S. Okamoto and O. Kitakami, J. Appl. Phys. **103**, 07E114 (2008).

## Динамика и флуктуации спина в режиме стриминга

Д. С. Смирнов, Л. Е. Голуб

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

тел: (812) 297-22-45, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: smirnov@mail.ioffe.ru

При приложении сильного электрического поля к высокоподвижной гетероструктуре с невырожденным электронным газом система может перейти в режим стриминга. Этот режим характеризуется тем, что электрон в течение времени  $t_{tr}$  движется баллистически, пока не достигает энергии оптического фонона, а затем, испустив фонон, рассеивается в область малых импульсов. Целью данной работы является теоретическое исследование спиновой динамики и описание спектров спиновых флуктуаций в режиме стриминга с учётом спин-орбитального взаимодействия и упругого рассеяния, характерное время которого  $\tau_p \gg t_{tr}$ .

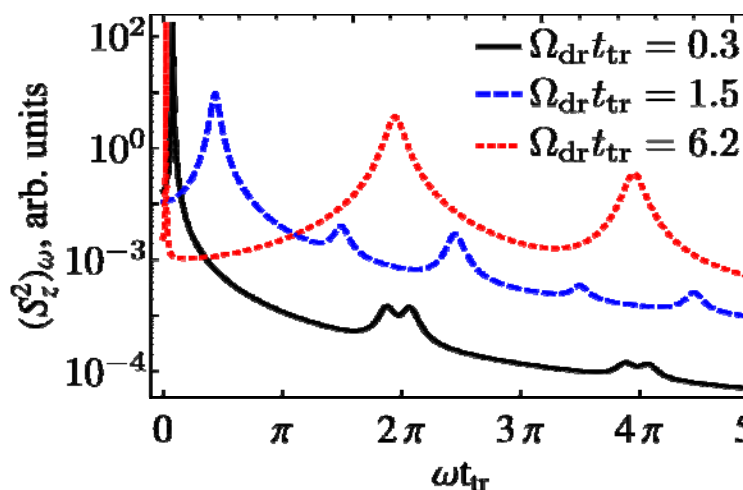


Рис. 1. Спектры спинового шума при различных частотах спиновой прецессии.

Из-за дрейфа электронов в электрическом поле и спин-орбитального взаимодействия Рашибы или Дрессельхауза возникает постоянная частота спиновой прецессии  $\Omega_{dr}$ . При наличии упругого рассеяния в режиме стриминга возникает также и спиновая релаксация [1]. В данной работе спиновая динамика описывалась с помощью кинетического уравнения для спиновой матрицы плотности.

Продemonстрировано, что время спиновой релаксации немонотонным образом зависит от напряжённости электрического поля и может быть как сильно длиннее  $\tau_p$  и периода спиновых биений  $2\pi/\Omega_{dr}$ , так и сравнимо с ними.

Наличие в системе нескольких временных масштабов делает особенно актуальным изучение спектров спиновых флуктуаций. В общем случае спектр состоит из серии пиков различной ширины, Рис. 1. Если зондирующий луч направлен перпендикулярно гетероструктуре, то основной пик расположен на частоте спиновой прецессии  $\Omega_{dr}$ , а его ширина определяется временем спиновой релаксации (сплошная кривая). Также в спектре проявляются пики на частотах кратных  $2\pi/t_{tr}$ , расщеплённые на  $2\Omega_{dr}$  и имеющие ширину  $\sim 1/\tau_p$ . Если частота спиновой прецессии становится сравнима с  $1/t_{tr}$ , то форма спектров качественно меняется (штриховая и пунктирная кривые). Спектр спинового шума в этом режиме состоит из нескольких пиков, которые имеют сравнимую ширину.

### Литература

- [1] L. E. Golub, E. L. Ivchenko, in “Advances in Semiconductor Research: Physics of Nanosystems, Spintronics and Technological Applications” (Nova Sci. Pub., 2014).

## Ориентация спинов носителей током в квази-одномерной системе

И. А. Кокурин<sup>1,2</sup>, Н. С. Аверкиев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

<sup>2</sup>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, ул. Большевикская, 68, Саранск, 430005, Россия

тел: (83-42) 29-05-87, эл. почта: kokurinia@mail.ru

Возможность наблюдения спиновой поляризации под действием электрического поля или при пропускании тока через образец обусловлена спин-орбитальным взаимодействием (СОВ). При этом может возникать два типа явлений: спиновый эффект Холла [1], представляющий собой пространственное разделение носителей с противоположно ориентированным спином и однородная по объему поляризация носителей [2,3]. Последний эффект может наблюдаться в системах с линейным по импульсу расщеплением зоны проводимости, например, в деформированных кристаллах без центра инверсии или квантовых ямах (КЯ).

В КЯ различной ориентации эффект изучался достаточно интенсивно, как теоретически [3-6], так и экспериментально [7,8]. Величина эффекта при этом составляет единицы процента. Поскольку средний спин пропорционален времени релаксации импульса, то в одномерных (1D) системах (квантовых проволоках), где за счет дополнительного размерного квантования происходит рост времени релаксации [9], казалось бы, можно достичь большей величины эффекта. Однако, оказывается, что в строго 1D случае (заполнена только основная подзона) эффект отсутствует, что обусловлено спецификой процесса рассеяния.

При наличии более чем одной заполненной носителями заряда подзоны и возможности межподзонного рассеяния, эффект возникает, причем по порядку величины сопоставим с наблюдаемым в двумерных системах. Оценки показывают, что эффект вполне может быть зарегистрирован экспериментально методами поляризованной фотолюминесценции [7]. Возможность управлять концентрацией носителей и положением уровня Ферми с помощью затворов позволяет менять количество заполненных подзон. При этом переход между двумя и одной заполненной подзоной должен четко отслеживаться по наличию или отсутствию исследованного эффекта. Отметим также, что в зависимости от ориентации системы и преобладающих механизмов СОВ можно добиться различных направлений преимущественной ориентации спина.

Работа И. А. Кокурина поддержана Министерством образования и науки РФ (проект №2665 в рамках госзадания вузам).

### Литература

- [1] M. I. Dyakonov, V. I. Perel, Phys. Lett. A **35**, 459 (1971).
- [2] А. Г. Аронов, Ю. Б. Лянда-Геллер, Письма в ЖЭТФ **50**, 398 (1989).
- [3] V. M. Edelstein, Solid State Commun. **73**, 233 (1990).
- [4] А. Г. Аронов, Ю. Б. Лянда-Геллер, Г. Е. Пикус, ЖЭТФ **100**, 973 (1991).
- [5] Н. С. Аверкиев, А. Ю. Силов, ФТП **39**, 1370 (2005).
- [6] L. E. Golub and E. L. Ivchenko, Phys. Rev. B **84**, 115303 (2011).
- [7] A. Yu. Silov et al., Appl. Phys. Lett. **85**, 5929 (2004).
- [8] S. D. Ganichev et al., J. Magn. Magn. Mater. **300**, 127 (2006).
- [9] H. Sakaki, Jpn. J. Appl. Phys. **19**, L735 (1980).

## Распространение термических флуктуаций спиновой плотности в квантовых ямах

А. В. Пошакинский, С. А. Тарасенко

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.  
тел: (812) 292-71-55, эл. почта: *poshakinskiy@mail.ioffe.ru*

Спектроскопия спинового шума представляет собой уникальный инструмент изучения спиновых свойств системы в условиях, близких к термодинамическому равновесию. Исследование термических флуктуаций электронного спина дает информацию о временах спиновой релаксации и частотах прецессии спина в магнитном поле [1]. До настоящего времени исследовалась временная (или частотная) зависимость спиновых флуктуаций, хотя современные эксперимен-

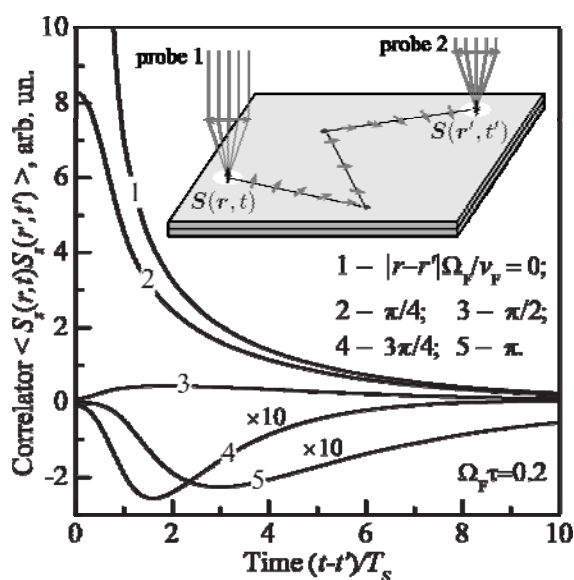


Рис. 1. Корреляционная функция флуктуаций спиновой плотности в квантовой яме для различных расстояний  $|r - r'|$ . На вставке показана схема возможного эксперимента.

На рис. 1 представлена корреляционная функция нормальной компоненты электронного спина в квантовой яме со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы для различных расстояний между точками  $r$  и  $r'$ , в которых детектируется спиновая поляризация. При больших расстояниях  $|r - r'|$  временная зависимость коррелятора имеет максимум, соответствующий времени диффузии флуктуации между точками детектирования. Знак корреляционной функции определяется углом поворота спина в эффективном магнитном поле, обусловленном спин-орбитальным взаимодействием, при распространении электронов.

### Литература

- [1] G. M. Müller, M. Oestreich, M. Römer, and J. Hübner, *Physica E* **43**, 569 (2010).  
[2] J. Ishihara, Y. Ohno, and H. Ohno, *Appl. Phys. Express* **7**, 013001 (2014).

## Спин-орбитальное взаимодействие электронов с атомарно резкой гетерограницей в квантовой яме.

Ж. А. Девизорова<sup>1,2</sup>, В. А. Волков<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., д.9, г. Долгопрудный, 141700, Россия.

<sup>2</sup>ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11 к.7, г. Москва, 125009, Россия.  
эл. почта: *DevizorovaZhanna@gmail.com*

В литературе существует большой разброс экспериментальных данных по определению спиновых констант в квантовых ямах (КЯ) на основе GaAs/AlGaAs [1]. Этот разброс может быть связан с интерфейсным спин-орбитальным взаимодействием (ИСОВ), которое обычно не учитывается. В настоящей работе сделана попытка построения теории ИСОВ, описывающей эксперимент.

Изучается влияния атомарно резких гетерограниц на спиновое расщепление спектра 2D электронов в КЯ на основе GaAs/AlGaAs. Подход основывается на решении уравнения эффективной массы, дополненного оригинальными граничными условиями на высоких и атомарно резких гетеробарьерах. Модель учитывает спин-орбитальное взаимодействие электронов как с объемным, так и с гетероинтерфейсными кристаллическими потенциалами, а также отсутствие центра инверсии и непараболичность зоны проводимости в GaAs.

В первой части работы рассмотрена квазитрехугольная потенциальная яма, в которой электроны «прижаты» сильным встроенным электрическим полем к одной гетерогранице. В отсутствие магнитного поля получены интерфейсные вклады в константы Дрессельхауза ( $\alpha_{\text{BIA}}$ ) и Рашбы ( $\alpha_{\text{SIA}}$ ). В наклонном магнитном поле получены компоненты тензора g-фактора и его производные по квантующей компоненте магнитного поля, которые содержат значительную интерфейсную перенормировку. Результаты согласуются с экспериментальными данными по электронному парамагнитному резонансу в широкой сильно асимметричной КЯ на основе GaAs/AlGaAs [1,2]. Из сравнения построенной теории с экспериментальными данными извлечены все интерфейсные параметры. Эти параметры использованы для вычисления интерфейсных вкладов в  $\alpha_{\text{BIA}}$  и  $\alpha_{\text{SIA}}$ , которые оказались сравнимы по величине с объемными слагаемыми. При этом интерфейсное спин-орбитальное взаимодействие заметно компенсирует вклад объемного механизма Дрессельхауза и усиливает вклад объемного механизма Рашбы.

Показано, что при уменьшении ширины КЯ становятся все более заметными эффекты интерференции ИСОВ от двух гетерограниц.

Таким образом, корректный учет интерфейсной перенормировки СОВ, которая не учитывалась ранее, устраняет вышеуказанный разброс литературных данных по константам Дрессельхауза и Рашбы.

### Литература

- [1] Ж. А. Девизорова, А. В. Щепетильников, Ю. А. Нефедов, В. А. Волков, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **100**, 111 (2014).
- [2] Yu. A. Nefyodov, A. V. Shchepetilnikov, I. V. Kukushkin, W. Dietsche, and S. Schmult, Phys. Rev. B **84**, 233302 (2011).

## Прямые измерения пикосекундной кинетики нагрева спиновой подсистемы Mn в полумагнитных полупроводниковых гетероструктурах типа-II (Zn,Mn)Se/BeTe

Е. В. Филатов, А. А. Максимов, **И. И. Тартаковский**

ИФТТ РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, г. Черноголовка, 142432, Россия.

тел: (496) 522 82-87, факс: (496) 522 81-60, эл. почта: [tartakov@issp.ac.ru](mailto:tartakov@issp.ac.ru)

При фотовозбуждении полумагнитных полупроводниковых гетероструктур на основе (Zn,Mn)Se нагрев спиновой подсистемы магнитных ионов  $Mn^{2+}$  возникает преимущественно в результате прямого взаимодействия спиновой подсистемы с горячими носителями тока независимо от времени спин-решеточной релаксации (от 1 мс до  $\sim 10$  нс) [1]. Отличительной особенностью гетероструктур типа-II является наличие минимумов энергии для электронов и дырок, расположенных в соседних слоях структуры. В случае сверхрешетки ZnSe/BeTe минимумы энергии для электронов и дырок находятся в слоях ZnSe и BeTe, соответственно, и после фотовозбуждения носителей в слоях ZnSe происходит их пространственное разделение. Скорость ухода дырок из слоя ZnSe в слой BeTe определяется как толщиной слоя ZnSe, так и уровнем оптической накачки (определяющей изгиб зон), и время жизни дырки в слое ZnSe может изменяться от величины  $< 1$  пс до  $\sim 200$  пс [2]. Благодаря данной особенности релаксации дырки после лазерного возбуждения было установлено, что доминирующую роль в нагреве подсистемы ионов Mn в слое (Zn,Mn)Se играют многократные процессы рассеяния дырок с переворотом спина на локализованных спинах ионов  $Mn^{2+}$  [3].

В настоящей работе приводятся результаты прямых измерений спектрально-временных зависимостей магнитолуминесценции в полумагнитных сверхрешетках типа-II (Zn,Mn)Se/BeTe при их возбуждении лазерными импульсами фемтосекундной длительности. При максимальной плотности оптической накачки при возбуждении одиночными фемтосекундными импульсами время жизни фотовозбужденных дырок в слое (Zn,Mn)Se достигало  $\sim 45$  пс. Величина нагрева спиновой системы одним импульсом составляла  $\sim 0,5$  К от начальной температуры  $T = 1,7$  К, что отвечает фиолетовому сдвигу  $\sim 0,4$  мэВ полосы фотолуминесценции в магнитном поле 3 Т. В результате этих измерений по временной зависимости величины фиолетового сдвига было установлено, что характерное время нагрева спиновой системы составляет  $\sim 17$  пс. Наличие времени  $\sim 17$  пс, меньшего времени жизни дырок в слое (Zn,Mn)Se  $\sim 45$  пс позволяет предположить, что это время является временем термализации фотовозбужденных дырок до температур ниже спиновой температуры в системе магнитных ионов Mn.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ.

### Литература

- [1] M. K. Kneip, D. R. Yakovlev, M. Bayer, A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, A. Waag, Phys. Rev. B **73**, 035306 (2006).
- [2] E. V. Filatov, S. V. Zaitsev, I. I. Tartakovskii, A. A. Maksimov, D. R. Yakovlev, A. Waag, Phys. Stat. Sol. C **7**, 1533 (2010).
- [3] J. Debus, A. A. Maksimov, D. Dunker, D. R. Yakovlev, E. V. Filatov, I. I. Tartakovskii, V. Yu. Ivanov, A. Waag, and M. Bayer, Phys. Stat. Sol. B **251**, 1694 (2014).

## Генерация чисто спиновых токов при Оже-рекомбинации в квантовых ямах с расщеплением Рашбы и Дрессельхауса

А. Н. Афанасьев, А. А. Грешнов, Г. Г. Зегря

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.  
тел: (812) 292-73-67, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: afanasiev.an@mail.ru

Обычно перенос спина происходит при протекании электрического тока поляризованных носителей, однако в природе есть возможность создания спиновых токов, не ассоциированных с электрическим током, и, следовательно, диссипацией – так называемых *чисто спиновых токов* (ЧСТ) [1]. Большинство предложенных на данный момент методов генерации ЧСТ основано на оптическом возбуждении носителей [1], [2]. В данной работе предлагается способ неоптической генерации ЧСТ в квантовой яме (КЯ), встроенной в р-п переход, за счет процессов Оже-рекомбинации, активизирующихся при выведении системы из равновесия с помощью приложенного к р-п переходу смещения.

Для описания величины ЧСТ мы использовали приближение времени релаксации, причем для расчета темпа переходов в рамках золотого правила Ферми было принципиально важно учитывать подмешивание волновых функций валентной зоны и зоны проводимости, для чего применялась модель Кейна с учетом того или иного типа спинового расщепления зоны проводимости. В пределе низких температур, актуальных для когерентных спиновых явлений, для величины ЧСТ получена формула

$$J = J_0 \frac{64\pi^4}{3\sqrt{3}} I_2 \left( \frac{e^2 / \epsilon a}{\hbar / \tau_s} \right)^2 (na^2)^3 \frac{\gamma P^5}{E_g^6 a^6}, \quad (1)$$

где  $J_0 = (\tau_s a)^{-1}$  – «элементарный» спиновый ток,  $P$  – кейновский матричный элемент,  $\gamma$  – константа спинового расщепления,  $\tau_s$  – время спиновой релаксации,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $a$  – ширина КЯ,  $I_2 \approx 0,015$  – интеграл, определяемый интерференционным слагаемым в квадрате матричного элемента Оже-перехода (что позволяет говорить о соответствующей природе механизма генерации ЧСТ). Отметим, что формула (1) описывает ненулевые компоненты тензора ЧСТ:  $J = J_{xy} = -J_{yx}$  в случае спинового расщепления Рашбы и  $J = J_{yy} = -J_{xx}$  в случае расщепления Дрессельхауса. Интересно, что в  $J$  в равной мере вносят вклад как поверхность Ферми, так находящееся под ней ферми-море. Также отметим сильную зависимость результата от параметров зонной структуры полупроводника ( $\sim P^5$  и  $\sim E_g^{-6}$ ), объясняющуюся природой Оже-рекомбинации.

Численная оценка по формуле (1) показывает, что предложенный способ генерации позволяет создавать ЧСТ, на порядки превосходящие по величине получаемые при внутризонном оптическом возбуждении [2] и сравнимые с генерируемыми при межзонном оптическом возбуждении [1], при условии использования достаточно узкозонных КЯ ( $E_g < 0,5$  eV). В отличие от оптических механизмов в рассматриваемой схеме для генерации ЧСТ достаточно приложить напряжение к р-п переходу, что более перспективно для интеграции в существующие полупроводниковые технологии.

### Литература

- [1] E. L. Ivchenko, S. A. Tarasenko, *Semicond. Sci. Technol.* **23**, 114007 (2008).  
[2] О. И. Утесов, Г. Г. Зегря, А. А. Грешнов, *Письма в ЖЭТФ* **92**, 40 (2010).



## Эффекты пространственной дисперсии в структурах с квантовыми ямами

Л. В. Котова<sup>1</sup>, А. В. Платонов<sup>1</sup>, В. Н. Кац<sup>1</sup>, Л. Е. Голуб<sup>1</sup>, В. П. Кочерешко<sup>1</sup>,  
Е. В. Кожемякина<sup>2</sup>, Д. В. Дмитриев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (921) 565-32-01, эл. почта: [kotlubov@gmail.com](mailto:kotlubov@gmail.com)

В данной работе представлено экспериментальное исследование эффекта гиротропии (линейных по волновому вектору вкладов в диэлектрический отклик) в отражении света от структур с квантовыми ямами в области экситонного резонанса. Были исследованы квантовые ямы  $A_2B_6$  и  $A_3B_5$ , выращенные из полупроводников с решеткой цинковой обманки, с симметричными и асимметричными интерфейсами. В первом случае микроскопический механизм явления связан с вкладом Дрессельхауза в энергию экситона, во втором — имеет место конкуренция вкладов Дрессельхауза и Рашбы.

В обоих случаях эффект можно пронаблюдать, анализируя поляризацию отраженного света при наклонном падении [1]. В частности, вклад Дрессельхауза приводит к тому, что свет, падающий в  $p$ - или  $s$ -поляризациях, оказывается эллиптически поляризованным. На рисунке представлены спектры параметров Стокса коэффициента отражения от образца  $ZnSe/ZnMgSSe$  с одиночной квантовой ямой шириной 10 нм, выращенного вдоль направления [001]. Представленное измерение проводилось при наклонном падении  $p$ -поляризованного света. Используя теоретический подход, изложенный в [1], были промоделированы спектры параметров Стокса и проведено их сравнение с измеренными данными (рис. 1). Для всех поляризаций падающего и отраженного света удалось добиться удовлетворительного согласия с экспериментом, используя один набор всех экситонных параметров, что позволило оценить величину параметра Дрессельхауза, ответственного за спиновое расщепление состояния легкого экситона. Наилучшее совпадение расчетного и экспериментального спектров получено при значении  $\beta = 30$  мкЭВ·мкм. Это значение согласуется с известными данными о величине расщепления Дрессельхауза для электронов в квантовых ямах  $ZnSe$ .

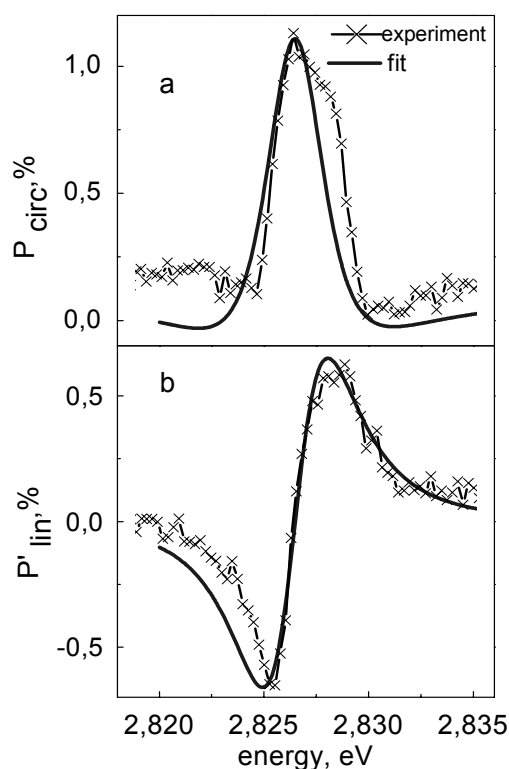


Рис. 1. Спектры отражения циркулярной (а) и линейной поляризации в осях под  $45^\circ$  (б) в области легкого экситона для  $p$ -падающего света.

### Литература

[1] Л. Е. Голуб, Ф. В. Порубаев, ФТТ **55**, 2128 (2013).



## Конкуренция сверхтонкого взаимодействия и прыжков в спиновом шуме локализованных электронов

М. М. Глазов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (911) 913-04-36, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: [glazov@coherent.ioffe.ru](mailto:glazov@coherent.ioffe.ru)

Среди широкого круга систем, спиновая динамика которых исследуется методикой спектроскопии спиновых шумов, особое место занимают структуры с локализованными носителями заряда: квантовые точки, ансамбли доноров в объемных полупроводниках, электроны, локализованные на неоднородностях квантовых ям. Такие системы демонстрируют медленную спиновую релаксацию, обусловленную главным образом сверхтонким взаимодействием со спинами ядер основной решетки. В работе [1] была построена теория спиновых шумов локализованных носителей заряда в предположении, что время корреляции электрона на центре локализации существенно превышает период его спиновой прецессии в поле ядер. Эксперименты показывают, однако, что время корреляции в ансамблях доноров может быть как больше, так и меньше периода спиновой прецессии [2].

В данной работе построена теория спиновых флуктуаций локализованных электронов с учетом конечного времени корреляции. В рамках простейшей модели, учитывающей как сверхтонкое взаимодействие спина электрона с ядерными спинами, так и прыжки носителей заряда между центрами локализации, получено аналитическое выражение, описывающее спектр спинового шума. Прослежена эволюция спиновых шумов при изменении времени корреляции. В пределе длинных времен корреляций применима теория [1] и спектр флуктуаций состоит из двух пиков, один из которых центрирован на нулевой частоте и связан с флуктуациями электронного спина вдоль ядерного поля, а другой – обусловлен прецессией спина в поле ядер. В пределе коротких времен корреляции происходит динамическое усреднение ядерных полей и спектр спинового шума оказывается центрированным на нулевой частоте.

Также проанализировано влияние внешнего магнитного поля на спектр спиновых шумов при произвольном соотношении между временем корреляции электрона на данном центре и периодом его спиновой прецессии. Обсуждается применимость модели кластеров, аналогичной предложенной в [3], для описания спиновых флуктуаций в режиме прыжков, когда вероятности переходов между центрами локализации разбросаны в широком диапазоне значений.

### Литература

- [1] M. M. Glazov and E. L. Ivchenko, Phys. Rev. B **86**, 115308 (2012).
- [2] R. I. Dzhioev, K. V. Kavokin, V. L. Korenev, M. V. Lazarev, B. Ya. Meltser, M. N. Stepanova, B. P. Zakharchenya, D. Gammon, and D. S. Katzer, Phys. Rev. B **66**, 245204 (2002).
- [3] Д. С. Смирнов, М. М. Глазов, Е. Л. Ивченко, ФТТ **54**, 254 (2014).

## Расщепление состояний акцептора марганца в (Ga,Mn)As в деформационном и магнитном полях

В. Ф. Сапега, Г. С. Дмитриев, И. В. Крайнов, Н. С. Аверкиев  
ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021,  
Россия.

тел: (911) 003-00-69, эл. почта: dimitriev.gs@mail.ru

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП), содержащие магнитные ионы, позволяют сочетать полупроводниковые и магнитные свойства. (Ga,Mn)As приобрёл особую популярность после успехов в развитии технологии роста, позволивших заметно уменьшить количество дефектов и увеличить температуру Кюри по различным данным [1] вплоть до 185 К. Магнитные свойства этого материала, такие как ориентация лёгкой оси намагниченности, во многом зависят от деформаций, возникающих из-за рассогласования постоянных решётки подложки и GaMnAs. Цель нашего исследования состояла в определении деформационных потенциалов и структуры основного и возбуждённого состояний акцептора Mn в GaAs и поведение его при одновременном воздействии деформации и магнитного поля.

Был исследован парамагнитный легированный Mn объемный образец GaAs толщиной 1000 нм с  $x \sim 10^{-5}$ . Влияние внешней одноосной деформации и магнитного поля на состояния акцептора Mn изучалось в геометрии Фарадея методом неупругого рассеяния света.

В парамагнитном GaAs:Mn основное состояние акцептора Mn модифицировано обменным взаимодействием 3d-электронов с дыркой, в результате проведённых исследований было установлено, что это обменное взаимодействие носит антиферромагнитный характер, поэтому основным состоянием является состояние с  $F=1$ , а остальные сдвинуты вверх по энергии. Влияние внешних деформации и магнитного поля на состояния акцептора Mn  $F=1$  и  $F=2$  изучались методом неупругого рассеяния света с переворотом спина. При одноосной деформации в спектрах неупругого рассеяния в скрещенной поляризации мы наблюдали возникновение 3-х линий, соответствующих переходам между расщеплёнными внешней деформацией подуровнями  $F=1$  и  $F=2$ . Их поведение качественно согласуется с моделью, представленной в [2]. Приложенное в условиях внешней одноосной деформации поле приводит к дополнительному расщеплению рамановских линий на зеемановские компоненты. Выполненные эксперименты позволили непосредственно определить величину обменной энергии, g-фактора состояний  $F=1$  и  $F=2$  и постоянные деформационных потенциалов для состояния акцептора Mn.

### Литература

- [1] M. Wang, *et al*, Appl. Phys. Lett. **93**, 132103 (2008).
- [2] N. S. Averkiev, *et al*, Soviet Phys. Semiconductors **21**, (1987).

## Ферромагнетизм поликристаллических пленок $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ( $x \sim 0.5$ ) с самоорганизованным распределением кристаллитов по размерам

К. Ю. Черноглазов<sup>1</sup>, А. С. Семисалова<sup>2</sup>, С. Н. Николаев<sup>1</sup>, **В. В. Рыльков**<sup>1,3</sup>,  
В. В. Тугушев<sup>1</sup>, Ю. М. Чесноков<sup>1</sup>, А. Л. Васильев<sup>1</sup>, И. А. Лихачев<sup>1</sup>, Э. М. Пашаев<sup>1</sup>,  
А. В. Зенкевич<sup>4</sup>, Ю. А. Матвеев<sup>4</sup>, О. А. Новодворский<sup>5</sup>, А. В. Шорохова<sup>5</sup>,  
Н. С. Перов<sup>2</sup>, Э. Т. Кулатов<sup>6</sup>, А. С. Веденеев<sup>3</sup>, А. С. Бугаев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт», пл. Курчатова 1, Москва, 123182, Россия.

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991, Россия.

<sup>3</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия.

<sup>4</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., 141700, Россия.

<sup>5</sup>Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Шатура, Московская обл., 140700, Россия.

<sup>6</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, 11999, Россия.

тел: (499) 196-71-00 (доб. 32-93), эл. почта: [vvrylkov@mail.ru](mailto:vvrylkov@mail.ru)

Выполнены сравнительные исследования свойств нестехиометрических пленок  $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$  ( $x \approx 0.51-0.55$ ), полученных методом импульсного лазерного осаждения на подложках  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (0001) при  $340^\circ\text{C}$  в обычной («прямое» осаждение) и теневой геометрии (т.е. в условиях осаждения элементов при малой энергии за счет столкновения с атомами буферного газа Kr). В обоих случаях пленки  $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$  при  $x \approx 0.52$  демонстрируют высокотемпературный ферромагнетизм (ФМ) с температурой Кюри  $T_C > 300$  К и при высоких  $T \sim 300$  К положительного знака аномальный эффект Холла (АЭХ) [1,2]. Обнаружено, что в пленках, полученных в теневой геометрии, намагниченность образцов определяется двумя фазами: высокотемпературной с  $T_C \approx 370$  К и низкотемпературной с  $T_C \approx 46$  К, причем АЭХ с понижением температуры изменяет знак с положительного на отрицательный при  $T \approx 30$  К. Результаты объясняются структурной самоорганизацией поликристаллической пленки, в результате которой формируется два слоя с близкими значениями удельной проводимости и существенно отличающимися ( $\geq 10$  раз) размерами кристаллитов. Обсуждаются особенности образования магнитных дефектов в этих условиях и их обмен через спиновые флуктуации по механизму [3].

### Литература

- [1] V. V. Rylkov, E. A. Gan'shina, O. A. Novodvorskii *et al.*, *Europhys. Lett.* **103**, 57014 (2013).
- [2] V. V. Rylkov, A. S. Bugaev, O. A. Novodvorskii *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.*, 2015 (in press).
- [3] V. N. Men'shov, V. V. Tugushev, S. Caprara *et al.*, *Phys. Rev. B* **83**, 035201 (2011).

## Инжекция свободных спин-поляризованных электронов в гетероструктуры на основе АЗВ5

О. Е. Терещенко<sup>1,2</sup>, В. А. Голяшов<sup>1,2</sup>, И. Б. Чистохин<sup>1</sup>, Т. С. Шамирзаев<sup>1,2</sup>,  
А. С. Ярошевич<sup>1</sup>, И. А. Дерезов, В. А. Гайслер<sup>1</sup>, А. К. Бакаров<sup>1,2</sup>,  
Д. В. Дмитриев<sup>1</sup>, А. И. Торопов<sup>1</sup>, И. И. Мараховка<sup>3</sup>, А. В. Коптилов<sup>3</sup>,  
Н. В. Кислых<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>3</sup>ЗАО «ЭКРАН-ФЭП», ул. Зеленая горка, д.1, Новосибирск, 630060, Россия.

тел: (383) 330-44-75, факс: (383) 330-27-71, эл. почта: teresh@isp.nsc.ru

Изучение поляризованной катодолюминесценции при инжекции свободных низкоэнергетических спин-поляризованных электронов в полупроводники АЗВ5, по-прежнему, остается сложной технической задачей. Решение данной задачи может позволить создать спин-детектор свободных электронов с пространственным разрешением для использования в современных энергоанализаторах электронов, в частности, в методе фотоэмиссии с угловым разрешением. Предлагаемый тип спин-детектора позволяет измерять три компоненты проекции спина. Наиболее простым решением видится изучение инжекции спин-поляризованных электронов в вакуумных фотодиодах, в которых источником спин-поляризованных электронов является GaAs с отрицательным электронным средством (ОЭС), а мишенью (детектором) гетероструктура с квантовыми ямами, поверхность которой также активирована до состояния с ОЭС.

Целью работы является изучение инжекции свободных спин-поляризованных электронов в гетероструктуры АЗВ5 с квантовыми ямами AlGaAs/GaAs/AlGaAs и GaAs/InGaAs/GaAs методом поляризованной катодолюминесценции.

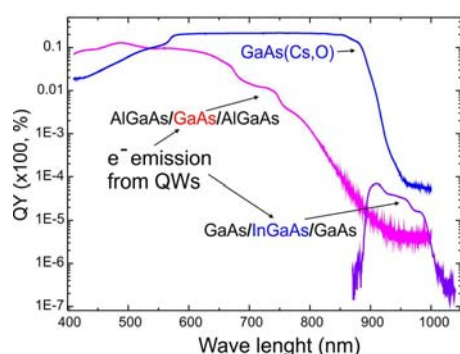


Рис. 1. Зависимость величины квантового выхода GaAs, AlGaAs/GaAs/AlGaAs и GaAs/InGaAs/GaAs фотокатодов от длины волны.

На рис.1 представлены спектры квантового выхода стандартного GaAs фотокатода и двух изучаемых структур с квантовыми ямами. Хорошо видна туннельная фотоэмиссия из квантовых ям (КЯ) GaAs и InGaAs, отмеченная стрелками, несмотря на наличие приповерхностного барьера GaAs/AlGaAs шириной более 20 нм. Степень поляризации катодолюминесценции в структуре с КЯ GaAs составила  $\sim 0.8\%$  при инжекции  $\sim 20\%$  спин-поляризованных нормально к поверхности электронов с энергией 2 эВ. Для компонент спина, лежащих в плоскости, измерена зависимость асимметрии интенсивности

катодолюминесценции от энергии инжектируемых спин-поляризованных электронов. Для структур Pd/Fe/GaAs(001)/InGaAs величина асимметрии составила  $3 \cdot 10^{-3}$ . В работе приводится оценка ожидаемой величины функции асимметрии, обсуждаются механизмы релаксации спина.

## Исследование коллоидных частиц $\text{Fe}_m\text{O}_n\text{-SiO}_2$ , получаемых одно- и двухстадийным способами

К. Г. Гареев, С. А. Ионин, В. А. Мошников, Н. В. Пермяков

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина), ул. Проф. Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия.

тел: (812) 234-31-64, эл. почта: kggareev@yandex.ru, agorange@mail.ru

Коллоидные частицы на основе оксида железа и диоксида кремния могут быть использованы для контрастирования в ядерной магниторезонансной томографии [1]. Введение магнитного коллоида в кровеносный сосуд способно привести к образованию агрегатов из частиц и формированию тромба, что обуславливает требование к агрегативной устойчивости коллоидного раствора. Процесс агрегации также может быть инициирован воздействием постоянного магнитного поля [1]. В работе [2] авторами на основании данных измерения электрического сопротивления на переменном сигнале было показано, что снижение сопротивления наблюдается при напряженности магнитного поля от 100 А/м, а величина его изменения пропорционально напряженности магнитного поля.

В настоящей работе коллоидные растворы  $\text{Fe}_m\text{O}_n\text{-SiO}_2$  получали одно- и двухстадийным способами. В первом случае полученные по приведенной в работе [1] реакции частицы оксида железа обрабатывали тетраэтоксисиланом (ТЭОС) для формирования оболочки из кремнезема. В случае двухстадийного процесса сначала из золя ТЭОС заданного состава получали ксерогель  $\text{SiO}_2$ , который диспергировали в водном растворе, содержащем катионы  $\text{Fe}^{2+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$ , а затем производили осаждение оксида железа. АСМ-изображения слоев, осажденных из полученных коллоидных растворов, приведены на рис. 1. Средний размер частиц, рассчитанный по данным АСМ, составил 10...20 нм.

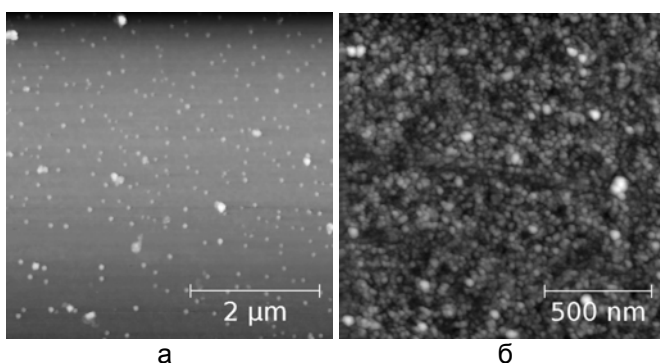


Рис. 1. АСМ-изображение слоя, осажденного из раствора  $\text{Fe}_m\text{O}_n\text{-SiO}_2$ , полученного одно- (а) и двухстадийным способом (б)

Измерение на переменном сигнале показало снижение сопротивления раствора на 3% при воздействии постоянного магнитного поля напряженностью 500 А/м, что может быть обусловлено формированием протяженных агрегатов из частиц в направлении градиента магнитного поля [1,2].

Работа частично поддержана грантом РФФИ, проект № 14-03-31534.

### Литература

- [1] Yu. V. Bogachev, Ju. S. Chernenco, K. G. Gareev, I. E. Kononova, L. B. Matyushkin, V. A. Moshnikov, S. S. Nalimova, Appl. Magn. Reson. **45**, 329 (2014).
- [2] K. G. Gareev, I. E. Kononova, V. S. Levitckii, V. A. Moshnikov, S. S. Nalimova, J. of Phys.: Conf. Ser. **572**, 012027 (2014).

## Локализованные и связанные экситоны в сверхрешётках второго типа ZnMnSe/ZnSSe

А. В. Черненко, А. С. Бричкин

Институт физики твёрдого тела РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., Россия.

тел: (496) 522-82-88, факс: (496) 522-86-50, эл. почта: [chernen@issp.ac.ru](mailto:chernen@issp.ac.ru)

Исследования фотолюминесценции (ФЛ) двух образцов ( $x=10\%$  и  $x=16\%$ ), содержащих сверхрешётки II типа  $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSSe$  при температурах в диапазоне 2-20 К и магнитных полях до 10 Тл, перпендикулярных плоскости структур, выявило наличие двух доминирующих линий  $I_{ex}$  и  $I_x$  (см. Рис.1), которые ведут себя качественно различным образом при изменениях температуры  $T$ , плотности накачки  $W$  и магнитного поля  $B$ . В частности, линия  $I_x$  пропадает из спектра с ростом температуры в

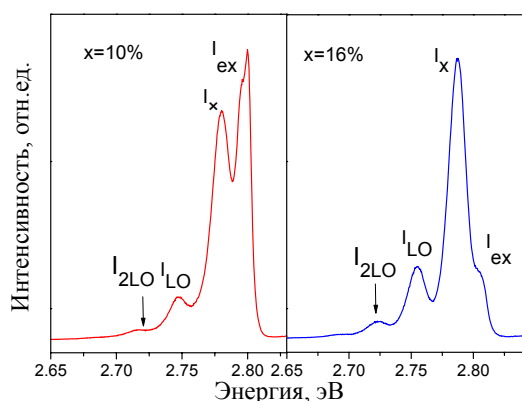


Рис. 1. Спектры ФЛ образцов при  $T=2$  К,  $B=0$  Тл

диапазоне 2-16 К, тогда как интенсивность линии  $I_{ex}$  возрастает. С ростом  $W$  интенсивность линии  $I_{ex}$  растет заметно быстрее, чем  $I_x$ . Линия  $I_x$  не разрешается в спектре при  $B > 2$  Т. Весьма ярко отличие в поведении линий проявляется во время-разрешенных спектрах ФЛ. Время жизни линии  $I_{ex}$  не превышает 650 пс, тогда как время жизни нижней линии  $I_x$  превосходит 13 нс. Кроме того, оказалось, что только у линии  $I_x$  присутствуют LO- и 2LO- фоновые реплики, что явно указывает на большую дырочную локализацию в этом случае. Экспериментальные результаты объясняются, если предположить, что нижняя линия  $I_x$  соответствует рекомбинации непрямого экситона, связанного на акцепторе ( $A^0X$ ), в то время как верхняя линия  $I_{ex}$  соответствует люминесценции локализованного экситона. Наличие LO-фоновых повторений нижней линии позволяет определить фактор Хуанга-Рис  $S \approx 0.25$  и оценить размер дырочной локализации в  $A^0X$ , которая оказывается порядка 3 нм [1]. Исследуемые сверхрешетки выращены таким образом, что дырки локализованы в слоях ZnMnSe, что позволяло ожидать значительного поляронного эффекта в силу предполагаемых длинных времен жизни не прямых экситонов. Вопреки этим ожиданиям, экспериментальные результаты демонстрируют отсутствие поляронного эффекта для обеих линий. Действительно, наблюдаемый во время-разрешенных спектрах красный сдвиг обеих линии не превышает 8 мэВ, что не согласуется с моделью магнитного полярона [2].

