

# СБОРНИК ТЕЗИСОВ

**V-й Всероссийской конференции молодых ученых  
«Микро-, нанотехнологии и их применение»  
им. Ю.В. Дубровского**

*При поддержке:  
ИПТМ РАН  
ФФКЭ МФТИ  
Программы Президиума РАН  
РФФИ (грант № 12-07-06833-моб\_г)*

19-22 ноября 2012  
Черноголовка

## ПРОГРАММА

**19 ноября 2012 года**

10.00 Открытие школы

### ***Секция приглашенных докладов.***

#### ***Нанотехнология, приборы***

1. **«Нано- и гетероструктуры магнитных полупроводников - будущее спинтроники»** *А.И. Дмитриев*, Институт проблем химической физики РАН (Черноголовка). (30 мин).
2. **«Приборы на резонансном туннелировании носителей как замена транзисторам»** *В.Г. Попов*, Институт проблем технологии микроэлектроники РАН (Черноголовка), Московский физико-технический институт (НИУ), Долгопрудный, Московская обл. (30 мин).

#### ***Транспорт в наноструктурах***

1. **«Проявления межэлектронного рассеяния в двумерной баллистической системе»** *В.С. Храпай*, Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка. (30 мин).

Обед 12.00 – 14.00

### ***Секция устных докладов молодых ученых***

#### ***Молекулярные и магнитные наноструктуры и их применения***

1. **«Молекулярно-электронный перенос в твердотельно-жидкостных микроструктурах с различной геометрией»** *И.П. Касперович*, В.Г. Криштоп. Институт проблем технологии микроэлектроники РАН (Черноголовка), Московский физико-

технический институт (НИУ), Долгопрудный, Московская обл. (15 мин.)

2. **«Синтез наноструктур  $Zn_xMg_{1-x}O$  путём отжига наностержней  $ZnO$  в парах магния»** М.В. Рыжова, А.Н. Редькин, Е.Е. Якимов. Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, г. Черноголовка, Московская обл. (15 мин.)
3. **«Синтез пленок состава  $MgGa_{0.4}Fe_{1.6}O_4$  с термостабильными границами»** А.А.Гераськин, М.Н. Смирнова. Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова Российской академии наук, Москва. (15 мин.)
4. **«Структура и электронное строение наночастиц золота, никеля и платины»** Кирсанкин А.А., Гришин М.В., Гатин А.К., Шуб Б.Р. Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, Москва. (15 мин.)
5. **«Эволюция магнитного строения во внешнем поле квадратной эпитаксиальной микроструктуры  $Fe(011)$ »** Федоров И.А., Фомин Л. А. Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН. г. Черноголовка. (15 мин.)
6. **«2D наноразмерные магнитные кристаллы»** А.В. Беспалов, О. Л. Голикова, С. С. Савин, А. И. Стогний, Н. Н. Новицкий Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, Москва. Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь.

Перерыв на кофе и чай 16.00 – 17.00

### **Транспорт в наноструктурах**

1. **«Переход металл – изолятор в напряженных эпитаксиальных манганитных пленках»** Карпов М.А., Борисенко И.В., Овсянников Г.А. Московский физико-технический институт, Долгопрудный, ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва. (15 мин.)
2. **«Электронный транспорт в манганитных бикристаллических контактах»** А.М. Петржик, Г.А. Овсянников, В.В. Демидов, А.В. Шадриню. ИРЭ им. В.А.

Котельникова РАН, Москва. Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция. (15 мин.)

19.00 – 21.00

Концерт. Олег Автономов (группа «Тихая авиация», ex-«Тропа», г. Воронеж). Послушать музыку можно здесь <http://www.realmusic.ru/extropa/>.

20 ноября 2012 год

Начало 10.00

### **Секция приглашенных докладов**

#### ***Оптические свойства наноструктур и их применение***

1. **«Поляритонные возбуждения в двумерных электронных системах»** В.М. Муравьев, П.А. Гусихин, И.В. Андреев, И.В. Кукушкин. Институт Физики Твердого Тела РАН, Черноголовка (30 мин).
2. **«Исследования спектров и кинетики релаксации фотопроводимости графеноподобных квантовых ям и узкозонных твердых растворов на основе  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x < 0.2$ )»** С.В. Морозов, Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород (30 мин).
3. **«Прецизионные лазерные системы на основе оптических волокон»** Корель И.И., Денисов В.И., Ньюшков Б.Н., Пивцов В.С. Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск.