### Литература

- [1] A.V.Chernenko and A.S. Brichkin, J. Phys. Cond. Matter 093902(2014).
- [2] D. R. Yakovlev and W. Ossau 2010 Introduction to the Physics of Diluted Magnetic Semiconductors ed. J. Kossut and J. A. Gaj (Berlin: Springer) p 221.

## Магнитная анизотропия в тонких пленках $Zn_{1-x}Co_xO$

А. А. Лотин<sup>1</sup>, О. А. Новодворский<sup>1</sup>, М. А. Панков<sup>2</sup>, В. В. Рыльков<sup>3</sup>, Э. Т. Кулатов<sup>4</sup>,  
Д. А. Зуев<sup>1</sup>, О. Д. Храмова<sup>1</sup>, Л. С. Паршина<sup>1</sup>, А. В. Шорохова<sup>1</sup>,  
**В. А. Михалевский<sup>1</sup>**, Е. А. Черобыло<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Святоозерская, 1, Шатура, 140700, Россия.

<sup>2</sup>Федеральное казенное предприятие «Государственный лазерный полигон «Радуга», Радужный, 600910, а/я 771, Россия.

<sup>3</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт», пл. Курчатова 1, Москва, 123182.

<sup>4</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, 11999.

тел: (496) 452-59-95, факс: (496) 452-25-32, эл. почта: lotin\_82@mail.ru

В работе изучены структурные, оптические, магнитные и транспортные свойства тонких пленок  $Zn_{1-x}Co_xO$  ( $x = 0.05-0.45$ ), полученных на подложках  $Al_2O_3$  (0001) при температуре  $T_S=500$  °С методом импульсного лазерного осаждения. В условиях низкого давления буферного кислорода ( $\sim 10^{-6}$  Торр) концентрация электронов превышает  $10^{20}$  см<sup>-3</sup> из-за большого содержания донорных вакансий кислорода. При этом пленки начинают демонстрировать ферромагнетизм в намагниченности и аномальном эффекте Холла при температурах выше 100 К [1]. Знак АЭХ в пленках оказался положительным и противоположным знаку нормального эффекта Холла также как в металлических слоях Co, что указывает на кластерную природу ферромагнетизма пленок  $Zn_{1-x}Co_xO$  [2]. В спектрах поглощения пленок четко наблюдаются пики поглощения, связанные с ионами Co. Расчеты из первых принципов демонстрируют совпадение положения максимумов в пиках поглощения с экспериментом ( $\sim 1.8$  эВ и  $\sim 2.9$  эВ), что позволяет судить о положениях локализации ионов и определить природу магнетизма пленок. В пленках  $Zn_{1-x}Co_xO$  ( $x=0.2$ ) толщиной  $d=60$  нм выявлен сильный гистерезис в магнетосопротивлении для поля ориентированного перпендикулярно плоскости пленок, что указывает на их перпендикулярную магнитную анизотропию. Такая анизотропия, возможно, вызвана магнитными нанокластерами «вытянутыми» вдоль оси роста тонких пленок из-за напряжений, обусловленных рассогласованием параметров кристаллических решеток пленок  $Zn_{1-x}Co_xO$  и сапфировой подложки. Такая особенность приводит к усилению ферромагнетизма и важна для прикладного применения тонких магнитных полупроводниковых пленок  $Zn_{1-x}Co_xO$  в спинтронике.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 15-07-03331, 15-07-03580, 15-07-04142, 14-07-00688, 14-47-03605 и 14-07-31084.

### Литература

- [1] А. А. Лотин, О. А. Новодворский, Д. А. Зуев, О. Д. Храмова, М. А. Панков, Б. А. Аронзон, В. В. Рыльков, А. С. Семисалова, Н. С. Перов, А. Lashkul, Е. Lahderanta, В. Я. Панченко, ФТП **48**, 556 (2014).
- [2] В. В. Рыльков, Б. А. Аронзон, Ю. А. Данилов, Ю. Н. Дроздов, В. П. Лесников, К. И. Маслаков, В. В. Подольский, ЖЭТФ **127**, 838 (2005).



## Создание магнитных полупроводниковых гетеропереходов $p\text{-In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/n\text{-InSb}$ методом импульсного лазерного осаждения

О. А. Новодворский<sup>1</sup>, Л. С. Паршина<sup>1</sup>, О. Д. Храмова<sup>1</sup>, В. А. Михалевский<sup>1</sup>,  
С. Ф. Маренкин<sup>2</sup>, И. В. Федорченко<sup>2</sup>, А. Н. Аронов<sup>2</sup>, Б. А. Аронзон<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,  
ул. Святоозерская, 1, Шатура, Московская обл., 140700, Россия.

<sup>2</sup>Институт общей и неорганической химии имени Н. С. Курнакова РАН,  
Ленинский просп., 31, Москва, 119991, Россия.

<sup>3</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт»,  
пл. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия.

тел: (496-45) 2-22-00 доб. 152, факс: (496-45) 2-25-32, эл. почта: onov@mail.ru

Методом импульсного лазерного осаждения получены пленки  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$  р-типа из сплавных мишеней  $\text{InSb-MnSb}$  с концентрацией марганца  $x = 0,035$  (эвтектика); 0,05; 0,1; 0,2. Ферромагнетизм в системах  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}\text{-MnSb}$  определяют нанокластеры  $\text{MnSb}$  [1] или дефекты замещения ионами марганца с однородным распределением [2,3]. Исследована зависимость электрофизических параметров пленок  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$  от величины  $x$ . Все пленки демонстрируют проводимость р-типа. На подложках  $\text{InSb}$  n-типа сформированы гетеропереходы  $p\text{-In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/n\text{-InSb}$ . Исследование магнитных и транспортных свойств пленок  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$  показали наличие нелинейной зависимости Холловского сопротивления от величины магнитного поля для  $x = 0,035$  и  $x = 0,1$ . Это свидетельствует о наличии спиновой поляризации в пленках. Исследованы магнетотранспортные характеристики гетеропереходов  $p\text{-In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/n\text{-InSb}$ . Они демонстрируют изменение магнетосопротивления при прямом смещении ВАХ. На Рис.1 проде-

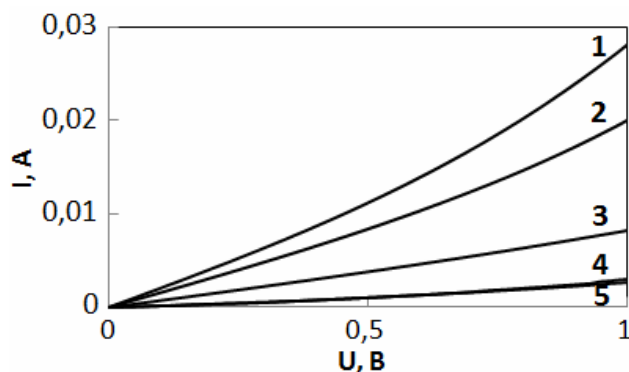


Рис. 2. ВАХ гетероперехода  $p\text{-In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/n\text{-InSb}$  ( $x = 0,035$ ), измеренные при 300К: 1 -  $B = 0$  Тл; 2, 3 -  $B = 0,15$  Тл, поле в плоскости гетероперехода; 4, 5 -  $B = 0,15$  Тл поле  $\perp$  плоскости гетероперехода.

монстрированы ВАХ гетероперехода  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/n\text{-InSb}$  для разных направлений магнитного поля. Изменение ВАХ наблюдалось в поле, как в плоскости структуры, так и перпендикулярно ей. Изменение магнетосопротивления в перпендикулярном плоскости гетероструктуры поле 0,15 Тл при комнатной температуре составило около 900% для концентрации Mn 3,5%.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (15-07-03580, 14-47-03605, 14-03-90004, 14-02-00586, 14-07-00688, 15-53-04063, 15-07-03331, 15-29-01171).

### Литература

- [1] A.V. Kochura, B.A. Aronzon, K.G. Lisunov, et al., J. Appl. Phys. **113**, 083905 (2013).
- [2] N. D. Parashar, N. Rangaraju, V. K. Lazarov, et al., Phys. Rev. B **81**, 115321 (2010).
- [3] J. A. Peters, N. Rangaraju, C. Feeser et al, Appl. Phys. Lett. **98**, 193506 (2011).



## Ультразвуковое определение параметров эффекта Яна-Теллера в полупроводниковом кристалле CdSe:Cr<sup>2+</sup>

Н. С. Аверкиев<sup>1</sup>, I. B. Bersuker<sup>2</sup>, В. В. Гудков<sup>3,4</sup>, S. Zherlitsyn<sup>5</sup>, S. Yasin<sup>5</sup>,  
И. В. Жевстовских<sup>3,6</sup>, К. А. Барышников<sup>1</sup>, А. М. Монахов<sup>1</sup>, М. Н. Сарычев<sup>3</sup>,  
Ю. В. Коростелин<sup>7</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им.А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

<sup>2</sup>Institute for Theoretical Chemistry, The University of Texas at Austin, TX 78712, USA

<sup>3</sup>Уральский федеральный университет, Мира 19, Екатеринбург, 620002, Россия

<sup>4</sup>Российский государственный педагогический университет, Машиностроителей 11, Екатеринбург, 620012, Россия

<sup>5</sup>Hochfeld-Magnetlabor Dresden (HLD), Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, D-01314 Dresden, Germany

<sup>6</sup>ИФМ УрО РАН, С.Ковалевской 18, Екатеринбург, 620137, Россия

<sup>7</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т 53, Москва, 119991, Россия

тел: (343) 374-02-30, факс: (343) 374-52-44, эл. почта: [zhevstovskikh@imp.uran.ru](mailto:zhevstovskikh@imp.uran.ru)

Ультразвуковые исследования примесных центров в кристаллах являются инструментом в изучении их специфических свойств, в частности, параметров динамического эффекта Яна-Теллера (ЭЯТ) [1]. В кристаллах CdSe:Cr<sup>2+</sup> ( $n_{Cr}=10^{18}$  см<sup>-3</sup>) обнаружены максимумы поглощения  $\Delta\alpha(T)$  поперечных

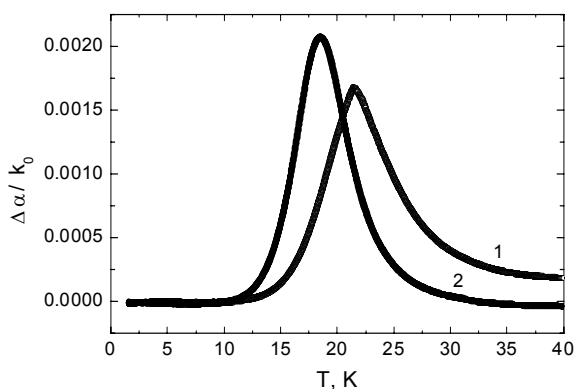


Рис. 1. Температурные зависимости относительного поглощения ультразвука  $\Delta\alpha(T)=\alpha(T)-\alpha(1.5K)$ ,  $k_0=\omega/v_0$ ,  $\omega$  - частота,  $v_0$  - скорость ультразвуковых волн. Кривые 1 и 2 относятся к медленной и быстрой поперечным волнам, соответственно.

ультразвуковых волн: медленной, связанной с модулем упругости  $C_{44}$ , и быстрой, связанной с модулем  $(C_{11}-C_{12})/2$ , полученные на частотах 104.5 МГц и 28.2 МГц, соответственно. Это свидетельствует о наличии значительных искажениях комплекса CrSe<sub>4</sub> как тригонального, так и тетрагонального типа. Основным состоянием иона Cr<sup>2+</sup> (высокоспиновая электронная конфигурация  $d^4$ ) в тетраэдрическом окружении является орбитальный триплет  ${}^5T_2(t_2^2e^2)$  ( $T_2 \otimes (e+2t_2)$  - задача ЭЯТ). В рамках этой проблемы определены симметрия локальных минимумов адиабатического потенциала и механизмы

релаксации, оценены значения констант вибронной связи и потенциальных барьеров.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 15-02-02750-а).

### Литература

- [1] V. V. Gudkov, I. B. Bersuker in *Vibronic Interactions and the Jahn-Teller Effect*, ed. by V. Atanasov, C. Daul, P. L. W. Tregenna-Piggot, (Springer, Dordrecht, Heidelberg, London, New York) 143 (2012).

## Динамика примесной фотопроводимости в гетероструктуре GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами

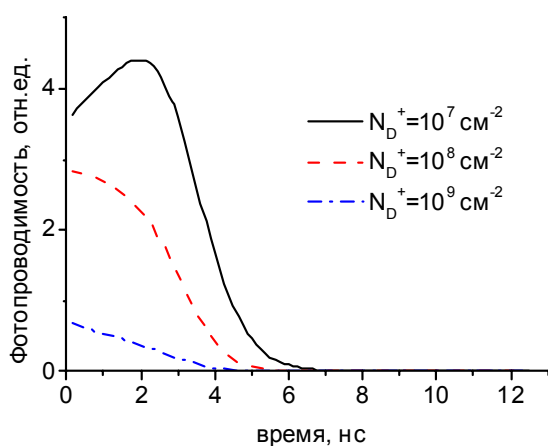
В. Я. Алешкин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афоново  
Нижегородской обл., 603087, Россия.

тел: (831) 417-94-82, факс: (831) 417-94-74, эл. почта: aleshkin@ipmras.ru

Рассеяние электронов на акустических фононах в квантовых ямах идет с передачей большей энергии, чем в объемных материалах. Это приводит к ускорению каскадного захвата неравновесных электронов на примесные центры и к укорочению времени релаксации примесной фотопроводимости в квантовых ямах. Из-за неупругости рассеяния вероятность каскадного захвата в квантовых ямах нельзя вычислять, используя приближение Фоккера-Планка, которое используется в объемных полупроводниках [1]. В настоящей работе развита теория каскадного захвата неравновесных носителей вне рамок приближения Фоккера-Планка в применении к квантовым ямам. Вычислены вероятности каскадного захвата и динамика примесной фотопроводимости в квантовых ямах гетероструктуры n-GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As при возбуждении коротким световым импульсом.

На рисунке приведены рассчитанные зависимости фотопроводимости от времени в 10 нм GaAs квантовых ямах с различной концентрацией заряженных доноров  $N_D^+$ .



Полагалось, что фотопроводимость возбуждается световым импульсом длительностью 0.1 нс, в результате воздействия которого в зоне проводимости появляются электроны с кинетической энергией 30 мэВ. Из рисунка видно, что для  $N_D^+ = 10^7 \text{ см}^{-2}$  фотопроводимость немонотонно зависит от времени, что обусловлено конкуренцией DA и PA- механизмов рассеяния импульса электрона. Для больших концентраций заряженных доноров

кулоновское рассеяние приводит к монотонному спаду фотопроводимости с ростом времени.

В работе показано, что скорость релаксация примесной фотопроводимости и концентрации неравновесных электронов растет с уменьшением ширины квантовой ямы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ ( проект № 13-02-00404).

### Литература

- [1] В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Ясиевич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках*. С-Петербург. 1997.

## Исследование метастабильных дефектов в эпитаксиальных слоях n-GaAs методом высокоразрешающей Лапласовской релаксационной спектроскопии глубоких уровней

О. А. Солтанович<sup>1</sup>, Е. Б. Якимов<sup>1</sup>, Й. Вебер<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, ул. Акад. Осипьяна 6, Черноголовка, 142432, Россия.

<sup>2</sup>Технический Университет, Дрезден, 01062, Германия.

тел.: (496-52) 440-92, факс: (496-52) 442-25, эл. почта: *solt@iptm.ru*

Метастабильные дефекты М3/М4 [1], наблюдающиеся в кристаллах и эпитаксиальных слоях в n-GaAs, являются важным и интересным объектом, поскольку было установлено, что они связаны как с водородом [2], так и с доминирующим дефектом в GaAs - EL2-центром [3]. Особый интерес вызывает изучение метастабильных свойств глубоких центров М3/М4 и их корреляция со структурой дефекта. Однако, несмотря на достаточно интенсивные исследования [2-6] и полученные к настоящему времени данные о составе дефекта и числе входящих в него атомов водорода [4], микроскопическая структура и механизм конфигурационной перестройки пока до конца не выяснены. Один из неясных вопросов, касающихся дефектов М3/М4, это — несоответствие наблюдаемых концентраций дефектов в состояниях М3 и М4: концентрация М4 как правило значительно превышает концентрацию М3. Для объяснения было предположено наличие нескольких компонент дефекта в состоянии М4 [5], однако надежного разделения компонент М4 до сих пор получено не было.

В настоящей работе с помощью высокоразрешающей методики Лапласовской релаксационной спектроскопии глубоких уровней (РСГУ) [7] экспериментально получено явное разделение компонент дефекта М4 и представлены первые результаты отдельного изучения компонент.

Исследовались дефекты с глубокими уровнями (ГУ) в эпитаксиальных слоях n-GaAs, выращенных методом газофазной эпитаксии и обработанных в потоке атомарного водорода. Получено явное разделение пика РСГУ, соответствующего дефекту М4, на две компоненты, определены энергии активации и эффективные сечения захвата [8]. Показано, что компоненты дефекта М4 имеют разную зависимость скоростей эмиссии от электрического поля и хорошо разделяются в полях выше  $4 \cdot 10^4$  В/см. Исследовано соотношение концентраций дефекта М3 и компонент дефекта М4 в процессе конфигурационной перестройки. Показано, что дефект в состоянии М4 может быть двухзарядным центром, обсуждаются предположения о модели центра с отрицательной корреляционной энергией применительно к М4.

### Литература

- [1] W. R. Buchwald, N. M. Johnson *et al*, Appl. Phys. Lett. **50**, 1007 (1987).
- [2] A. W. R. Leitch, T. Prescha, J. Weber, Phys. Rev. B **45**, 14400 (1992).
- [3] T. Shinagawa, T. Okumura, Jpn. J. Appl. Phys. **37**, 1939 (1998).
- [4] O. A. Soltanovich, E. B. Yakimov *et al*, Physica B **340-342**, 341 (2003).
- [5] Y. Tokuda, K. Kamiya, T. Okumura, J. Appl. Phys. **88**, 1943 (2000).
- [6] A. Venter, C. Nyamhere *et al*, J. Appl. Phys. **111**, 013703 (2012).
- [7] L. Dobaczewski, A. R. Peaker *et al*, J. Appl. Phys. **96**, 4689 (2004).
- [8] O. A. Soltanovich, V. I. Kolkovskiy *et al*, AIP Conf. Proc. **1583**, 195 (2014).

## Оптическая спектроскопия комплексных дефектов в компенсированных кристаллах Cd(Zn)Te

В. С. Багаев<sup>1</sup>, В. С. Кривобок<sup>1</sup>, С. Н. Николаев<sup>1</sup>, Е. Е. Онищенко<sup>1</sup>,  
А. А. Пручкина<sup>1</sup>, А. А. Савинова<sup>2</sup>, Н. А. Смирнова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский пр. 53, Москва, Россия

<sup>2</sup>АО «ГИРЕДМЕТ», 119017, Москва, Б. Толмачевский пер., 5, стр. 1

тел: (499) 135-79-41, факс: (499) 135-78-80, эл. почта: [krivobok@lebedev.ru](mailto:krivobok@lebedev.ru)

Развит оригинальный спектроскопический метод анализа электронного спектра дефектов в компенсированных полупроводниках, основанный на измерениях разностного сигнала фотолюминесценции донорно-акцепторных пар в условиях селективного возбуждения. Данный метод позволяет получить информацию о наборе возбужденных состояний пары дефектов (донора и акцептора) не только в достаточно чистых, но и в легированных полупроводниках, а также в твердых растворах. Были исследованы компенсирующие акцепторы в монокристаллах CdTe:Cl, CdTe:Bi,Cl, CdZnTe. Продемонстрировано, что спектр целого ряда акцепторов (48.5 мэВ, 52 мэВ и 120 мэВ в поликристаллах, и 36 мэВ, 49 мэВ и 120 мэВ в легированных монокристаллах) нельзя описать в рамках приближения эффективной массы с учетом поправки центральной ячейки. Структура возбужденных состояний для этих акцепторов может быть описана только в рамках допущения о пониженной симметрии.

Акцепторы с энергией активации 48.5 мэВ и 120 мэВ (А-центр) наглядно иллюстрируют роль нететраэдрического потенциала вблизи дефекта. В первом случае структура возбужденных состояний напоминает водородоподобный акцептор, но наблюдается малое (~1 мэВ) расщепление уровней, указывающее на снятие четырехкратного вырождения, характерного для тетраэдрических акцепторов в полупроводниках со структурой цинковой обманки. Во втором случае нететраэдрическая часть потенциала существенна лишь в непосредственной близости от дефекта (~1 нм). Ее наличие приводит к появлению глубокого возбужденного состояния с энергией связи ~60 мэВ, характеризующегося значительным электрон-фононным взаимодействием. Подобное поведение исключено в случае простых примесных акцепторов. Вследствие быстрого затухания нететраэдрической добавки состояния Р-типа оказываются слабо возмущенными (сдвиг и расщепление ~1 мэВ). Таким образом, дальнедействующая часть потенциала, локализирующего дырку на А-центре, определяется, в основном, обычным кулоновским взаимодействием. Структура остальных возбужденных состояний описывается в рамках представлений о гибридизации волновых функций S и Р типа, которая сопровождается снятием четырехкратного вырождения. Примером акцепторного центра, для которого существенны и коротко-, и дальнедействующая часть нететраэдрического потенциала является мелкий (36 мэВ) центр, связанный с висмутом.

Для тетраэдрического дефекта в результате взаимодействия между возбужденными состояниями донора и акцептора обнаружено расщепление сателлитов селективной люминесценции. Это расщепление связано со снятием четырехкратного вырождения по мере приближения донорного центра. Данный эффект наблюдается для пар сравнительно малого размера (~10 нм и меньше), и позволяет предложить простой метод выявления низкой симметрии акцепторных центров в соединениях со структурой цинковой обманки.

## Особенности радиационного дефектообразования в 6Н- и 4Н-SiC n- и p- типа проводимости

В. В. Козловский<sup>1</sup>, Б. Я. Бер<sup>2</sup>, Е. В. Богданова<sup>2</sup>, Н. В. Середова<sup>2</sup>, А. А. Лебедев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251, Санкт-Петербург, Политехническая 29, Россия.

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург 194021, Политехническая 26, Россия

тел: (812) 292-71-25, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: shura.lebe@mail.ioffe.ru

Известно, что широкозонные полупроводники рассматриваются как перспективные материалы для создания приборов, способных работать при повышенных температурах и высоких уровнях ионизирующего излучения. В то же время, не смотря на большое количество работ по радиационной стойкости SiC до сих пор имеется значительный разброс в определении скорости удаления носителей и даже до конца не выяснен физический механизм компенсации полупроводника под действием облучения.

В настоящей работе были исследованы свойства эпитаксиальных плёнок SiC, полученных методами сублимации и CVD при их облучении электронами с энергией 0,9 МэВ и протонами с энергиями 8 и 15 МэВ. В исходных образцах и после каждой дозы облучения измерялись величины Nd-Na (Na-Nd), а также спектры фотолюминесценции. Примесный состав образцов был исследован методом ВИМС. Была предложена теоретическая модель, описывающая изменение концентрации носителей заряда с увеличением дозы облучения в зависимости от физического механизма компенсации.

На основании полученных экспериментальных данных и их теоретического анализа были получены три основных вывода.

1. Независимо от политипа SiC (4Н или 6Н), типа проводимости, уровня легирования и вида облучающих частиц (протоны или электроны) наблюдается линейное уменьшение концентрации носителей заряда с увеличением дозы облучения. Согласно разработанной модели такой характер компенсации обусловлен переходом носителей заряда на образующиеся в результате облучения глубокие центры.

2. Сравнительно высокая скорость удаления носителей в SiC (на уровне аналогичной величины для кремния) при комнатной температуре обусловлена отсутствием отжига первичных радиационных дефектов. В случае облучения SiC при температурах  $\sim 500$  °С и выше, скорость удаления носителей в SiC должна быть существенно ниже.

3. Наблюдалась корреляция между концентрацией атомов азота в исследовавшихся образцах SiC и интенсивностью «дефектной» фотолюминесценции (ДФЛ). Чем выше была концентрация азота, тем при больших значениях доз облучения интенсивность ДФЛ выходила на насыщение. Эти результаты подтверждают ранее сделанный вывод, что активатором ДФЛ в SiC являются донорно-акцепторные пары атом азота – радиационный дефект.

Измерения методом ВИМС выполнены в ЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях», поддерживаемым Минобрнауки России (Соглашение о предоставлении субсидии № 14.621.21.0007, id RFMEFI62114X0007)

## Формирование наноразмерных дефектов роста на поверхности Si/Si(001) в процессе МЛЭ

Л. В. Арапкина, М. С. Сторожевых, К. В. Чиж, В. А. Чапнин, В. А. Юрьев  
ИОФ РАН, улица Вавилова, 38, Москва, 119991, РФ.

тел: (499) 503-83-18, эл. почта: arapkina@kapella.gpi.ru

Работа посвящена исследованию методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) структуры поверхности эпитаксиальных слоев Si, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Исследуемые образцы проходили предварительные стадии химического жидкостного травления (метод RCA) и выращивались по технологии стандартной для МЛЭ [1]. Известно, что процесс роста методом МЛЭ является далеким от равновесия, что способствует образованию на ростовой поверхности Si/Si(001) различного вида неоднородностей (наноразмерных дефектов). Основными типами неоднородностей считаются т.н. bunching и meandering [2,3]. Для полупроводниковых поверхностей во время роста эпитаксиального слоя в режиме step-flow характерным является формирование неоднородностей типа meandering, связанного с наличием барьера Ehrlich-Schwoebel (ES) [3] для диффузии атомов Si на ростовой поверхности. Наличие ES барьера приводит к тому, что массоперенос между моноатомными ступенями на ростовой поверхности наблюдается только в направлении “вверх”, т.е. атомы Si могут совершать прыжки преимущественно с нижестоящей моноатомной ступени на вышестоящую ступень. Еще один вид барьера, т.н. kink Ehrlich-Schwoebel effect (KESE), связан с диффузией атомов Si вдоль края моноатомной ступени. Особенностью поверхности Si(001) является то, что она имеет два типа моноатомных ступеней (Sa и Sb тип), различающихся направлением хода димерных рядов атомов Si по отношению к краю моноатомной ступени. Sa и Sb моноатомные ступени имеют разные энергии образования, разное строение и разные скорости роста. Это также может являться возможным источником для появления неоднородностей на ростовой поверхности. В докладе будут представлены результаты исследования влияния направления и угла разориентации подложки Si(001) на процесс формирования неоднородностей роста. Будет показано, что наблюдаемый на поверхности рельеф связан с различиями в скоростях роста моноатомных ступеней разного типа и с шириной террас, образующих поверхность Si(001). Также будет показано, что процесс формирования неоднородностей носит кинетический характер.

### Литература

- [1] L. V. Arapkina, V. A. Yuryev, Proc. SPIE, 2013, v. **8766**, 87660M [SPIE paper 8766-22].
- [2] G. S. Bales, A. Zangwill, Phys. Rev. B **41**, 5500 (1990).
- [3] O. Pierre-Louis, M. R. D’Orsogna, and T. L. Einstein, Phys. Rev. Lett. **82**, 3661 (1999).

## Магнитные свойства разбавленных магнитных полупроводников $Pb_{1-y}Fe_yTe$

Е. П. Скипетров<sup>1</sup>, М. М. Маркина<sup>1</sup>, К. В. Захаров<sup>1</sup>, А. А. Соловьев<sup>1</sup>,  
А. В. Кнотько<sup>2</sup>, Е. И. Слынько<sup>3</sup>, В. Е. Слынько<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, 1, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, химический факультет, Ленинские горы, 1, Москва, 119991, Россия.

<sup>3</sup>Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН Украины, ул. И. Вильде, 5, Черновцы, 58001, Украина.

тел: (495) 939-44-93, факс: (495) 932-92-17, эл. почта: skip@mig.phys.msu.ru

Твердые растворы на основе теллурида свинца с примесями  $3d$ - переходных металлов (Sc, Ti, V, Cr, Fe), индуцирующими появление глубоких примесных уровней в окрестности запрещенной зоны, являются разбавленными магнитными полупроводниками, магнитные свойства которых определяются их электронной структурой [1]. В отличие от традиционной магнитной примеси Mn, эти примеси электрически активны. Поэтому легирование кристаллов PbTe приводит к изменению концентраций носителей заряда вплоть до стабилизации уровня Ферми примесным уровнем. При этом, замещая ионы свинца  $Pb^{2+}$ , ионы примеси могут находиться в двух разных зарядовых и магнитных состояниях ( $Im^{2+}$  или  $Im^{3+}$ ), концентрации которых должны быть равны концентрациям заполненных и пустых состояний в примесной полосе, соответственно.

Для определения кинетики изменения концентраций ионов железа при легировании и установления связи магнитных свойств сплавов с их электронной структурой изучены полевые и температурные зависимости намагниченности ( $T=2-300$  К,  $B \leq 7.5$  Тл) сплавов  $Pb_{1-y}Fe_yTe$  ( $y < 0.01$ ), выращенных методом Бриджмена.

Установлено, что намагниченность  $M$  исследованных образцов содержит пять основных вкладов: бриллюэновский парамагнетизм ионов примеси  $M_{Br}$ , решеточный диамагнетизм матрицы, парамагнетизм и диамагнетизм свободных носителей заряда, ферромагнитный вклад  $M_{ferro}$ , связанный скорее всего с образованием ферромагнитных кластеров ионов железа, и осциллирующий вклад эффекта де Гааза – Ван Альфена в квантующем магнитном поле. При анализе полученных результатов предполагалось, что при легировании концентрация ионов  $Fe^{3+}$  увеличивается только до стабилизации уровня Ферми уровнем железа, а затем она выходит на насыщение и начинается рост концентрации ионов  $Fe^{2+}$ . В рамках этой модели проведены последовательное выделение указанных выше вкладов и аппроксимации зависимостей  $M_{Br}(B)$  и  $M_{ferro}(B)$  модифицированными функциями Бриллюэна. Определены концентрации ионов железа в разных зарядовых состояниях, концентрации и средний спин ферромагнитных кластеров в образцах. Показано, что концентрации носителей заряда, определенные по периоду осцилляций, находятся в удовлетворительном согласии с данными холловских измерений, что указывает на слабое влияние микроскопических включений второй фазы и кластеров на свойства основной фазы и ее высокое структурное совершенство в сильно легированных сплавах  $Pb_{1-y}Fe_yTe$ .

### Литература

[1] T. Story, Acta Phys. Polon. A **94**, 189 (1998).

## Термостимулированные токи в PbSnTe:In при заполнении центров захвата освещением и инжекцией из контактов

А. Н. Акимов, Д. В. Ищенко, А. Э. Климов, И. Г. Неизвестный,  
В. Н. Шумский, В. С. Эпов

ИФП СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383) 330-78-83, факс: (383) 333-27-71, эл. почта: klimov@isp.nsc.ru

Исследованы пленки PbSnTe:In с составами, для которых при  $T=4,2\text{K}$  реализуется высокоомное («диэлектрическое») состояние. В работе [1] отмечена

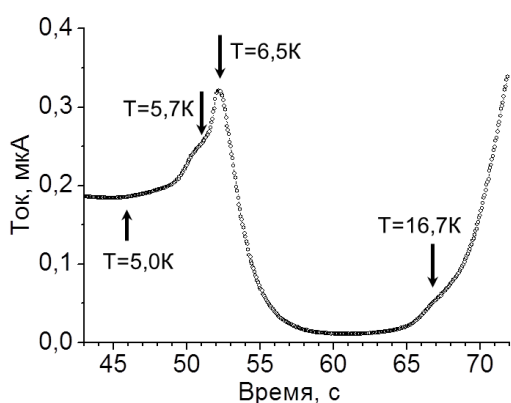


Рис. 1. Зависимость ТСТ от времени.

(↑) — начало нагрева образца,

(↓) — наблюдаемые особенности.

зависимостях ТСТ в PbTe(In) присутствует единственный пик, соответствующий переходам с метастабильного состояния в зону проводимости. В настоящей работе показано, что при использовании аналогичной [4] методики измерений с использованием освещения в пленочных образцах PbSnTe:In на ТСТ-зависимостях может наблюдаться несколько особенностей, отмеченных на рисунке 1 стрелками (↓) с указанием температуры в соответствующее время. Качественно этот результат согласуется с моделью, предполагающей наличие в PbSnTe:In системы уровней захвата с разными энергиями ионизации [3]. Исследованы также ТСТ при заполнении ловушек инжекцией носителей заряда из контактов. В этом случае при  $T=4,2\text{K}$  после длительного приложения к образцу без освещения электрического поля  $E \leq 1000\text{ В/см}$  оно затем резко уменьшалось на 1-2 порядка. При достижении режима «остаточного тока» образец нагревался с заданной скоростью и измерялись ТСТ. Приводится сравнение эксперимента с расчетами и результатами ряда других исследований, включая данные по фоточувствительности PbSnTe:In в ТГц области спектра.

### Литература

- [1] Б. А. Акимов, А. В. Никорич, Д. Р. Хохлов, С. Н. Чесноков, ФТП **23**, 668 (1989).
- [2] А. Н. Акимов, В. Г. Ерков, А. Э. Климов, Е. Л. Молодцова, С. П. Супрун, В. Н. Шумский, ФТП **39**, 563 (2005).
- [3] А. Е. Klimov, and V. N. Shumsky, Physica B **404**, 5028 (2009).
- [4] Б. А. Акимов, В. А. Богоявленский, Л. И. Рябова, В. Н. Васильков, Е. И. Слынько, ФТП **33**, 9 (1999).



## Электрофизические и оптические исследования нейтральных дефектов в эпитаксиальных пленках $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

И. И. Ижнин<sup>1,2</sup>, Е. И. Фицыч<sup>1</sup>, А. В. Войцеховский<sup>2</sup>, А. Г. Коротаев<sup>2</sup>,  
К. Д. Мынбаев<sup>3,4</sup>, В. С. Варавин<sup>5</sup>, С. А. Дворецкий<sup>5</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>5</sup>,  
М. В. Якушев<sup>5</sup>, А. Ю. Бончик<sup>6</sup>, Г. В. Савицкий<sup>6</sup>, Z. Świątek<sup>7</sup>, P. Ozga<sup>7</sup>

<sup>1</sup>НПП «Карат», ул. Стрийская, 202, Львов, 79031, Украина.

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет, пр. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия.

<sup>3</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, С. Петербург, 194021, Россия.

<sup>4</sup>Университет ИТМО, пр. Кронверкский, 49, С. Петербург, 197101, Россия.

<sup>5</sup>ИФП им. А. В. Ржанова, ул. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>6</sup>ИППММ им. Я. С. Пидстригача, ул. Научная, 36, Львов, 79060, Украина.

<sup>7</sup>Institute of Metallurgy and Material Science PAN, ul. W. Reymonta, 25, Krakow, 30-059, Poland.

тел: (38) 032-263-10-65, факс: (38) 032-294-97-35, эл. почта:  
[i.izhnin@carat.electron.ua](mailto:i.izhnin@carat.electron.ua)

Молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) сегодня является наиболее перспективным методом роста эпитаксиальных пленок  $\text{CdHgTe}$  (КРТ) для приемников ИК-излучения. В силу неравновесного характера эпитаксии, структура дефектов в таких пленках значительно отличается от структуры дефектов в материале КРТ, выращенном в равновесных условиях. В работе представлены результаты электрофизических и оптических исследований специфических нейтральных дефектов в МЛЭ пленках КРТ, выращенных на подложке GaAs и Si, о существовании которых впервые сообщалось в [1].

Сложность исследования данных дефектов связана с их электро-нейтральностью, что не позволяет напрямую использовать электрофизические измерения. Как было показано, эффективным методом исследования дефектной структуры КРТ является обработка низкоэнергетическими ионами (ионное травление, ИТ). В процессе ИТ генерируемая междуузельная ртуть взаимодействует с основными акцепторными примесями и определенными нейтральными дефектами с образованием донорных комплексов. Было установлено, что концентрация нейтральных дефектов в МЛЭ КРТ составляет  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , и что сами дефекты формируются на стадии роста, что является характерной особенностью самого метода МЛЭ, а не спецификой конкретной МЛЭ-технологии. Предполагается, что этими нейтральными дефектами являются наноконтакты Te. Установлено также, что концентрация Te дефектов зависит от способа легирования КРТ мышьяком. Так при использовании высокотемпературного крекинга, когда в потоке присутствует  $\text{As}_2$ , он блокирует Te наноконтакты с образованием донорных комплексов  $\text{As}_2\text{Te}_3$ . Для подтверждения высказанных предположений результаты электрофизических исследований сравниваются с исследованиями микрорамановской спектроскопии.

### Литература

- [1] I. I. Izhnin, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, Yu. G. Sidorov *et al*, Appl. Phys. Lett., **91**, 132106 (2007).

## Роль изовалентных сурфактантов в процессах диффузии цинка в арсениде галлия

**Л. Б. Карлина**, А. С. Власов, Б. Я. Бер, Д. Ю. Казанцев, М. М. Кулагина  
ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26 Россия.  
тел. (812) 292-79-33, почта, [karlin@mail.ioffe.ru](mailto:karlin@mail.ioffe.ru)

Поведение легирующей примеси в присутствии изовалентных атомов в материалах  $A^3B^5$  приобретает особую актуальность в связи с использованием многослойных гетероструктур на их основе в полупроводниковых приборах

Методы выращивания таких структур предполагают высокотемпературные циклы, в процессе которых происходит дополнительная взаимная диффузия материалов, образующих гетеропереходы. Известно, что при выращивании структур методом МОС-гидридной технологии путём введения изовалентных сурфактантов возможно, например, изменять уровень легирования слоёв цинком в процессе их роста [1]. Ранее нами было показано, что изовалентные примеси индия и фосфора, введённые в приповерхностную область арсенида галлия являются эффективными пассивирующими элементами, а в процессе их дальнейшей диффузии в структурах арсенид галлия–германий они существенно улучшали свойства гетерограницы [2,3].

Целью данной работы было изучение процесса изотермической диффузии цинка в слои арсенида галлия в присутствии фосфора и индия. Исследовалось влияние собственных и примесных точечных дефектов на механизм диффузии цинка, оптические и электрофизические свойства слоёв арсенида галлия совместно легированные цинком, фосфором, индием.

Профили примесей Zn, In, P исследовались методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) с помощью прибора САМЕСА IMS-7f. В качестве первичных использовались ионы  $O_2^+$  с энергией 4 кэВ и  $Cs^+$  с энергией 5 и 15 кэВ. Фотолюминесценция измерялась при  $T=77$  К при возбуждении длиной волны 532 нм. Концентрация свободных носителей в приповерхностной области определялась методом Рамановского рассеяния.

Совокупность полученных данных показывает, что присутствие примесей фосфора и индия на поверхности GaAs и их дальнейшая диффузия в объём материала меняют механизм диффузии легирующего элемента (цинка) при одинаковых температурно-временных условиях, вне зависимости от концентрации примеси в подложках n-типа. Концентрация электрически активной акцепторной примеси и глубина p-n перехода определяются соотношением индия и фосфора при одинаковом источнике цинка. Обнаружено, что рекомбинационные процессы в слоях арсенида галлия, легированного цинком в присутствии индия и фосфора также зависят от взаимного соотношения фосфора и индия. Таким образом, показана возможность управления процессом диффузии цинка с использованием индия и фосфора в качестве сурфактантов.

### Литература

- [1] A. D. Howard, D. C. Chapman, and G. B. Stringfellow, *Journal of Appl. Physics* **100**, 044904 (2006).
- [2] L. B. Karlina, A. S. Vlasov, E. P. Rakova, *et al.*, *Physica B* **404**, 4595 (2009).
- [3] L. B. Karlina, A. S. Vlasov, B. Y. Ber, D. Yu. Kazanthev, and E. P. Marukhina, *Journal of Crystal Growth* **380**, 138 (2013).

## Рентгенодифракционное выявление повышенной концентрации точечных дефектов в эпитаксиальных слоях $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ и $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$

В. П. Мартовицкий, Ю. Г. Садофьев

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-кт, 53, Москва, 119991, Россия.

тел: (495) 851-00-94, эл. почта: victormart@yandex.ru

Эпитаксиальные слои  $\text{Si}(001)/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  ( $0.1 < x < 0.3$ ) толщиной 30–10 нм характеризуются упругой аккомодацией напряжений несоответствия и частично или полностью подавленной низкотемпературной фотолюминесценцией. Поскольку при меньших концентрациях и толщинах такие же слои, выращенные в той же самой установке МВЕ, хорошо люминесцируют, то подавление люминесценции вполне разумно связать с возросшей концентрацией ассоциаций точечных дефектов. Из-за малой интенсивности дифракционных рефлексов от таких тонких слоев рентгеновское выявление повышенной концентрации точечных дефектов в лабораторных условиях на 1–2 порядка уступает по чувствительности методу низкотемпературной фотолюминесценции.

Нами было установлено, что эпитаксиальные слои  $\text{GaAs}(001)/\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$  выдерживают на порядок больший уровень напряжений несоответствия до начала пластической релаксации по сравнению с системой  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ . Поэтому повышенная концентрации точечных дефектов в них может быть выявлена при сравнении рефлексов разных порядков, например, (111) и (444), или (202) и (404), записанных в скользящей геометрии дифракции, в которой плоскость дифракции вертикальна, а плоскость образца отклонена от вертикали на угол  $\varphi$ , равный углу наклона отражающей плоскости к ростовой поверхности. В отличие от обычной дифракции на отражение, в которой можно прописывать только те рефлексы, для которых величина брэгговского угла больше угла наклона отражающей плоскости к поверхности образца, скользящая дифракция не имеет такого ограничения. Применение скользящей геометрии позволяет также выявить аномальное распределение ассоциаций точечных дефектов вдоль различных кристаллографических направлений.

В сильно напряженных слоях  $\text{Si}(001)/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  и  $\text{GaAs}(001)/\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$  появляются микротрещины, более характерные для упруго растянутых эпитаксиальных слоев. Эти микротрещины частично проникают и в подложку, приводя к раздвоению или уширению ее пика, что позволило нам в сильно сжатых эпитаксиальных слоях выделить особую стадию хрупко–пластической релаксации напряжений несоответствия, реализующуюся до начала стадии классической пластической релаксации [1].

### Литература

[1] В.П. Мартовицкий, В.С. Кривобок. ЖЭТФ, **140**, 330 (2011).

## Механизм инверсии при оптическом возбуждении двойных доноров магния в кремнии

В. В. Цыпленков<sup>2</sup>, В. Н. Шастин

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

тел: (831) 417-94-79, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: Tsyplenkov1@yandex.ru

В настоящей работе представлены результаты теоретических оценок темпов релаксации возбужденных состояний нейтрального донора магния ( $Mg^0$ ) в кристалле кремния при взаимодействии с фононами. Такие исследования являются продолжением поиска активных сред на основе кремния, легированного различными примесными центрами. Согласно проведенным оценкам на основе кристаллического кремния с донорами магния можно создать эффективные источники стимулированного излучения на внутрицентровых переходах с частотой генерации  $\sim 10$  ТГц.

Нейтральные доноры магния в кремнии являются двухзарядными центрами, поэтому описание состояний в отличие от доноров V группы строится не на основе водородоподобной модели, а на основе теории атома гелия. Энергия ионизации донора  $Mg^0$  107.5 мэВ, энергия состояния  $2p_0$  – 11.7 мэВ [1]. Энергии состояний отщепленной группы  $1s(E, T_2)$  не известны точно, т.к. их не удается определить методами обычной равновесной спектроскопии. На сегодняшний день существует лишь одна работа [1], в которой представлена оценка энергии  $1s(E)$  состояния методом измерения деформационной зависимости энергии ионизации донора магния, и ее величина равняется 52.5 мэВ. Энергия состояния  $1s(T_2)$ , предположительно, имеет близкое значение по аналогии с мелкими донорами V группы. Основываясь на этой оценке, проведен расчет скоростей релаксации состояний  $2p_0$ ,  $2p_{\pm}$ , а так же состояний  $1s(E, T_2)$  при взаимодействии с фононами, так же проведен анализ влияния одноосной деформации кристалла на времена жизни состояний донора. Результаты расчетов показывают, что оптимальный режим для генерации стимулированного излучения реализуется в условиях одноосного сжатия кремниевого кристалла при давлении приблизительно 1,5 кбар. При этих условиях темп релаксации состояния  $2p_0$  – верхнего рабочего состояния  $\sim 10^8$  с<sup>-1</sup>, а нижнего  $1s(T_2)$  – порядка  $10^{11}$  с<sup>-1</sup>, и при оптической накачке излучением CO<sub>2</sub> лазера инверсия населенностей на рабочем переходе фактически равняется концентрации примесных центров, в отличие от доноров V группы, когда инверсия не превышает 1÷10 % от концентрации легирования. Это приводит к значительному снижению порога генерации и возможности реализации непрерывного режима генерации при накачке излучением CO<sub>2</sub> лазера.

В настоящее время ведутся экспериментальные работы по исследованию неравновесных состояний и излучательных характеристик в кристаллическом кремнии, легированном донорами магния. Проводится сравнение теории и эксперимента.

Работа выполнена при поддержке министерства образования и науки РФ (идентификатор проекта RFMEFI61614X0008) и РФФИ (проект № 14-02-00638 А).

### Литература

[1] L. T. Ho, A. K. Ramdas, Phys. Rev. B **5**, 462 (1972).

## Исследования примесного уровня бора в полупроводниковом алмазе методом температурной спектроскопии адмиттанса

В. И. Зубков<sup>1</sup>, О. В. Кучерова<sup>1</sup>, А. В. Зубкова<sup>1</sup>, J. Butler<sup>1,2,3</sup>, А. Л. Вихарев<sup>3</sup>,  
С. А. Богданов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ», ул. Проф. Попова, д. 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия.

<sup>2</sup>Smithsonian National Museum of Natural History, Washington, DC 20015, USA.

<sup>3</sup>ИПФ РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, ГСП-120, 603950, Россия.

тел: (812) 234-31-16, факс: (812) 234-37-80, эл. почта: koucherova@mail.ru

Полупроводниковый алмаз является перспективным материалом для создания приборов экстремальной и СВЧ-электроники. Современные CVD-технологии позволили получать эпитаксиальные слои алмаза высокого совершенства с контролируемым содержанием примесей. Однако даже самая мелкая примесь в алмазе – бор – имеет энергию активации около 370 мэВ и ионизована при комнатной температуре менее чем на 1%, поэтому получение высокой концентрации основных носителей заряда является проблемой для данного материала.

Методами вольт-фарадного профилирования и спектроскопии адмиттанса [1] исследовано поведение бора в алмазе в зависимости от степени легирования. Слои полупроводникового алмаза *p*-типа толщиной 2–2.5 мкм выращены на подложках НРНТ алмаза с ориентацией (100) в микроволновом 2.45 ГГц CVD реакторе [2]. Отношение бор/углерод в газовой фазе изменялось в пределах 500–20000. Для измерений на поверхности структур были сформированы контакты Шоттки.

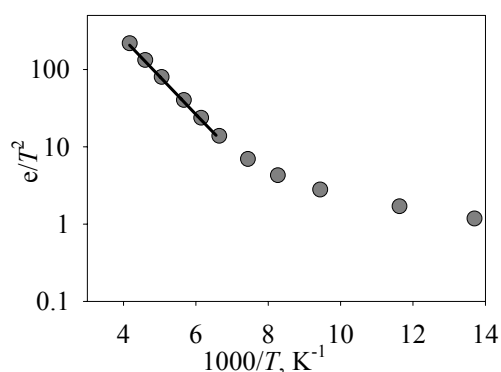
При увеличении концентрации бора в слоях спектры проводимости сдвигались в область меньших температур. Графики Аррениуса для умеренно легированных образцов ( $1 \cdot 10^{18} \dots 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) имели линейный характер, с повышением концентрации  $V$  энергия активации  $E_a$  понижалась от 312 до 219 мэВ, сечение захвата при этом изменялось в диапазоне  $3.4 \cdot 10^{-13} - 3.8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ .

В сильнолегированном образце ( $4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) график Аррениуса в области высоких частот (2 МГц...50 кГц) имел линейный вид ( $E_a = 101 \text{ мэВ}$ ,  $\sigma = 1.5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ ), а с дальнейшим снижением частоты его вид становился нелинейным (см. рис.) и  $E_a$  плавно уменьшалась до 24 мэВ. Экспериментальные спектры при этих частотах были уширены с  $\delta E_a = 4 \text{ мэВ}$ . Мы связываем высокотемпературный линейный участок с термической ионизацией дырок с примесного уровня бора, а низкотемпературный – с прыжковой проводимостью дырок по примесной зоне. Прыжковый механизм проводимости преобладает над термической ионизацией вплоть до 150 К.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства РФ по постановлению 220, договор № 14.В25.31.0021 с ведущей организацией ИПФ РАН.

### Литература

- [1] В. И. Зубков. Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмиттанса, Элмор, СПб 2007.  
[2] A. L. Vikharev, *et.al.*, Plasma Physics Reports **31**, 338 (2005).



## Спектры поглощения кристаллов нитрида алюминия, легированных ионами $\text{Er}^{3+}$

Ю. В. Жилиев, В. В. Зеленин, Е. Н. Мохов, С. С. Нагалюк, **Н. К. Полетаев**,  
А. П. Скворцов

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.  
тел: (812) 292-73-16, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: [poletaev@mail.ioffe.ru](mailto:poletaev@mail.ioffe.ru)

Широкозонные полупроводники, легированные редкоземельными ионами, вызывают в последнее время большой интерес в связи с возможными применениями в оптоэлектронике. Одним из таких перспективных материалов является  $\text{AlN:Er}^{3+}$ . Однако, до настоящего времени изучались, в основном, люминесцентные свойства образцов  $\text{AlN:Er}^{3+}$  в виде тонких пленок, поликристаллических керамик и в аморфном состоянии. В настоящей работе представлены результаты исследования спектров поглощения ионов  $\text{Er}^{3+}$  в объемных кристаллах  $\text{AlN}$ , выращенных методом газотранспортной эпитаксии в хлоридной системе. Для введения эрбия в кристаллы  $\text{AlN}$  использовался диффузионный способ.

Спектроскопические исследования проводились в поляризованном свете с вектором  $\mathbf{E} \perp C_6$  ( $C_6$ -гексагональная ось кристалла) при 293, 77 и 2 К. Наиболее детально изучены спектральные области 644–662 нм и 518–526 нм, где наблюдались группы линий поглощения, обусловленные внутриконфигурационными f-f переходами с нижайших подуровней основного состояния эрбия  $^4I_{15/2}$  на уровни возбужденных  $^4F_{9/2}$  и  $^2H_{11/2}$  состояний иона  $\text{Er}^{3+}$ . При 293 К в спектрах наблюдались бесструктурные широкие полосы с максимумами поглощения при 650 и 520 нм. При 77 К полосы становились структурированными, а понижение температуры от 77 К до 2 К приводило к уменьшению числа линий, их сужению и возрастанию интенсивностей оставшихся линий. При 2 К спектр перехода  $^4I_{15/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$  состоит из 5 линий, а  $^4I_{15/2} \rightarrow ^2H_{11/2}$  перехода из 6 линий, что полностью совпадает с теоретически возможным числом линий для ионов  $\text{Er}^{3+}$ , находящихся в некубическом кристаллическом поле. Из анализа полученных спектров определены энергетические положения уровней  $^4F_{9/2}$  мультиплета: 15121, 15198, 15281, 15334, 15438  $\text{см}^{-1}$  и  $^2H_{11/2}$  мультиплета: 19038, 19046, 19071, 19137, 19189, 19246  $\text{см}^{-1}$ . Наблюдавшееся количество линий при 2 К и их узость (полуширина  $\approx 6\text{--}8 \text{ см}^{-1}$ ) дают весомые основания считать, что в исследованных образцах ионы  $\text{Er}^{3+}$  занимают в кристаллической решетке  $\text{AlN}$  преимущественно одну позицию. Наиболее вероятным представляется нахождение  $\text{Er}^{3+}$  либо в позиции Al, либо в междоузлии.

## Релаксация метастабильной темновой проводимости пленок аморфного гидрированного кремния, фотоиндуцированной при температурах выше 400 К

И. А. Курова, Н. Н. Ормонт

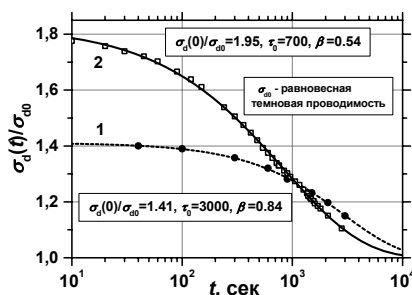
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991, Россия

тел: (495) 939-39-17, эл. почта: ormont@phys.msu.ru

Одним из важных свойств аморфного гидрированного кремния (a-Si:H), как с научной, так и с практической точки зрения, является структурная перестройка аморфной сетки и водородных связей с образованием метастабильных дефектов под влиянием внешних воздействий (света, температуры и т.д.). Это определяет, в частности, изменение плотности электронных состояний в запрещенной зоне и электрических, фотоэлектрических и оптических свойств материала.

В докладе представлены результаты исследований влияния освещения на кинетику релаксации фотоиндуцированной при температурах выше 420 К метастабильной темновой проводимости фоточувствительных нелегированных пленок a-Si:H. Повышение температуры позволяло изучать медленные процессы образования и релаксации метастабильных дефектов [1].

Была исследована кинетика релаксации фотоиндуцированной проводимости освещенной пленки a-Si:H в темноте и при слабой подсветке. Показано, что особенности релаксации при подсветке определяются как процессом термической релаксации, так и процессами фотоиндуцированной релаксации и генерации медленных дефектов, энергетические уровни которых расположены в верхней половине запрещенной зоны [2].



Установлено также, что кинетика термической релаксации метастабильной проводимости после предварительного освещения пленки, а затем частичной изохронной релаксации в темноте (кривая 1) и при слабой подсветке (кривая 2) описывается растянутыми экспонентами

$$\frac{\sigma_d(t)}{\sigma_{d0}} = \frac{\sigma_d(0)}{\sigma_{d0}} \cdot \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_0}\right)^\beta\right)$$

с разными значениями параметров  $\tau_0$ ,  $\beta$ ,  $\sigma_d(0)$  (см. рис.).

Их значения зависят от температуры, интенсивности и времени предварительного освещения, от времени последующей частичной релаксации, а также от интенсивности подсветки.

Полученные зависимости параметров релаксации обсуждаются с позиции определяющей роли скорости диффузии водорода, зависящей от подсветки, в структурной перестройке аморфной сетки пленок a-Si:H [3].

### Литература

- [1] И. А. Курова, Н. Н. Ормонт, ФТП **49**, 603 (2015).
- [2] I. Sakata, T. Kamei, M. Yamanaka. Phys. Rev. B. **76**, 075206 (2007).
- [3] K. Morigaki, H. Hikita. Phys. Rev. Lett. **66**, 2564 (2011).

## Исследование сине-зеленой полосы в спектрах фотолюминесценции сильно легированного $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

И. В. Осинных<sup>1,2</sup>, Т. В. Малин<sup>1</sup>, В. Ф. Плюснин<sup>2,3</sup>, К. С. Журавлев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им А.В. Ржанова, пр. Ак. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>3</sup>Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского, ул. Институтская, 3, г. Новосибирск, 630090, Россия.

тел.: (383) 333-44-75, факс: (383) 333-27-71, эл.почта: igor-osinnykh@isp.nsc.ru

Создание мощных эффективных и долгоживущих твердотельных источников лазерного излучения сине-зеленого диапазона спектра является важной задачей. Недавно было сообщено об обнаружении сине-зеленой люминесценции при оптических переходах через уровни дефектов в слоях  $\text{AlGa}_x\text{N}$ , сильно легированных донорами [1]. Это явление создает предпосылки для разработки эффективных источников света сине-зеленого диапазона спектра и сверхбыстрых лазеров. Целью данной работы было исследование центров, ответственных за появление этой полосы методом фотолюминесцентной (ФЛ) спектроскопии.

В работе исследовались слои  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии из аммиака. Содержание Al в слоях составляло 0.62 и 0.7, легирование осуществлялось  $\text{SiH}_4$ , концентрация атомов Si в слоях достигала  $5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Измерения спектров возбуждения ФЛ проводились с использованием спектрофлюориметра FLS920 с 450-ваттной ксеноновой лампой в качестве источника возбуждающего излучения при комнатной температуре. Возбуждение нестационарной ФЛ осуществлялось лазерным диодом с энергией фотонов 4.43 эВ и длительностью импульсов 600 пс. Кривые затухания ФЛ измерялись с использованием время-коррелированного счета фотонов. ФЛ в диапазоне температур 5-750 К возбуждалась He-Cd лазером (энергия фотонов 3.81 эВ, мощность лазера 13 мВт).

В спектрах ФЛ наблюдалась сине-зеленая полоса (СЗП) ФЛ с максимумом около 2.36 эВ и шириной порядка 0.5. В спектрах возбуждения ФЛ наблюдалась полоса с максимумом при 5.0 и 5.08 эВ для слоев состава 0.62 и 0.7 соответственно и шириной порядка 0.45 эВ. Кривые затухания описывались суммой быстрой и медленной экспоненциальных компонент с временами затухания 50 пс и 25 нс соответственно, причем вклад быстрой компоненты в суммарную интенсивность был 90%. Энергетическое положение СЗП широкозонного  $\text{AlGa}_x\text{N}$  свидетельствует о рекомбинации через глубокий центр, а экспоненциальная кинетика о внутрицентровом механизме ФЛ. При повышении температуры с 5 до 750 К положение максимума СЗП сдвигалось в сторону высоких энергий на 0.1 эВ, а ширина увеличивалась с 0.5 до 0.55 эВ. Температурная зависимость интенсивности СЗП была немонотонной и слабой: от 5 до 270 К интенсивность вырастала на величину порядка 70%, при дальнейшем росте температуры интенсивность падала на 30 %.

### Литература

- [1] P. A. Bokhan, P. P. Gugin, Dm. E. Zakrevsky, K. S. Zhuravlev, T. V. Malin, I. V. Osinnykh, V. I. Solomonov, and A. V. Spirina, *J. Appl. Phys.* **116**, 113103 (2014).



## Атомные механизмы зарождения дислокаций в гетероэпитаксиальной структуре Ge/Si(001)

О. С. Трушин<sup>1</sup>, Э. Марас<sup>2</sup>, Т. Ала-Ниссила<sup>2</sup>, Э. Гранато<sup>3</sup>, С. Ч. Инг<sup>4</sup>

<sup>1</sup>ЯФ ФТИАН РАН, ул. Университетская, д.21, г. Ярославль, 150007, Россия.

<sup>2</sup>Университет Аалто, Эспо, Финляндия.

<sup>3</sup>Институт космических исследований, Сан Жозе дос Кампос, Бразилия.

<sup>4</sup>Университет Брауна, Провиденс, США.

тел: (48-52) 24-65-52, эл. почта: otrushin@gmail.com

Гетероэпитаксиальная система Ge/Si(100) представляет значительный интерес для современной микроэлектронной технологии. Эта система служит основой для производства полупроводниковых лазерных структур и элементов высокочастотной электронной техники. Однако значительное несоответствие

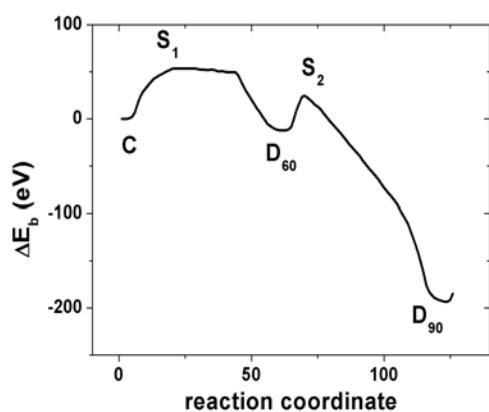


Рис. 1. Профиль потенциальной энергии системы в процессе зарождения 90° дислокации.

решеток пленки - Ge и подложки - Si (4.1%) приводит к образованию дислокаций для толщин пленки выше критической. Для управления процессами генерации дефектов необходимо выяснить атомные механизмы их зарождения и миграции внутри пленки. В данной работе представлены результаты атомного моделирования таких процессов методами молекулярной статики с использованием трехчастичных эмпирических потенциалов Стиллинджера-Вебера[1]. Рассмотрена атомная модель гетероэпитаксиальной структуры Ge/Si(001) с толщинами пленки 19 ML и подложки 31 ML содержащая до 125 000 атомов. Путем комбинации методов Сферического Потенциала Отталкивания и Релаксации Упругой Цепочки (Nudget Elastic Band)[2,3] получены пути минимальной энергии для перехода из бездефектного состояния в состояние с одиночным дефектом (дислокацией несоответствия). Показано, что 90° градусная дислокация образуется в результате последовательного зарождения и слияния двух 60° дислокаций. Полученная информация может быть полезна для совершенствования технологии выращивания гетероэпитаксиальных слоев.

### Литература

- [1] F. Stillinger, T. Weber, Phys. Rev. B, **31**, 5262 (1985).
- [2] O. S. Trushin, P. Salo, T. Ala-Nissila, and S. C. Ying, Phys. Rev. B, **69**, 033405 (2004).
- [3] O. S. Trushin, J. Jalkanen, T. Ala-Nissila, E. Granato, S.-C. Ying, J. Phys.: Cond. Matter. **21**, 084211, (2009).

## Особенности активации бора, имплантированного при больших дозах в природные кристаллы алмаза

А. А. Алтухов<sup>1</sup>, Ю. В. Гуляев<sup>2</sup>, Н. Х. Талипов<sup>2</sup>, Р. А. Хмельницкий<sup>2</sup>, Г. В. Чучева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ООО ПТЦ «УралАлмазИнвест», ул. Ивана Франко, 4, Москва, 121108, Россия.

<sup>2</sup>ФирЭ им. В.А. Котельникова РАН, пл. ак. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия.

тел: +7-926-246-53-96, эл. почта: niyazt@yandex.ru

Алмаз в настоящее время широко используется для изготовления СВЧ полевых транзисторов. Одним из основных методов формирования проводящих каналов является легирование бором в процессе роста алмаза методом CVD в ВЧ плазме [1]. Однако, создание полевых транзисторов в легированной бором CVD алмазе затрудняется вследствие достаточно высокой энергии активации бора ( $E_a = 0,37$  эВ) при низких концентрациях. С ростом концентрации атомов бора в алмазе энергия активации существенно уменьшается [1]. Представляет особый интерес развитие метода ионной имплантации бора для формирования каналов. Целью настоящей работы являлось исследование низкотемпературной зависимости активации бора, имплантированного при больших дозах в природные кристаллы алмаза.

В экспериментах использовались 4 природных кристалла алмаза 2а типа размером  $3 \times 3$  мм. Концентрация азота в алмазе составляла  $(0,5-1) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Удельное сопротивление нелегированных образцов имело величину  $\sim 10^{13}$  Ом·см. Особенностью эксперимента являлась полиэнергетическая имплантация с энергиями 25, 36, 50, 71, 95 кэВ с целью получения однородно легированного слоя. На каждом шаге доза ионов В<sup>+</sup> составляла  $2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>, суммарная доза –  $1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>. Постимплантационный отжиг проводился в вакууме при температуре 1450°C в течение 30 минут. Проводимость исследовалась в вакуумном, термостабилизированном азотном криостате методом Ван дер Пау в интервале температур 78–413 К. Результаты представлены на рис. 1. Видно, что на зависимости  $\sigma(T)$  явно наблюдаются три участка с различной низкой энергией активации, что ранее наблюдалось в поликристаллическом, имплантированном CVD алмазе [2]. Результаты работы представляют интерес в технологии создании СВЧ приборов на алмазе.

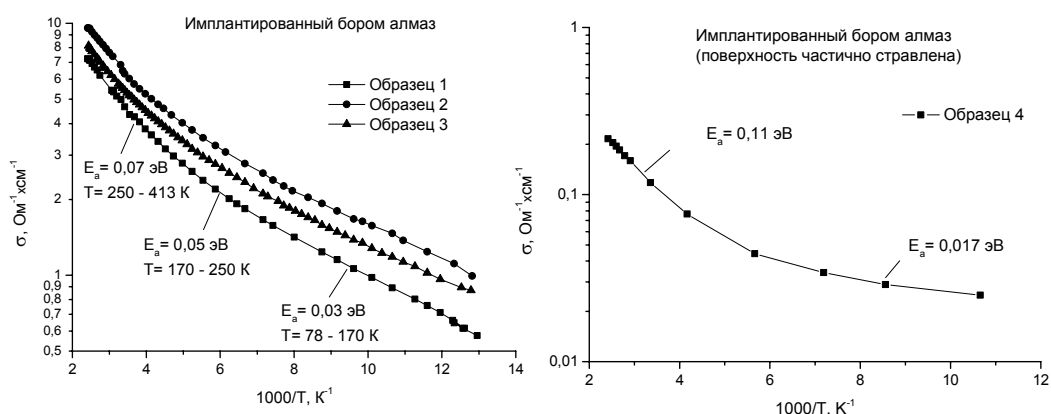


Рис. 1. Зависимость проводимости имплантированного бором алмаза от температуры

### Литература

[1] T. H. Borst, O. Weis, Phys. stat. sol. (a) **154**, 423 (1996).

[2] R. Kalish, C. Uzan-Sague, A. Samoiloff, *et al*, Appl. Phys. Lett. **64**, 2532, (1994).

## Длинноволновая ИК фотопроводимость пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ для составов вблизи инверсии зон

А. Э. Климов, Н. С. Пашин, В. Н. Шерстякова, В. Н. Шумский

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

тел: (383) 330-78-83, факс: (383) 330-27-71, эл. почта: klimov@isp.nsc.ru

Ранее исследования фоточувствительности  $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$  в ИК и терагерцовой областях проводились, в основном, для  $x \approx 0,22-0,29$ , для которого может быть реализовано высокоомное состояние при  $T < 20$  К [1]. В работе [2] показано, что полуизолирующее состояние наблюдается и в пленках с  $x \geq 0,3$ . В настоящей работе при  $T=4,2$ К исследованы пленки  $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$   $p$ -типа с  $x=0,3, 0,32, 0,34$ . Источником излучения была модель АЧТ с изменяемой температурой  $T_{АЧТ}=10-100$  К. Для всех составов наблюдалась положительная фотопроводимость с быстрой и медленной компонентами релаксации (0,001-0,030 с и более 10 с, соответственно).

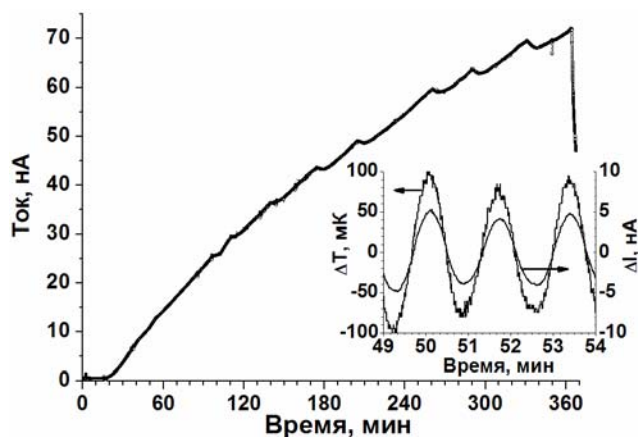


Рис. 1. Изменения фототока от времени при  $T_{АЧТ}=60$ К. Освещение АЧТ включено при  $t=20$  мин. На вставке: периодическое изменение температуры АЧТ ( $\Delta T$ ) и тока ( $\Delta I$ ).

использованием преобразования Фурье была определена средняя токовая чувствительность образца, которая составила 40 - 50 нА/К.

Полученные результаты рассмотрены в рамках представления о том, что твердый раствор  $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$  является композиционно неупорядоченной системой, в которой имеются акцепторные и донорные состояния, примыкающие к зоне проводимости и валентной зоне, соответственно.

### Литература

- [1] Л. И. Рябова, А. В. Никорич, С. Н. Данилов, Д. Р. Хохлов, Письма в ЖЭТФ **97**, 9, (2013).
- [2] А. Н. Акимов, Д. В. Ищенко, А. Э. Климов, И. Г. Неизвестный, Н. С. Пашин, В. Н. Шерстякова, В. Н. Шумский, Микроэлектроника **42**, 83 (2013).

## Точечные дефекты в объемном GaN

Е. В. Иванова<sup>1</sup>, М. В. Заморянская<sup>1</sup>, М. Г. Мынбаева<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Университет ИТМО, Кронверкский пр. 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия.

тел: (812) 292-73-82, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: [Ivanova@mail.ioffe.ru](mailto:Ivanova@mail.ioffe.ru)

Нитриды металлов III группы (III-N) являются основой для широкого спектра оптоэлектронных приборов и новых приборов ВЧ- и силовой электроники. Проблемой разработки таких приборов является отсутствие промышленных технологий создания родственной подложки из нитрида галлия (GaN) для выращивания материалов III-N. Одним из методов получения GaN-подложечного материала является хлорид-гидридная эпитаксия. Недавно были показаны новые возможности этого метода, обеспечивающие получение пластин GaN толщиной до нескольких миллиметров [1]. В рамках настоящей работы были исследованы образцы квазиобъемного GaN толщиной 0,5 мм, вырезанные из таких пластин. Для характеристики качества структурного совершенства обычно используют метод просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), который позволяет визуализировать протяженные структурные дефекты, но является нечувствительным к наличию точечных дефектов. В данной работе предлагается использовать метод катодolumинесценции (КЛ), который позволяет определять тип точечных дефектов и их относительное содержание.

Было показано, что в спектрах КЛ наблюдается полоса с максимумом при 2,2 эВ связанная с комплексом  $V_{Ga}O_N$ . Было обнаружено, что динамика данной полосы КЛ может быть представлена как сумма трёх экспонент со временами затухания отличающимися друг от друга более чем на порядок, что говорит о том, что в образце присутствуют люминесцентные центры с разной динамикой люминесценции. Было показано, что полосы КЛ этих центров имеют одинаковое положение максимума, полуширину и отличаются только динамикой разгорания и затухания. Также было показано, что соотношение интенсивностей центров с разной динамикой меняется в зависимости от количества протяженных дефектов в образце. Такие центры могут быть представлены комплексом  $V_{Ga}O_N$  находящимся в различном окружении, что влияет на безызлучательное время рекомбинации. В работах [2, 3] был предложен метод, позволяющий определять содержание точечных дефектов в системе SiO<sub>2</sub>/Si. В данной работе было проведено сравнение содержания люминесцентных центров с различными временами затухания и показано соответствие между их количеством и структурой кристаллов нитрида галлия.

Работа была частично поддержана РФФИ номер гранта 15-03-06206 А.

### Литература

- [1] М. Г. Мынбаева, А. И. Печников, А. А. Ситникова, Д. А. Кириленко, А. А. Лаврентьев, Е. В. Иванова, В. И. Николаев, Пластины кристаллического GaN большой площади, Письма ЖТФ **41**(5) 84 (2015).
- [2] М. V. Zamoryanskaya, Cathodoluminescence of SiO<sub>2</sub>/Si system, Solid State Phenom **156-158**, 487 (2010).
- [3] E. V. Ivanova, M. V. Zamoryanskaya, Investigation of point defects modification in silicon dioxide by cathodoluminescence, Solid State Phenom **205-206**, 457 (2014).

## Низкоэнергетические возбуждения в спин-жидкостном соединении $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>(CN)<sub>3</sub>

Е. С. Жукова<sup>1,2,3</sup>, А. Pustogow<sup>3</sup>, М. Pinterić<sup>4,5</sup>, S. Tomić<sup>4</sup>, J. A. Schlueter<sup>6</sup>,  
Б. П. Горшунов<sup>1,2,3</sup>, М. Dressel<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700, Россия.

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Вавилова, 38, 119991, Москва, Россия.

<sup>3</sup>Physikalisches Institut, Universitat Stuttgart, Pfaffenwaldring, 57, Stuttgart, 70550, Germany.

<sup>4</sup>Institut za fiziku, P.O.Box, 304, HR-10001, Zagreb, Croatia.

<sup>5</sup>Faculty of Civil Engineering, Smetanova, 17, 2000, Maribor, Slovenia.

<sup>6</sup>Material Science Division, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois, 60439-4831, U.S.A.

тел: (498) 744-65-38, эл. почта: zhukovaelenka@gmail.com

В широком диапазоне энергий ( $10^{-13}$  – 2 эВ) и температур (5 – 300 К) исследованы электродинамические свойства органической соли  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>(CN)<sub>3</sub> — кандидата в соединения со спиновой жидкостью. Обнаружено, что ниже энергии моттовской щели спиновые возбуждения вносят значительный вклад в инфракрасную проводимость. Из рис. 1 видно, что частотная зависимость терагерцовой проводимости подчиняется степенному закону  $\sigma(\omega) \propto \omega^\beta$  с двумя различными показателями степени  $\beta$ , которые изменяются от 0,9 до 1,3 при низких температурах.

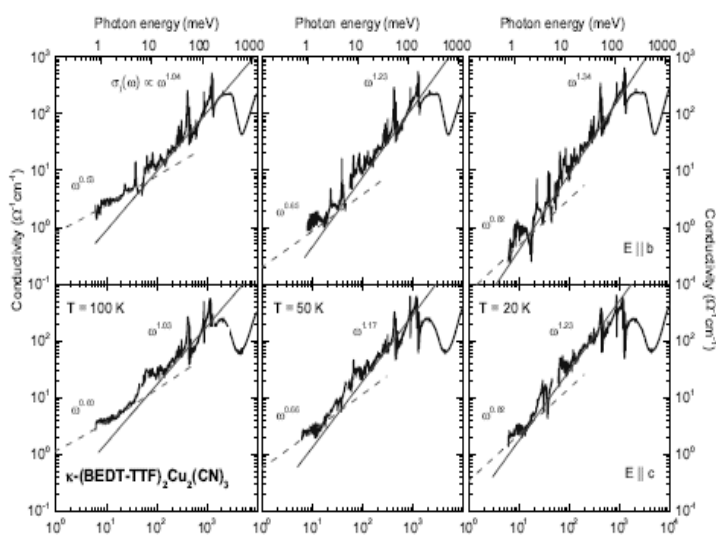


Рис. 1. Спектры терагерцовой проводимости  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>(CN)<sub>3</sub>, измеренные при различных  $T$

При этом частота кроссовера растет с температурой как  $\hbar\omega_c \approx k_B T$ , что соответствует поведению безщелевого континуума спинов на поверхности Ферми [1]. В то же время, экспериментально определенные показатели степени более чем в два раз отличаются от предсказанных теоретически. Полученные данные хорошо согласуются с экспериментальным наблюдением спин-жидкостного поведения в Гербертсметите [2].

### Литература

- [1] T.-K. Ng and P. A. Lee, Phys. Rev. Lett. **99**, 156402 (2007).
- [2] D. V. Pilon, C. H. Lui, T.-H. Han, D. Shrekenhamer, A. J. Frenzel, W. J. Padilla, Y. S. Lee, and N. Gedik, Phys. Rev. Lett. **111**, 127401 (2013).

## Многослойные структуры с изотипным молекулярным гетеропереходом

В. В. Травкин<sup>1</sup>, Г. Л. Пахомов<sup>1</sup>, В. И. Шашкин<sup>1</sup>, П. А. Стужин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Ниж. Новгород, 603950, Россия.

<sup>2</sup>ФГБОУ ВПО «ИГХТУ», пр. Шереметьевский, 7, Иваново, 153000, Россия.

тел: (831) 417-94-73, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: [pakhomov@ipmras.ru](mailto:pakhomov@ipmras.ru)

Гетеропереходы образованные полимерными или низкомолекулярными полупроводниками интенсивно исследуются в последнее время, что связано с прогрессом органической электроники в целом [1] и фотовольтаических преобразователей (OPVC) в частности [2]. Известно, что OPVC содержащие *p*-/*n*-переходы на основе донорных и акцепторных молекул, при соответствующей оптимизации других функциональных слоёв гетероструктуры, могут генерировать э.д.с. холостого хода при освещении ( $U_{oc}$ ) до 1 V. Свойства же изотипных молекулярных гетеропереходов практически не изучены, хотя имеются данные об их успешной реализации [1,2].

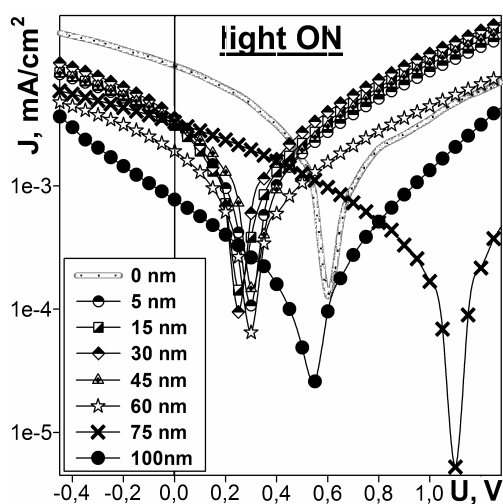


Рис. 1. Зависимость ВАХ структур glass/ITO/NcVO/SubPc(100nm)/Al при освещении от толщины слоя NcVO.

В данной работе получены тонкоплёночные гетероструктуры содержащие *P*\*-/*p*-переход NcVO/SubPc (NcVO – нафталоцианин ванадила, SubPc – субфталоцианин хлорида бора) на подложках glass/ITO с верхним Al электродом. Изучалась зависимость вольтамперных характеристик (ВАХ) структур в темноте и при освещении от толщины  $d$  слоя NcVO ( $0 \leq d \leq 120$  nm). Для  $d = 0$  nm темновые токи на прямой ветке ВАХ были всего в 5 раз выше чем на обратной, а  $U_{oc} = 0.61$  V (Рис. 1), что типично для однослойных сэндвичей с барьером Шоттки SubPc/Al. Внедрение ультратонкого слоя NcVO ( $d \leq 5$  nm) между ITO и SubPc приводит к росту коэффициента выпрямления в 40 раз, а  $U_{oc}$  падает до 0.3 V – Рис. 1. Увеличение до 60 nm никак не влияет на профиль ВАХ, но по достижении  $d = 70$  nm  $U_{oc}$  скачкообразно растёт до 1.13 V (Рис. 1), при этом соотношение темновых токов при прямом и обратном смещении изменяется от  $2 \times 10^2$  до  $2 \times 10^{-3}$ , то есть происходит инверсия выпрямления. Дальнейшее увеличение  $d$  приводит к постепенной деградации диодных и фотовольтаических характеристик структур.

Показано, что из-за особенностей электронного строения, молекулы NcVO образуют вырожденный полупроводник, а проводимость сэндвичей ITO/NcVO/Al нелинейно зависит от толщины. Для интерпретации полученных результатов построены зонные диаграммы для структур ITO/NcVO/SubPc/Al.

### Литература

- [1] H. Wang, X. Wang, B. Yu, Y. Geng, and D. Yan, *Appl Phys Lett* **93**, 113303 (2008).  
 [2] K. Snops, B.P. Rand, D. Cheyns *et al.*, *Nature Comm.* **5**, 3406 (2014).

## Прыжковый транспорт носителей заряда в материалах с пространственно коррелированной экспоненциальной плотностью состояний

С. В. Новиков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физической химии и электрохимии им. А. Н. Фрумкина РАН, Ленинский просп. 31, Москва, 119071, Россия.

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Мясницкая ул. 20, Москва, 101000, Россия.

тел: (495) 952-24-28, факс: (495) 952-53-08, эл. почта: [snovikov@gmail.com](mailto:snovikov@gmail.com)

Характерной особенностью аморфных органических материалов является дальнедействующие пространственные корреляции ландшафта случайной энергии [1]. Они возникают вследствие высокой концентрации молекул, обладающих постоянным дипольным или квадрупольным моментом, и именно эти корреляции определяют вид полевой зависимости подвижности  $\mu(E)$  [2]. В типичной ситуации плотность состояний в органических материалах имеет гауссов вид. Тем не менее, известно, что существуют механизмы, порождающие в органических материалах почти экспоненциальную плотность состояний  $\rho(U) \propto \exp(U/U_0)$ ,  $U < 0$  [3]. Такой вид плотности состояний характерен и для халькогенидных стекол. На сегодняшний день транспорт для случая коррелированной экспоненциальной плотности состояний не исследован, а зависимость корреляционной функции случайной энергии от расстояния в реальных системах неизвестна.