Обед 12.00 – 14.00

### **Секция устных докладов молодых ученых**

#### ***Оптические свойства наноструктур и их применение***

1. **«Влияние фемтосекундного лазерного облучения на структурные и оптические свойства аморфного кремния»** А.В. Емельянов, М.В. Хенкин, А.Г. Казанский, П.А. Форш, П.А. Перминов, С.В. Заботнов, П.К. Кашкаров, Р. Kazansky. МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва. Optoelectronics research center, Southampton, UK. (15 мин.)
2. **«Лазерное формирование металлоуглеродных покрытий и их диагностика с использованием методов фрактальной геометрии»** Антипов А.А., Кутровская С.В., Кучерик А.О., Ногтев Д.С. Владимирский государственный университет, Владимир. (15 мин.)
3. **«Ультрафиолетовые фотоприемники на основе твердых растворов AlGaN»** И.А.Ламкин, Тарасов С.А., Жмерик В.Н. Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина) (СПбГЭТУ), Санкт-Петербург. Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург. (15 мин.)
4. **«Исследование физических процессов, возникающих в условиях низких температур и токов в светящихся наногетероструктурах на основе полупроводниковых нитридов»** Менькович Е.А., Тарасов С.А., S. Suihkonen Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В.И. Ульянова (Ленина)", г. Санкт-Петербург. Micronova, Aalto University, Espoo, Finland. (15 мин.)
5. **«Дискретная дифракция световых пучков в двумерных периодических структурах»** И.В. Савочкин, А.П. Сухоруков. Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва. (15 мин.)
6. **«Фотоиндуцированная деградация пленок аморфного кремния различной толщины»** А.П.Федотова, А.С.Воронцов, П.А.Форш. Физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва. (15 мин.)
7. **«Управление динамикой импульсов поверхностных плазмон-поляритонов в периодических структурах»** Хохлов Н.Е., Белотелов В.И. Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва. (15 мин.)
8. **«Ферромагнетизм нанокластеров сплавов хрома и гашение фотолюминесценции в гетероструктурах ZnSe/ZnMgSSe/ZnSSe:Cr»** А.Д. Таланцев, О.В. Коплак, А.И. Дмитриев, С.В. Зайцев. Институт проблем химической физики

РАН, Черноголовка. Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка (15 мин.).

9. **«Метод ХВИС на лабораторном источнике рентгеновского излучения»** Р.Р. Фахртдинов, М.В. Григорьев, Д.В. Иржак, Д.В. Рошупкин, Е.Б. Якимов ИПТМ РАН, Черноголовка. (15 мин.)

Перерыв на кофе и чай 17.00 – 17.30

### **Сверхпроводниковые микроструктуры и их применения**

1. **«Управление магнитным моментом с помощью триплетного тока Джозефсона»** Н. Г. Пугач, А. И. Буздин. Физический Факультет Московского Государственного Университета им. М.В. Ломоносова, Москва. Institut Universitaire de France and University Bordeaux, Talence, France. (15 мин.)
2. **«Наноболометры на основе сверхпроводниковых пленок NbN для быстродействующей волоконно-оптической системы»** Щербатенко М.Л., Лобанов Ю.В., Ларионов П.А., Масленников С.Н., Финкель М.И., Семенов А.В., Веревкин А.А., Воронов Б.М., Гольцман Г.Н., Климчук А.Ю., Родин А.В. Московский педагогический государственный университет, Москва. Московский физико-технический институт, Долгопрудный. (15 мин.)
3. **«Различное влияние поворотов и сужений токонесущей сверхпроводящей пленки на резистивный отклик после поглощения одиночного фотона»** Зотова А.Н., Водолазов Д.Ю. Институт физики микроструктур, Нижний Новгород. (15 мин.)

21 ноября 2012 год

### **Секция приглашенных докладов**

#### **Микро-, нанотехнология, приборы**

1. **«Сканирующий нано-сквид с чувствительностью 1 магнетон бора»** Д. Васюков Вейцмановский научный институт, (Израиль) (30 мин.)