Для случая недисперсионного режима  $\alpha = kT/U_0 > 1$  можно получить точное решение задачи одномерного транспорта. Наиболее простые выражения получаются вблизи температуры перехода в дисперсионный режим  $\alpha \rightarrow 1$ . Так, для степенного закона убывания корреляционной функции энергии  $C(r) \propto 1/r^n$  подвижность также степенным образом зависит от  $E$  как  $\mu \propto E^n$ . Подобный вид корреляционной функции характерен для аморфных органических материалов, однако там гауссова плотность состояний приводит к кардинально другой зависимости  $\mu(E)$  [1]. Для короткодействующих корреляций с характерной длиной  $a$   $\mu \propto \exp(eaE/kT)$ .

Обсуждается приближенное рассмотрение дисперсионного транспорта с  $\alpha < 1$ , которое в пределе малых  $E$  воспроизводит характерную зависимость подвижности от толщины  $L$  транспортного слоя вида  $\mu \propto L^{1-1/\alpha}$ , известную для модели многократного захвата на ловушки, однако ведет к существенно более сильной зависимости  $\mu(E)$ .

В свете полученных результатов особую актуальность приобретает вопрос о возможном характере пространственных корреляций в реальных материалах с экспоненциальной плотностью состояний.

### Литература

- [1] S. V. Novikov, A. V. Vannikov, J. Phys. Chem. C **113**, 2532 (2009).
- [2] S. V. Novikov, D. H. Dunlap, V. M. Kenkre, P. E. Parris, A. V. Vannikov, Phys. Rev. Lett. **81**, 4472 (1998).
- [3] F. May, B. Baumeier, C. Lennartz, D. Andrienko, Phys. Rev. Lett. **109**, 136401 (2012).

## Композитные плёнки на основе биоцеллюлозы, модифицированной проводящим полимером PEDOT/PSS

А. С. Берестенников<sup>1,2</sup>, П. С. Крылов<sup>1,2</sup>, А. Н. Алёшин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им.А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>СПбГПУ, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел/ факс: (812) 297-62-45, эл.почта: aleshin@transport.ioffe.ru

Разработка биосовместимых наночипов на основе функциональных полимерных материалов является важным направлением современных научных исследований. Композитные материалы на основе биополимеров, таких как биоцеллюлоза, модифицированных электропроводящими полимерами, являются перспективными и недорогими материалами для медицины и органической электроники [1]. Были получены новые композитные пленки на основе бактериальной целлюлозы (BC), модифицированные проводящим полимером PEDOT/PSS [2]. Впервые исследованы структурные, оптические и электрические свойства данных композитных пленок. Результаты АСМ показали, что полимер осаждается на поверхность волокон, частично заполняя поры пленок, изменяя их электрические и оптические, но не механические свойства. Было обнаружено, что полученные BC:PEDOT/PSS пленки отличаются сильным поглощением в красном и ближнем инфракрасном диапазонах и слабой интенсивностью фотолюминесценции при 300 К. Температурная зависимость проводимости PEDOT/PSS в широком температурном диапазоне 4.2-300К была изучена в работе [4]. Температурная зависимость сопротивления BC:PEDOT/PSS пленок следует степенному закону  $T^{-1.8}$  в температурном интервале 300-80 К, и сопротивление слабо изменяется со временем. Значения проводимости полученных BC:PEDOT/PSS пленок оказались на порядок выше, чем сообщалось ранее для композитных пленок на основе BC и такого проводящего полимера, как полианилин [3].

Транспорт носителей заряда в BC:PEDOT/PSS проводящих композитных пленках определяется как туннелированием носителей заряда между проводящими полимерными кластерами (PEDOT) в диэлектрической матрице (PSS), так и туннелированием между отдельными BC волокнами и их жгутами, покрытыми PEDOT/PSS. Сравнение спектров, полученных с помощью FTIR, композита BC:PEDOT/PSS и чистого PEDOT/PSS показало, что химические межмолекулярные связи между BC и PEDOT/PSS отсутствуют [5].

Полученные BC:PEDOT/PSS проводящие пленки перспективны для применения в качестве биосовместимых электродов, датчиков температуры и других биочипов, которые совместимы с технологией печатной органической электроники.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН П-8.

### Литература

- [1] M. Gama, P. Gatenholm, D. Klemm (Eds.), *Bacterial Nanocellulose: A Sophisticated Multifunctional Material* 304 (2012).
- [2] B. L. Groenendaal, E. Jonas, D. Freitag, *et al.*, *Adv. Mater.* **12** 481 (2000).
- [3] W. Hu, S. Chen, Z. Yang, *et al.*, *J. Phys. Chem. B* **115** 8453 (2011).
- [4] A. N. Aleshin, S. R. Williams, A. J. Heeger, *Synth. Met.* **94** 173–177 (1998).
- [5] A. N. Aleshin, A. S. Berestennikov, P. S. Krylov *et al.*, *Synth. Met.* **199** 147 (2015).



## Влияние свойств подложки на формирование кристаллитов фталоцианина меди

А. Б. Гордеева, И. В. Макаренко, В. П. Улин, В. Л. Берковиц

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

тел: (812) 297-93-17, факс: (812) 297-10-17, эл. почта:  
anastasiya.gordeeva@mail.ioffe.ru

Органические полупроводниковые материалы, в том числе и фталоцианин меди (CuPc), активно используются для создания приборов опто- и наноэлектроники. Пленки CuPc состоят из молекулярных кристаллитов, проводимость в которых вдоль оси примерно на два порядка больше, чем в перпендикулярном направлении. Поэтому, для создания эффективных приборов на их основе необходимо установить факторы, определяющие формирование протяженных кристаллитов хорошего структурного качества, ориентированных в заданном направлении.

В работе исследовались пленки CuPc различной толщины, сформированные методом термовакуумного напыления на следующих подложках: естественно-окисленной и нитридной (см.[1]) поверхностях (001) GaAs, стекле и графите. Пленки формировались при разных значениях скорости напыления и температуры подложки.

На рисунке 1 показаны протяженные горизонтально-лежащие кристаллиты высотой около 10 нм (по данным АСМ), выращенные на нитридной

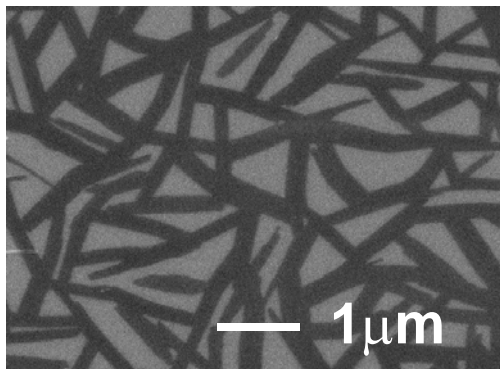


Рис.1 СЭМ изображение пленки CuPc, выращенной на нитридной поверхности (001)GaAs  $n \cdot 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

поверхности GaAs(001)  $n \cdot 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при температуре подложки  $150^\circ\text{C}$  и скорости роста 0.2 нм/мин. В аналогичных условиях на окисленной поверхности GaAs формируются кристаллиты, оси которых направлены под углом к плоскости поверхности подложки. Такое отличие, вероятно, объясняется более высокой скоростью миграции молекул по нитридной поверхности. Методом спектроскопии анизотропного отражения обнаружено, что оси кристаллитов имеют преимущественную ориентацию в направлении принципиальной оси

поверхности (001). Формирование протяженных горизонтальных кристаллитов обнаружено также и на поверхности графита, где они вытянуты вдоль границ ступеней. Увеличение скорости роста и уменьшение температуры подложки приводят к увеличению угла наклона оси кристаллитов относительно плоскости подложки.

Полученные результаты могут быть использованы при создании приборов органической наноэлектроники, в которых проводимость вдоль поверхности должна быть максимальной, например, в полевых транзисторах.

### Литература

[1] В. Л. Берковиц, А. Б. Гордеева, Т. В. Львова, В. П. Улин, ФТП **46**, 1463 (2012).

## Дисперсионная адвекция-диффузия носителей заряда в полимерных мультислоях

Р. Т. Сибатов, Е. В. Морозова

Ульяновский государственный университет, ул. Льва Толстого, 42, Ульяновск, 432000, Россия.

тел: (84-22) 37-24-62, факс: (84-22) 37-24-74,

эл. почта: [kat-valezhanina@yandex.ru](mailto:kat-valezhanina@yandex.ru)

В работе моделируется дисперсионная адвекция-диффузия носителей заряда в плоских полимерных мультислоях с помощью нелокальных по времени уравнений переноса и метода Монте-Карло. В рамках модели случайных блужданий с непрерывным временем модифицировано уравнение многократного захвата для произвольной плотности локализованных состояний (ПЛС) с учетом перколяционного характера траекторий носителей. Обсуждается возможность применения полученных уравнений для прыжкового транспорта. Далее рассматриваются две конфигурации. В первой (К1) – слои поперечны электрическому полю, во второй (К2) – параллельны. Решаются начально-краевые задачи, вычисляются распределения носителей и плотность тока. Далее находится переходный ток в условиях время-пролетного эксперимента (ВПЭ) с неоднородной по образцу генерацией носителей. Решения апробируются с помощью метода Монте-Карло. Результаты для К1 применяются для анализа влияния поверхностных дефектных слоев на результаты измерения дрейфовой подвижности носителей заряда в полимерах. Анализ демонстрирует количественное согласие с экспериментальными данными [1, 2] для молекулярно-допированных полимеров. В К2, особый интерес представляет случай тонкой прослойки с высокой подвижностью, окруженной одинаковыми полимерными слоями. Обобщены классические результаты Фишера, Уиппла и Сузуоки для диффузии по границам зерен на случай дисперсионного транспорта. Построены концентрационные профили. Обсуждается возможность применения таких структур.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания 2014/296 и РФФИ (1501-99674).

### Литература

- [1] A. P. Tyutnev *et al.*, Journal of Physics: Condensed Matter **21**(11), 115107 (2009).
- [2] D. H. Dunlap *et al.*, The Journal of Physical Chemistry C **114**(19) 9076 (2010).

## Молекулярный переключатель на основе транс-полиацетилена

М. Н. Журавлёв<sup>1</sup>, А. А. Горбацевич<sup>1,2</sup>, Т. С. Катаева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МИЭТ», площадь Шокина, д. 1, Москва, Зеленоград, 124498, Россия.

<sup>2</sup>ФИАН, Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991, Россия.

тел: (499) 710-86-65, эл. почта: maxim@org.miet.ru

Быстрое развитие современных информационных технологий тесно связано с постоянным уменьшением размеров функциональных элементов, разработкой и внедрением новых материалов. Органические полимеры с сопряженными  $\pi$ -связями представляют собой один из самых перспективных объектов исследования. Они имеют разнообразные устойчивые конфигурации с широким набором электрофизических параметров и могут быть преобразованы из одного состояния в другое в результате внешнего возбуждения, такое как свет, электрическое поле и т.д. [1].

Простейший молекулярный переключатель на основе молекул полиацетилена – Y-разветвитель. Точка ветвления представляет собой атом углерода с  $sp^2$  гибридизованными валентными орбиталями. Одна ветвь разветвителя соединена с точкой ветвления через двойную связь, а две другие – через одинарные. С помощью *ab initio* моделирования методом функционала плотности показано, что существуют четыре устойчивые плоские конфигурации, образованные соединением цепочек транс-формы. Энергии конфигураций неодинаковы, но энергетический барьер между различными топологическими состояниями мал. Поэтому, в свободных условиях различные формы Y-разветвителей будут легко переходить друг в друга под действием внешних возбуждений.

Расчёты показывают, что в зависимости от конфигурации валентных  $\pi$ -орбиталей в точке ветвления образуются локализованные состояния либо солитонного (с уровнем энергии посередине запрещённой зоны), либо поляронного (с парой симметрично расположенных в запрещённой зоне уровней) типа [2]. Образование разветвителя приводит к уменьшению разности энергий НОМО и ЛУМО орбиталей на 0.06–0,7 эВ в зависимости от длин соединяемых молекулярных цепочек. Распределение электронной плотности топологических локализованных состояний является асимметричным.

При внесении электрического заряда в разветвитель группа атомов углерода вблизи точки ветвления становится более разреженной, двойная связь трансформируется в одинарную, и возникает устойчивое состояние поляронного типа. Т. е. точка ветвления является потенциальной ямой для носителей заряда.

Возможен переход к молекулярной конфигурации, вызванный сменой гибридизации электронных оболочек атома углерода с  $sp^2$  на  $sp^3$  и сопровождающейся исчезновением локализованных состояний в запрещённой зоне из-за разрыва делокализованных  $\pi$ -орбиталей.

### Литература

- [1] Molecular Switches, ed. by B. L. Feringa and W. R. Browne, Weinheim: WILEY-VCH, 2011.
- [2] А. А. Горбацевич, М. Н. Журавлёв, Письма в ЖЭТФ **100**, 654 (2014)

## Модовый состав и люминесцентные свойства дисковых микрорезонаторов, сформированных на базе светоизлучающих структур с наноструктурами Ge(Si)

М. В. Степихова<sup>1</sup>, С. М. Сергеев<sup>1</sup>, В. А. Вербус<sup>1,2</sup>, А. В. Новиков<sup>1</sup>,  
З. Ф. Красильник<sup>1</sup>, М.В. Шалеев<sup>1</sup>, И. И. Амиров<sup>2</sup>, J. G. Schilling<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Н. Новгород, Россия.

<sup>2</sup>ЯФ ФТИАН РАН, ул. Университетская, 21, Ярославль, 150007, Россия.

<sup>3</sup>Centre for innovation competence “SiLi-nano”, Martin-Luther-University, Karl-Freiherr-von-Fritsch Str. 3, 06128 Halle, Germany.

тел: (111) 112-15-15, факс: (333) 212-12-45, эл. почта: mst@sci-nnov.ru

Интерес, проявляемый в последнее время к резонаторам пониженной размерности, обусловлен, с одной стороны, возможностями их использования в качестве модельных объектов для исследования фундаментальных законов квантовой электродинамики, с другой – возможностями формирования на их основе новых перспективных устройств нанофотоники [1]. Особое внимание здесь уделяется фотонным структурам, развиваемым на базе кремния – основного материала современной микроэлектроники. Активно развиваются фотонные структуры на базе резонаторов мод шепчущей галереи – дисковых и кольцевых резонаторов, и фотонных кристаллов [2]. В силу малости размера резонаторы этих типов легко интегрируются в схемы микроэлектроники, и, обладая высокой добротностью (до  $3 \cdot 10^6$ ) и малым модовым объемом, могут быть использованы в схемах нелинейной оптики, оптической фильтрации, задержки, для создания лазеров с предельно низким порогом генерации, и др.

В данной работе обсуждаются результаты экспериментальных и теоретических исследований дисковых микрорезонаторов, сформированных на базе светоизлучающих структур с самоформирующимися наноструктурами Ge(Si), выращенными МПЭ на подложках SOI (структуры Ge(Si)/SOI). Дисковые резонаторы с диаметрами от 5 до 40 мкм исследовались методом микрофотолюминесценции (микро-ФЛ) с высоким пространственным (до 3 мкм) и спектральным (до 0.01 нм) разрешением. Расчет модового состава исследованных микрорезонаторов проводился методом конечно-разностных элементов (FEM) с использованием программного пакета Comsol Multiphysics. Основываясь на результатах эксперимента, значения добротности полученных резонаторов на структурах Ge(Si)/SOI составили  $\sim 10^3$ . В работе рассмотрены особенности спектров мод шепчущей галереи дисков разного диаметра, обсуждаются многомодовый характер наблюдаемых спектров микро-ФЛ и возможные причины относительно низких значений добротности. Теоретический расчет модового состава и добротности мод исследованных дисковых микрорезонаторов проводился для разных граничных условий, с учетом геометрических факторов и возможных дефектов дисков, обусловленных технологией их изготовления.

Работа поддержана РФФИ (проекты #15-02-05272 и 13-02-12108-офи\_м) и научных программ РАН.

### Литература

[1] K. J. Vahala, Nature **424**, 839 (2003).

[2] N. Daldosso, L. Pavesi, Laser & Photon. Rev. **3**(6), 508 (2009).

## Нелинейно-оптические эффекты в Au/BiG магнитоплазмонных кристаллах

В. Л. Крутянский<sup>1</sup>, А. Л. Чехов<sup>1</sup>, А. И. Стогний<sup>2</sup>, Т. В. Мурзина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы д.1, стр. 2. ГСП-1 119991, Москва, Россия.

<sup>2</sup>Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, ул. П. Бровки 19, 220072, Минск, Беларусь.

тел: (495) 939-36-36, факс: (495) 939-31-13, эл. почта: murzina@mail.ru

Магнито-плазмонные кристаллы (МПК) привлекают внимание исследователей ввиду наблюдающегося в них целого набора уникальных оптических эффектов, обусловленных наличием в одной структуре пространственной периодичности, магнитных и плазмонных свойств. В ряде работ было показано [1,2], что в МПК, состоящих из периодических золотых структур и пленки магнитного диэлектрика, наблюдается возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) на границах раздела с металлом и волноводных мод в слое диэлектрика, причем в окрестности соответствующих резонансов возможно значительное усиление магнитооптических эффектов. Целью данной работы являлось обнаружение и изучение особенностей нелинейно-оптических эффектов в МПК подобного типа.

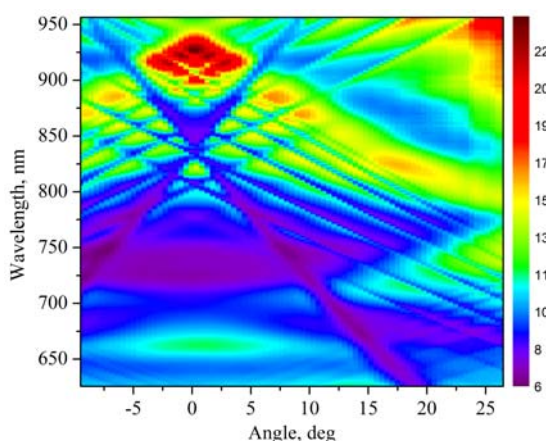


Рис. 1. Зависимость интенсивности излучения, прошедшего через МПК, от длины волны и угла падения зондирующего излучения.

Исследованы Au/BiG МПК с периодом 800 нм, шириной «канавок» 90 нм и толщиной пленки золота 40-100 нм, изготовленные комбинированным методом ионно-лучевого распыления-осаждения фокусированными и широкими пучками ионов. Типичный спектр линейного пропускания МПК приведен на Рис. 1. Видно, что данная структура имеет высокую добротность и в ней эффективно возбуждаются ППП и волноводные моды. Спектры интенсивности ВГ и магнитного интенсивност-

ного эффекта ВГ изучены с использованием в качестве накачки излучения фемтосекундного перестраиваемого титан-сапфирового лазера. Показано, что наблюдается резонансное возрастание интенсивности ВГ и магнитооптического эффекта на длине волны ВГ при возбуждении ППП на границе раздела Au/BiG, спектральная форма линий соответствует резонансу Фано для волны ВГ. Данные эффекты обусловлены локализацией волны накачки в интерфейсных областях золота. Методом накачка-зондирование исследована динамика линейных и нелинейных магнитооптических эффектов в МПК.

### Литература

- [1] V. I. Belotelov, L. E. Kreilkamp, I. A. Akimov *et al.*, Nat. Commun. **4**, 2128 (2013).  
 [2] A. Chekhov, V. Krutyanskiy, A. Stognij *et al.*, Opt. Express **22**, 17762 (2014).

## Плазмонный резонанс в новых металло-полупроводниковых метаматериалах AsSb-AlGaAs

В. И. Ушанов<sup>1</sup>, В. В. Чалдышев<sup>1</sup>, Н. А. Берт<sup>1</sup>, В. Н. Неведомский<sup>1</sup>,  
Н. Д. Ильинская<sup>1</sup>, Н. М. Лебедева<sup>1</sup>, М. А. Яговкина<sup>1</sup>, В. В. Преображенский<sup>2</sup>,  
М. А. Путьято<sup>2</sup>, Б. Р. Семягин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Ак.Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (812) 292-73-93, эл. почта: ushanovvi@mail.ioffe.ru

Металло-полупроводниковые метаматериалы позволяют усилить взаимодействие света с веществом, за счет резонансного поглощения и рассеяния света плазмонными возбуждениями в системе металлических наночастиц, помещенных в диэлектрическую среду. Условие такого резонанса –  $\text{Re}(\varepsilon_m + 2\varepsilon_s) = 0$ , где  $\varepsilon_s$  и  $\varepsilon_m$  – диэлектрические функции полупроводниковой и металлической компонент метаматериала, соответственно.

Целью данной работы являлось создание и исследование новых метаматериалов на основе полупроводниковой матрицы AlGaAs, содержащей развитую систему металлических нановключений AsSb.

Исследованные слои AlGaAs(Sb) выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низкой температуре (200°C). Послеростовой отжиг структур вызывал самоорганизацию неупорядоченных массивов нановключений металла AsSb в объеме эпитаксиального слоя AlGaAs. Исследования микроструктуры образцов осуществлялись методом просвечивающей электронной микроскопии, показавшей, что средний радиус нановключений зависел от температуры отжига и варьировался нами от 6 до 8 нм.

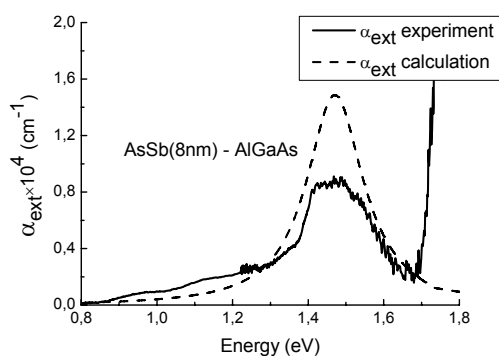


Рис. 1. Экспериментальный (сплошная линия) и расчетный (штриховая линия) коэффициенты оптической экстинкции в зависимости от энергии

Нами экспериментально исследовались спектры оптического отражения и пропускания, из которых были получены спектры экстинкции света (рис.1) в системе нановключений AsSb в AlGaAs. Во всех спектрах наблюдался широкий пик плазмонного резонанса, энергия и полная ширина на половине высоты которого составили  $(1.47 \pm 0.01)$  эВ и  $(0.19 \pm 0.01)$  эВ, соответственно.

Для количественного описания экспериментальных данных был выполнен численный расчёт коэффициента оптической экстинкции по теории Ми в дипольном приближении (рис.1, штриховая кривая). В качестве подгоночного параметра выступала плазменная энергия для свободных нановключений AsSb в вакууме, которая составила 7.38 эВ. Расчётная энергия плазмонного резонанса для нановключений AsSb в матрице AlGaAs – 1.48 эВ, а полная ширина на половине высоты – 0.18 эВ.

## Экспериментальное исследование и численное моделирование оптических характеристик кремниевых нанопилларов

Л. С. Голобокова<sup>1</sup>, Ю. В. Настаушев<sup>1</sup>, Ф. Н. Дульцев<sup>1</sup>, Н. В. Крыжановская<sup>2</sup>,  
Э. И. Моисеев<sup>2</sup>, А. Б. Талочкин<sup>1</sup>, В. А. Сейфи<sup>1</sup>, А. В. Латышев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский Академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий Российской академии наук, ул. Хлопина 8 к.3, Санкт-Петербург 194021, Россия.

тел: (383) 330-90-82, факс: (383) 333-27-71, эл. почта: GolobokovaLS@isp.nsc.ru

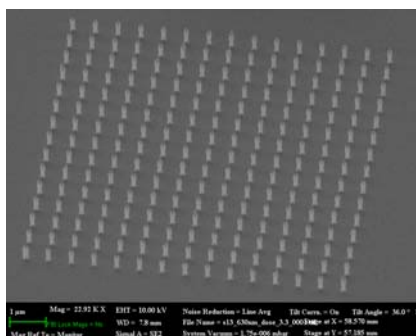


Рис. 1. РЭМ изображение массива Si нанопилларов. Масштабная метка 1мкм.

В последнее время кремниевые наноструктуры привлекают все больший интерес исследователей благодаря своим уникальным оптическим свойствам. Для ряда практических применений наиболее перспективными являются 2D пространственно упорядоченные структуры, к которым относятся системы одинаково ориентированных нанопилларов (НП) конечной высоты [1]. В данной работе проводилось исследование спектральных характеристик отражения от упорядоченных массивов НП, сформированных в кремниевой подложке n-типа с

ориентацией (100) методом электронно-лучевой литографии и реактивного ионного травления [2]. Экспонирование образцов осуществлялось на установке электронно-лучевой литографии Raith 150. Травление структур проводилось через маску из негативного резиста ma N2403 на установке Plasmalab System100. Были сформированы массивы НП высотой от 150 до 650 нм, диаметр варьировался от 40 до 350 нм. На Рис.1 представлено электронно-микроскопическое изображение микро-массива Si НП. Были измерены спектры отражения от подложек с НП в диапазоне длин волн: 500 нм – 1150 нм. Измеренные спектры отражения отличались одним или несколькими характерными минимумами в видимой и ИК областях спектра, положение минимумов менялось с изменением диаметра НП. Был виден сдвиг в более длинноволновую область спектра при увеличении диаметра НП и при увеличении периода нанопилларов в массиве. С помощью моделирования в программном пакете Ansoft HFSS [3] были рассчитаны спектры отражения, была изучена связь геометрических размеров НП с возникающими в структуре определенными оптическими резонансами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 13-02-01216 А.

### Литература

- [1] S. C. Yang, K. Richter, W. J. Fischer, Applied Physics Letters **106**, 081112 (2015).
- [2] Л. С. Голобокова, Ю. В. Настаушев и др., [ФТП](#) **49** (7), 961 (2015).
- [3] V. A. Seyfi, V. Y Prinz, Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing **50**(3), 82 (2014).

## Асимметричная структура из двух дифракционных решеток для ввода ИК излучения в Si полосковый волновод

М. Ю. Барабаненков, В. Т. Волков, А. Н. Грузинцев, А. И. Ильин,  
О. В. Трофимов

ИПТМ РАН, Московская. обл., г. Черноголовка, 142432, Россия.

тел: (496) 52-4-40-60, факс: (496) 52-4-42-25, эл. почта: barab@iptm.ru

Методами кремниевой планарной технологии изготовлены [1] образцы полосковых одномодовых волноводов из поликристаллического Si, толщиной 220 нм, шириной 5 мкм, длиной до 800 мкм. Волноводы лежат на стандартной Si подложке, предварительно окисленной до 1 мкм. На поверхности волновода изготовлены дифракционные решетки в виде 25 поперечных к длине волновода полосок Si, высотой 45 нм, периодом 600 нм при коэффициенте заполнения 50%. На волноводе с двумя решетками, разнесенными на 50 мкм, экспериментально оценен коэффициент затухания захваченного излучения с длиной волны 1.5 мкм на воздухе, величина которого составила 0.17 дБ/мм.

В данной работе произведена оптимизация структуры по двум направлениям: (1) произведен отжиг поли-Si с целью формирования монокристалла; (2) внесена асимметрия в структуру путём создания брегговского рефлектора слева от

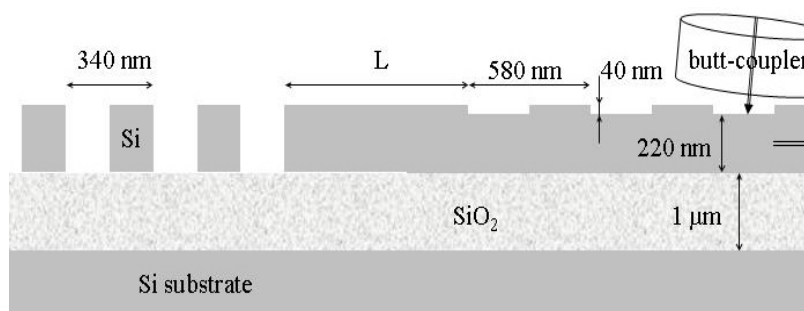


Рис. 1. Схематическое изображение входной дифракционной решетки (справа) и брегговского рефлектора (слева), встроенных в Si волновод структуры кремний-на-изоляторе.

решётки на расстоянии  $L = 230$  нм (рис.1). Величина зазора  $L$  соответствует деструктивной интерференции спектральных угловых порядков в прошедшем спектре дифракционной решетки и отраженных от брегговского рефлектора. Вводящее оптоволокно отклонено от нормали на  $8^\circ$  для уменьшения отражения от решетки. Например, минус первая угловая мода в спектре прохождения решетки отклонена на  $\sim 42^\circ$  от поверхности волновода и направлена влево (рис.1). Гашение волны, бегущей по волноводу влево, увеличит эффективность ввода излучения в виде волны, бегущей вправо (рис.1, двойная стрелка). Оптимизация структуры произведена на основе расчетов распределения интенсивности моды в волноводе многослойной структуры методом конечных разностей [2] и расчетов спектров отражения и прохождения решеток на многослойных подложках методом уравнения Риккати [3].

Работа поддержана грантом РФФИ №15-07-04626 -а.

### Литература

- [1] М. Ю. Барабаненков, А. Ф. Вяткин, В. Т. Волков, А. Н. Грузинцев, А. И. Ильин, О. В. Трофимов, Известия вузов. Электроника **5**(109), 45 (2014).
- [2] A. B. Fallahkhair, K. S. Li, Th. E. Murphy, J. Lightwave, Tech. **26**, 1423 (2008).
- [3] Ю. Н. Барабаненков, М. Ю. Барабаненков, ЖЭТФ **123**, 763 (2003).



## Передача возбуждения вдоль 1D линейной цепочки плазмонных сферических наночастиц

М. Ю. Барабаненков<sup>1</sup>, Ю. Н. Барабаненков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов (ИПТМ) РАН, ул. Академика Осипьяна 6, Моск. обл., г. Черноголовка, 142432, Россия.

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

тел: (496) 52-4-40-60, факс: (496) 52-4-42-25, barab@iptm.ru

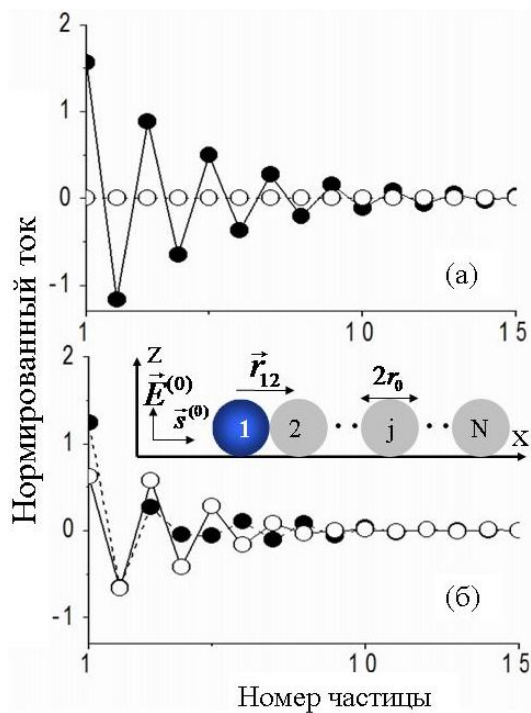


Рис.1. Действительная (●) и мнимая (○) части амплитуды нормированного тока в N-й частице (см. вставку) плотно-упакованной линейки Al частиц радиуса  $r_0=8.5$  (а) и 10 (б) нм при возбуждении первой частицы.

для алюминия  $|n|k_0r_0 = 0.57$  при частоте поля  $\omega = 12.083$  ПГц (рис.1(а)). Малое изменение радиуса частиц (рис.1(б)), частоты поля или ничтожная их раздвижка приводят к затуханию тока на нескольких первых частицах.

Работа поддержана грантом РФФИ №15-07-04626 -а.

### Литература

- [1] Ю. Н. Барабаненков, М. Ю. Барабаненков, Журнал Радиотехники 4 (2013).  
 [2] M. J. Weber (ed.), Handbook of optical materials, Laser and Optical Science and Technology Series, N. Y., The CRC Press, 2003.

Представлены результаты расчетов токов, возбуждаемых в 1D линейной цепочке взаимодействующих ближними полями малых плазмонных сферических частиц при возбуждении крайней частицы (частица номер 1 на вставке рис.1). Расчеты проведены на основе системы уравнений для самосогласованных токов, возбуждаемых в частицах падающим электромагнитным полем с поперечной к плоскости нахождения частиц поляризацией [1]. В приближении взаимодействия ближайших соседей амплитуды токов даются формулой

$$I^{(j)} = (-1)^{j+1} 2 \cos \vartheta \frac{\sin(N+1-j)\vartheta}{\sin(N+1)\vartheta} a_1$$

$\cos \vartheta = -1/(2a_{12})$ , где  $a_1$  – произведение амплитуд рассеяния малой частицы и падающего поля;  $a_{12}$  – параметр волнового взаимодействия ближайших частиц. Затухания тока в линейке нет при  $\text{Im}(a_{12}) \rightarrow 0$ ,  $\text{Re}(a_{12}) > 0.5$ . Учитывая частотную дисперсию диэлектрической проницаемости ряда веществ [2], указанные ограничения выполняются

## Особенности рентгеновской нанопотоники в условиях воздействия оптического излучения

В. К. Егоров, Е. В. Егоров

<sup>1</sup>ИПТМ РАН, ул. академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432, Россия.

тел: (985) 114-27-24, эл. почта: Egorov@iptm.ru

Одним из фундаментальных направлений рентгеновской нанопотоники является концепция волноводно-резонансного распространения потока рентгеновского излучения, которая, в свою очередь, является полезным следствием явления полного внешнего отражения (ПВО) рентгеновских лучей на материальном интерфейсе. В ее основе лежит представление об образовании

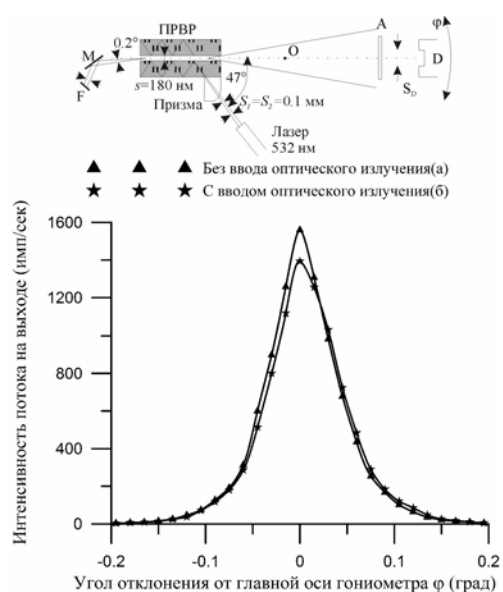


Рис. 1. Геометрия проведения рентгено-оптических исследований и экспериментальная реализация рентгено-оптического взаимодействия.

го кварцевыми полированными рефлекторами составляла 180 нм. В него под углом  $0.02^\circ$  попадал малорасходящийся поток рентгеновских лучей  $\text{CuK}\alpha$ , который инициировал возбуждение в щелевом зазоре однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны с периодом 175 нм. В один из кварцевых рефлекторов вводился малорасходящийся поток оптического излучения с  $\lambda=532$  нм под углом, близким к критическому углу полного внутреннего отражения. В этом случае период стоячих оптических волн оказывался близким к 350 нм. Варьируя в узком угловом диапазоне угол входа потока оптического излучения, удалось зафиксировать, что при некотором значении угла падения этого потока наблюдается изменение в пространственном распределении интенсивности пучка рентгеновских лучей, формируемого на выходе ПРВР. Наблюдаемый эффект, по-видимому, носит резонансный характер и дает основание надеяться, что найден способ внешнего управления параметрами наноразмерных рентгеновских пучков, формируемых волноводами-резонаторами.

## Неохлаждаемые микроболометры на основе диодов Шоттки

**К. В. Чиж**, В. А. Юрьев, В. А. Чапнин, О. В. Уваров, В. П. Калинушкин  
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва,  
119991, Россия.

тел: (499) 503-81-44, факс: (499) 135-03-56, эл. почта: [chizh@kapella.gpi.ru](mailto:chizh@kapella.gpi.ru)

Созданы и исследованы неохлаждаемые микроболометры с диодами Шоттки PtSi/поли-Si. Измерены концентрация электрически активной примеси, холловская подвижность электронов в слое поликремния, температурные коэффициенты сопротивления диодов в широком интервале температур при различных значениях тока и фотоэлектрические характеристики микроболометров.

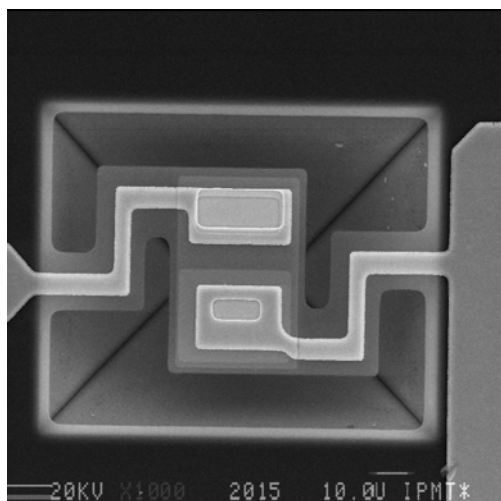


Рис. 1. Изображение микроболометра.

Одной из перспективных областей применения силицидов металлов на поликристаллическом кремнии является использование их в качестве термочувствительных элементов при создании монолитных неохлаждаемых микроболометрических фотоприемных матриц для широкой спектральной области. Достоинствами таких структур является возможность встраивания технологического процесса их формирования в стандартную кремниевую МОП-технологию, возможность каскадного включения диодов Шоттки для повышения температурной чувствительности

болометрических элементов матрицы, использование слоев диодных структур в качестве поглощающих покрытий болометрических ячеек [1].

В данной работе исследованы характеристики диодов Шоттки на пленке поликристаллического кремния, сформированной на мембране с диэлектрическими слоями  $\text{SiO}_2\text{-Si}_3\text{N}_4$ . Болометры формировались по стандартной КМОП и МЭМС-технологии [2].

Структурные особенности формирования диодов Шоттки в процессе их изготовления детально исследованы на спутниках методами просвечивающей электронной микроскопии.

Показана перспективность диодных болометров на основе барьеров Шоттки PtSi/поли-Si для применения в качестве чувствительных элементов неохлаждаемых микроболометрических матриц.

### Литература

- [1] K.V. Chizh, V.A. Chapnin, V.P. Kalinushkin, V.Y. Resnik, M.S. Storozhevykh, V.A. Yuryev, *Nanoscale Research Letters* **8**, 177 (2013).
- [2] V. A. Yuryev, K. V. Chizh, V. A. Chapnin, S. A. Mironov, V. P. Dubkov, O. V. Uvarov, V. P. Kalinushkin, V. M. Senkov, O. Y. Nalivaiko, A. G. Novikau, P. I. Gaiduk, arXiv:1503.05700 (2015).

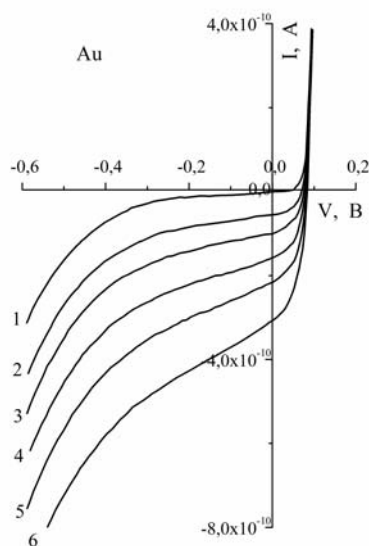
## Изготовление и фотоэлектрические характеристики туннельных МОП диодов на КРТ

В. Г. Кеслер, А. А. Гузев, С. А. Дворецкий, Е. Р. Закиров, А. П. Ковчавцев,  
З. В. Панова, **М. В. Якушев**

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

тел: (383) 330-90-55, факс: (383) 333-27-71, эл. почта: kesler@isp.nsc.ru

При создании фотоприемников ИК-излучения на основе твердых растворов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  одной из ключевых технологических операций является пассивация поверхности с целью уменьшения поверхностных паразитных токов утечки. В работе представлены результаты поисковых исследований, направленных на разработку новой технологии пассивации поверхности КРТ сверхтонкими диэлектрическими плёнками ( $\sim 3$  нм). Исследованы характер и степень нарушения стехиометрии приповерхностного слоя плёнок КРТ при проведении различных технологических операций (химическое травление, отжиг в вакууме, окисление в плазме тлеющего разряда, напыление платины и диоксида алюминия). Продемонстрирована возможность прецизионного формирования в плазме на поверхности КРТ собственных окисных плёнок субнанометрового и нанометрового диапазона толщин. Показано, что сверхтонкие окисные слои ( $\sim 1-2$  нм) эффективно стабилизируют поверхность КРТ: позволяют повысить порог термической стабильности образцов при нагреве в вакууме с  $65^\circ C$  до  $120^\circ C$  и предотвращают нарушение стехиометрии поверхности при напылении металлических контактов.



Аналогично полученным ранее результатам на структурах на основе InAs [1,2] МДП-структуры с туннельно прозрачными слоями оксида на КРТ характеризуются вольт-амперными зависимостями диодного типа и имеют хорошую чувствительность к засветке имитатором АЧТ с температурой полости 583 К (см. рис, 1- темновая кривая, 2 – 6 для диафрагм АЧТ (6, 8, 10, 12, 16 мм)). Оценка обнаружительной способности ( $D^*$ ) по дробовому шуму темнового тока (квантовый выход полагался равным 0.5) для лучших структур с золотыми контактами соответствует величине  $\sim 5 \cdot 10^{12} \text{ смГц}^{1/2}\text{Вт}^{-1}$  (при  $T = 78 \text{ K}$ ) и  $\sim 1 \cdot 10^{11} \text{ смГц}^{1/2}\text{Вт}^{-1}$  (при  $T = 173 \text{ K}$ ). Для структур с платиновыми контактами  $D^*$  при  $T = 78 \text{ K}$  составила  $4 \cdot 10^{11} \text{ смГц}^{1/2}\text{Вт}^{-1}$ . Таким образом, продемонстрирована возможность создания функционально нового фоточувствительного элемента на КРТ.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ проект 13-07-12151 - офи-м.

### Литература

- [1] В. Г. Кеслер и др. Успехи прикладной физики, **1**(2), 193 (2013).
- [2] В. Г. Кеслер и др. Автометрия, **50**(1), 105 (2014).

## Гетероструктуры с квантовыми ямами (Al)GaAs и (In)GaAsP для мощных полупроводниковых лазерных излучателей спектрального диапазона 780-810 нм

М. А. Ладугин<sup>1</sup>, Т. А. Багаев<sup>1</sup>, И. В. Яроцкая<sup>1</sup>, А. А. Падалица<sup>1</sup>,  
А. А. Мармалюк<sup>1,2</sup>, А. Д. Максимов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ОАО НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха, ул. Введенского, 3 корп. 1, Москва, 117342, Россия.

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409, Россия.

<sup>3</sup>Московский государственный университет тонких химических технологий им. М. В. Ломоносова, пр. Вернадского, 86, Москва, 119571, Россия.

тел: (495) 333-33-25, факс: (495) 334-43-93, эл. почта: maximladugin@mail.ru

Мощные лазерные излучатели спектрального диапазона 780-810 нм широко востребованы во многих важнейших применениях, среди которых особо стоит выделить накачку активных сред твердотельных лазеров. Данная задача требует создания приборов с высокой выходной мощностью и длительным сроком службы, что приводит к необходимости дальнейшего совершенствования конструкции и технологии получения полупроводниковых гетероструктур.

В настоящей работе с целью достижения повышенных параметров приборов были проведены исследования излучательных характеристик квантоворазмерных структур и получены результаты качественного и количественного сравнения различных конструкций активных областей лазерных гетероструктур. Объектами исследования являлись не только классические ненапряженные квантовые ямы GaAs и AlGaAs, но и квантовые ямы с напряжениями растяжения (GaAsP) и напряжениями сжатия (InGaAsP). В качестве материалов барьерных слоев использовались согласованные с подложкой твердые растворы AlGaAs и GaInP.

Изготовление вышеуказанных гетероструктур осуществлялось в условиях метода МОС-гидридной эпитаксии в горизонтальном кварцевом реакторе на подложках арсенида галлия. В качестве источника V-группы использовались AsH<sub>3</sub> и PH<sub>3</sub>, а в качестве источника III-группы использовались ТМА и ТЭГ. В качестве газа носителя использовался очищенный водород.

Оптимизация режимов получения, в частности, температуры роста, скорости роста и отношения V/III, позволила заметно увеличить интенсивность фотолуминесценции и уменьшить полуширину спектра для всех исследованных конструкций гетероструктур. Представлены результаты сравнения, описаны достоинства и недостатки каждой из структур.

Основываясь на достигнутых результатах, из полученных гетероструктур были изготовлены лазерные излучатели (диоды и линейки) спектрального диапазона 780-810 нм непрерывного и квазинепрерывного режима работы. Измерены, проанализированы и обсуждены электрические, мощностные и спектральные характеристики приборов.

## Внутренние оптические потери в полупроводниковых лазерах

Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, И. С. Тарасов

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

тел: (812) 292-79-95, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: [nike@hpld.ioffe.ru](mailto:nike@hpld.ioffe.ru)

Доклад посвящен изучению внутренних оптических потерь в полупроводниковых лазерах на основе квантово-размерных гетероструктур.

Впервые о снижении внутренних оптических потерь в полупроводниковых лазерах было упомянуто в [1]. Последующие исследования привели к созданию концепции мощных полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур с малыми внутренними оптическими потерями [2]. Одновременно возник ряд проблем, влияющих на параметры полупроводниковых лазеров и непосредственно зависящих от внутренних оптических потерь в слоях лазерной гетероструктуры, что потребовало углубленного изучения внутренних оптических потерь в мощных полупроводниковых лазерах [3,4].

В докладе определены фундаментальные причины роста внутренних оптических потерь с увеличением тока накачки: 1) температурная делокализация носителей заряда, 2) рассеяние на носителях заряда тока накачки и 3) снижение скорости захвата носителей заряда в квантовые ямы активной области. Предложены физические и конструктивно-технологические пути сохранения внутренних оптических потерь в полупроводниковом лазере с ростом тока.

В докладе исследовано влияние параметров резонатора полупроводникового лазера на внутренние оптические потери. Показана возможность выбора оптимального соотношения внутренних и внешних оптических потерь, вариацией параметров резонатора полупроводникового лазера. Предложены конструктивные решения изменения параметров резонатора для снижения эффектов насыщения усиления и выжигания носителей заряда в мощных полупроводниковых лазерах.

В докладе продемонстрирована возможность модуляции излучения мощного полупроводникового лазера изменением внутренних оптических потерь в резонаторе полупроводникового лазера. Предложен способ переключения типа модовой структуры в резонаторе полупроводникового лазера.

В докладе исследована возможность и определены условия сохранения низких внутренних оптических потерь при создании мощных полупроводниковых лазеров с внутренними дифракционными решетками различных конструкций для повышения спектральной плотности излучения.

В докладе показано, что снижение, сохранение и оптимизация соотношения внутренних и внешних оптических потерь является одним из основных инструментов повышения мощностных, спектральных и модуляционных параметров полупроводниковых лазеров.

### Литература

- [1] Д. З. Гарбузов, С. В. Зайцев, Ю. В. Ильин, Т. А. Налет, А. В. Овчинников, И. С. Тарасов, Письма в ЖТФ **16**(9), 50 (1990).
- [2] И. С. Тарасов, Квантовая электроника **40**(8), 661 (2010).
- [3] Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, З. Н. Соколова, И. С. Тарасов, ФТП, **38**(3), 374 (2004).
- [4] И. С. Шашкин, Д. А. Винокуров, А. В. Лютецкий и др., ФТП **46**(9), 1230 (2012).

## Подвижность электронов в двухзатворных тонкопленочных КНИ-МОП транзисторах

О. В. Наумова, Э. Г. Зайцева, Б. И. Фомин, М. А. Ильницкий, В. П. Попов

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

тел: (383) 330-67-68, факс: (383) 333-27-71, эл. почта: [naumova@isp.nsc.ru](mailto:naumova@isp.nsc.ru)

Многозатворные транзисторы на основе тонкопленочных структур являются базовым элементом современных СБИС. Увеличение аспектного соотношения поверхность/объем и взаимосвязь потенциалов границ раздела пленки полупроводника с окружающими его слоями диэлектрика (так называемый coupling-эффект) является основной проблемой при определении электрических параметров и, в частности, подвижности носителей заряда в таких приборах. Наличие coupling-эффекта приводит к перераспределению носителей заряда по сечению тонкопленочных транзисторов. В результате возникает проблема определения эффективного поля  $E_{\text{eff}}$  в каналах транзисторов, и как следствие, некорректное определение полевой зависимости подвижности  $\mu_{\text{eff}}(E_{\text{eff}})$ .

Для МОП-транзисторов на объемном кремнии известна универсальная зависимость  $\mu_{\text{eff}}$  для инверсных носителей заряда от эффективного поля в канале транзистора, которая определяется степенной функцией  $\mu_{\text{eff}}(E_{\text{eff}}^{-n})$ . Установлено соответствие между значениями показателя  $n$  и механизмами рассеяния носителей заряда, доминирующими в определенном интервале полей  $E_{\text{eff}}$ .

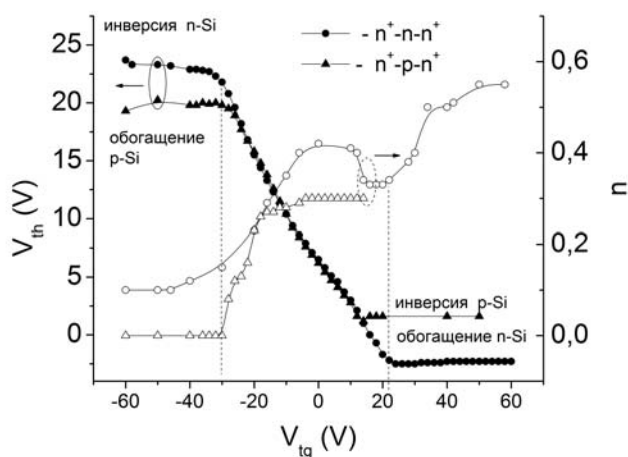


Рис. 1. Пороговое напряжение  $V_{\text{th}}$  и степенной показатель  $n$  для  $n^+-n-n^+$  и  $n^+-p-n^+$  тонкопленочных КНИ-транзисторов в зависимости от напряжения на затворе (при варьировании режима пленки КНИ со стороны поверхности от инверсии до обогащения).

пленки КНИ со стороны одной из ее поверхностей от инверсии до обогащения (рис.1), 2) при варьировании толщины пленки Si в диапазоне от 10 нм до 400 нм, 3) при изменении температуры в диапазоне (78-350) К.

В данной работе для определения диапазона возможных значений подвижности и доминирующих механизмов рассеяния в тонкопленочных МОП структурах предложена замена полевой зависимости  $\mu_{\text{eff}}(E_{\text{eff}}^{-n})$  зависимостью подвижности от плотности индуцированных носителей заряда  $\mu_{\text{eff}}(N_e^{-n})$ . Для конкретизации действующих механизмов рассеяния и влияния coupling-эффекта на значения показателей  $n$  были исследованы  $\mu_{\text{eff}}(N_e)$  зависимости и определены значения показателей  $n$  для  $n^+-n-n^+$  и  $n^+-p-n^+$  тонкопленочных двухзатворных КНИ-МОП-транзисторов:

1) при изменении режима

## Микролазеры анизотропной формы с активной областью на основе InAs/InGaAs квантовых точек

Н. В. Крыжановская<sup>1</sup>, Ю. В. Кудашова<sup>1</sup>, Э. И. Моисеев<sup>1</sup>, А. Е. Жуков<sup>1,2</sup>,  
М. В. Максимов<sup>1,2</sup>, М. М. Кулагина<sup>2</sup>, С. И. Трошков<sup>2</sup>, А. А. Липовский<sup>1,3</sup>,  
Д. В. Карпов<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>Академический университет, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>3</sup>СПбГПУ, ул. Политехническая, 29, 195251 Санкт-Петербург, Россия.

<sup>4</sup>University of Eastern Finland, Joensuu80101, Finland.

тел: (812) 448-69-94, эл. почта: kryj@mail.ioffe.ru

Интерес к исследованию и разработке полупроводниковых микрокольцевых (МК) лазеров обусловлен возможностью их использования в качестве активных компонентов фотонных интегральных схем. Благодаря осесимметричной форме резонатора и полному внутреннему отражению от стенок резонатора, эти лазеры могут обладать высокой добротностью и низкой пороговой мощностью даже при малой занимаемой площади. Для улучшения латерального вывода излучения из таких лазеров в близко расположенный волновод на затухающей волне было

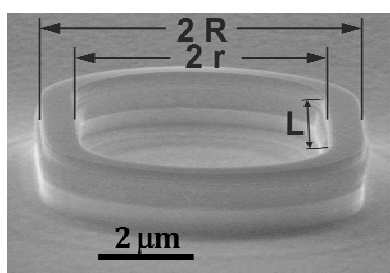


Рис. 1. СЭМ изображение анизотропного МК лазера.

предложено использование микрорезонатора удлиненной формы, в котором в МК добавлен участок прямоугольного волновода (рис.1). В настоящее время минимальный размер такого лазера, реализованного в системе материалов GaInAsP/InP, составляет 35 мкм [1]. В данной работе представлены результаты исследования микролазеров анизотропной формы рекордно малого размера (с внешним радиусом закругления менее 3,5 мкм), работающих при комнатной температуре при оптической накачке.

Эпитаксиальные структуры были выращены методом МПЭ на подложках GaAs (100) и включали волновод GaAs толщиной 220 нм с 5 слоями квантовых точек (КТ) InAs/In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As, разделенных спейсерами GaAs толщиной 30 нм. Оптическое ограничение со стороны подложки достигалось слоем AlGaAs толщиной ~400 нм. Длина волны максимума фотолюминесценции КТ при комнатной температуре 1280 нм. Микрорезонаторы были сформированы методом электронной литографии и реактивно-ионного травления. Радиус внешнего закругления (R) варьировался от 3.5 до 0.75 мкм, внутренний радиус (r) в диапазоне 2.7-0.15 мкм. В зависимости от геометрических параметров лазера возможно изменение межмодового расстояния в диапазоне от 26 до 106 нм. Увеличение длины участка прямоугольного волновода от 0 до 4 мкм приводит к незначительному возрастанию пороговой мощности накачки.

Работа проведена при поддержке РФФИ (грант 15-02-03624) и программы ОНИТ РАН (проект «Разработка и исследование планарных сверхкомпактных микрорезонаторов с квантоворазмерной активной областью»).

### Литература

- [1] L. Bach *et al*, 14th Indium Phosphide and Related Materials Conference, IPRM, 111 (2002).



## Вклад электронных ловушек в темновой ток р-GaN(Cs,O) фотокатода

С. А. Рожков<sup>1,2</sup>, С. Н. Косолюбов<sup>1</sup>, Г. Э. Шайблер<sup>1</sup>, А. С. Терехов<sup>1</sup>,  
В. А. Курешов<sup>3</sup>, Д. Р. Сабитов<sup>3</sup>, А. В. Мазалов<sup>3</sup>, А. А. Падалица<sup>3</sup>,  
А. В. Долгих<sup>4</sup>, А. В. Чикинев<sup>4</sup>, С. В. Гамзинов<sup>4</sup>, И. И. Гольдберг<sup>4</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>НГУ, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>3</sup>ОАО «НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3, Москва, 117342, Россия.

<sup>4</sup>ОАО «Катод», ул. Падунская, 3, Новосибирск, 630047, Россия.

тел: (383) 330-9874, факс: (383) 333-2771, эл. почта: rozhkovs@isp.nsc.ru

Темновой ток полупроводниковых фотокатодов на основе р-GaAs и других соединений  $A_3B_5$  обусловлен тепловой генерацией электронов через поверхностные состояния [1]. Высокая концентрация электронных ловушек в эпитаксиальных слоях р-GaN, выращенных на лейкосапфире, может приводить к тому, что в темновом токе р-GaN(Cs,O) фотокатода появится нестационарная «объёмная» компонента, обусловленная термическим выбросом электронов с глубоких донорных центров. Мы исследовали кинетику эмиссионного тока р-GaN(Cs,O) фотокатода после прекращения освещения и установили, что такая компонента существует и имеет значительную величину. Для экспериментов использовался планарный фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) с полупрозрачным р-GaN(Cs,O) фотокатодом, двумя микроканальными пластинами и анодом. Фотокатод состоял из нелегированного AlN – слоя и сильнолегированного р-GaN:Mg - слоя толщиной около 100 нм, последовательно выращенных на подложке из лейкосапфира с ориентацией (0001) методом МОС – гидридной эпитаксии. После предварительной химической очистки фотокатод устанавливался в многокамерную установку с экстремально высоким вакуумом. После термической очистки и охлаждения фотокатод активировался цезием и кислородом до достижения максимальной квантовой эффективности (QE). Максимальная QE исследованного фотокатода, равная 30%, достигалась при  $\hbar\omega = 5.4$  эВ. После активирования фотокатод переносился в другую камеру с экстремально высоким вакуумом, где герметично соединялся с предварительно обезгаженным корпусом ФЭУ.

Были изучены: (1) температурные зависимости «истинного» темнового тока и его нестационарной компоненты, связанной с термическим опустошением глубоких доноров; (2) кинетика нестационарной фотоэмиссии при различных температурах; (3) зависимости темнового тока и его нестационарной компоненты от тянущего электрического поля; (4) энергетические распределения эмитированных электронов.

Полученные результаты позволили установить энергетическое положение глубоких доноров, «ответственных» за возникновение нестационарной компоненты эмиссионного тока и показать, что эти доноры не расположены на поверхности фотокатода.

### Литература

[1] R. L. Bell, Solid-St. Electron. **13**, 397 (1970).

## Мощные импульсные лазеры-тиристоры на основе AlGaAs/GaAs гетероструктур (900нм)

С. О. Слипченко<sup>1</sup>, А. А. Подоскин<sup>1</sup>, А. В. Рожков<sup>1</sup>, Н. А. Пихтин<sup>1</sup>, И. С. Тарасов<sup>1</sup>,  
Т. А. Багаев<sup>2</sup>, М. А. Ладугин<sup>2</sup>, А. А. Мармалюк<sup>2</sup>, А. А. Падалица<sup>2</sup>, В. А. Симаков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

<sup>2</sup>НИИ «Полус» им. М. Ф. Стельмаха, ул. Введенского, 3-1, Москва, 117342,

Россия

тел: (812) 292-73-79, эл. почта: serghpl@mail.ioffe.ru

Мощные импульсные полупроводниковые лазеры широко востребованы во многих областях: нелинейное преобразование частоты, активация высоковольтных ключей, передача информации в свободном пространстве. В последнее время интенсивно развивается направление 3D мониторинга пространства, в частности в области управления транспортными средствами. Для интенсивного развития этих направлений требуются новые эффективные решения, обеспечивающие генерацию мощного высокочастотного импульсного лазерного излучения. Один из вариантов основан на интеграции функций мощного лазерного излучателя и быстрого токового ключа в рамках гетероструктуры лазера-тиристора. Такой подход позволяет минимизировать паразитные связи во внешнем контуре, что важно для высокочастотной генерации лазерных импульсов, снижения длительности лазерных импульсов, увеличения пикового тока и пиковой оптической мощности, а также существенно упростить конструкцию импульсного излучателя как конечного прибора.

Проведенные исследования показали, что динамические и мощностные характеристики разрабатываемых лазеров-тиристоров определяются особенностями оптической обратной связи интегральной оптопары фототранзистор-лазерный диод: активация только спонтанным излучением, насыщение оптического потока за порогом генерации. При этом недостаточная сила оптической обратной связи существенным образом ограничивает эффективность и мощностные характеристики генерируемых лазерных импульсов, что выражается в нелинейной динамике лазерной генерации и появлении добавочного остаточного напряжения. Другим важным элементом обратной связи является оптически активируемый канал ударной ионизации. При этом экспериментально установлен определяющий вклад ударной ионизации для генерации максимальной амплитуды импульса тока и оптической мощности. На основе полученных результатов была разработана гетероструктура лазера-тиристора InGaAs/AlGaAs/GaAs (длина волны 900нм) с повышенной эффективностью оптической обратной связи за счет формирования области оптического поглощения только в базе фототранзистора. Максимальное значение блокируемого напряжения достигало 20В. В результате излучаемая пиковая оптическая мощность достигала 43Вт/100нс, а амплитуда импульса тока, генерируемого в цепи лазера-тиристора, достигала 90А. Исследования высокочастотной модуляции показали возможность генерации 10нс лазерных импульсов с пиковой мощностью до 5Вт и частотой повторения 4МГц. При этом во всех случаях включение лазера-тиристора осуществлялось импульсами тока управления амплитудой 1-100мА.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект №14-19-01560).

## Молекулярно-пучковая эпитаксия короткопериодных сверхрешеток Zn(S)Se/CdSe/In<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As с эффективной шириной запрещенной зоны 2,1-2,15 эВ

С. В. Сорокин, Г. В. Клишко, С. В. Гронин, И. В. Седова, А. А. Ситникова,  
А. А. Торопов, Е. А. Европейцев, С. В. Иванов

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

тел: (812) 297-10-17, факс: (812) 297-22-45, эл. почта: sorokin@beam.ioffe.ru

Одним из перспективных направлений использования широкозонных соединений  $A^2B^6$  является их применение при конструировании и реализации структур многопереходных гетеровалентных солнечных элементов (СЭ) на основе Ge- $A^3B^5$  с повышенной эффективностью [1]. Использование в таких СЭ метаморфного буферного слоя (МБС)  $In_xGa_{1-x}As$  ( $x \sim 0.3$ ) потенциально позволяет реализовать 4х-переходный СЭ с эффективностью преобразования солнечной энергии в электрическую более 54% (в условиях AM0:500 солнц). При этом в качестве материала широкозонного каскада удобно использовать короткопериодные сверхрешетки (СР) CdSe/Zn(S)Se с независимо варьируемыми эффективной шириной запрещенной зоны ( $E_g^{eff}$ ) и постоянной решетки. В настоящей работе представлены результаты по технологии выращивания на подложках GaAs(001) методом МПЭ МБС  $In_xGa_{1-x}As$  с низкой плотностью прорастающих дислокаций, являющегося ключевым элементом такого СЭ, и приведены исследования их структурных свойств методами рентгеновской дифракции (РД) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). При помощи РД показано, что оптимальная величина обратной ступени ( $\Delta x$ ) в концентрации In при выращивании  $In_xGa_{1-x}As$  МБС с линейным градиентом состава хорошо согласуется с расчетами по модели, развитой в [2]. На «виртуальных подложках»  $In_{0.3}Ga_{0.7}As$  методом МПЭ были выращены структуры СР CdSe/Zn(S)Se. В отличие от случая СР CdSe/Zn(S)Se, изопериодичных к GaAs [3], величина  $E_g^{eff}$  в СР (CdSe/Zn(S)Se)/ $In_{0.3}Ga_{0.7}As$  может быть снижена до 2.1-2.15 эВ, что соответствует расчетному максимуму КПД 4х-переходного СЭ. Продемонстрировано хорошее соответствие расчетных и экспериментальных значений  $E_g^{eff}$  СР. В докладе будут представлены результаты исследования кристаллического совершенства структур (CdSe/Zn(S)Se)-СР/ $In_{0.3}Ga_{0.7}As$  методами РД и ПЭМ, вертикального транспорта носителей в таких СР методом фотолюминесцентной спектроскопии, а также результаты по р-легированию СР с использованием плазменного активатора азота. Работа поддержана министерством образования и науки РФ (проект №14.604.21.0008 от 17.06.2014 г. с уникальным идентификатором ПНИ RFMEFI60414X0008).

### Литература

- [1] M. A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa, W. Warta and E. D. Dunlop, Prog. Photovolt: Res. Appl. **21**, 1 (2013).
- [2] A. Sacedón, F. González-Sanz, E. Calleja, E. Muñoz, S. I. Molina, F. J. Pacheco, D. Araújo, R. García, M. Lourenco, Y. Yang, P. Kidd, and D. Dunstan, Appl. Phys. Lett. **66**, 3334 (1995).
- [3] E. A. Evropeytsev, S. V. Sorokin, S. V. Gronin, I. V. Sedova, G. V. Klimko, A. A. Sitnikova, M. V. Baidakova, S. V. Ivanov, and A. A. Toropov, Acta Physica Polonica A **126**(5), 1156 (2014).

## Управление модовым составом излучения торцевых полупроводниковых лазеров с резонансно-связанными волноводами

Н. Ю. Гордеев<sup>1,2</sup>, А. С. Паюсов<sup>1,2</sup>, Ю. М. Шерняков<sup>1,2</sup>, Н. А. Калужный<sup>1</sup>,  
С. А. Минтаиров<sup>1</sup>, М. В. Максимов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург 194021, Россия.

<sup>2</sup>СПб АУ НОЦНТ РАН, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (812) 297-36-20, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: gordeev@switch.ioffe.ru

Наиболее привлекательным с точки зрения практического применения лазерного диода является сочетание одномодового излучения и высокой оптической мощности. Одним из эффективных путей улучшения характеристик лазерных диодов считается увеличение размера оптической моды в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$  переходу [1]. При этом для сохранения качества лазерного пучка следует подавлять вертикальные моды высокого порядка.

В работе обсуждается конструкция широкого лазерного волновода на основе новой концепции резонансно-связанных волноводов, получившей название CLOC (Coupled Large Optical Cavity). Предлагаемая конструкция основана на эффекте оптического туннелирования [2] и позволяет селективно исключать из лазерной генерации вертикальные моды высокого порядка широкого активного волновода за счёт их резонансного туннелирования в связанные пассивные волноводы. Теоретически показано, что широкий волновод, многомодовый в стандартных торцевых лазерах, в CLOC лазерах эффективно поддерживает генерацию только фундаментальной моды, которая за счёт расширенного волновода имеет существенно меньшую расходимость. Экспериментально продемонстрированы InGaAs/GaAs CLOC лазеры с длиной волны излучения 1,04 мкм и толщиной волновода 2,5 мкм, работающие во всём диапазоне токов накачки на фундаментальной вертикальной моде, имеющей расходимость  $\sim 21$  град. Референсные лазеры с волноводом стандартной конструкции такой же толщины работали на модах высокого порядка. Обсуждается возможность использования предлагаемой конструкции для уменьшения расходимости лазерного пучка вплоть до величин 10-15 град.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №13-02-12184).

### **Литература**

- [1] Д. М. Демидов и др., Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 808 нм. 3. Пути повышения мощности излучения, Научное Приборостроение, **23**(2), 129–138 (2013).
- [2] A. Hardy, W. Streifer, Coupled mode theory of parallel wave-guides, Journal of Lightwave Technology, **3**(5), 1135-1146 (1985).

## Влияние легирования барьерных слоев AlGaAs бериллием на свойства р-HEMT AlGaAs/InGaAs/AlGaAs гетероструктур

Д. В. Гуляев<sup>1</sup>, К. С. Журавлев<sup>1</sup>, А. К. Бакаров<sup>1</sup>, А. И. Торопов<sup>1</sup>, Д. Ю. Протасов<sup>1</sup>,  
Б. Я. Бер<sup>2</sup>, Д. Ю. Казанцев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.  
тел: (383) 330-44-75, факс: (333) 330-69-45, эл. почта: gulyaev@isp.nsc.ru

Недавно нами было установлено, что дополнительное легирование бериллием барьеров в AlGaAs/InGaAs/AlGaAs рHEMT (pseudomorphic High Electron Mobility Transistor) гетероструктурах приводит к значительному улучшению их характеристик. Однако, в таких структурах наряду с положительными изменениями, вызываемыми дополнительной локализацией электронов встроенными электрическими полями, а именно исчезновением параллельной проводимости через барьерные слои при многократном увеличении концентрации двумерного электронного газа (2DEG) наблюдается некоторое снижение его подвижности. Анализ спектров фотолюминесценции гетероструктур с донорно-акцепторным легированием барьеров (DAP-HEMT) показал наличие в намеренно нелегированной InGaAs квантовой яме (КЯ) атомов Be, что свидетельствует об их сегрегации во время эпитаксиального роста [2] и, следовательно, о возрастании рассеяния на примесях.

Для определения концентрации атомов примеси в InGaAs КЯ мы исследовали гетероструктуры методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Распределение атомов Be в гетероструктуре показало, что их концентрация в КЯ ниже разрешающей способности используемого оборудования, равной для Be  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (см. рис. 1). Согласно расчетам при таких концентрациях заряженных примесей в КЯ, подвижность 2DEG практически не уменьшается. С другой стороны, ВИМС показала проникновение атомов Si в КЯ (см. рис.1). При этом, измеренные значения подвижности 2DEG хорошо совпали с результатами теоретических расчетов при учете рассеяния электронов на размытых дельта-слоях кремния и возросшей концентрации Si в дельта-слоях DAP-HEMT гетероструктур.

Таким образом, можно заключить, падение подвижности 2DEG может быть объяснено рассеянием на ионах Si, и не связано с введением в структуру дополнительных р-легированных бериллием слоев.

### Литература

- [1] В. М. Лукашин и др, ФТП **48**, 684 (2014).  
[2] Д. В. Гуляев, К. С. Журавлев, А. К. Бакаров, А. И. Торопов, ФТП **49**, 230 (2015).

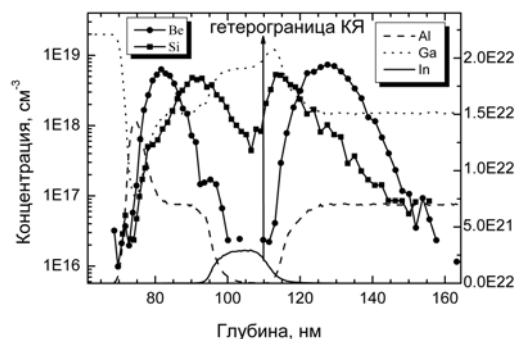


Рис.1 ВИМС профиль исследуемой DAP-HEMT гетероструктуры.

## **Контроль поляризации выходного излучения вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм с ромбовидной токовой апертурой и внутрирезонаторными контактами**

**М. А. Бобров<sup>1</sup>**, С. А. Блохин<sup>1</sup>, А. Г. Кузьменков<sup>1</sup>, Н. А. Малеев<sup>1</sup>, А. А. Блохин<sup>2,1</sup>,  
А. П. Васильев<sup>1</sup>, А. Г. Гладышев<sup>1</sup>, В. М. Устинов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>СПбГПУ, ул. Политехническая, 29к1, Санкт-Петербург, 194064, Россия.

эл. почта: bobrov.mikh@gmail.com

Полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) широко применяются не только в системах оптической передачи данных, но и для решения различных задач спектроскопии [1]. Для ряда применений (квантовый стандарт частоты, магнитометры) предъявляются повышенные требования к спектральным и статическим характеристикам. В настоящей работе предложен и апробирован новый способ получения температурно-стабильных, одномодовых ВИЛ с фиксированной поляризацией излучения.

Основным недостатком ВИЛ с симметричной апертурой является вырождение фундаментальной моды по направлению поляризации. Согласно данным численного моделирования оптического микрорезонатора с использованием метода эффективного показателя преломления для несимметричной формы токовой апертуры наблюдается фиксация поперечной компоненты вектора напряженности электрического поля в одном из двух возможных направлений. При этом в случае внутрирезонаторной схемой токовой инжекции для асимметричных токовых апертур наблюдается пространственное перераспределение плотности тока с его концентрацией в более узких частях токовой апертуры.

Предложена конструкция апертурных слоев AlGaAs со специфическим профилем изменения содержания Al позволяющая воспроизводимо формировать токовую оксидную апертуру ромбовидной формы. На базе такого подхода методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) были реализованы AlInGaAs ВИЛ спектрального диапазона 850 нм с внутрирезонаторными контактами. Детали эпитаксиальной структуры ВИЛ и особенности технологического процесса приведены в [2]. Изготовленные приборы с характерным размером токовой апертуры 2 мкм (сторона ромба) демонстрируют лазерную генерацию в непрерывном режиме с пороговым током менее 1 мА, дифференциальную эффективность более 0.75 Вт/А, с фактором подавления мод высшего порядка более 30 дБ и фактором подавления ортогональной поляризации более 20 дБ во всем диапазоне рабочих токов и температур (20-80°C).

### **Литература**

- [1] VCSELs: fundamentals, technology and applications of vertical-cavity surface-emitting lasers, ed. by R. Michalzik, Springer, (2013)
- [2] Н.А. Малеев, А.Г. Кузьменков, М.М. Кулагина, Ю.М. Задиранов, А.П. Васильев, С.А. Блохин, А.С. Шуленков, С.И. Трошков, А.Г. Гладышев, А.М. Надточий, М.М. Павлов, М.А. Бобров, Д.Е. Назарук, В.М. Устинов, ФТП, т.47, С.985-989 (2013)

## Гетероструктуры III-N для приборов полупроводниковой фотоэлектроники

А. А. Мармалюк<sup>1,2</sup>, А. В. Мазалов<sup>1</sup>, В. А. Курешов<sup>1</sup>, Д. Р. Сабитов<sup>1</sup>,  
А. А. Падалица<sup>1</sup>, Р. Х. Акчурин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ОАО «НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3 корп. 1, Москва, 117342, Россия.

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409, Россия.

<sup>3</sup>Московский государственный университет тонких химических технологий им. М. В. Ломоносова, пр. Вернадского, 86, Москва, 119571, Россия.

тел: (495) 333-05-45, факс: (495) 333-05-35, эл. почта: [almarm@mail.ru](mailto:almarm@mail.ru)

Одним из привлекательных направлений развития современной полупроводниковой фотоэлектроники является создание фотоприемных устройств УФ-диапазона, в особенности чувствительных в солнечно-слепом спектральном диапазоне. Последний интересен тем, что фоновое излучение в этой спектральной области практически полностью отсутствует из-за поглощения излучения Солнца озоновым слоем Земли. Среди возможных материалов, обеспечивающих чувствительность в рассматриваемом диапазоне, в последнее время все активнее исследуются широкозонные полупроводники III-N и твердые растворы на их основе.

В данной работе затронуты вопросы формирования фотоприемных гетероструктур на основе III-N и связь их параметров с приборными характеристиками. В качестве метода получения нитридных эпитаксиальных гетероструктур фотоэлектронного назначения использовалась МОС-гидридная эпитаксия. Большая гибкость в выборе исходных материалов, широкий диапазон варьирования параметров роста, возможность проведения *in situ* контроля процесса роста в реальном времени, хорошая масштабируемость процесса роста для увеличения количества одновременно обрабатываемых пластин, снижение себестоимости единицы продукции делают этот метод привлекательным для создания гетероструктур с перспективой промышленного освоения.

Рассмотрены особенности процесса получения AlN и AlGaN на подложках сапфира в условиях МОС-гидридной эпитаксии. Представлены результаты оптимизации процесса роста гетероструктур GaN/AlN для УФ-фотоприемников. Показано влияние параметров гетероструктур на выходные приборные характеристики.

Изучены вопросы получения гетероструктур GaN/AlGaN для p-i-n фотодиодов и диодов с барьером Шоттки УФ спектрального диапазона. Представлены результаты создания гетероструктур для матричных фотоприемников рассматриваемого спектрального диапазона. Предложены подходы по повышению качества гетероструктур с учетом специфики приборного применения. Обсуждены характеристики указанных приборов.

## Волна ионизации TRAPATT-типа в карбидкремниевых и кремниевых пикосекундных лавинных обострителях

М. С. Иванов, П. Б. Родин, П. А. Иванов, И. В. Грехов

ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (812) 292-79-72, факс: (812) 292-10-17, эл. почта: [rodin@mail.ioffe.ru](mailto:rodin@mail.ioffe.ru)

Распространение сверхбыстрой волны ионизации TRAPATT-типа лежит в основе функционирования микроволновых генераторов [1] и высоковольтных лавинных обострителей импульсов [2]. Основанные на этом механизме и применяемые в настоящее время лавинные обострители представляют собой Si диоды, способные формировать киловольтные перепады напряжения со временем нарастания  $\sim 100$  пс [3]. Переход от Si к 4H-SiC обещает выигрыш в быстродействии, мощности, частоте повторения и надежности. Мы приводим результаты теоретического расчета скорости распространения волны ионизации в 4H-SiC и Si  $p^+n-n^+$  структурах, и сравниваем параметры переключения перспективных 4H-SiC и существующих Si структур.

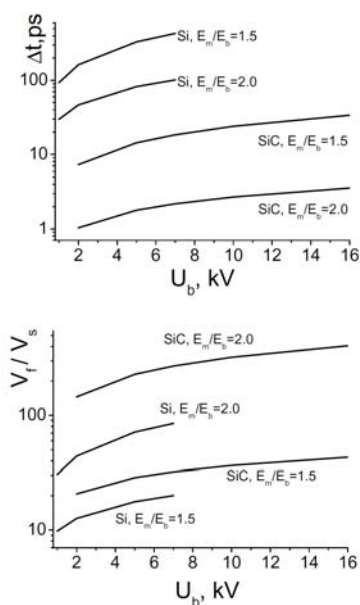


Рис. 1. Скорость волны и время переключения

Для расчета применялась аналитическая теория волны ударной ионизации [4], применяемая для произвольных зависимостей коэффициентов ударной ионизации и дрейфовой скорости носителей от электрического поля. Сравнивались 4H-SiC и Si  $p^+n-n^+$  структуры с одинаковым напряжением стационарного пробоя  $U_b$ . Результаты приведены для разных отношений максимального поля в волне  $E_m$  к полю стационарного лавинного пробоя  $E_b$ , которое характеризует степень «перенапряженности» структуры. Расчетная скорость волны в 4H-SiC структуре в несколько раз больше, концентрация плазмы за фронтом волны на 2 порядка больше, а время переключения – примерно на порядок меньше, чем в Si структуре с такой же величиной  $U_b$ . Время переключения  $\sim 10$  пс достижимо для 4H-SiC структур с  $U_b$  более 10 кВ. Потенциальные

преимущества 4H-SiC структур как лавинных обострителей связаны с большим значением поля стационарного лавинного пробоя  $E_b$  и меньшей толщиной базы структуры. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 14-29-00094).

### Литература

- [1] B. C. Deloach, D. L. Schargfetter, IEEE **ED-17**, 9 (1970).
- [2] I. V. Grekhov, A. F. Kardo-Sysoev, L. S. Kostina, S. V. Shenderey, Electronics Letters **17**, 422, 1981.
- [3] В. И. Брылевский, И. А. Смирнова, П. Б. Родин, И. В. Грехов, Письма в ЖТФ **40**, 80 (2014).
- [4] P. Rodin, U. Ebert, A. Minarsky, I. Grekhov, J. Appl. Phys. **102**, 034508 (2007).



## Наноструктуры $A_3B_5$ для пассивной синхронизации мод лазеров

Г. М. Борисов, В. Г. Гольдорт, С. А. Кочубей, Д. В. Ледовских,  
А. А. Ковалёв, М. Н. Пуятто, В. В. Преображенский, **Н. Н. Рубцова**, Б. Р. Семягин,  
Т. С. Шамирзаев

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

тел: (383)333-27-69, факс: (383)333-27-71, эл. почта: rubtsova@isp.nsc.ru

Полупроводниковые зеркала с насыщающимся поглощением [1] на основе тернарных и кватернарных соединений  $A_3B_5$  являются основным элементом для режима синхронизации мод суб-пикосекундных лазеров в области спектра от ближней до средней инфракрасной. К таким элементам предъявляются не только высокие требования со стороны физики и техники полупроводников (высокое кристаллическое качество, механическая прочность в некотором температурном диапазоне, характерном для их работы), но и высокие оптические требования. Кроме очевидных оптических требований – иметь высокий коэффициент отражения в спектральной области, совпадающей с областью усиления лазера, необходимый уровень насыщаемых потерь и низкий уровень ненасыщаемых оптических потерь – для лазеров с высокой частотой следования суб-пикосекундных импульсов важна скорость восстановления насыщающегося поглотителя.

В докладе сообщается о зеркалах с насыщающимся поглощением на основе квантовых ям с «толстыми» барьерами [2]; о разработке и тестировании зеркала, сочетающего функции насыщающегося поглощения и компенсации дисперсии групповых скоростей [3]; о пост-ростовой обработке структур с целью укорочения времени восстановления зеркал [4], о зеркалах с наноструктурированными барьерами [5]. Обсуждаются результаты и перспективы развития методов характеристики оптических свойств.