2. **«Новые направления развития энергонезависимой компьютерной памяти»** А.С.Батурин., Московский физико-технический институт (НИУ), Долгопрудный, Московская обл. (30 мин).
3. **«Измерение независимых пьезоэлектрических констант кристалла галлосиликата тантала-кальция с использованием метода дифрактометрии»** Д.В. Иржак. Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка (30 мин.)

Обед 12.00 – 14.00

### **Секция устных докладов молодых ученых**

#### **Сверхпроводниковые микроструктуры и их применения**

1. **«Зависимость эффективности детектирования сверхпроводникового однофотонного детектора от его электрофизических параметров»** Елезов М.С., Семенов А.С., Корнеева Ю.П., Гольцман Г.Н. Московский педагогический государственный университет, Москва. (15 мин.)
2. **«Особенности динамики вихрей Абрикосова в Nb микротрубках»** Р. О. Резаев, В. М. Фомин. Московский инженерно-физический институт, г. Москва, Томский политехнический университет, г. Томск, Институт физики твердого тела им. Лейбница, Дрезден, Германия. (15 мин.)
3. **«Исследование природы темнового счета сверхпроводникового однофотонного детектора»** Трифонов А.В., Аверьев Н.В., Чараев И.А., Селезнев В.А., Корнеев А.А., Семенов А.В., Гольцман Г.Н. Московский педагогический государственный университет (15 мин.)
4. **«Численное исследование токовых состояний в сверхпроводящем мезоскопическом кольце во внешнем магнитном поле»** Д.Н. Третьяк, Е.Н.Тумаев Кубанский государственный университет, Краснодар.

Перерыв на кофе и чай 15.30 – 16.30

#### **Транспорт в наноструктурах**

1. **«Дробовой шум в режиме прыжковой проводимости»** *Е.С. Тихонов*, В.С. Храпай, Д.В.Шовкун. Институт физики твердого тела РАН, Московский физико-технический институт (государственный университет) (15 мин.).
2. **«Управление спиновым переходом в режиме ДКЭХ при факторе заполнения 2/3»** *Вановский В.В.*, Храпай В.С., Шашкин А.А. Институт физики твёрдого тела РАН Московский физико-технический институт (государственный университет) (15 мин.).
3. **«Интерференция спиновых и туннельных щелей в квантовом магнитотранспорте двойной квантовой ямы  $n\text{-InGaAs/GaAs}$ »** М.В.Якунин, С.М. Подгорных, В.Н. Неверов, *А.П. Савельев*, А. де Виссер, Дж. Галисту. Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург. Van der Waals-Zeeman Institute, Univ. of Amsterdam, The Netherlands. (15 мин.).
4. **«Спин-туннельное переключение магнитных наноточек через вакуумный зазор при токовой передаче компонент спинового вращательного момента»***Демин Г.Д.*, Попков А.Ф., Дюжев Н.А. Национальный государственный университет «МИЭТ», Зеленоград, г. Москва. Зеленоградский нанотехнологический центр, Зеленоград, г. Москва. (15 мин.).
5. **«Энергетическая релаксация в двумерных электронных системах»** *Шангина Е.Л.* Институт физики высоких давлений РАН, г. Москва. (15 мин.).

19.00 – 21.00

Концерт. Юлия Теуникова & Петр Акимов (группа «КомПОзит-2», г. Москва). Послушать музыку можно здесь <http://www.teunikova.ru>.

22 ноября 2012 год

### **Секция приглашенных докладов**

#### **Теория наноструктур**

1. **«Эффекты взаимодействий и беспорядка в тонких пленках трехмерных топологических изоляторов»** *И.С. Бурмистров*.



Институт теоретической физики РАН им. Ландау, Черноголовка (30 мин).

2. **«Обменное усиление g-фактора в узкозонных квантовых ямах»** С.С. Криштопенко. Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород (30 мин).
3. **«Кубиты как детекторы для квантово-оптических экспериментов»** Семенов А.В. Московский педагогический государственный университет, Москва. (30 мин.).