### Литература

- [1] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek, J. Aus der Au, IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics (JSTQE). **2**, 435 (1996).
- [2] E. Sorokin, S. Naumov, I. T. Sorokina, N. N. Rubtsova, V. V. Preobrazhenskii, A. A. Kovalyov, M. A. Putyato, O. P. Pchelyakov, 11-th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", St. Petersburg, 23-28 June, **18**, (2003).
- [3] N. N. Rubtsova, N. V. Kuleshov, V. E. Kisel', A. A. Kovalyov, S. V. Kurilchik, V. V. Preobrazhenski, M. A. Putyato, O. P. Pchelyakov, and T. S. Shamirzaev, Laser Physics, **19**, 285 (2009).
- [4] N.N. Rubtsova, N.V. Kuleshov, V.E. Kisel', S.A. Kochubei, A.A. Kovalyov, S.V. Kurilchik, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato, O.P. Pchelyakov, T.S. Shamirzaev "Semiconductor nanostructures modified by UV laser radiation" Laser Physics, **20**, 1262 (2010).
- [5] A.A. Kovalyov, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato, O.P. Pchelyakov, N.N. Rubtsova, B.R. Semyagin, V.E. Kisel', S.V. Kuril'chik, N.V. Kuleshov, Laser Phys. Lett., **8**, 431 (2011).

## Квантовые поправки в эффекте линейной зарядовой связи порогов двухзатворных КНИ транзисторов толщиной до 200 нм

В. П. Попов<sup>1</sup>, М. А. Ильницкий<sup>1</sup>, В. Н. Мордкович<sup>2</sup>, А. В. Леонов<sup>2</sup>

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13.

тел: (383) 333-2493, факс: (383) 333-2771, эл. почта: popov@isp.nsc.ru

Классическое описание эффекта зарядовой связи для полностью обедняемого двухзатворного транзистора (DG MOSFET) на структурах кремний на изоляторе (SOI) предложено Лимом и Фоссумом в модели с двумя независимыми затворами [1]. Их модель определяет интервал напряжений верхнего затвора  $V_{top}$ , где пороговое напряжение нижнего затвора  $V_{th}$ , является линейной функцией  $V_{th,sub}(V_{top})$  напряжения верхнего затвора  $V_{top}$ . Нами этот эффект использовался для контроля подпорогового режима нанопроволочных DG-транзисторов, обеспечивающих чувствительность к белкам в биожидкостях на уровне фемтоМоль/л [2]. Чем тоньше слой кремния, тем выше чувствительность сенсора, благодаря росту соотношения атомов на поверхности и в объеме. Однако известно, что толщина слоя Si  $t_{Si} < 10$  нм приводит к квантовомеханическому (QM) размерному ограничению тока в канале МОПТ, которое следует принимать во внимание, чтобы правильно предсказать область эффекта зарядовой связи. Особенно важно учитывать размерный эффект, усиленный электростатическим (ES) полем между двумя затворами, для двухзатворных транзисторов в асимметричном (ADG) режиме работы.

Этот дополнительный эффект (ES QM) заметен и для толстых пленок кремния ( $t_{Si} \sim 10-20$  нм), где пороговые напряжения, как обычно считается, не зависят от эффектов размерного квантования [3]. В своей работе мы исследовали проявление ES QM эффекта даже в намного более толстых пленках Si ( $t_{Si} > 30$  нм), учитывая зарядовые состояния на обеих гетерограницах Si/SiO<sub>2</sub> в реальных экспериментах в биожидкостях. Два типа приборов ( $t_{Si} = 40$  и 200 нм) были протестированы в экспериментах. Пороговые напряжения нижних затворов были определены с помощью экспериментальных и расчетных  $I_{ds}-V_{top}$  кривых и дифференцирования  $dg_m/dV_{top}$ , где  $g_m = dI_{ds}/dV_{top}$ , это проводимость канала. Расчеты  $V_{th,sub}(V_{top})$  проводились без / с зарядовыми состояниями на гетерограницах, вводимыми для совпадения расчетов с измерениями.

Расчеты показали, что разница между классическим и квантовым определением порогового напряжения  $V_{QMth,sub}(V_{top}) - V_{Clth,sub}(V_{top})$  уменьшаются от 140 до 50 мВ с введением перезаряжаемых состояний на верхней границе раздела Si/SiO<sub>2</sub> в отличие от результатов, полученных для меньших толщин  $t_{Si} = 20 - 40$  нм в работе [4]. Тем не менее результаты расчетов показывают, что ES QM эффекты следует учитывать даже для 200 нм DG МОПТ в ADG режиме при определении области линейной зависимости эффекта зарядовой связи. Работа поддержана проектами № 24.22 ОФН РАН и ФИМТ РАН.

### Литература

- [1] Н.К. Lim, et al. // IEEE TED 1983. **30**, 1244.
- [2] O.V. Naumova, et al. // Sol. Stat. Technol. 2010. **25**, 055004.
- [3] T. Rudenko, et al. // Sem. Phys. 2013, **16**, 299.
- [4] V. P. Popov, et al. // Semicond., 2014, **48**, 1348.

## Возможность стимулированного терагерцового излучения из HgCdTe структур с квантовыми ямами

А. А. Дубинов<sup>1,2</sup>, С. С. Криштопенко<sup>1,2</sup>, М. С. Жолудев<sup>1,2</sup>, В. Я. Алешкин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИФМ РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 603087, Россия.

<sup>2</sup>ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия.

тел: (831)417-94-82, факс: (831)417-94-74, эл. почта: [sanya@ipm.sci-nnov.ru](mailto:sanya@ipm.sci-nnov.ru)

В этой работе мы предлагаем и анализируем возможность создания терагерцового лазера на основе HgCdTe. Тройные полупроводниковые соединения, содержащие тяжелые элементы, в частности HgCdTe, имеют низкие частоты фононов, а ширина прямой запрещенной зоны покрывает широкий спектральный диапазон 0 – 1.6 эВ. Это дает возможность наблюдению стимулированного терагерцового излучения на межзонных оптических переходах при неравновесной накачке в таких полупроводниках. Ранее лазерная генерация в HgCdTe структурах была изучена в среднем инфракрасном диапазоне частот [1]. Однако, недавние исследования свойств HgCdTe структур, которые выращиваются при низких температурах методом молекулярно-лучевой эпитаксии, выявили значительное увеличение качества таких структур по сравнению с предшествующими. Для узкощелевых Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te эпитаксиальных слоев с  $x < 0.2$  были продемонстрирована фотолюминесценция с частотой выше 11 ТГц [2].

Мы рассчитали распределение электромагнитных полей и модовые коэффициенты усиления для нескольких оптимизированных конструкций эпитаксиальных КРТ структур, которые содержат 5 HgTe квантовых ям (КЯ) в основном слое диэлектрического волновода, и предназначенных для получения стимулированного терагерцового излучения. Расчеты показывают, что эти структуры могут обеспечивать модовый коэффициент усиления до нескольких  $10 \text{ см}^{-1}$  при концентрации неравновесных носителей  $1 - 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

Также проанализирована возможность усиления поверхностных плазмонов, распространяющихся вдоль одной HgTe КЯ в HgCdTe структуре при оптической накачке. Было показано, что при достаточно сильной оптической накачке, когда действительная часть динамической проводимости HgTe КЯ становится отрицательной в терагерцовом диапазоне частот из-за межзонной инверсии населенности, затухание ТГц поверхностных плазмонов может уступить их усилению. Этот эффект может быть использован для создания терагерцовых лазеров. Из-за относительно небольшой групповой скорости и сильной локализации поверхностных плазмонов абсолютное значение их модового коэффициента усиления может существенно превышать модовые коэффициенты усиления для структур с диэлектрическим волноводом.

Работа выполнена при поддержке Фонда «Династия» и РФФИ (№№ 15-02-08274, 15-42-02207, 13-02-00894).

### Литература

- [1] J. M. Arias, M. Zandian, R. Zucca, J. Singh. *Semicond. Sci. Tech.* **8**, S255 (1993).
- [2] S. V. Morozov, V. V. Romyantsev, A. V. Antonov, K. V. Maremyanin, K. E. Kudryavtsev, L. V. Krasilnikova, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretiskii, V. I. Gavrilenko, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 072102 (2014).

## Стимулированное излучение в InGaP/GaAs/InGaAs структуре на Ge/Si подложке

С. М. Некоркин<sup>1</sup>, Б. Н. Звонков<sup>1</sup>, Н. В. Дикарева<sup>1</sup>, В. Г. Шенгуров<sup>1,2</sup>,  
С. А. Денисов<sup>1,2</sup>, **А. А. Дубинов**<sup>2,3</sup>, В. Я. Алешкин<sup>2,3</sup>, К. Е. Кудрявцев<sup>2,3</sup>,  
З. Ф. Красильник<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>НИФТИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия.

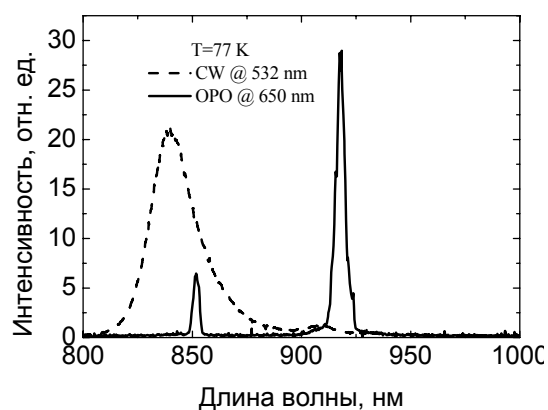
<sup>2</sup>ИФМ РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 603087, Россия.

<sup>3</sup>ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия.

тел: (831)417-94-82, факс: (831)417-94-74, эл. почта: [sanya@ipm.sci-nnov.ru](mailto:sanya@ipm.sci-nnov.ru)

В настоящее время актуальным является направление интеграции кремниевой электроники с оптическими элементами на основе полупроводников  $A_3B_5$ , что в перспективе позволит использовать преимущества кремния и прямозонных полупроводников на одном чипе [1].

В представленной работе приводятся результаты исследования лазерной гетероструктуры InGaP/GaAs/InGaAs, выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии на предварительно изготовленной методом «горячей проволоки» Ge/Si(100) подложке. Отметим, что в данной работе впервые используются в качестве ограничительных слоев InGaP слои, в отличие от большинства работ, где используются AlGaAs слои (см., например, [2]).



Для исследования оптических свойств структура раскалывалась на полоски шириной 3 мм. Спектр спонтанного излучения из структуры (штриховая кривая на рисунке) при температуре жидкого азота был получен при оптическом возбуждении излучением непрерывного Nd:YAG лазера с удвоением частоты (длина волны 532 нм). На рисунке видны два широких пика: пик в районе длины волны 840 нм соответствует излучению из слоя GaAs, а пик в районе длины волны 910 нм соответствует излучению из InGaAs квантовых ям.

При накачке излучением импульсного параметрического генератора света МОРО-SL "Spectra-Physics" (длина волны 650 нм), наблюдалось возникновение стимулированного излучения из структуры на длинах волн 851 нм и 918 нм (сплошная кривая на рисунке). Также была определена пороговая плотность мощности накачки для возникновения стимулированного излучения  $\sim 17$  кВт/см<sup>2</sup>.

Работа поддержана РНФ (проект № 14-12-00644).

### Литература

- [1] Ю. Б. Болховитянов, О. П. Пчеляков. УФН 178 (5), 459 (2008).  
[2] В. Я. Алешкин, Н. В. Дикарева, А. А. Дубинов, С. А. Денисов, З. Ф. Красильник, К. Е. Кудрявцев, С. А. Матвеев, С. М. Некоркин, В. Г. Шенгуров. Письма в ЖЭТФ **100** (12), 900 (2014).

## Температурные зависимости адмиттанса InAs-МОП структур со сверхтонким окислом

А. П. Ковчавцев, В. Г. Кеслер, А. А. Гузев, А. В. Царенко, З. В. Панова

ИФП СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383)330-52-56, факс: (383) 330-52-56, эл. почта: [kap@isp.nsc.ru](mailto:kap@isp.nsc.ru)

Пассивация поверхности полупроводника является важным технологическим процессом при создании приборных структур. Качество поверхности оценивалось из измерений C-V и G-V характеристик. Пассивация поверхности n-InAs ( $N_d \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) проводилась собственным окислом толщиной  $\sim 3 \text{ нм}$ , который получен окислением образцов в удаленной кислородной плазме тлеющего разряда. После окисления на поверхности окисной пленки вакуумным испарением Au с использованием маски формировался металлический затвор.

При температуре 77 К C-V кривые (рис.1) в области обогащения от 0 до +1 В

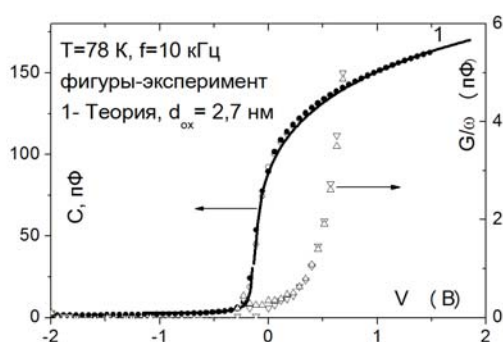


Рис.1. C-V и G-V характеристики.

не имели насыщения, что связано с влиянием достаточно малой величиной емкости области пространственного заряда  $C_{sc} \leq C_{ox}$ . В диапазоне частот 300 Гц – 300 кГц частотная дисперсия емкости не наблюдалась. Теоретическая C-V кривая, полученная с учетом квантования движения электронов в области обогащения соответствовала экспериментальной кривой. Плотность поверхностных состояний на границе раздела InAs/окисел была оценена величиной  $\sim 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$  по пику малосигнальной проводимости. При отрицательных смещениях насыщение емкости не наблюдалось. С ростом напряжения величина емкости уменьшалась, что связано с туннельным вытягиванием неосновных носителей с поверхности InAs в металл через диэлектрическую пленку. С туннельным током также связан резкий рост проводимости в обогащении.

С ростом температуры выше 100 К в области обеднения на C-V кривых появлялась частотно зависящая особенность в виде максимума (рис.2), которая связана с активацией процесса генерации неосновных носителей заряда. C-V-кривая стремится принять вид низкочастотной зависимости, однако вследствие

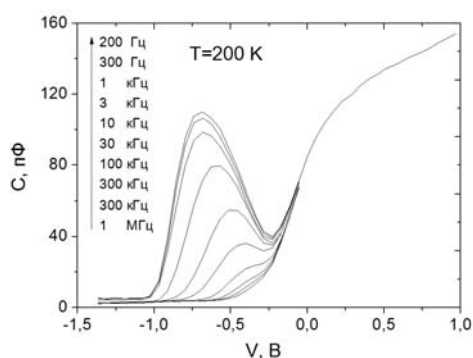


Рис.2. Особенность на C-V кривой.

высокой туннельной прозрачности окисла в приповерхностной области InAs не может сформироваться инверсионный слой, поскольку дырки вытягиваются в затвор сквозь окисел. В рамках диффузионно-дрейфовой модели было проведено моделирование и определены параметры глубокого генерационного уровня, локализованного вблизи середины запрещенной зоны InAs. Предполагая, что уровень является кулоновским центром определена его концентрация  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

## Электрическое сопротивление барьерных контактов Ti/n-4H-SiC при высоких плотностях прямого тока

П. А. Иванов, О. И. Коньков, А. С. Потапов, Т. П. Самсонова

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (812) 292-73-14, эл. почта: [potapov@mail.ioffe.ru](mailto:potapov@mail.ioffe.ru)

Высоковольтные диоды Шоттки (ДШ) на основе 4H-SiC находят в последнее время все более широкое применение в силовых преобразовательных устройствах различного функционального назначения. Карбидкремниевые ДШ обладают лучшими электрическими характеристиками по сравнению с кремниевыми быстровосстанавливающимися диодами (по времени обратного восстановления) и кремниевыми и арсенидгаллиевыми ДШ (по максимальному блокируемому напряжению в обратном направлении).

К настоящему времени для 4H-SiC решены проблемы по формированию качественных барьеров Шоттки (БШ). При низких плотностях тока вольт-амперные характеристики (ВАХ) барьеров описываются по диодной теории термоэмиссии с коэффициентом идеальности, близким к единице [1, 2]. Одним из важнейших параметров силового диода является его сопротивление в открытом состоянии. При увеличении прямого смещения нелинейное сопротивление барьера Шоттки уменьшается, однако при рабочей плотности тока сопротивление барьерного контакта может, в принципе, составлять значительную долю полного сопротивления диода в открытом состоянии.

В работе экспериментально определено сопротивление Шоттки-контактов на основе 4H-SiC при высоких плотностях прямого тока. Измеренное сопротивление оказалось существенно больше сопротивления, которое предсказывается классическими механизмами транспорта электронов через Шоттки-контакт. Для объяснения полученных результатов выдвинуто и частично обосновано предположение о решающем вкладе туннельно прозрачного промежуточного окисного слоя между металлом и полупроводником в сопротивление барьерного контакта при высоких плотностях прямого тока.

### Литература

- [1] D. Stephani, R. Schorner, D. Peters, P. Friedrichs, *Materials Science Forum* **527–529**, 1147 (2006).
- [2] П. А. Иванов, И. В. Грехов, О. И. Коньков, А. С. Потапов, Т. П. Самсонова, Т. В. Семенов, *ФТП* **45**, 1427 (2011).

## Формирование дельта легированного $p$ -слоя в природных и CVD кристаллах алмаза при термообработках в водороде

А. А. Алтухов<sup>1</sup>, Ю. В. Гуляев<sup>2</sup>, К. Н. Зяблюк<sup>1</sup>, **Н. Х. Талипов<sup>2</sup>**, Г. В. Чучева<sup>2</sup>  
<sup>1</sup>ООО ПТЦ «УралАлмазИнвест», ул. Ивана Франко, 4, Москва, 121108, Россия.  
<sup>2</sup>ФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, пл. ак. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190, Россия.  
тел: +7-926-246-53-96, эл. почта: [niyazt@yandex.ru](mailto:niyazt@yandex.ru)

Алмаз является перспективным материалом для создания СВЧ транзисторов, поскольку он обладает самой максимальной подвижностью дырок ( $3800 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  в изотопически чистом алмазе) и максимальными дрейфовыми скоростями насыщения носителей заряда. Для формирования поверхностных дельта легированных каналов MISFET и MESFET транзисторов используется, как правило, обработка в СВЧ водородной плазме при  $T = 600\text{--}800^\circ\text{С}$ . Хотя для транзисторов с обработанной в плазме водорода поверхности получены хорошие ВЧ-параметры, недостатком этих приборов является нестабильность легированной водородом поверхности, особенно при повышенной температуре. Целью настоящей работы являлось разработка метода создания дельта легированного  $p$ -слоя в кристаллах алмаза при высокотемпературных обработках в потоке атомарно чистого водорода и исследование его параметров и термической стабильности.

В экспериментах использовались природные кристаллы алмаза 2а типа и искусственные кристаллы алмаза, выращенные методом CVD, размером  $4 \times 4$  мм. Концентрация азота в природном алмазе составляла  $(0,5\text{--}1) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , в CVD алмазе –  $(0,6\text{--}1) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Удельное сопротивление нелегированных кристаллов имело величину в интервале  $10^{13}\text{--}10^{14} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . Поверхность обоих типов кристаллов алмаза механически полировалась. Шероховатость обработанной поверхности, измеренная на сканирующем зондовом микроскопе фирмы “NT-MTD” и профилометре “Dektak-8”, составляла  $0,5\text{--}2 \text{ нм}$ , что является достаточным для формирования поверхностного дельта легированного  $p$ -слоя. Кристаллы алмаза подвергались термообработке в кварцевой трубе в потоке осушенного, атомарно чистого водорода при  $T = 700\text{--}1000^\circ\text{С}$  в течение 30 мин. Изохронные отжиги обработанных в водороде образцов проводились в атмосфере аргона при  $T = 300\text{--}500^\circ\text{С}$  в течение 1 часа. Холловские измерения осуществлялись при комнатной температуре методом Ван дер Пау в магнитном поле с индукцией  $B = 0,6 \text{ Тл}$ .

Было установлено, что термообработка в водороде в интервале температур  $T = 800\text{--}1000^\circ\text{С}$  приводит к формированию дельта легированного  $p$ -слоя в обоих типах алмаза со слоевым сопротивлением  $R_s = 10\text{--}30 \text{ кОм}/\square$ . Отжиг при  $T = 700^\circ\text{С}$  создает сильно шумящий проводящий слой с  $R_s > 100 \text{ кОм}/\square$ . В природном алмазе слоевая концентрация дырок имела значение  $p_s = (2\text{--}3) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  и их подвижность  $\mu_p = 14\text{--}21 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . В CVD алмазе были достигнуты значения  $p_s = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и  $\mu_p = 200 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ , что соответствует лучшим параметрам, полученным при обработке в ВЧ плазме водорода [1]. Исследования термической стабильности  $p$ -слоя показали, что оптимальным является отжиг в аргоне при температуре  $T = 300\text{--}400^\circ\text{С}$ , при этом возрастает подвижность дырок и уменьшается их слоевая концентрация. Результаты работы могут применяться в технологии создания СВЧ транзисторов на CVD кристаллах алмаза.

### Литература

[1] B. Rezek, H. Watanabe, C. E. Nebel, Appl. Phys. Lett. **88**, 042110 (2006).

## О времени релаксации фотопроводимости в базовой области кремниевых солнечных элементов при локальном освещении

О. Г. Кошелев<sup>1</sup>, Г. Г. Унтила<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, дом 1, стр. 2, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup>НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына, Ленинские горы, дом 1, стр.2, Москва, 119991, Россия.

тел: 8-916-052-54-10, факс (495)939-37-31, эл. почта: [scon282@phys.msu.ru](mailto:scon282@phys.msu.ru)

Для определения времени жизни неравновесных носителей заряда ННЗ в кремниевых пластинах широко используют методы, основанные на сканировании их поверхности лучом света и измерении времени релаксации СВЧ фотопроводимости ФП [1]. Подобные методы представляют интерес и для изучения кремниевых солнечных элементов СЭ, например, при высоком удельном сопротивлении базы, когда заметная фотоэдс возникает на его тыльной стороне (на  $pp^+$  или  $pn^+$  переходе). Однако при локальном освещении СЭ время релаксации СВЧ фотопроводимости зависит не только от рекомбинации ННЗ, но и от тока через р-п переход даже при разомкнутой внешней цепи. Это связано с шунтирующим действием неосвещённой частью СЭ вследствие тока через прилегающие к базе  $p^+$  и  $n^+$  слои и нанесённые на них металлические контакты. При отсутствии внешней нагрузки вольтамперную характеристику  $J(V)$  частично освещаемого СЭ в рамках одномерного приближения можно записать в виде  $J(V) = s \times j_{св}(V) - (S - s) \times j_{тем}(V)$ . Здесь  $j_{св}$ ,  $j_{тем}$  - плотности токов освещаемой и неосвещаемой частей СЭ;  $s$ ,  $S$  - площади освещаемой части и всего р-п перехода. Знаки  $j_{св}$  и  $j_{тем}$  различны, т.к. токи в этих частях СЭ текут в противоположных направлениях. Если  $s = S$  и  $J(V) = 0$ , то  $V = V_{xx}$ , где  $V_{xx}$  - напряжение холостого хода. При этом время релаксации ФП  $\tau_p$ , усреднённое по толщине базы, равно времени жизни  $\tau_0$  ННЗ в базе. Если же  $s < S$ , то  $V < V_{xx}$  и  $\tau_p < \tau_0$ .

Цель настоящей работы исследовать зависимость  $\tau_p/\tau_0$  от условий освещения и параметров СЭ. Измерения проводились на двусторонних СЭ со структурой  $(p^+nn^+)Si$  площадью  $6.1 \text{ см}^2$  толщиной  $0.4 \text{ мм}$ . Подробно параметры этих СЭ описаны в [2]. Для освещения использовались лазеры с длинами волн  $0.98$  и  $0.808 \text{ мкм}$  или лампа накаливания. Расчёты значений  $\tau_p$  проводились в рамках одномерной модели для случая, когда концентрация ННЗ много меньше концентрации основных носителей заряда. Измерения показали, что снижение отношения  $s/S$  от  $1$  до  $0.02$  приводит к уменьшению отношения  $V/V_{xx}$  примерно на  $20\%$ . При этом, согласно расчётам, для освещаемой части СЭ достигается режим, близкий к режиму тока короткого замыкания, а значения  $\tau_p$  снижаются до минимума. Сильнее всего отношение  $\tau_p/\tau_0$  уменьшается при больших значениях  $\tau_0$ . Например, в случае  $\tau_0 = 500 \text{ мкс}$  отношение  $\tau_p/\tau_0$  снижается в  $10$  раз. Ещё сильнее снижение времени релаксации ФП в слое базы, прилегающем к р-п переходу.

### Литература

[1] J.Schmidt, A.G.Aberle. J.Appl.Phys. **81** (9), 6186 (1997).

[2] G.G.Untia, T.N.Kost, A.B.Chebotareva, et al. Solar Energy **106**, 88 (2014).



## Упругое и неупругое рассеяние фотоэлектронов при фотоэмиссии из p-GaN(Cs,O) и p-GaAs(Cs,O) - фотокатодов

Д. В. Горшков<sup>1,2</sup>, В. В. Бакин<sup>1</sup>, С. А. Рожков<sup>1,2</sup>, Г. Э. Шайблер<sup>1</sup>,  
С. Н. Косолюбов<sup>1</sup>, А. С. Терехов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>НГУ, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383)330-98-74, факс: (383)333-27-71, эл. почта: [GorshkovDV@isp.nsc.ru](mailto:GorshkovDV@isp.nsc.ru)

Полупроводниковые фотокатоды с эффективным отрицательным электронным средством (ОЭС) используются в вакуумно-полупроводниковых фотоприёмниках с «однофотонной» чувствительностью и субнаносекундным временным разрешением, а также в источниках электронов с высокой спиновой поляризацией и узким энергетическим распределением. Основные параметры ОЭС фотокатодов определяются в значительной степени неупругим и упругим рассеянием фотоэлектронов на границе раздела фотокатод – вакуум. Несмотря на долгую историю исследований, механизмы этих рассеяний доказательно не установлены и являются предметом дискуссий. Для выяснения природы этих механизмов в данной работе проведено сравнительное изучение фотоэмиссии из p-GaAs(Cs,O) и p-GaN(Cs,O) – фотокатодов, поверхности которых были близки к атомарно – гладким. Изучение особенностей фотоэмиссии непосредственно в процессе формирования фотоэмиссионной поверхности показало[1], что доминирующий механизм упругого рассеяния фотоэлектронов на границе раздела p-GaAs(Cs,O) фотокатод – вакуум обусловлен их взаимодействием с неупорядоченным потенциалом (Cs,O) – слоя. Было установлено, также, что в p-GaN(Cs,O) – фотокатодах упругое рассеяние фотоэлектронов в (Cs,O) – слое также значительно, но и рассеяние на заряженных примесях даёт существенный вклад. Было установлено, что для обоих типов фотокатодов, максимальные энергии эмитированных фотоэлектронов, движущихся перпендикулярно и параллельно эмитирующей поверхности, хорошо совпадают друг с другом и равны сумме кинетической энергии фотоэлектронов «на хвосте» функции распределения в объёме полупроводника и электронного средства фотокатода. Равенство этих энергий при различных условиях возбуждения фотоэлектронов является результатом высокой вероятности их упругого рассеяния на поверхности фотокатода. Измерение угловых распределений эмитированных фотоэлектронов показало, что вероятность фотоэмиссии под углами, меньшими 30° относительно плоскости поверхности пренебрежимо мало как для p-GaAs(Cs,O), так и для p-GaN(Cs,O) – фотокатодов. Данная особенность угловых распределений обусловлена следующим механизмом. При эмиссии под малыми углами вероятность испускания поверхностных фононов фотоэлектроном возрастает настолько, что, испустив один фонон, фотоэлектроны оказываются ниже уровня вакуума и захватываются на состоянии потенциала сил зеркального изображения на вакуумной стороне интерфейса с последующей поверхностной рекомбинацией. Обнаружен «разогрев» экспоненциального хвоста функции распределения фотоэлектронов электрическим полем в области пространственного заряда и диффузным рассеянием фотоэлектронов при эмиссии в вакуум.

### Литература

[1] V.V. Bakin, K.V. Toropetsky et al., *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 183501 (2015).

## Глубокие уровни в диодных структурах кремниевых лавинных обострителей субнаносекундного диапазона

П. Н. Брунков<sup>1</sup>, В. И. Брылевский<sup>1</sup>, И. А. Смирнова<sup>1</sup>, П. Б. Родин<sup>1</sup>, И. В. Грехов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (812) 292-73-81, факс: (812) 292-10-17, эл. почта: [Brunkov@mail.ioffe.ru](mailto:Brunkov@mail.ioffe.ru)

Высоковольтные кремниевые диоды, переключаемые в режиме задержанного ударно-ионизационного пробоя, способны формировать на последовательно включенной нагрузке перепады напряжения  $\sim 1$  кВ за время  $\leq 100$  пс [1]. Физика сверхбыстрого переключения этих приборов, известных в импульсной технике как кремниевые диодные обострители [2], остается невыясненной до настоящего времени, а их изготовление во многом основывается на эмпирических данных. Мы представим результаты измерения переходных характеристик переключения и спектры DLTS для нескольких групп специально изготовленных кремниевых  $p^+nn^+$  и  $p^+pnn^+$  структур с одинаковой геометрией и близкими напряжениями стационарного пробоя  $U_{br} \sim 1$  кВ. Высоковольтные  $pn$  переходы формировались диффузией различных акцепторных примесей (алюминий, галлий, бор), время жизни до облучения электронами составляло  $\tau_p \sim 7$  мкс.

Спектры DLTS показывают, что тип глубоких центров и их концентрации различны для  $p^+nn^+$  и  $p^+pnn^+$  структур. В  $p^+pnn^+$  структурах найдены уровни с энергией  $E_c - 0.53$  и  $E_c - 0.33$  eV, сходные с уровнями  $Ca_a$  [3]. Эти уровни отсутствуют в  $p^+nn^+$  структурах. Переходные характеристики  $p^+nn^+$  и  $p^+pnn^+$  структур при сверхбыстром переключении также отличаются друг от друга:  $p^+nn^+$  структуры после переключения имеют остаточные напряжения порядка сотен вольт, т.е. значительно ниже напряжения стационарного пробоя для этих приборов. Остаточные напряжения для  $p^+pnn^+$  структур в несколько раз больше и близки к напряжению стационарного пробоя  $U_{br}$  [4]. Облучение электронами уменьшает время жизни на 2 порядка ( $\tau_p \sim 7$  мкс,  $\tau_p \sim 0.7$  мкс и  $\tau_p \sim 0.07$  мкс, соответственно) и увеличивает концентрацию рекомбинационных центров, но не оказывает влияния на переходные характеристики сверхбыстрого переключения  $p^+nn^+$  структур. Наши результаты демонстрирует сильное, но избирательное влияние глубоких уровней на характеристики кремниевых диодных обострителей.

Авторы выражают благодарность В.Н. Ломасову за проведение облучения диодных структур.

Работа поддержана грантом РФФИ 13-02-00813.

### Литература

- [1] I. V. Grekhov, A. F. Kardo-Sysoev, L. S. Kostina, S. V. Shenderey, *Electronics Letters* **17**, 422 (1981).
- [2] A. F. Kardo-Sysoev, in *Ultra-Wideband Radar Technology*, edited by J. D. Taylor, CRS Press 2001, pp.205-289.
- [3] A. C. Wang and C. T. Sah, *Journal of Applied Physics* **56**, 1021 (1984).
- [4] В. И. Брылевский, И. А. Смирнова, П. Б. Родин, И. В. Грехов *Письма в ЖТФ*, **40**, 80 (2014).

## Анализ частотных зависимостей вольт-фарадных характеристик и адмиттанса светоизлучающих структур InGaN/GaN: влияние процессов релаксации заряда в квантовых ямах

О.А. Солтанович, Е.Б. Якимов

<sup>1</sup>Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, ул. Акад. Осипьяна 6, Черноголовка, 142432, Россия

тел.: (496-52) 440-92, факс: (496-52) 442-25, эл. почта: [solt@iptm.ru](mailto:solt@iptm.ru)

Информация о распределении и процессах релаксации заряда в активной области светоизлучающих диодов InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами (МКЯ) необходима при изучении функциональных параметров и причин деградации. Однако, стандартное применение емкостных методов (напр., метода вольт-фарадных характеристик (ВФХ)) к столь сложным структурам часто приводит к некорректным результатам. Так, было показано [1], что в структурах InGaN/GaN с МКЯ релаксация заряда в КЯ может существенно влиять на результаты ВФХ-измерений, в частности, приводит к кажущемуся «сдвигу» эффективных профилей концентрации по глубине в зависимости от частоты и температуры (см. напр. [1,2]). В настоящей работе проведено исследование частотных зависимостей ВФХ, а также частотных зависимостей емкости  $C(\omega)$  и проводимости  $G(\omega)$  (что аналогично методике спектроскопии адмиттанса [3]) в типичных светоизлучающих структурах InGaN/GaN в широком диапазоне температур и напряжений смещения, что позволило более детально характеризовать процессы релаксации заряда в КЯ и возможные механизмы их влияния на результаты емкостных измерений.

Исследовались структуры InGaN/GaN с пятью КЯ (содержание индия ~ 20%), выращенные методом MOCVD на сапфире. Частотные зависимости емкости и проводимости исследовались в диапазоне частот 60 Гц – 5 МГц для температур 77-300 К и напряжений смещения от +2.4 В прямого смещения до –4 В обратного смещения, что соответствует прохождению границы области пространственного заряда (ОПЗ) от области КЯ вглубь до интерфейса между нелегированным буферным слоем (~50 нм) и легированным слоем n-GaN.

Анализ экспериментальных данных и моделирование зависимостей  $C(\omega)$  при разных температурах показали, что релаксация заряда в КЯ хорошо описывается двумя эмиссионными процессами, один из которых – термоактивационный (эмиссия носителей из КЯ через барьер в зону проводимости), а второй имеет степенную зависимость скорости эмиссии от температуры. В качестве механизма для второго процесса можно предположить туннелирование из КЯ в объем вдоль протяженных дефектов или туннельный обмен с соседней КЯ.

Показано также, что в исследованных структурах одна и несколько КЯ могут оставаться заполненными даже при относительно больших обратных смещениях, приложенных к структуре. При этом заряд, локализованный в КЯ, продолжает давать вклад в емкость практически во всем диапазоне приложенных напряжений, что приводит к «сдвигу» эффективных профилей концентрации по глубине.

### Литература

- [1] О. А. Солтанович, Н. М. Шмидт, Е. Б. Якимов, ФТП **45**, 226 (2011).
- [2] T.-S. Kim, B.-J. Ahn, Y. Dong *et al.*, Appl. Phys. Lett. **100**, 071910 (2012).
- [3] D. L. Losee, Appl. Phys. Lett. **21**, 54 (1972).

## Исследование сверхструктур в полупроводниковых приборах методом МУРР при длинах волн около краев поглощения элементов образца

**М. Е. Бойко**, М. Д. Шарков, А. М. Бойко, А. В. Бобыль, С. Г. Конников  
ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.  
тел: (812)292-79-85, факс: (812)297-10-17, эл. почта: [m.e.boiko@mail.ioffe.ru](mailto:m.e.boiko@mail.ioffe.ru)

Задача определения связи физических свойств полупроводниковых приборов с размерами однородных объектов внутри их рабочего материала (которыми могут являться домены, доменные стенки, кластеры, поры и квантовые точки) может быть решена с применением методов рентгеновской абсорбции и дифракции (как широкоугольной, так и малоугольной). Этот подход позволил выявить ряд принципиально новых внутренних свойств материалов на атомном, структурно-кристаллическом и сверхструктурном уровне. В рамках данного подхода решаются задачи рентгеновского количественного анализа и анализа сверхструктурных образований, а также проблема неопределенности Бабинне с определением связи между химическим составом и размерами однородных образований.

Описанный подход продемонстрирован на примере исследованной в работе гетероструктуры GaAs/GaSe, для которой были получены размеры рассеивающих областей различного химического состава.

Пленка метастабильного твердого раствора  $\text{GaAs}_{0.7}\text{Se}_{0.3}/\text{GaAs}$ , распавшегося на кластеры кубического GaAs и гексагонального GaSe, была исследована методом МУРР (малоугольного рассеяния рентгеновских лучей) в режиме отражения и прохождения при значениях длины волны анализирующего пучка 1.043 Å и 0.979 Å, когда энергия пучка незначительно превосходила К-края поглощения As и Se соответственно. Это позволило однозначно определить размеры кластеров, не содержащих атомов As и Se.

### Результаты

1. Анализ полученных данных рентгеновской дифрактометрии и МУРР показал, что в образце образуется мозаичная структура из тонких кластеров GaAs и GaSe, параллельных поверхности подложки.
2. Определены пространственные характеристики и химический состав двух разных компонент изучаемого образца  $\text{GaAs}_{0.7}\text{Se}_{0.3}$ : GaAs (кластеры примерно  $350 \times 350 \times 25$  нм) и GaSe (кластеры в 2 раза толще: примерно  $350 \times 350 \times 15$  нм).
3. Показано, что исследуемый образец может включать в себя компоненты с линейной геометрией, не содержащие мышьяка.
4. В итоге, посредством сравнения данных МУРР, полученных при трех разных значениях длины волны пучка, была установлена связь между размерами и химическим составом двух разных компонент, присутствующих в образце  $\text{GaAs}_{0.7}\text{Se}_{0.3}$ , и тем самым решена проблема неопределенности Бабинне, расширенная в область рентгеновской дифракции.

### Литература

- [1] М. Е. Бойко, М. Д. Шарков, А. М. Бойко, А. В. Бобыль, Е. И. Теруков, Способ рентгеноспектрального определения размеров наночастиц в образце. Rospatent 2013151786/28(080715)

## Мозаичные фотоприемники обзорно-панорамного формата: разработка, применение и некоторые системные вопросы

М. А. Демьяненко<sup>1</sup>, Д. Г. Есаев<sup>1</sup>, А. И. Козлов<sup>1</sup>, А. Р. Новоселов<sup>2</sup>, В. Н. Овсяк<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова Сибирского отделения РАН (ИФП СО РАН), пр-т Акад. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский филиал ИФП СО РАН “Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники” (КТИ ПМ), пр-т Акад. Лаврентьева, 2/1, г. Новосибирск, 630090, Россия .

тел: (383)333-19-54, факс: (383)333-27-71, эл. почта: kozlov@isp.nsc.ru

Одним из наиболее перспективных путей кардинального увеличения формата матричных микроболометрических приемников (ММБП), как и фотоприемников на основе соединения кадмий-ртуть-теллур или на основе многослойных структур с квантовыми ямами, является мозаичный принцип построения (рис. 1) [1].

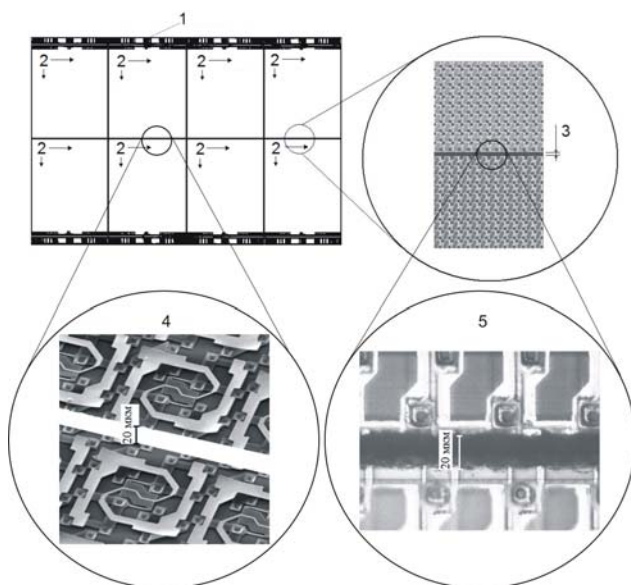


Рис. 1. Мозаичный  $n \times 2$  (где  $n=1,2,3,4,\dots$  и более) ММБП обзорно-панорамного формата для ТГц (4) и ИК (5) спектральных диапазонов.

Разработаны технология прецизионного лазерного скрайбирования приборных пластин и технология близкой стыковки субмодулей ММБП (2) в мозаичные фотоприемники (МФП) обзорно-панорамного формата (1) [2]. Синтезированы конструкция МФП и схемы блоков субмодулей МФП [3]. Проработаны некоторые системные вопросы применения МФП. На рис. 1. указан размер области зазора и неровности края кристаллов субмодулей МФП. Суммарная ширина технологической части «слепой зоны» (3) между краевыми фоточувствительными элементами (ФЧЭ) соседних

субмодулей в МФП не превышает 30 мкм [1].

При создании микроболометрических МФП форматом  $3072 \times 576$  на основе субмодулей размерностью  $384 \times 288$  потеря ФЧЭ вдоль линии стыковки кристаллов для инфракрасных микроболометров не превысит двух элементов, для микроболометров терагерцового диапазона можно обеспечить близкую стыковку кристаллов субмодулей в МФП без потери ФЧЭ вдоль линии стыковки [1, 3].