Обед 12.00 – 14.00

### **Секция устных докладов молодых ученых**

#### **Теория наноструктур**

1. **«Новый подход к теоретическому исследованию электронного транспорта в гетероструктурах с многозонными сверхпроводниками»** Бурмистрова А. В., Девятков И.А. НИИЯФ им. Д. В. Скобельцына, МГУ им. М. В.Ломоносова, Москва. (15 мин.)
2. **«Электронная структура графеновой сверхрешетки с периодически модулированной дираковской щелью»** А.В.Тележников, Г.М.Максимова, В.А.Бурдов, Е.С.Азарова Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, г. Нижний Новгород (15 мин.)
3. **«Моделирование транспорта в Si/SiGe гетероструктурах»** Орлов М.Л., Ивина Н.Л., Орлов Л.К., Ковалевский К.А., Пименов И.В., Мельникова А.А., Еремичев С.С., Копылов Р.Ю., Воротынцев А.В. ИФМ РАН, Нижний Новгород. НГТУ, Нижний Новгород (15 мин.).
4. **«Динамика электронных волновых 2D пакетов в магнитном поле: модель Кейна»** Е.А.Михеева Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород. (15 мин.)
5. **«Туннельный ток через одиночную магнитную примесь при конечных температурах»** В.В.Вальков, С.В. Аксенов, Е.А. Уланов. Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,

Красноярск. Сибирский аэрокосмический университет,  
Красноярск. (15 мин.).

Перерыв на кофе и чай 16.00 – 17.00

### **Технология и зондовая микроскопия**

1. **«Получение графеноподобных пленок из паров изопропанола»** Седловец Д.М., Редькин А.Н. Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, г. Черноголовка. (15 мин.).
2. **«Исследование проводимости молекул ДНК»** Нафиков Ф.Ф., Шарипов Т.И., Бахтизин Р.З. Башкирский государственный университет, г. Уфа. (15 мин.).
3. **«Взаимодействие атомов хлора на поверхности Au(111) через упругое возмущение подложки»** Желтов В.В., Андрюшечкин Б.В., Жидомиров Г.М., Киррен Б., Ельцов К.Н. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва. Университет Пуанкаре, Нанси, Франция. (15 мин.).
4. **«Исследование электронной и надмолекулярной структуры нефтяных асфальтенов»** Харисов Б.Р., Шуляковская Д.О., Бахтизин Р.З., Долوماتов М.Ю. Башкирский государственный университет, Уфа. Уфимская государственная академия экономики и сервиса, Уфа. (15 мин.).
5. **«Изменение кристаллической структуры алюминия при термической обработке»** Дикан В.А., Чамов А.А. ОАО «НИИМЭ и Микрон», Москва (Зеленоград) НИТУ МИСиС, Москва. (15 мин.).
6. **«Исследование усталостных свойств микрокристаллических сплавов системы Al-Si»** Вишня Ю.П., Чувильдеев В.Н., Грязнов М.Ю., Сысоев А.Н. Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского. (15 мин.).
7. **«Экспериментальное исследование детектирования терагерцового излучения транзисторной структурой с последовательным соединением областей с двумерных и трехмерных распределений электронного газа на основе GaAs/InGaAs»** Д.М. Ермолаев, К.В. Маремьянин, В.В. Попов, Н.А. Малеев, В.Е. Земляков, В.И. Гавриленко, С.Ю. Шаповал. Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, МО. Саратовский филиал

Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова  
РАН, Саратов <sup>3</sup>Институт физики микроструктур РАН, Нижний  
Новгород Физико-технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург (15 мин.).

## **Нанотехнология, приборы**

### **Нано- и гетероструктуры магнитных полупроводников – будущее спинтроники**

А. И. Дмитриев, Р. Б. Моргунов  
Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка

В докладе обсуждаются современные направления развития фундаментальных основ создания спиновых наноэлектронных приборов, совместимых с элементной базой современных электронно-оптических приборов, а также принципиально новые экспериментальные результаты влияния размеров и размерности на статические и высокочастотные динамические магнитные свойства, спиновую динамику, электронно-транспортные свойства, микроволновое магнетосопротивление и магнитооптику нано- и гетероструктур магнитных полупроводников на основе Ge и GaAs, легированных переходными металлами [1-4]. Обсуждаемые в докладе нано- и гетероструктуры магнитных полупроводников являются прототипами наноустройств спинтроники, основанных на размерных спин-зависимых эффектах: магниторезистивной оперативной памяти, спиновых логических вентилей, спиновых транзисторов, спиновых светодиодов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Президента РФ МК-1764.2011.3, проектов РФФИ 12-03-90910 и 12-07-31072, а также ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (номер соглашения 8755).