### Литература

- [1] М.А. Демьяненко, Д.Г. Есаев, А.Г. Клименко, А.И. Козлов, И.В. Марчишин, А.Р. Новоселов, В.Н. Овсяк. Оптический журнал. 2014. Т.81, № 3. С.35-43.
- [2] А.Р. Новоселов. Патент РФ № 2509391. Бюл. № 7. 2014.
- [3] М.А. Демьяненко, Д.Г. Есаев, А.И. Козлов, И.В. Марчишин, А.Р. Новоселов, В.Н. Овсяк, В.В. Филиппова. Патент РФ № 2530271. Бюл. № 28. 2014.

## Техника двойной модуляции в исследовании кинетики поглощения/отражения полупроводниковых наноструктур

Г. М. Борисов<sup>1,2</sup>, В. Г. Гольдорт<sup>1</sup>, А. А. Ковалёв<sup>1</sup>, Д. В. Ледовских<sup>1</sup>, Н. Н. Рубцова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, просп. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

тел: (383)333-27-69, факс: (383) 333-27-71, эл. почта: [dvledovskikh@isp.nsc.ru](mailto:dvledovskikh@isp.nsc.ru)

Исследование кинетики насыщения и восстановления полупроводниковых структур, лежащих в основе зеркал для пассивной синхронизации мод субпикосекундных лазеров [1], становится необходимым звеном в дополнение к работе по проектированию и изготовлению этих структур.

Предложен и реализован метод регистрации прошедшего через образец (или отражённого от его поверхности) пробного излучения фемтосекундного лазера ИК диапазона, следующего за более мощным импульсом возбуждения.

Регистрация происходит на частоте  $f_3=f_1+f_2$ , равной сумме частот прерывания пробного  $f_1$  и возбуждающего  $f_2$  пучков излучения, что существенно снизило уровень рассеянного излучения, регистрируемого обычно при использовании только модуляции излучения накачки (Рис.1).

Источник излучения - лазер FL1000 на основе кристалла  $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ , длительность импульсов 130 фс, средняя мощность до 1 Вт, центральная длина волны излучения 1040 нм.

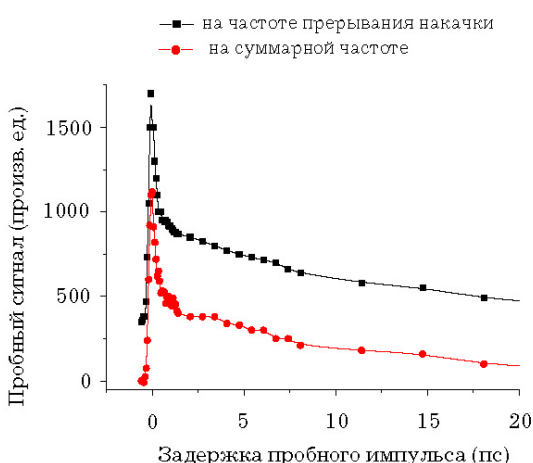


Рис. 1. Кинетика отражения зеркала, содержащего квантовые ямы с наноструктурированными барьерами; регистрация на суммарной частоте позволяет удалить рассеянное излучение накачки

Исследованы кинетики пропускания подложки GaAs (001), отражения зеркала с насыщающимся поглощением, содержащего в качестве резонансного насыщающегося поглотителя квантовые ямы с наноструктурированными барьерами, а также пропускания и отражения образца на подложке GaAs (001) с квантовыми ямами, разделёнными «толстыми» барьерами с экситонным вкладом, не попадающим в резонанс с лазерным излучением. Обсуждаются особенности кинетики просветления и релаксации всех образцов.

### Литература

- [1] Kovalyov A.A., Kuleshov N.V., Kisel' V.E., Kuril'chik S.V., Preobrazhenskii V.V., Putyato M.A., Pchelyakov O.P., Rubtsova N.N., Semyagin B.R., Laser Physics **21**, 1300 (2011).

## Полупроводниковые лазеры с поверхностным распределенным брэгговским зеркалом высокого порядка дифракции

**В. В. Золотарев**, А. Ю. Лешко, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, И. С. Тарасов  
ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Политехническая, 26, СПб, 194021, Россия.

тел: (812) 292-73-79, эл. почта: zolotarev.bazil@mail.ioffe.ru

Полупроводниковые лазеры являются базовым элементом во многих промышленных и научных сферах. Наряду со своими преимуществами полупроводниковые лазеры обладают низким качеством спектра излучения, что ограничивает их дальнейшее внедрение в разработки. Современные методы сужения и стабилизации спектра полупроводниковых лазеров (внешний резонатор, РОС-лазер) предъявляют высочайшие требования к технологической базе и значительно удорожают себестоимость лазерных излучателей. Полупроводниковый лазер с поверхностным распределенным брэгговским зеркалом высокого порядка дифракции (П-РБЗ) обладает существенным преимуществом. Данное решение обеспечивает интегральное исполнение, позволяет перейти к одноэтапному процессу эпитаксиального роста и более простым технологиям фотолитографии и реактивного ионного травления.

П-РБЗ представляет собой дифракционную решетку большого периода, сформированную в верхнем эмиттере лазерной гетероструктуры на этапе постростовой обработки. Период П-РБЗ превышает 1 мкм, что согласно условию Брэгга обеспечивает отражение света в высоком порядке дифракции  $m \geq 10$  [1].

П-РБЗ обеспечивает лазерную генерацию на заданной длине волны. Однако в виду большого порядка дифракции П-РБЗ также обеспечивает вывод излучения вне плоскости волновода. Данное излучение является паразитными потерями на выход. Суммарная внешняя оптическая мощность П-РБЗ лазера сопоставима с величиной для лазера с резонатором Фабри-Перо ( $\eta_d \sim 80\%$ ), однако полезная выходная мощность существенно ниже ( $\eta_d \sim 20\%$ ). Величина внешних паразитных потерь согласно теории связанных мод определяется геометрической формой штриха П-РБЗ [2]. Снижение потерь требует прецизионной точности формы штриха. При этом это является не единственным решением данной проблемы. Снижение коэффициента отражения П-РБЗ, приводит к снижению и величины дифракционной эффективности паразитных порядков излучения. Данный подход приводит к тому, что П-РБЗ применяется в качестве переднего зеркала ( $R \approx 10\%$ ). За счет уменьшения паразитных потерь происходит увеличение полезной оптической мощности до значений  $\eta_d \sim 70-90\%$ . При данной конструкции резонатора критической величиной становится коэффициент отражения передней грани лазерного чипа, которая должна быть на два порядка ниже отражательной способности П-РБЗ.

Данный подход позволил реализовать П-РБЗ лазер со спектральной плотностью излучения  $\Delta\lambda = 2 \text{ \AA}$  и непрерывной мощностью  $P = 5 \text{ Вт}$ .

### Литература

- [1] В. В. Золотарев, А. Ю. Лешко, Н. А. Пихтин, А. В. Лютецкий, С. О. Слипченко, К. В. Бахвалов, Я. В. Лубянский, М. Г. Растегаева, И. С. Тарасов, Квант. электрон. **44** (10), 907 (2014).
- [2] H. Wenzel, R. Guthier, A. M. Shams-Zadeh-Amiri, P. Bienstman, IEEE J. Quantum Electron. **42** (1), 64 (2006).

## Сверхбыстродействующие (полоса пропускания 2-10 ГГц) фотодиоды для спектрального диапазона 1.3-3.8 мкм

**И. А. Андреев, В. В. Дюделев, Н. Д. Ильинская, Г. Г. Коновалов, Е. В. Куницына, О. Ю. Серебренникова, Г. С. Соколовский, В. В. Шерстнев, Ю. П. Яковлев**  
ФТИ им. Иоффе РАН, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.  
тел: (812) 292-7929, факс: (812) 297-0006, эл. почта: igor@iropt9.ioffe.ru

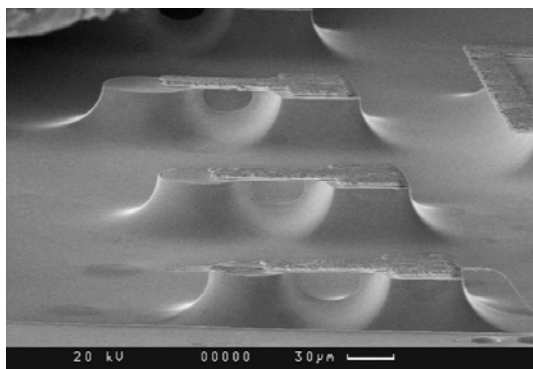


Рис. 1. SEM фотография фотодиода с мостиковым контактом. Чувствительная (слева) и контактная (справа) мезы.

Созданы и исследованы неохлаждаемые быстродействующие p-i-n фотодиоды для регистрации коротких импульсов излучения в спектральном диапазоне 1.3–2.4 и 2.0–3.8 мкм. Данные фотодиоды позволяют изучать быстропротекающие процессы в физике лазеров, ядерной физике, физике космических лучей, а также могут использоваться в дальнометрии и локации, в системах СВЧ коммуникаций по каналам ВОЛС и в открытом пространстве, в медицине и т.д. Разработан и оптимизирован технологический цикл создания быстродействующих фотодиодов, включающий выращивание методом ЖФЭ изопериодных гетероструктур GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb и InAs/InAsSbP/InAs/InAsSbP, постростовую технологию, корпусирование фотодиодов. Главной конструктивной особенностью фотоприемника с мостиковым контактом является отделение чувствительной мезы от контактной. Чувствительная площадка была выполнена в форме круга диаметром 50 мкм, контактная площадка – в форме прямоугольника размерами 50×70 мкм. Фронтальный омический контакт был сформирован к широкозонному «окну» - слою p-GaAlAsSb (или InAsSbP) и представлял собой мостик шириной 20 мкм и длиной 85 мкм. Мостик формировался напылением Cr-Au толщиной 2200 Å, и нанесением гальванического Au толщиной 3-6 мкм. Со стороны контактной площадки мостик заканчивался прямоугольной частью размером 60×40 мкм. Достигнуто низкое значение собственной емкости GaInAsSb/GaAlAsSb фотодиодов:  $C = 2.0 - 3.0$  пФ без обратного смещения и  $C = 0.8 - 1.0$  пФ при смещении  $U = - (1-3)$  В. Быстродействие ФД, определяемое по времени нарастания импульса фотоотклика по уровню 0.1-0.9, составляет величину  $t_{0.1-0.9} = 50-110$  пс. Ширина полосы пропускания 5-10 ГГц. Фотодиоды характеризуются низкой величиной обратных темновых токов  $I_D = 200-1500$  нА при обратном смещении  $U = -(0.5-3.0)$  В, высокими значениями токовой монохроматической чувствительности  $S_I = 1.10-1.15$  А/Вт и обнаружительной способности  $D^*(\lambda_{max}, 1000, 1) = 9 \times 10^{10}$  Вт<sup>-1</sup>см×Гц<sup>1/2</sup> на  $\lambda_{max} = 2.0-2.2$  мкм. Гетерофотодиоды InAsSbP/InAs/InAsSbP характеризуются низким значением обратных темновых токов (10-30 мкА,  $U = -(0.2-0.5)$  В), малой величиной емкости (1-3 пФ,  $U = -(0.2-0.5)$  В), высокой токовой монохроматической чувствительностью (1.20-1.35 А/Вт,  $\lambda = 3.0-3.3$  мкм). Время фотоотклика InAsSbP/InAs/InAsSbP p-i-n фотодиодов не было измерено ввиду отсутствия скоростных лазеров с длиной волны около 3 мкм. Оценка быстродействия дает значение 300-500 пс (полоса пропускания 1-2 ГГц).



## Исследование релаксации избыточного тока кремниевых диодов Шоттки, изготовленного с применением различных аморфных металлических сплавом

И. Г. Пашаев

Сумгаитский Государственный Университет, AZ5000 Сумгаит 43-квартал, Азербайджан.

тел. +994-503-55-01-33, e-mail: [islampashayev@rambler.ru](mailto:islampashayev@rambler.ru)

Увеличение надежности и улучшение качества электронных приборов, в том числе приборов на основе барьера Шоттки, остается настоящей потребностью современной полупроводниковой техники [1-4]. Данная работа посвящена исследованию релаксации избыточного тока кремниевых  $\alpha(\text{TiAu, NiTi, PbSb})\text{-nSi}$  диодов Шоттки (ДШ) изготовленного с применением аморфных металлических сплавов [1-3], подвергнутых  $\gamma$ -облучению либо локальному нарушению структуры границы раздела с помощью алмазного индентора [1,3,4]. Уменьшение избыточного тока диода достигалось как с помощью термоотжига, так и путем ультразвукового облучения. Параллельно исследовались параметры солнечных элементов, изготовленных из указанных ДШ, подвергнутых  $\gamma$ -облучению и однократному либо двукратному ультразвуковому облучению.

Для изготовления ДШ использовали кремниевую пластину  $n$ -типа с ориентацией (111) и удельным сопротивлением 0,7 Ом·см. Матрица содержала 14 диодов, площади которых менялись в интервале от 100 до 1400 мкм<sup>2</sup>. В нашем случае контакта ДШ была равна 900 мкм<sup>2</sup>, а также для изготовления кремниевых солнечных элементов толщина кремниевых пластин была 280 мкм, толщина пленки (TiAu, NiTi, PbSb)  $d = 0,4$  мкм. Пленки освещаются перпендикулярно к поверхности солнечный элемент (СЭ) [1,3]. СЭ облучались  $\gamma$ -квантами <sup>60</sup>Co с дозой  $\sim 10^6$  Rad при комнатной температуре. Затем эти образцы были последовательно, в два этапа, подвергнуты УЗО; продольная волна вводилась с тыльной стороны образца, перпендикулярно к его рабочей поверхности. На первом этапе УЗО-1 (частота  $f_{\text{УЗ}} \approx 95$  МГц, интенсивность  $W_{\text{УЗ}} \approx 0,55$  Вт/см<sup>2</sup>, продолжительность  $t \approx 120$  мин); на втором, УЗО-2, ( $f_{\text{УЗ}} \approx 30$  МГц,  $W_{\text{УЗ}} \approx 15$  Вт/см<sup>2</sup> и  $t \approx 200$  мин) [1,3,4]. Выявлено, что релаксации деградации вследствие термических и ультразвуковых обработок  $\alpha(\text{TiAu, NiTi, PbSb})\text{-nSi}$  ДШ связано с изменением параметров отжига, в данной работе его значение меняется в интервале  $0 \leq a_t \leq 1$ , основной этап процесса отжига «излечивает» поврежденные диоды.  $a_t$  — характеристики релаксации избыточного тока под действием термоотжига за время  $t$ . Одновременно рассмотрены экспериментальные результаты, доказывающие возможность восстановления и управления параметрами кремниевых СЭ с помощью УЗО. Восстановление исходных электрофизических и фотоэлектрических свойств СЭ, нарушенных  $\gamma$  облучением, с помощью УЗО связано с перегруппировкой и атермическим отжигом радиационных дефектов, образованных  $\gamma$ -квантами.

### Литература

- [1] И. Г. Пашаев, ФТП **46** (8), 1108 (2012).
- [2] И. Г. Пашаев, ФТП **47** (6), 761 (2013).
- [3] И. Г. Пашаев, ФТП **48**, 1426 (2014).
- [4] П. Б. Парчинский, С. И. Власов, Л. Г. Лигай, Письма в ЖТФ **29** (9), 83 (2003).

## Генерация излучения с длиной волны 5.8 мкм многопериодными квантово-каскадными лазерами при комнатной температуре

А. Ю. Егоров<sup>1,2,3</sup>, А. В. Бабичев<sup>1,2,3</sup>, Л. Я. Карачинский<sup>1,2,3</sup>, И. И. Новиков<sup>1,2,3</sup>,  
Н. А. Пихтин<sup>3</sup>, И. С. Тарасов<sup>3</sup>, Е. В. Никитина<sup>4</sup>, А. Н. Софронов<sup>5</sup>, Д. А. Фирсов<sup>5</sup>,  
Л. Е. Воробьев<sup>5</sup>, М. Tchernycheva<sup>6</sup>, А. Bousseksou<sup>6</sup>

<sup>1</sup>ООО «Коннектор Оптикс», Санкт-Петербург, 194292, Россия

<sup>2</sup>Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Россия

<sup>3</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия

<sup>4</sup>СПб АУ РАН, ул. Хлопина 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

<sup>5</sup>СПбПУ Петра Великого, Санкт-Петербург, 195251, Россия

<sup>6</sup>Institut d'Electronique Fondamentale, University Paris Sud XI, 91405 Orsay cedex, France

тел: (812)327-50-55, эл. почта: Anton.Egorov@connector-optics.com

Еще в 1971 году Казаринов и Сурис теоретически предложили концепцию создания квантово-каскадного лазера [1], но только в середине 90-х годов, благодаря развитию технологии изготовления полупроводниковых гетероструктур методами молекулярно-пучковой и газофазной эпитаксии, квантово-каскадный лазер (ККЛ) был впервые реализован экспериментально [2]. Основным преимуществом данного класса полупроводниковых приборов является возможность генерации оптического излучения в диапазоне длин волн от ближней инфракрасной (с длинами волн 3-5 мкм) вплоть до субмиллиметровой области спектра (с длинами волн 100-300 мкм).

В настоящем докладе будут представлены результаты по изучению структурных, оптических и электролюминесцентных свойств многопериодных квантово-каскадных лазеров (содержащих 60 периодов). Упруго-сбалансированные наногетероструктуры ККЛ, на основе твердых растворов  $\text{In}_{0,44}\text{Al}_{0,56}\text{As}$  и  $\text{In}_{0,60}\text{Ga}_{0,40}\text{As}$ , были изготовлены на проводящей подложке  $\text{InP}$  методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Четырехсклоотые и полосковые кристаллы ККЛ были изготовлены стандартными методами фотолитографии, вакуумного напыления контактов, жидкостного травления, плазмо-химического напыления диэлектрика и смонтированы на теплоотвод. Многомодовая генерация когерентного оптического излучения многопериодными ККЛ под воздействием импульсной токовой накачки наблюдалась для случая четырехсклоотого и полоскового кристалла. Реализация полосковой геометрии позволила достичь генерации при комнатной температуре. По мере повышения температуры длина волны генерации смещалась от 5.6 до 5.8 мкм. Плотность тока накачки на пороге генерации при комнатной температуре не превышала значение  $4.2 \text{ кА/см}^2$ . Температурная зависимость пороговой плотности тока хорошо описывалась экспоненциальной зависимостью с характеристической температурой  $T_0=123 \text{ К}$ .

### Литература

- [1] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, ФТП, **5**, 797, (1971) [пер. на англ.: R.A. Suris, R.F. Kazarinov. Sov. Phys. Semicond., **5**, 707 (1971)]
- [2] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, A. Y. Cho. Science, **264** (5158), 553-556, (1994).

## Метод определения скорости захвата носителей заряда в квантовую яму в полупроводниковом лазере

З. Н. Соколова<sup>1</sup>, К. В. Бахвалов<sup>1</sup>, А. В. Лютецкий<sup>1</sup>, Н. А. Пихтин<sup>1</sup>, И. С. Тарасов<sup>1</sup>,  
Л. В. Асрян<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia 24061, USA.  
тел: (812)292-79-95, факс: (812)297-10-17, эл. почта: [zina.sokolova@mail.ioffe.ru](mailto:zina.sokolova@mail.ioffe.ru)

Впервые предложен простой метод определения скорости захвата носителей заряда из трёхмерной области в двумерную область - квантовую яму (КЯ). Метод основан на измерении плотности порогового тока и внутренней дифференциальной квантовой эффективности в полупроводниковом лазере и на использовании теоретической модели работ [1-6]. Кроме скорости захвата метод позволяет определить концентрацию носителей в квантовой яме. Простота метода заключается в том, что плотность порогового тока и внутренняя дифференциальная квантовая эффективность являются основными измеряемыми характеристиками полупроводникового лазера.

Исследовалась экспериментальная лазерная структура с одной КЯ из напряженного твердого раствора InGaAs в качестве активной области и с расширенным волноводом из GaAs. Структура была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии. При использовании стандартной методики постростовых операций, из структуры был изготовлен лазер мезаполосковой конструкции с шириной полоска 100 мкм и длиной резонатора Фабри-Перо 2.5 мм.

Измерялся спектр излучения этого лазера, определялась длина волны излучения в максимуме спектра ( $\lambda = 1.063$  мкм) и состав напряженного твердого раствора КЯ ( $\text{In}_{0.309}\text{Ga}_{0.691}\text{As}$ ).

Также измерялась ватт-амперная характеристика лазера в непрерывном режиме генерации, из которой были определены плотность порогового тока ( $j_{\text{th}} = 117$  А/см<sup>2</sup>) и внутренняя дифференциальная квантовая эффективность на пороге генерации ( $\eta_{\text{int, th}} = 0.93$ ).

Из решения системы уравнений для плотности порогового тока  $j_{\text{th}}$  и внутренней дифференциальной квантовой эффективности  $\eta_{\text{int, th}}$  на пороге генерации [2,3,5] были найдены скорость захвата носителей в пустую одиночную КЯ  $v_{\text{capt, 0}}$  и концентрация носителей в КЯ  $n^{\text{QW}}$ . Для исследованной экспериментальной структуры были получены следующие значения:  $v_{\text{capt, 0}} = 4.3 \times 10^5$  см/с и  $n^{\text{QW}} = 1.69 \times 10^{12}$  см<sup>-2</sup>.

### Литература

- [1] L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris, Appl. Phys. Lett. **81**, 2154 (2002).
- [2] L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris, IEEE J. Quantum Electron. **39**, 404 (2003).
- [3] З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян, ФТП **45**, 1553 (2011).
- [4] З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян, ФТП **46**, 1067 (2012).
- [5] L.V. Asryan, Z.N. Sokolova, J. Appl. Phys. **115**, 023107 (2014).
- [6] З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян, Квантовая электроника, **44**, 801 (2014).

## Исследования размеров в доменно-кластерной структуре GaN/SiC и пористого SiC - материалов для полупроводниковых лазеров

М. Д. Шарков, М. Е. Бойко, А. В. Бобыль, А. М. Бойко, С. Г. Конников  
ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.  
тел: (812)292-79-85, факс: (812)297-10-17, эл. почта: mischar@mail.ioffe.ru

Методами МУРР (малоуглового рассеяния рентгеновских лучей) и РД (рентгеновской дифрактометрии) были исследованы образцы материалов, используемых в полупроводниковых лазерах: пленка GaN/SiC и отдельная пластина SiC, подвергнутая с одной из сторон процедуре генерации пор. Данные МУРР были получены при Cu K<sub>α1</sub>-излучении (длина волны 1.5405 Å) и Mo K<sub>α1</sub>-излучении (0.707 Å) в режиме отражения для SiC с обеих сторон (Рис. 1) и в просвечивающем режиме для пленки GaN/SiC. Также были получены данные РД от образца GaN/SiC при Cu K<sub>α1</sub>-излучении.

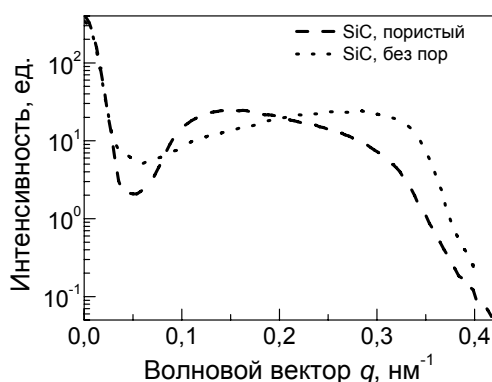


Рис. 1. Кривые МУРР от образца SiC с разных сторон: пористой (штрихи) и не содержащей пор (точки).

Их расположение соответствует величине, оцениваемой в диапазоне 50–80 нм. Этот размер связан с периодичностью структуры пленки в направлениях, параллельных ее поверхности, и говорит об упорядочении зерен внутри пленки (по крайней мере, локальном).

3. МУРР-измерения от образца GaN/SiC в режиме отражения в результате анализа по модели Порода привели к величине показателя около 1.6, что говорит о наличии в образце низкоразмерных (скорее всего, одномерных) компонент.
4. Кривая МУРР, полученная от пластины SiC в режиме отражения с непористой стороны (точечная кривая на Рис. 1), была аппроксимирована по модели Порода с показателем 2.2. Данная величина породовского показателя, вероятно, говорит о присутствии в непористой части образца SiC двумерных компонент.
5. Для кривой МУРР, полученной от пластины SiC в режиме отражения с пористой стороны (штриховая кривая на Рис. 1), обработка по модели Порода дает показатели 1.4 и 4.0. Этот факт свидетельствует, что пористый фрагмент образца SiC, скорее всего, состоит как из плотного порошка, так и из фрагментов с линейной геометрией (например, атомных цепочек).

### Результаты

1. Данные РД, полученные от образца GaN/SiC, показывают, что в данном образце и пленка, и подложка либо являются монокристаллами высокой степени совершенства, либо состоят из фрагментов, ориентированных примерно одинаково.
2. Кривая МУРР, полученная от образца GaN/SiC, содержит два интенсивных брэгговских пика с противоположных сторон от направления прямого пучка.

## Моделирование методом молекулярной динамики колебаний медных нанорезонаторов

А. Н. Куприянов, О. С. Трушин, **И. И. Амиров**

Ярославский Филиал Физико-технологического института РАН, ул. Университетская, 21, Ярославль, 150007, Россия.

тел./факс: (4852)24-65-52, эл. почта: [ildamirov@yandex.ru](mailto:ildamirov@yandex.ru)

Наностержни (НС) и нанопроволки являются основными элементами наноэлектромеханических сенсоров и нанопереклюателей [1]. Собственная частота металлических НС лежит в гигагерцовой области и изучение динамики колебаний таких нанорезонаторов методом молекулярной динамики (МД) позволило выявить многие ее особенности [2, 3]. Ранее нами МД методом было проведено исследование динамики колебаний медного наностержня ( $l=16.4$  нм,  $t=3.0$  нм) [4]. Было обнаружено, что при релаксации напряженного наностержня в нем возникают преимущественно продольные колебания с частотой 34 ГГц. Обнаружены биения продольных и поперечных колебаний первоначально отклоненного медного наностержня. В данной работе приведены исследование колебаний НС в зависимости от температуры и аспектного отношения (отношения его длины к ширине) НС и величины продольного растяжения.

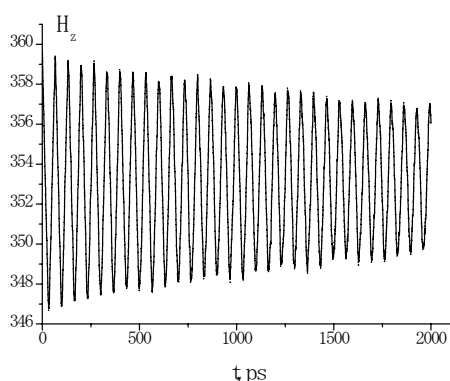


Рис. 1. Колебания НС длиной 34.5 нм.  
T=100 К, F = 15 ГГц.

Моделирование проводили с помощью программы LAMMPS. Расчет взаимодействия Cu-Cu атомов осуществлялся с использованием EAM потенциала (NVE ансамбль). Наностержни разной высоты с основанием 3x3 нм вырезались из монокристалла меди ориентации (100). Были получены следующие результаты:

1. С увеличением аспектного отношения наностержня от 2.5 до 11.5 частота его собственных продольных колебаний уменьшалась с 64 до 15.0 ГГц.
2. С увеличением температуры НС от 1 до 500 К частота уменьшалась незначительно.

При этом добротность резонатора уменьшались почти в 10 раз.

3. С увеличением величины продольного растяжения НС до 0.4 нм с последующей релаксацией частота его собственных колебаний уменьшалась.

Полученные данные свидетельствуют, что при данном способе возбуждения колебания НС происходят в нелинейном режиме. Приводится обсуждение полученных данных.

### Литература

- [1] O.Y. Loh, H.D. Espinosa, Nature Nanotech **7**, 283 (2012).
- [2] H.F. Zhan, Y. Gu, J. Appl. Phys **111**, 124303 (2012).
- [3] S.Y. Kim, H.S. Park, Phys. Rev. Lett **101**, 215502 (2008).
- [4] А.Н.Куприянов, О.С. Трушин, И. И. Амиров, Письма в ЖТФ **40**, 1 (2014).

## МЭМС-переключатель электростатического типа с механизмом активного размыкания электродов

И. В. Уваров, О. М. Королева, В. В. Наумов

Ярославский Филиал Физико-технологического института РАН,  
ул. Университетская, 21, Ярославль, 150007, Россия.

тел./факс: (4852)24-65-52, эл. почта: [ilnik88@mail.ru](mailto:ilnik88@mail.ru)

МЭМС-переключатели электростатического типа широко используются в различных ВЧ- и СВЧ-системах. Один из недостатков МЭМС-ключей – высокое напряжение срабатывания. Эффективным методом снижения напряжения срабатывания является уменьшение упругости подвижного электрода. Однако в большинстве переключателей размыкание электродов осуществляется за счет силы упругости (пассивное размыкание). Поэтому уменьшение упругости подвижного электрода увеличивает вероятность его прилипания к коммутируемому электроду под действием адгезионных сил и, следовательно, снижает надежность ключа.

В данной работе представлен МЭМС-переключатель, в конструкцию которого заложен механизм, позволяющий при необходимости преодолевать силы адгезии и размыкать электроды (активное размыкание). Подвижным электродом является

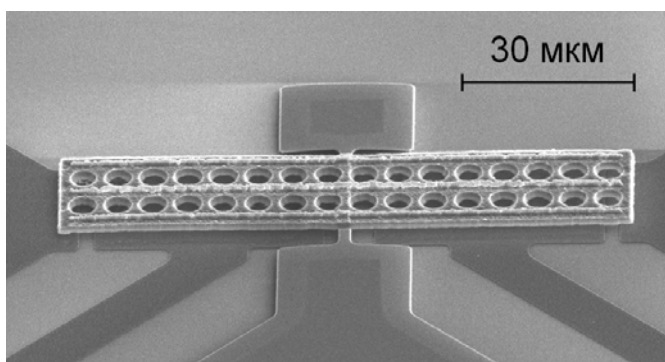


Рис. 1. РЭМ-изображение МЭМС-переключателя.

металлическая балка, закрепленная посередине своей длины на крутильных подвесах (рис. 1). Низкое напряжение срабатывания достигается за счет малой упругости подвесов. На один из управляющих электродов подается напряжение, под действием электростатической силы балка наклоняется в соответствующую сторону и

соприкасается с коммутируемым электродом. Для размыкания контакта используется управляющий электрод, находящийся под другим плечом балки.

Переключатели изготавливались методами поверхностной микрообработки [1]. Балка переключателя имела длину 100 мкм, ширину от 8 до 32 мкм и толщину 2 мкм. Материал балки – алюминий. Крутильные подвесы изготавливались из хрома и имели толщину 0,3 мкм. Воздушный зазор между балкой и электродами составлял 0,5 мкм.

Выполнены аналитические расчеты, моделирование методом конечных элементов и экспериментальное исследование рабочих характеристик МЭМС-ключей. Согласно расчетам, напряжение срабатывания должно составлять от 4,1 до 8,2 В, в зависимости от ширины балки. Моделирование с учетом отверстий перфорации и краевых полей дало результат от 7,0 до 12,8 В. Экспериментальные данные находились в согласии с результатами моделирования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 14-07-31156 мол\_а.

### Литература

[1] I. V. Uvarov, V. V. Naumov, and R. V. Selyukov, Proc. SPIE **9440**, 9440W (2014).

## Фотолюминесценция в кремнии, имплантированном ионами цинка

Э. А. Штейнман<sup>1</sup>, А. В. Терещенко<sup>1</sup>, В. В. Привезенцев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФТТ РАН, Институтский просп., 7, Черноголовка, Московская обл. 141140, Россия.

<sup>2</sup>ФТИАН РАН, Нахимовский просп., 34, Москва 117218, Россия.

тел: (499)126 6095, факс: (499)129-3141, эл. почта: [privezentsev@ftian.ru](mailto:privezentsev@ftian.ru)

В последнее время возрос интерес к созданию светодиодов на основе кремния с использованием глубоких уровней, обусловленных введенными примесями и дефектами кристаллической решетки [1]. Одним из источников линий люминесценции могут быть примесно-дислокационные комплексы с участием переходных металлов [2] или экситоны в связанном изоэлектронном центре [3]. В настоящем сообщении приведены результаты исследования фотолюминесценции кремния, имплантированного ионами цинка.

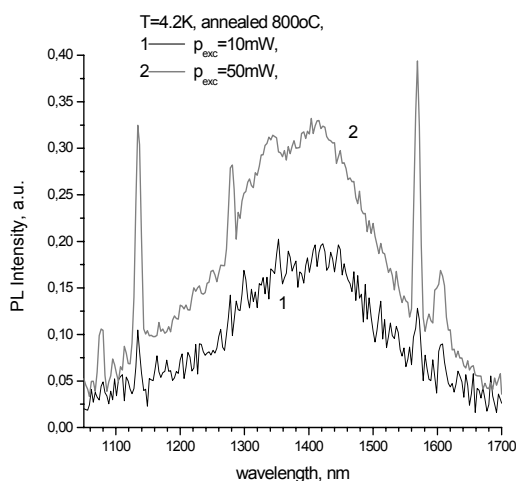


Рис. 1. Спектр ФЛ образца, отожженного при 800°C, при разных мощностях накачки.

измерялись в диапазоне температур (4.2-100)К. Исследованные образцы имели размеры 5,0×5,0×0,4мм<sup>3</sup>.

Спектры ФЛ исследованных образцов в ближнем ИК-диапазоне представляют собой широкий максимум в области 1350-1450нм, а также набор узких пиков. Малоинтенсивные пики в положении 1135нм являются ТО повторением линии связанного экситона в кремнии 1077нм. Спектр ФЛ зависит от разных условий (температура, мощность накачки). Приводится обсуждение полученных результатов и зависимость их от условий эксперимента.

### Литература

- [1] V.V. Kveder, E.A. Steinman, S.A. Shevchenko, H.G. Grimmeiss. Sol. St. Phenom., **69-70**, 23 (1999).
- [2] E.C. Lightowers, V. Higgs. phys. stat. sol. (a), **138**, 665 (1993).
- [3] M.O. Henry, J.D. Champion, K.G. McGuigan, M.L.W. Thewalt, E.C. Lightowers. Mater. Sci. Engineer. B, **4**, 201 (1989).

Пластины CZ n-Si(100), содержащие фосфор с концентрацией  $N_p=2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , были имплантированы ионами цинка  $^{64}\text{Zn}^+$  с дозой  $D=5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  и энергией  $E=50 \text{ кэВ}$  при температуре подложки 350°C. Затем пластины были изохронно последовательно отожжены в течение 60 мин в инертной среде Ar при температурах от 400 до 1000°C. Источником возбуждения при исследовании фотолюминесценции (ФЛ) служил полупроводниковый лазер с длиной волны  $\lambda=650 \text{ нм}$  и мощностью возбуждения  $1 \text{ Вт/см}^2$ . Спектры ФЛ





## Авторский указатель

- Abrosimov N. V., 159  
Akimov V., 191  
Alvarez J., 143  
Amand T., 120  
Ardali S., 125  
Abmann M., 36  
Atmaca G., 125
- Baranov A.**, 137  
Bayer M., 12, 36, 114,  
115, 116, 223  
Bersuker I. B., 325  
Besombes L., 77  
Bouet L., 120  
Bousseksou A., 390  
Butler J., 337  
Bykov A. Y., 196
- Chou J.-P.**, 24
- Dantscher K.-M.**, 202  
Debus J., 12, 114, 116  
Drachenko O., 239  
Dressel M., 345  
Duque C. A., 191  
Dzhagan V. M., 55
- Eaves L.**, 43
- Faltermeier P.**, 202  
Favre W., 143  
Flachbart K., 216  
Frohlich D., 36  
Fromhold T. M., 43
- Gabáni S.**, 216  
Ganichev S. D., 90  
Gebhard F., 110  
Gordan O. D., 55  
Greenaway M. T., 43  
Gueunier-Farret M. E.,  
143
- Ha N.**, 120  
Hatzopoulos Z., 39  
Heckotter J., 36  
Helm M., 135, 239  
Henini M., 28  
Herrman T., 63  
Höfling S., 93  
Hospodková A., 247, 257
- Hövel H., 114  
Hsing C.-R., 24  
Hübers H.-W., 32  
Huhtio T., 124  
Hulicius E., 247, 257
- Iikawa F.**, 309
- Jaegermann W.**, 104  
Jentzsch B., 63
- Kaiser B.**, 104  
Kakko J. P., 124  
Kamp M., 93  
Kapaldo J., 274  
Karczewski G., 114, 115,  
116  
Kavokin A. V., 77  
Kazimierzczuk T., 36  
Kleider J. P., 143  
Knap W., 88  
Kossut J., 115, 116  
Kuroda T., 120  
Kutlu E., 125
- Langer L.**, 114, 115  
Lindner M., 202  
Lipsanen H., 124  
Lisesivdin S. B., 125  
Locatelli A., 20
- Malpuech G.**, 39  
Mandal P., 20  
Mano T., 120  
Marie X., 120  
Marianne H., 77  
Mentes T. Onur, 20  
Merz J., 274  
Mishchenko A., 43  
Müller D., 114  
Murzina T. V., 196
- Narin P.**, 125  
Niu Yuran, 20  
Novoselov K. S., 43
- Oelerich J. O.**, 110  
Olbrich P., 63, 202  
Olivier N., 196  
Orlita M., 88  
Oswald J., 257
- Otsuji T., 42  
Ozga P., 333
- Pangrac J.**, 247, 257  
Pfeiffer L. N., 65  
Pinterić M., 345  
Plank H., 90  
Ploog K. H., 304  
Pustogow A., 345
- Restrepo R. L.**, 191  
Riemann H., 159, 308
- Sakoda K.**, 120  
Sala A., 20  
Salewski M., 114, 115  
Sánchez-Barriga J., 20  
Sarikavak-Lisesivdin B.,  
125  
Savvidis P. G., 39, 77  
Schilling J. G., 352  
Schlueter J. A., 345  
Schneider C., 93  
Schröder C., 114  
Sheremet E., 55  
Smet J. H., 49  
Świątek Z., 333
- Tchernycheva M.**, 390  
Teissier R., 73  
Teppe F., 88  
Thewes J., 36  
Tiras E., 125  
Tiutiunyk A., 191  
Tomić S., 345  
Tsintzos S. I., 39
- Urbaszek B.**, 120
- Varache R.**, 143  
Vidal M., 120  
von Klitzing K., 49
- Wang G.**, 120  
Wei C.-M., 24  
Weiss D., 63, 87, 202  
West K. W., 65  
Wiater M., 114  
Winnerl S., 135  
Wojtowicz T., 114, 115,  
116