1. R.B. Morgunov, A.I. Dmitriev, O.L. Kazakova. Physical Review B, **80**, 085205 (2009).
2. R.B. Morgunov, A.I. Dmitriev, Y. Tanimoto, O. Kazakova. Journal of Applied Physics, **105**, 093922 (2009).
3. Дмитриев А.И., Моргунов Р.Б., Зайцев С.В. ЖЭТФ, **139**, 2, 367 (2011).
4. Дмитриев А.И., Таланцев А.Д., Зайцев С.В., Данилов Ю.А., Дорохин М.В., Звонков Б.Н., Коплак О.В., Моргунов Р.Б. ЖЭТФ, **140**, 1, 158 (2011).

## **Приборы на резонансном туннелировании носителей как замена транзисторам**

В.Г. Попов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка,  
Московская обл.

<sup>2</sup>Факультет физической и квантовой электроники, Московский физико-  
технический институт, Долгопрудный, Московская обл.

В 1965 году один из основателей корпорации Intel, Гордон Мур, смог предвидеть будущее. Его предсказание, известное как закон Мура, гласит, что количество транзисторов в микросхемах будет удваиваться каждые два года. Постоянно создавая инновационные технологии, корпорация Intel обеспечивает выполнение этого закона уже около 47 лет, вкладывая миллиарды долларов в исследования и разработки. Однако в последнее время закон этот заметно нарушается, причиной чему является достижение физического минимального размера рабочей области транзисторов. Причем размер этот превышает межатомное расстояние в сотню раз. Открытие новых углеродных материалов (НУМ) таких как углеродные нанотрубки и графен, дают большие надежды корпорации Intel уменьшить размеры транзисторов до атомарного размера. Однако есть серьезные физические ограничения такие как туннелирование носителей из канала транзистора в затвор, и туннелирование между стоком и истоком. Данные ограничения особенно актуальны для (НУМ) в силу малой ширины запрещенной зоны и практически приводят к провалу дальнейшую миниатюризацию. Тем не менее существует принципиальная возможность уменьшить эффекты туннелирования, путем использования резонансного характера туннелирования между квантовыми ямами или разными слоями графена. Резонансный характер означает, что туннелирование резко увеличено, когда квантовые уровни в слоях совпадают, и сильно подавлено, когда энергии их значительно различаются. Таким образом, слои с разным положением уровней можно использовать в качестве затворов к обычным транзисторам. Однако большая миниатюризация также может привести и уже приводит к поперечному квантованию в канале транзистора, что существенно ухудшает условия резонансного туннелирования, поскольку поперечное квантование для затвора и канала происходит в разных направлениях, что ухудшает сохранение поперечной компоненты импульса носителей при туннелировании. По-видимому, дальнейшая миниатюризация лишена смысла и

корпорации Intel придется отказаться от обещаний г-на Мура. Однако это еще не означает кризис наноэлектроники. В 90-х годах в ряде лабораторий исследовали альтернативные цифровые логические схемы на основе резонансно-туннельных диодов (РТД). В частности было показано, что использование N-образной вольтамперной характеристики РТД позволяет создавать вычислительные ячейки с гораздо меньшим количеством элементов, чем это реализовано на транзисторах [1]. Исследования СВЧ свойств РТД показали, что граничная частота РТД латеральным размером 5 мкм может достигать значения около 10 ТГц, что на два порядка выше граничных частот транзисторов с топологическим размером ниже 10 нм [2]. Таким образом, отказавшись от излишней миниатюризации можно создать процессоры с тактовыми частотами, превышающими сегодняшние образцы минимум на два порядка. Единственным препятствием на этом пути являются только лишь экономические факторы, а именно значительная дороговизна технологии молекулярно-пучковой эпитаксии, необходимой для создания РТД. Однако открытие НУМ и достаточно дешевых технологий с ними связанных дают большую надежду на скорое создание РТД на их основе и успешное их применение в больших интегральных схемах. В работе также выполнены теоретические оценки параметров и виды ожидаемых РТД.

1. P. Mazumder, S. Kulkarni, M. Bhattacharya, J. P. Sun, G.I. Haddad. Proceedings of the IEEE, **86** (4), 664 (1998).
2. E. R. Brown, J. R. Söderström, C.D. Parker, L. J. Mahoney, K. M. Molvar, T. C. McGill. Appl. Phys. Lett., **58**, 2291 (1991)

### **Новые направления развития энергонезависимой компьютерной памяти**

*А.С. Батурин  
МФТИ, г. Долгопрудный*

В докладе дан обзор современного состояния технологий изготовления элементов полупроводниковой памяти на основе анализа международной дорожной карты в области полупроводниковой микроэлектроники [1] и последних научных публикаций. Особое внимание будет сосредоточено на технологиях энергонезависимой памяти. В частности повсеместно используемая Flash память достигла в своем развитии определенных физико-технологических пределов,

поэтому в перспективе до 2018 года ожидается переход на принципиально новые технологии построения памяти. Среди таких технологий ферроэлектрическая память (FeFET), в элементах которой ферроэлектрический материал интегрирован под затвор полевого транзистора;

нанозлектромеханические элементы памяти (NEMM); память на переходе металл-полупроводник (Mott memory); резистивная память на полимерных макромолекулах; молекулярная память; резистивная память на эффекте ионной миграции (Redox) и ряд других.

Наиболее многообещающей является память на эффекте резистивного переключения, так как в большинстве реализаций элементы такой памяти могут быть легко масштабируемы и размещены в слоях межсоединений, а не на поверхности кремниевой пластины. Особое внимание в докладе будет обращено на элементы резистивной памяти на эффекте ионной миграции (Redox), где изменение сопротивления канала элемента обусловлено дрейфом ионов в структуре металл-изолятор-металл и процессами их накопления (связывания) на границах металл-изолятор, что приводит к контролируемому и обратимому изменению сопротивления диэлектрика. . Дополнительным преимуществом таких элементов на основе оксидов металлов с переменной валентностью в качестве диэлектрика является продемонстрированная экспериментально возможность создания на их основе не просто бинарных элементов памяти, но и элементов с большим числом промежуточных состояний, которые могут быть использованы в качестве твердотельного аналога синапсов для нейроморфных вычислительных систем.

[1] International Technology Roadmap for Semiconductors, [www.itrs.net](http://www.itrs.net)

## **Молекулярные и магнитные наноструктуры и их применения**

### **Молекулярно-электронный перенос в твердотельно-жидкостных микроструктурах с различной геометрией**

И. Касперович<sup>1,2</sup>, В.Г. Криштоп<sup>1,2</sup>.

<sup>1</sup> *Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов*

<sup>2</sup> *Московский физико-технический институт (государственный университет)*

Преобразователи механических сигналов на принципах молекулярно-электронного переноса хорошо зарекомендовали себя в длиннопериодной сейсмологии. Сейсмоприемники на основе молекулярно-электронных преобразователей (МЭП) получили широкое распространение, они обладают превосходными характеристиками, и способны на равных конкурировать с лучшими образцами электромеханических приборов, имея при этом заметно более низкую стоимость. В итоге они занимают примерно треть мирового рынка сейсмометров. Тем не менее, производимые в настоящее время преобразующие элементы имеют ряд недостатков.

Несмотря на достигнутые достаточно высокие выходные параметры, выпускаемые устройства обладают рядом недостатков, затрудняющих их применение в других областях, таких, например, как гироскопия или инерциальная навигация. Основными из них являются следующие:

- высокая стоимость изготовления преобразующих элементов.
- сильный разброс параметров изготовленных вручную преобразующих элементов, приводящий к необходимости индивидуальной настройки сопутствующей электроники;
- ранний спад чувствительности в области высоких частот.

Существует ряд работ, посвященных изучению характеристик МЭП на высоких частотах. В работе [1] представлены результаты по расчету оптимальных характерных размеров электродов и геометрии МЭП. В работах [1] и [2] подробно оговорены основные значимые параметры датчика, влияющие на частотные характеристики, технологии производства и перспективы дальнейших исследований.



Кроме того, в работах [3] и [4] показана возможность создания современных высокотехнологичных устройств на основе МЭП, выполненного с помощью современных микроэлектронных технологий; разработана геометрия электродного узла, пригодная для производства с помощью стандартных планарных микроэлектродных технологий.