- Wurtz G. A., 196
- Yasin S., 325
- Zahn D. R. T., 55  
Zayats A. V., 196  
Zherlitsyn S., 325  
Zikova M., 247, 257  
Zoth C., 26, 202
- Абакумов А. М., 278  
Абрамкин Д. С., 276  
Абросимов Н. В., 308  
Аверкиев Н. С., 99, 100, 101, 304, 311, 318, 325  
Агафонов В. В., 30  
Агеева Н. Н., 224  
Агринская Н. В., 256  
Акимов А. Н., 166, 221, 332  
Акимов И. А., 114, 115, 116  
Акмаев М. А., 40  
Аксенов М. С., 140  
Аксенов С. В., 287  
Акчурин Р. Х., 371  
Ала-Ниссила Т., 341  
Александров И. А., 282  
Алексеев К. Н., 29, 186  
Алексеев П. А., 105, 137  
Алексеев П. С., 250  
Алёшин А. Н., 111, 112, 348  
Алешкин В. Я., 42, 67, 171, 175, 288, 326, 375, 376  
Алибеков А. Г., 233  
Алтухов А. А., 342, 379  
Алтухов И. В., 27  
Альперович В. Л., 17, 139, 148  
Аминев Д. Ф., 152  
Амиров И. И., 352, 393  
Амтор М., 11  
Андреев А. Ю., 82  
Андреев Б. А., 150, 151, 213, 220  
Андреев И. А., 388  
Андреев И. В., 51  
Андрианов А. В., 237, 291  
Андрианов Г. О., 219  
Андрюшечкин Б. В., 297  
Анкудинов А. В., 143
- Антонов А. В., 67, 135, 194, 210, 237  
Арапкина Л. В., 330  
Арапов Ю. Г., 183, 249, 261  
Аристов В. Ю., 20  
Армбристер В. А., 267  
Аронзон Б. А., 99, 324  
Аронов А. Н., 324  
Арсеев П. И., 277  
Асрян Л. В., 391  
Афанасьев А. Н., 315  
Афанасьев М. М., 39  
Ахундов И. О., 148
- Бабенков С., 20  
Бабичев А. В., 189, 390  
Багаев В. С., 34, 241, 252, 328  
Багаев Т. А., 82, 167, 361, 366  
Базовкин В. М., 69  
Байдакова Н. А., 156  
Байер М., 118  
Бакалейников Л. А., 306  
Бакаров А. К., 70, 107, 181, 253, 276, 320, 369  
Бакин В. В., 22, 23, 381  
Бакланов А. В., 157, 280  
Бакулин А. В., 140  
Балагула Р. М., 191, 273  
Барабаненков М. Ю., 356, 357  
Барабаненков Ю. Н., 357  
Баранов А. Н., 73  
Барановский С. Д., 110  
Барышников К. А., 325  
Батурин В. С., 134  
Бахвалов К. В., 391  
Бибенин Н. Г., 212  
Бекин Н. А., 194  
Белов П. А., 178  
Белых В. В., 15  
Бельков В. В., 26, 63, 90, 202  
Бельтюков Я. М., 295  
Белявский В. И., 205  
Беляев К. Г., 72  
Белянин В. Н., 51, 52  
Бер Б. Я., 173, 329, 334, 369  
Березовец В. А., 247, 256  
Берестенников А. С., 112, 348  
Берковиц В. Л., 105, 349  
Берт Н. А., 354
- Бессонов В. Д., 212  
Бисти В. Е., 259  
Блохин А. А., 370  
Блохин С. А., 370  
Блошкин А. А., 267  
Бобин С. Б., 109, 119  
Бобров А. И., 131, 156  
Бобров М. А., 370  
Бобыль А. В., 384, 392  
Бовкун Л. С., 88, 210  
Богданов С. А., 301, 303, 337  
Богданова Е. В., 329  
Бодров С. Б., 127, 146  
Боев М. В., 37  
Божко А. Д., 203, 216  
Божко С. И., 85  
Бойко А. М., 384, 392  
Бойко М. Е., 384, 392  
Болтаев А. П., 281  
Большаков А. С., 189  
Бон П., 118  
Бондаренко Л. В., 24, 103  
Бончик А. Ю., 333  
Борисенко Д. Н., 85, 142  
Борисенко И. Ю., 142  
Борисов Г. М., 195, 373, 386  
Бочкарёва Н. И., 132  
Брагинский Л. С., 46, 244  
Браукман Д., 118  
Бричкин А. С., 176, 322  
Бродбек С., 11  
Бронева И. Л., 224  
Брунков П. Н., 157, 280, 382  
Брылевский В. И., 84, 382  
Бугаев А. С., 319  
Буданцев М. В., 56, 107, 253  
Будкин Г. В., 202  
Бузынин Ю. Н., 154  
Буланов А. Д., 159  
Булдыгин А. Ф., 33, 251  
Буравлев А. Д., 27, 124, 271  
Бурбаев Т. М., 40  
Бурдов В. А., 308  
Буртман В., 113  
Бушуйкин П. А., 150, 220  
Буяло М. С., 76  
Быков А. А., 60

- Валишева Н. А., 71, 140  
 Вальков В. В., 287  
 Ваньков А. Б., 47  
 Варавин В. С., 68, 69,  
 138, 170, 333  
 Варыхалов А., 20  
 Васев А. В., 75, 160, 193  
 Василенко А. П., 75,  
 160, 163  
 Васильев А. Л., 319  
 Васильев А. П., 27, 191,  
 370  
 Васильев В. В., 68, 69,  
 138  
 Васильев П. П., 31  
 Васильев Р. Б., 278  
 Васильев Ю. Б., 237,  
 291, 296, 300  
 Васильева Г. Ю., 237,  
 296, 300  
 Васильевский И. С., 182,  
 184  
 Вдовин В. И., 268  
 Вдовин Е. Е., 28, 43  
 Вебер Й., 327  
 Веденеев А. А., 21  
 Веденеев А. С., 319  
 Веденеев С. И., 80  
 Вейнгер А. И., 35, 228,  
 247  
 Вербин С. Ю., 178  
 Вербус В. А., 352  
 Вергелес П. С., 217  
 Верховцева А. В., 126  
 Веселов Д. А., 192  
 Вик А. Д., 118  
 Виниченко А. Н., 182,  
 184  
 Винниченко М. Я., 191  
 Вирко М. В., 132  
 Вихарев А. Л., 301, 303,  
 337  
 Вихрова О. В., 171, 175,  
 288  
 Вицина Н. Р., 71  
 Власов А. С., 334  
 Войнилович А. Г., 72  
 Войцеховский А. В.,  
 138, 333  
 Волков В. А., 5, 41, 50,  
 197, 198, 255, 313  
 Волков В. Т., 356  
 Волков П. В., 164  
 Володин В. А., 187, 268,  
 302  
 Вopilкин Е. А., 106  
 Воробьев А. Б., 251  
 Воробьев Л. Е., 191, 273,  
 390  
 Вороненков В. В., 132  
 Воронов В. В., 203  
 Вэйд Т., 198  
 Гавва В. А., 159  
 Гавриленко В. И., 67, 88,  
 135, 210, 237, 239  
 Гаврилкин С. Ю., 218  
 Гаврилов С. С., 9, 176  
 Гавришук Е. М., 225  
 Гаджиалиев М. М., 190,  
 227  
 Гайслер А. В., 79  
 Гайслер В. А., 79, 320  
 Галеева А. В., 91  
 Галиев Г. Б., 155, 262  
 Гальперин Ю. М., 65  
 Гамбарян М. П., 268  
 Гамзинов С. В., 365  
 Ганичев С. Д., 26, 63, 89,  
 202  
 Гареев К. Г., 321  
 Гаськов А. М., 278  
 Гергель В. А., 126  
 Герловин И. Я., 13  
 Германенко А. В., 62,  
 64, 66  
 Герт А. В., 242  
 Гишинский А. М., 163  
 Гиппиус Н. А., 9, 94  
 Гладилин А. А., 225  
 Гладышев А. Г., 370  
 Глазов М. М., 12, 26, 36,  
 120, 317  
 Глушков В. В., 203, 216  
 Говоркова Т. Е., 109, 119  
 Голобокова Л. С., 355  
 Головатенко А. А., 275,  
 284  
 Голод С. В., 302  
 Голошапов С. И., 35  
 Голуб Л. Е., 26, 45, 90,  
 310, 316  
 Гольдберг И. И., 365  
 Гольдорт В. Г., 195, 373,  
 386  
 Голяшов В. А., 103, 140,  
 200, 207, 320  
 Гомоюнова М. В., 141  
 Горбачевич А. А., 95,  
 205, 293, 351  
 Горбачев А. М., 301  
 Горбунов А. В., 38  
 Горбунов Р. И., 132  
 Гордеев Н. Ю., 368  
 Гордеева А. Б., 349  
 Горелик В. С., 96  
 Горлова И. Г., 218  
 Горнов А. Ю., 305  
 Горшков Д. В., 23, 381  
 Горшкова Н. М., 126  
 Горшунов Б. П., 345  
 Горюнов А. В., 164  
 Гранато Э., 341  
 Грачев Д. А., 151  
 Гребенщикова Е. А., 73  
 Гребенюк Г. С., 141  
 Грехов И. В., 84, 372,  
 382  
 Грешин А. А., 295, 315  
 Григорьев Р. В., 185  
 Григорьев Ф. С., 178,  
 180  
 Григорьева Н. Р., 185  
 Гронин С. В., 72, 173,  
 275, 367  
 Грузинцев А. Н., 356  
 Грузнев Д. В., 24, 103  
 Гудина С. В., 183, 249,  
 261  
 Гудков В. В., 325  
 Гудовских А. С., 143,  
 189  
 Гузев А. А., 69, 360, 377  
 Гуляев Д. В., 70, 369  
 Гуляев Ю. В., 342, 379  
 Гумметов А. Э., 234  
 Гуревич С. А., 264  
 Гусев Г. М., 199, 238  
 Гусев О. Б., 151  
 Гусев С. А., 106  
 Гусейнов Д. В., 308  
 Гусихин П. А., 48, 52  
 Гутаковский А. К., 75,  
 140, 160, 276  
 Гуткин А. А., 157, 280  
 Гущина Е. В., 143  
 Давыдов А. Б., 99  
 Давыдов В. Ю., 220, 299  
 Данилов В. П., 225  
 Данилов Л. В., 257  
 Данилов С., 300  
 Данилов С. Н., 63, 89,  
 91, 206, 215  
 Данилов Ю. А., 131, 309  
 Данильцев В. М., 156  
 Даунов М. И., 227

- Дворецкий С. А., 26, 61, 62, 64, 66, 67, 68, 69, 87, 88, 135, 138, 170, 199, 201, 202, 210, 235, 236, 239, 244, 249, 261, 333, 360
- Двуреченский А. В., 78, 102, 110, 267, 283, 305
- Дебус Й., 118
- Девизорова Ж. А., 255, 313
- Девятко Э. В., 236, 243
- Деменов А. А., 9, 176
- Дементьев П. А., 136
- Демидов Е. В., 150
- Дёмина П. Б., 131, 309
- Демишев С. В., 203, 216
- Демьяненко М. А., 71, 385
- Денисов К. С., 101
- Денисов С. А., 154, 159, 376
- Деребезов А. И., 79
- Деребезов И. А., 320
- Дерюшкин В. В., 109, 119
- Деточенко А. П., 159, 308
- Джиоев Р. И., 114
- Дзядух С. М., 138
- Дижур С. Е., 243
- Дикарева Н. В., 171, 288, 376
- Дикман С. М., 117
- Димитриев Г. С., 304, 318
- Дмитриев А. В., 231, 232
- Дмитриев А. Ю., 208
- Дмитриев Д. В., 163, 270, 316, 320
- Днепровский В. С., 57
- Добрецова А. А., 244
- Долгих А. В., 365
- Долгополов В. Т., 243
- Донцов А. А., 137
- Дорожкин С. И., 49, 123, 246
- Дорохин М. В., 131, 309
- Дричко И. Л., 65
- Дроздов К. А., 278
- Дроздов М. Н., 156, 159, 164, 303
- Дроздов Ю. Н., 303
- Дубинин С. Ф., 214
- Дубинов А. А., 42, 67, 171, 288, 375, 376
- Дуда Т. А., 55, 265
- Дульцев Ф. Н., 355
- Дунаевский М. С., 105, 137
- Дункер Д., 118
- Дурнев М., 11
- Дурнев М. В., 120
- Духненко А. В., 216
- Дьяконов М. И., 250
- Дюделев В. В., 388
- Европейцев Е. А., 367
- Евсеев А. С., 285
- Егоркин В. И., 83, 293
- Егоров А. Ю., 280, 390
- Егоров В. К., 158, 358
- Егоров Е. В., 158, 358
- Егоров С. В., 236
- Егорова С. Г., 89, 91, 206, 215
- Ежевский А. А., 159, 308
- Елисеев С. А., 180
- Ельцов К. Н., 21, 144, 297
- Емельянов Е. А., 75, 160, 193, 276
- Еналдиев В. В., 41, 197, 255
- Еремеев С. В., 24, 103, 200
- Еременко М. В., 274
- Ершов А. В., 151
- Ерюков Н. А., 55, 265
- Есаев Д. Г., 71, 385
- Есин М. Ю., 161
- Ефимов Ю. П., 180
- Жаднов Н. О., 203
- Жданов Е. Ю., 253
- Жевстовских И. В., 325
- Жидомиров Г. М., 144
- Жилияев Ю. В., 338
- Жолудев М. С., 88, 210, 239, 375
- Жукавин Р. Х., 32, 194, 226
- Жуков А. Е., 92, 286, 364
- Жуков Е. А., 116, 223
- Жукова Е. С., 345
- Журавлев К., 125
- Журавлев А. Г., 17, 139
- Журавлев А. С., 10, 38
- Журавлев К. С., 70, 83, 163, 181, 272, 282, 340, 369
- Журавлёв М. Н., 351
- Забегаев Д. Н., 224
- Заболотных А. А., 50
- Заболотский А. Д., 44, 294
- Забродский А. Г., 35
- Загороднев И. В., 197, 255
- Задиранов Ю. М., 76
- Зайцева Э. Г., 363
- Зайцев-Зотов С. В., 19, 208, 269
- Закиров Е. Р., 360
- Заморянская М. В., 344
- Запасский В. С., 98
- Зароднюк Т. С., 305
- Зарубанов А. А., 272
- Зарубин С. С., 82
- Засавицкий И. И., 82
- Захаров А., 20
- Захаров К. В., 331
- Захарьин А. О., 237, 291
- Зверев Д. Г., 308
- Звонков Б. Н., 131, 171, 175, 288, 376
- Звягин И. П., 292
- Здоровейцев А. В., 131, 309
- Зегря Г. Г., 257, 279, 315
- Зеленин В. В., 338
- Зеленый А. П., 126
- Земляков В. Е., 83
- Зенкевич А. В., 319
- Зиновьев В. А., 78, 102
- Зиновьева А. Ф., 102, 305
- Золотарев В. В., 387
- Золотарева Р. В., 76
- Зотов А. В., 24
- Зубков В. И., 337
- Зубкова А. В., 337
- Зубов А. Н., 82
- Зубрилов А. С., 132
- Зуев Д. А., 168, 323
- Зыбцев С. Г., 58, 59, 218
- Зяблук К. Н., 379
- Иванов Ю. Л., 237, 300
- Иванов А. А., 240
- Иванов М. С., 372
- Иванов О. А., 301
- Иванов П. А., 372, 378
- Иванов С. В., 72, 136, 173, 222, 275, 367
- Иванов Э. В., 257
- Иванов Ю. Л., 296
- Иванова Е. В., 344
- Ивченко Е. Л., 12, 45, 120, 306

- Игнатъев И. В., 180  
Игнатъев И. И., 13  
Игуменов А. Ю., 169  
Ижнин И. И., 333  
Иконников А. В., 88, 210, 237, 239  
Иконников В. Б., 225  
Икусов Д. Г., 164  
Ильин А. С., 230  
Ильин А. И., 356  
Ильинская Н. Д., 27, 73, 354, 388  
Ильичев Н. Н., 225  
Ильницкий М. А., 374  
Ильницкий М. А., 363  
Инг С. Ч., 341  
Ионин С. А., 321  
Исаев В. А., 301  
Ищенко Д. В., 166, 332
- Кочерешко В. П., 77**  
Кавокин А. В., 11, 39  
Кавокин К. В., 39, 116  
Каган М. С., 27  
Кадыков А. М., 67  
Казаков И. П., 293  
Казанцев Д. М., 148  
Казанцев Д. Ю., 334, 369  
Калагин А. К., 71  
Калевич В. К., 39, 306  
Калинина К. В., 257  
Калинушкин В. П., 225, 359  
Калитуха И. В., 114  
Калюжный Н. А., 157, 368  
Камилов И. К., 234  
Камп М., 11  
Капаев В. В., 95, 96, 179, 293  
Капон Э., 177  
Капустин А. А., 85, 123  
Карачинский Л. Я., 390  
Каргин Н. И., 182, 184  
Карлина Л. Б., 334  
Карпов Д. В., 364  
Касьян В. А., 206  
Катаева Т. С., 351  
Кац В. Н., 77, 271, 316  
Качоровский В. Ю., 289  
Кашкаров П. К., 230  
Квон З. Д., 26, 61, 63, 87, 199, 201, 202, 236, 238, 244  
Кен О. С., 264  
Кеслер В. Г., 360, 377  
Кибис О. В., 122, 266
- Кириенко В. В., 267, 283  
Кислых Н. В., 320  
Клевков Ю. В., 34  
Клепикова А. С., 183  
Климко Г. В., 72, 173, 367  
Климов А. Э., 166, 221, 332, 343  
Климов А. Ю., 106  
Климов Е. А., 155  
Климовских И. И., 200  
Клоков А. Ю., 152  
Клочков А. Н., 155  
Кнотько А. В., 331  
Ковалёв А. А., 195, 373, 386  
Ковалев В. М., 37  
Ковалевский К. А., 194, 226  
Коваленко С. Л., 297  
Ковчавцев А. П., 69, 360, 377  
Коготков В. С., 132  
Кожемякина Е. В., 223, 316  
Кожухов А. С., 163  
Козлов А. И., 385  
Козлов Д. А., 26, 61, 63, 87, 201, 202  
Козлов Д. В., 194  
Козлова М. В., 57  
Козловский В. В., 329  
Козловский В. И., 153  
Козуб В. И., 219, 256  
Козулин А. С., 204, 209  
Козырев Д. С., 40  
Кокурин И. А., 311  
Колесников Н. Н., 85, 142  
Команов А. А., 160  
Комиссарова Т. А., 173  
Комков О. С., 222  
Комонов А. И., 302  
Конаков А. А., 204, 209, 308  
Конников С. Г., 157, 280, 384, 392  
Коновалов Г. Г., 388  
Кононов А., 236  
Конциковский М., 198  
Коньков О. И., 378  
Копотилов А. В., 320  
Коптева Н. Е., 14, 174  
Копылова Т. Н., 113  
Копьев П. С., 3, 72  
Коренев В. Л., 114  
Королева А. В., 308
- Королева О. М., 394  
Коростелин Ю. В., 325  
Коротаев А. Г., 333  
Коршунов А. С., 239  
Косолобов С. Н., 23, 365, 381  
Котельников И. Н., 243  
Котова Л. В., 316  
Кох К. А., 200, 207  
Кочерешко В. П., 271, 316  
Кочиев М. В., 15  
Кочман И. В., 228, 247  
Кочубей С. А., 195, 373  
Кошелев К. Л., 289  
Кошелев О. Г., 380  
Крайнов И. В., 99, 304, 318  
Красильник З. Ф., 147, 151, 175, 213, 352, 376  
Красильникова Л. В., 213  
Кривобок В. С., 34, 40, 241, 252, 328  
Кривонос А. Н., 224  
Криштопенко С. С., 210, 375  
Кругликов Н. А., 212  
Крулевецкая О. В., 108  
Крутянский В. Л., 353  
Крыжановская Н. В., 92, 355, 364  
Крыжков Д. И., 175  
Крылов И. В., 278  
Крылов П. С., 112, 348  
Кудасов Ю. Б., 239  
Кудашова Ю. В., 364  
Кудлачик Д., 118  
Кудрин А. В., 131, 308, 309  
Кудрявцев К. Е., 135, 147, 171, 213, 376  
Кудряшов Д. А., 189  
Кузнецов А. В., 203  
Кузнецов В. А., 259  
Кузнецов Д. В., 257  
Кузьменков А. Г., 370  
Кузьмин В. Д., 68  
Кузьмичев М. Д., 82  
Кукушкин И. В., 38, 47, 48, 51, 52, 53, 117, 254  
Кукушкин С. А., 158  
Кулаг М. М., 334  
Кулагина М. М., 191, 364  
Кулакова Л. А., 172

- Кулаковский В. Д., 9, 11, 93, 94, 176  
Кулатов Э. Т., 319, 323  
Кулик Л. В., 38, 117, 259  
Кульбачинский В. А., 99, 262  
Кулькова С. Е., 140  
Куницына Е. В., 388  
Куприянов А. Н., 393  
Курешов В. А., 365, 371  
Курнякко Ю. В., 82  
Курова И. А., 339  
Кусраев Ю. Г., 114, 116  
Куцевол А. А., 30  
Кучеренко И. В., 211  
Кучерова О. В., 337  
Кучинская Р. А., 78  
Кущенко С. А., 169
- Лаврухин Д. В., 155  
Ладугин М. А., 82, 167, 361, 366  
Лазарева Ю. Н., 185  
Ламкин И. А., 285  
Лапин В. Г., 70  
Ларионов А. В., 117, 176  
Латышев А. В., 55, 68, 148, 238, 265, 355  
Латышев Ф. Е., 132  
Латышев Ю. И., 198  
Лебедев А. А., 299, 329  
Лебедев М. В., 104, 136, 145  
Лебедев С. П., 299  
Лебедева Н. М., 354  
Левин А. Д., 199, 238  
Ледерер И., 11  
Ледовских Д. В., 195, 373, 386  
Леликов Ю. С., 132  
Леонидов А. А., 73, 132  
Леонов А. В., 374  
Лепешкин С. В., 134  
Лешко А. Ю., 387  
Липовский А. А., 364  
Лихачев И. А., 319  
Лобанов Д. Н., 40, 150  
Лобанов С. В., 94  
Лобинцов А. В., 82  
Ловцюс В. А., 180  
Ловцюс И. А., 13  
Лозовик Ю. Е., 44, 294  
Лончаков А. Т., 109, 119  
Лотин А. А., 323  
Лукашин В. М., 70  
Лукошкин В. А., 39  
Лукьянов А. Ю., 164
- Лундин В. В., 25  
Лунин Р. А., 262  
Луценко Е. В., 72  
Львова Т. В., 136, 222  
Лютецкий А. В., 172, 391  
Лямкина А. А., 270  
Ляпилин И. И., 307  
Лясота А. А., 177
- Мазалов А. В., 365, 371  
Майдыковский А. И., 127  
Майзлах А. А., 19  
Макаренко И. В., 349  
Макаров И. В., 239  
Максимов А. А., 93, 314  
Максимов А. Д., 361  
Максимов В. И., 214  
Максимов М. В., 92, 286, 364, 368  
Малеев Н. А., 370  
Малехонова Н. В., 131  
Малин Т., 125  
Малин Т. В., 83, 340  
Мальшева Е. И., 131  
Мальков Ю. А., 146  
Мамин Г. В., 308  
Мансуров В., 125  
Мансуров В. Г., 83, 282  
Манцевич В. Н., 277  
Марас Э., 341  
Мараховка И. И., 320  
Маремьянин К. В., 210  
Маренкин С. Ф., 233, 324  
Марин Д. В., 69  
Маркина М. М., 331  
Мармалюк А. А., 82, 167, 361, 366, 371  
Мартовицкий В. П., 335  
Мартышов М. Н., 230  
Марченко Д., 20  
Марчишин И. В., 71  
Маслаков К. И., 168  
Маслов А. Ю., 16  
Маслов Д. А., 239  
Маслова Н. С., 277  
Маслова О. А., 143  
Масюков Н. А., 231  
Матвеев Ю. А., 319  
Матецкий А. В., 24  
Мацко Н. Л., 134  
Машанов В. И., 161  
Машин А. И., 159  
Менщикова Т. К., 212  
Миклушкин В. М., 299
- Милехин А. Г., 55, 265  
Минакова В. Е., 269  
Минкин В. С., 126  
Минтаиров А. М., 274  
Минтаиров С. А., 368  
Миньков Г. М., 62, 64, 66  
Митягин Ю. А., 30  
Михайлин Н. Ю., 219  
Михайлов А. В., 14, 174  
Михайлов И. И., 285  
Михайлов Н. Н., 26, 61, 62, 64, 66, 67, 68, 87, 88, 135, 138, 164, 170, 199, 201, 202, 210, 235, 236, 237, 239, 244, 249, 261, 333  
Михайлова М. П., 247, 257  
Михалевский В. А., 162, 323, 324  
Мишин А. В., 204  
Моисеев Э. И., 355, 364  
Моллаев А. Ю., 233  
Молодцова О. В., 20  
Монахов А. М., 137, 325  
Мордкович В. Н., 374  
Морозов И. А., 189  
Морозов С. В., 67, 75, 135, 175  
Морозова Е. В., 350  
Морозова Е. Н., 243  
Мохов Е. Н., 338  
Мошников В. А., 321  
Мощенко С. П., 270  
Мудрый А. В., 78  
Муравьев В. М., 48, 51, 52  
Мурзанев А. А., 127, 146  
Мурзин В. Н., 293  
Мурзина Т. В., 127, 353  
Мусаев А. М., 227  
Мустафин И. А., 124  
Мутилин С. В., 33  
Мучников А. Б., 301, 303  
Мынбаев К. Д., 333  
Мынбаева М. Г., 344
- Нагалюк С. С., 338  
Насретдинова В. Ф., 208  
Настаушев Ю. В., 355  
Наумов В. В., 394  
Наумова О. В., 363  
Неведомский В. Н., 76, 354

- Неверов В. Н., 183, 249, 261  
Нежданов А. В., 154, 159  
Неизвестный И. Г., 166, 221, 332  
Некоркин С. М., 171, 288, 376  
Ненашев А., 305  
Ненашев А. В., 110  
Несмелов С. Н., 138  
Нестоклон М. О., 18, 100, 242  
Нефёдов Ю. А., 53, 254  
Никитина Е. В., 189, 390  
Никифоров А. И., 161  
Николаев А. Е., 25  
Николаев С. Н., 34, 40, 168, 241, 252, 319, 328  
Никорич А. В., 215  
Новик Е. Г., 235  
Новиков А. В., 40, 133, 150, 156, 164, 252, 352  
Новиков Б. В., 185  
Новиков И. И., 390  
Новиков С., 300  
Новиков С. В., 347  
Новикова Н. Н., 211  
Новодворский О. А., 162, 168, 319, 323, 324  
Новоселов А. Р., 385
- Овешников Л. Н.**, 99, 262  
Овсяк В. Н., 385  
Одобеско А. Б., 19  
Окороков М. С., 307  
Окулов В. И., 109, 119, 228  
Окулова К. А., 119  
Ольшанецкий Е. Б., 199  
Онищенко Е. Е., 252, 328  
Орлов А. П., 59, 198  
Орлов М. Л., 194  
Ормонт М. А., 292  
Ормонт Н. Н., 339  
Осинных И. В., 340
- Павлов Д. А.**, 131, 156  
Павлов С. Г., 32  
Павлова Т. В., 144, 297  
Павловский В. В., 126  
Падалица А. А., 82, 167, 361, 365, 366, 371  
Памятных Е. А., 119
- Панков М. А., 323  
Панова З. В., 69, 360, 377  
Папроцкий С. К., 27  
Парфеньев Р. В., 219  
Паршин А. С., 169  
Паршина Л. С., 162, 323, 324  
Патраков Е. И., 212  
Паулиш А. Г., 17  
Пахомов Г. Л., 346  
Пашаев И. Г., 389  
Пашаев Э. М., 319  
Пашковский А. Б., 70  
Пацин Н. С., 343  
Паюсов А. С., 368  
Пермяков Н. В., 321  
Перов Н. С., 319  
Петров В. В., 13, 180  
Петросян Т. К., 298  
Петухов А. А., 257  
Петухов Д. С., 240  
Петухов И. А., 162  
Петухова О. Е., 240  
Пирмагомедов З. Ш., 190  
Питиримова Е. А., 309  
Пихтин Н. А., 192, 362, 366, 387, 390, 391  
Платонов А. В., 77, 271, 316  
Платонов В. В., 239  
Плюснин В. Ф., 340  
Погосов А. Г., 56, 107, 253  
Подгорных С. М., 249, 261  
Поддубный А. Н., 81, 271  
Подольская Н. И., 165  
Подоскин А. А., 192, 366  
Покровский В. Я., 58, 59, 218  
Поletaев Н. К., 338  
Полтавцев С. В., 115  
Попков С. А., 308  
Попов В. В., 121  
Попов В. П., 363, 374  
Попов М., 249  
Попов М. Р., 235, 261  
Портной Е. Л., 76  
Посвянский Д. В., 248  
Потапов А. С., 378  
Похабов Д. А., 253  
Пошакинский А. В., 312  
Прасолов Н. Д., 157
- Преображенский В. В., 75, 160, 193, 195, 276, 354, 373  
Привезенцев В. В., 395  
Приймак Д. С., 29  
Принц В. Я., 33, 302  
Пронин И. И., 141  
Протасов Д. Ю., 70, 181, 369  
Прошина О. В., 16  
Прудкогляд В. А., 198  
Прудских Н. С., 186  
Пручкина А. А., 34, 252, 328  
Пудалов В. М., 4, 198  
Пудонин Ф. А., 281  
Путилин Ф. Н., 162  
Путьято М. А., 75, 160, 193, 195, 276, 354  
Путьято М. Н., 373  
Пушкарев С. С., 155, 262  
Пятаев М. А., 29
- Радищев Д. Б.**, 301, 303  
Райчев О. Е., 199  
Раутерт Й., 118  
Рахими-Иман А., 11  
Рахлин М. В., 275  
Ребане Ю. Т., 132  
Резницкий А. Н., 274  
Ремесник В. Г., 68, 170  
Рогов В. В., 106  
Родин П. Б., 84, 372, 382  
Родин С. А., 225  
Родина А. В., 54, 275, 284  
Родякина Е. Е., 55, 107, 238, 265  
Рожанский И. В., 99, 101  
Рожков А. В., 84, 366  
Рожков С. А., 23, 365, 381  
Ройтер Д., 118  
Романов А. С., 17, 139  
Романова Ю. Ю., 188  
Россоленко А. Н., 142  
Рубцова Н. Н., 195, 373, 386  
Рувимов С., 72  
Рудин С. А., 78  
Рудра А., 177  
Румынин К. М., 276  
Румянцев В. В., 67, 75, 135  
Румянцев Е. Л., 245  
Румянцева М. Н., 162, 278

- Рут О. Е., 64  
 Рут О. Э., 62, 66  
 Рыжий В. И., 42  
 Рыжий М. В., 42  
 Рыльков В. В., 168, 319, 323  
 Рябова Л. И., 89, 91, 206, 215
- Сабина И. В., 68, 69  
 Сабитов Д. Р., 365, 371  
 Сабликов В. А., 86  
 Савельев А. В., 286  
 Савин Д. В., 225  
 Савинов С. А., 293  
 Савинова А. А., 328  
 Савицкий Г. В., 333  
 Савченко А. П., 71  
 Савченко М. Л., 201  
 Садофьев Ю. Г., 335  
 Сайпуллаева Л. А., 233  
 Самосват Д. М., 279  
 Самсонова Т. П., 378  
 Санкин В. И., 291  
 Санников И. И., 203  
 Сапега В. Ф., 114, 118, 304, 318  
 Сапожников С. М., 82  
 Саранин А. А., 24, 103  
 Сарычев М. Н., 325  
 Сахаров А. В., 25  
 Сачков В. А., 187  
 Свешникова Л. Л., 55, 265  
 Свиридов Д. Е., 153  
 Свяховский С. Е., 127  
 Седова И. В., 72, 136, 173, 222, 275, 367  
 Сейфи В. А., 355  
 Селькин А. В., 185  
 Семенихин П. В., 35, 247  
 Семено А. В., 216  
 Семёнов А. Н., 222  
 Семина М. А., 26, 36, 263, 275, 284  
 Семисалова А. С., 319  
 Семягин Б. Р., 75, 160, 193, 195, 276, 354, 373  
 Сергеев М. А., 302  
 Сергеев С. М., 352  
 Сергеев Ю. А., 127, 146  
 Серебренникова О. Ю., 73, 388  
 Середова Н. В., 329  
 Сибатов Р. Т., 350  
 Сибельдин Н. Н., 40, 177
- Сигурдссон Х., 266  
 Сидоров Г. Ю., 68, 69, 138  
 Сидоров Ю. Г., 68, 69, 170  
 Симаков В. А., 82, 366  
 Синюков М. П., 187  
 Сироткин В. В., 142  
 Ситникова А. А., 136, 275, 367  
 Скворцов А. П., 338  
 Скипетров Е. П., 89, 108, 331  
 Скипетрова Л. А., 108  
 Скориков М. Л., 177  
 Скороходов Е. В., 106, 150  
 Слипченко С. О., 192, 362, 366, 387  
 Случанко Н. Е., 203, 216  
 Слынько В. Е., 108, 331  
 Слынько Е. И., 108, 331  
 Смагина Ж. В., 78, 102  
 Смирнов А. М., 57  
 Смирнов А. Н., 299  
 Смирнов Д., 296  
 Смирнов Д. С., 310  
 Смирнов И. Ю., 65  
 Смирнова И. А., 84, 382  
 Смирнова Н. А., 328  
 Соболев М. М., 76  
 Соболев М. С., 189  
 Соколик А. А., 44  
 Соколова З. Н., 192, 391  
 Соколовский Г. С., 388  
 Солнышков Д. Д., 39  
 Соловьев А. А., 331  
 Соловьёв В. А., 136, 222  
 Соловьев В. В., 47  
 Соломонов А. В., 285  
 Солтанович О. А., 327, 383  
 Соотс Р. А., 302  
 Сорокин С. В., 72, 173, 275, 367  
 Софронов А. Н., 273, 390  
 Спирин К. Е., 88, 210  
 Сресели О. М., 264  
 Степанов А. Н., 127, 146  
 Степина Н. П., 102  
 Степихова М. В., 159, 352  
 Степуренко А. А., 234  
 Стогний А. И., 353  
 Столяров В. С., 85  
 Сторожевых М. С., 330
- Стрельчук А. М., 229  
 Студеникин М. И., 225  
 Стужин П. А., 346  
 Султанов Д. Б., 251  
 Сурдин О. М., 239  
 Сурис Р. А., 263  
 Суркова Т. П., 214  
 Суслов А. В., 65, 235  
 Суханов А. А., 86  
 Сухоруков А. В., 308  
 Сухоруков Ю. П., 212  
 Сушков О. П., 74
- Талденков А. Н., 269  
 Талипов Н. Х., 342, 379  
 Талочкин А. Б., 355  
 Тамм М. Е., 91  
 Тарасенко С. А., 45, 100, 202, 312  
 Тарасов И. С., 192, 362, 366, 387, 390, 391  
 Тарасов С. А., 285  
 Тартаковский И. И., 93, 314  
 Тебеньков А. В., 298  
 Телегин А. В., 212  
 Телегин С. В., 212  
 Теленков М. П., 30  
 Тельминов Е. Н., 113  
 Темирязов А. Г., 309  
 Темирязева М. П., 309  
 Терехов А. С., 22, 23, 148, 365, 381  
 Терехов И. С., 74  
 Терещенко А. В., 395  
 Терещенко О. Е., 103, 140, 200, 207, 320  
 Тертышник А. Д., 164  
 Теруков Е. И., 143  
 Тийс С. А., 161  
 Тимофеев В. А., 161, 283  
 Тимофеев В. Б., 38  
 Тимофеева Н. А., 225  
 Тиснек Т. В., 35, 228  
 Тиходеев С. Г., 94  
 Тихомирова Г. В., 298  
 Тихонов Е. В., 134  
 Ткачёва Е. С., 232  
 Ткаченко В. А., 74, 260, 290  
 Ткаченко О. А., 74, 260, 290  
 Тонких А. А., 273  
 Торопецкий К. В., 22  
 Торопов А. А., 72, 173, 275, 367



- Горопов А. И., 70, 71, 107, 163, 181, 253, 270, 320, 369  
 Гравкин В. В., 346  
 Грифонов А. В., 13, 180  
 Трофимов О. В., 356  
 Трошков С. И., 364  
 Трухин В. Н., 124  
 Трушин В. Н., 154, 159  
 Трушин О. С., 341, 393  
 Тугушев В. В., 319  
 Туктамышев А. Р., 161  
 Тулина Н. А., 142  
 Тупчая А. Ю., 24, 103
- Уваров И. В., 394  
 Уваров О. В., 225, 359  
 Ужаков И. Н., 164  
 Улин В. П., 105, 349  
 Унтила Г. Г., 380  
 Усикова А. А., 27  
 Успенский Ю. А., 134  
 Устинов В. М., 25, 27, 370  
 Ушаков В. В., 40  
 Ушанов В. И., 354
- Ф**антина Н. П., 230  
 Фатеев В. А., 71  
 Фёдоров В. А., 212  
 Федорченко И. В., 233, 324  
 Федотов Н. И., 208  
 Федянин А. А., 97  
 Филатов Д. О., 154  
 Филатов Е. В., 93, 314  
 Филатова Д. Г., 278  
 Филиппов А. В., 239  
 Филиппов В. Б., 203, 216  
 Фирсов Д. А., 191, 273, 390  
 Фирсов Д. Д., 222  
 Фицыч Е. И., 333  
 Фишер Ю., 11  
 Фомин Б. И., 363  
 Форш П. А., 230  
 Фролов А. В., 198, 255
- Хандархаева С. Е., 140  
 Ханин Ю. Н., 28, 43  
 Харус Г. И., 240, 249, 261  
 Хауг Р., 296  
 Хвастунов Н. Н., 29  
 Хёфлинг С., 11  
 Хисамеева А. Р., 52
- Хмельницкий Р. А., 152, 342  
 Хомицкий Д. В., 204  
 Хохлов Д. Р., 89, 91, 134, 206, 215, 278  
 Храмова О. Д., 162, 323, 324  
 Храмцов Е. С., 178  
 Хрыкин О. И., 303
- Ц**аренко А. В., 69, 377  
 Цацульников А. Ф., 25  
 Цветков А. Ю., 218  
 Цветков В. А., 40, 152  
 Цыпленков В. В., 336  
 Цырлин Г. Э., 271
- Ч**айка А. Н., 20  
 Чалдышев В. В., 189, 354  
 Чалков В. Ю., 154, 159  
 Чаплик А. В., 37  
 Чапнин В. А., 330, 359  
 Чарикова Т. Б., 240  
 Чербунин Р. В., 14, 174  
 Черобыло Е. А., 323  
 Черкашин Н., 25  
 Черков А. Г., 268  
 Черненко А. В., 11, 322  
 Черничкин В. И., 89, 206, 215  
 Чернов В. В., 303  
 Черноглазов К. Ю., 319  
 Черняев А. В., 219  
 Черняк Л., 206  
 Чесноков Ю. М., 319  
 Чехов А. Л., 353  
 Чиж К. В., 330, 359  
 Чижов А. С., 278  
 Чикалова-Лузина О. П., 279  
 Чикинев А. В., 365  
 Чистохин И. Б., 75, 320  
 Чубанов А. А., 204  
 Чулков Е. В., 200  
 Чучева Г. В., 342, 379
- Ш**айблер Г. Э., 17, 22, 23, 365, 381  
 Шалеев М. В., 156, 352  
 Шамирзаев Т. С., 12, 223, 276, 320, 373  
 Шамшур Д. В., 219  
 Шаныгин В. Я., 149  
 Шарков А. И., 152  
 Шарков М. Д., 384, 392
- Шастин В. Н., 32, 194, 226, 336  
 Шашкин В. И., 106, 303, 346  
 Шашкин И. С., 192  
 Шварц Н. Л., 148  
 Шевырин А. А., 56, 107  
 Шегай О. А., 207  
 Шелушинина Н. Г., 183, 240, 249, 261  
 Шелых И. А., 266  
 Шенгуров В. Г., 154, 159, 376  
 Шенгуров Д. В., 147, 159, 213  
 Шерняков Ю. М., 368  
 Шерстнев В. В., 73, 388  
 Шерстобитов А. А., 62, 64, 66  
 Шерстякова В. Н., 343  
 Шикин А. М., 200  
 Широков А. Ю., 140  
 Шицевалова Н. Ю., 203, 216  
 Шкляев А. А., 107  
 Шмагин В. Б., 147  
 Шмытько И. М., 142  
 Шнайдер К., 11  
 Шорохов А. В., 29, 186  
 Шорохова А. В., 162, 168, 319, 323  
 Шретер Ю. Г., 132  
 Штейнман Э. А., 395  
 Шубина Т. В., 275, 284  
 Шулешова И. Ю., 106  
 Шульман А. Я., 248, 258  
 Шумский В. Н., 166, 221, 332, 343
- Щ**еглов Д. В., 163  
 Щепетильников А. В., 53, 254  
 Щербаков И. П., 111
- Энтин М. В., 46, 244  
 Эпов В. С., 166, 221, 332  
 Эфендиева Т. Н., 190  
 Эфрос Ал. Л., 54
- Ю**гова И. А., 115  
 Юзеева Н. А., 262  
 Юнин П. А., 150, 156, 171, 303  
 Юрасов Д. В., 156, 164, 194  
 Юрьев В. А., 330, 359

Яблонский А. Н., 151,  
175, 220, 288  
Яблонский Г. П., 72  
Явсин Д. А., 264  
Яговкина М. А., 354  
Якимов А. И., 267, 283  
Якимов Е. Б., 217, 327,  
383  
Яковкина Л. В., 33

Яковлев В. А., 211  
Яковлев Д. Р., 12, 114,  
115, 116, 118, 223  
Яковлев С. Л., 178  
Яковлев Ю. П., 73, 257,  
388  
Яковлева Е. И., 99  
Якунин М. В., 183, 235,  
249, 261

Якушев М. В., 68, 69,  
138, 333, 360  
Яроцкая И. В., 361  
Ярошевич А. С., 320  
Ясиевич И. Н., 151, 242  
Яфаров Р. К., 149  
Яшина Л. В., 89, 91  
Яшунин Д. А., 146



Подписано в печать 05.08.2015 г.

Формат 60x84/8 Заказ №40. Тираж 380 экз. Пл 57

Отпечатано в РИИС ФИАН с оригинал-макета заказчика  
119991 Москва, Ленинский проспект, 53. Тел. 4997833640