В рамках данной работы предлагается исследование зависимости АЧХ преобразователя с МЭЯ на основе планарных технологий от целого ряда геометрических параметров электродной системы. В работе [5] уже была приведена зависимость выходной характеристики от высоты канала и детально проанализировано ее поведение на частотах выше гидродинамической. В данной же работе основным исследуемым геометрическим параметром является порядок и способ расположения электродов на диэлектрической поверхности канала. Предлагаются возможности реализации различных структур методами напыления, легирования, травления и окисления, обсуждаются возможные преимущества и недостатки различных технологических подходов. Рассмотрена перспективная конструкция датчика и для нее проанализирован такой важный параметр структуры, как размер заанодной области, главным образом ограничивающий размер всей системы в целом. Представлены полученные численными методами АЧХ для всех типов исследуемых конфигураций. В дальнейшем предполагается изготовления ряда экспериментальных образцов с целью экспериментальной проверки сформулированных положений.

[1] Агафонов В. М., Криштоп В. Г., Исследование АЧХ молекулярно-электронного преобразователя с новой геометрией. // Микросистемная техника, 2004, No.9, с 40-45.

[2] Агафонов В. М., Криштоп В. Г. Частотная характеристика диффузионного датчика механических сигналов на высоких частотах. // Электрохимия 2004, том 40, No.5, с. 606-611.

[3] Агафонов В. М., Криштоп В. Г., Сафонов М. В. Измерительные устройства на основе молекулярно-электронного переноса в микро- и наноструктурах. // Нано- и Микросистемная техника, 2010, №6, с.47-53.

[4] В.Г. Криштоп, В.М. Агафонов, А.С.Бугаев. Технологические основы преобразователей параметров движения на принципах переноса массы и заряда в электрохимических микросистемах. // Электрохимия 2011, Тематический выпуск «Mass transfer in the electrochemical systems».

[5] Агафонов В.М., Орел А.А., Моделирование физических процессов в молекулярно электронном преобразователе, созданном на основе планарных технологий. // Нано- и микросистемная техника 2008 №6

## Синтез наноструктур $Zn_xMg_{1-x}O$ путём отжига наностержней $ZnO$ в парах магния

М.В. Рыжова, А.Н. Редькин, Е.Е. Якимов  
ИИТМ РАН, г. Черноголовка, Московская обл

Среди различных широкозонных полупроводниковых материалов, оксид цинка является одним из наиболее перспективных для создания оптоэлектронных устройств в связи с его широкой запрещённой зоной ( $E_g \sim 3.37$  эВ, при 300 К) и высокой энергией связи экситона (60 мэВ, при 300 К). Легирование  $ZnO$  магнием позволяет контролируемо увеличивать ширину запрещённой зоны с 3.37 эВ (для  $ZnO$ ) до 7.8 эВ (для  $MgO$ ) посредством увеличения концентрации  $Mg$ . Подобные ионные радиусы  $Mg^{2+}$  (0.57 Å) и  $Zn^{2+}$  (0.6 Å) позволяют встраиваться  $Mg$  в кристаллическую решётку не изменяя кристаллической структуры в узлы кристаллической решётки, замещая цинк.

В настоящей работе продемонстрирован простой метод получения массивов нанопроволок  $Zn_xMg_{1-x}O$  с большой концентрацией  $Mg$  путём отжига  $ZnO$  в парах  $Mg$ . Концентрация  $Mg$  в наностолбиках  $Zn_xMg_{1-x}O$  достигала 30-50 ат. %. Элементный анализ, морфология и оптические параметры были изучены методами сканирующей электронной микроскопии, катодоллюминесценции (КЛ), рентгеновской дифракции. КЛ при комнатной температуре показала незначительное смещение в сторону более коротких длин волн. Результаты рентгеновской дифракции показывают изменение параметра кристаллической решётки без изменения кристаллической структуры. Рассмотрены различные механизмы внедрения  $Mg$  в кристаллическую структуру.

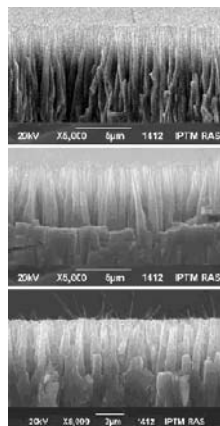


Рис. 1. Электронно-микроскопические изображения упорядоченных массивов наностержней  $ZnO$  (а),  $Zn_xMg_{1-x}O$  (б) и  $Zn_xMg_{1-x}O$  после отжига на воздухе при 550°C (в).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-02-31075 мол\_а.

### **Синтез пленок состава $\text{MgGa}_{0.4}\text{Fe}_{1.6}\text{O}_4$ с термостабильными границами**

А.А.Гераськин, М.Н.Смирнова

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова  
Российской академии наук, Москва

Интенсивный поиск новых материалов, обладающих одновременно полупроводниковыми и магнитными свойствами при температурах выше комнатных и совместимыми с известными промышленными полупроводниками (Si, GaN) обусловлен перспективностью их использования в приборных структурах спинтроники. Настоящая работа связана с исследованием условий осаждения пленок наиболее перспективного материала [1] –  $\text{Mg}(\text{Fe}_{0.8}\text{Ga}_{0.2})_2\text{O}_{4-\delta}$ , установлением механизма кристаллизации, достижением однородности состава по толщине на подложках Si и GaN.

Формирование тонких пленок проводилось методом ионно-лучевого распыления объемной керамической мишени состава  $\text{Mg}(\text{Fe}_{0.8}\text{Ga}_{0.2})_2\text{O}_{4-\delta}$  [2]. Пленки после напыления характеризовались аморфной структурой. Последующий высокотемпературный отжиг при 900 – 1000°C приводил к формированию кристаллической структуры и возникновению магнитного упорядочения. В тоже время с увеличением температуры отжига усиливалось взаимодействие на межфазной границе.

РЭМ и РФА данные позволяют констатировать, что формирование кристаллической структуры сопровождается появлением развитого рельефа поверхности, обусловленного образованием кристаллитов размерами, не превышающими 50 нм.

Также рассмотрены особенности формирования пленки состава  $\text{Mg}(\text{Fe}_{0.8}\text{Ga}_{0.2})_2\text{O}_{4-\delta}$  на подложках GaN.

Проведенные исследования позволили сделать выводы о возможном механизме роста пленки и природе магнитных взаимодействий.

1. Оксидные ферромагнитные полупроводники: покрытия и пленки. Г.Д. Нипан, А.И. Стогний, В.А. Кецко // Успехи химии, Т.81, №5, с. 458–475 (2012).

2. Синтез и структура пленок состава  $\text{Mg}(\text{Fe}_{0.8}\text{Ga}_{0.2})_2\text{O}_{4-6}$ .  
А.В. Труханов, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, С.В. Труханов,  
В.А. Кецко // Неорганич. материалы, Т.47, №9, С.1128-1131 (2011)

## СТРУКТУРА И ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА, НИКЕЛЯ И ПЛАТИНЫ

Кирсанкин А.А., Гришин М.В., Гатин А.К., Шуб Б.Р.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт  
химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, Москва

Известно, что нанокластеры золота, никеля и платины активны в значительном количестве реакций. В данной работе в условиях сверхвысокого вакуума методами сканирующей туннельной микроскопии и Оже-спектроскопии были определены физические и химические свойства таких структур.

Полученные с помощью сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) топографические измерения показали, что в зависимости от условий нанесения методом ЛЭД наночастицы могли формировать как сплошное покрытие на поверхности графита, так и изолированные агрегаты нескольких наночастиц. Характерные диаметры наночастиц золота составляют 2-3 нм, в то время как диаметры наночастиц на основе никеля, также как и на основе платины, колеблются в пределах от 2 до 20 нм.

Методами сканирующей туннельной спектроскопии и Оже-спектроскопии был проанализирован состав и измерена проводимость наночастиц. По спектрам было установлено, что наночастицы золота однородны по структуре и не содержат примесей кислорода и углерода. Измерения туннельных спектров показали, что проводимость наночастиц золота превосходит проводимость эталонного объекта — пиролитического графита. Наночастицы никеля, в свою очередь, содержат значительные примеси кислорода и углерода. Наночастицы никеля неоднородны по структуре, их проводимость меньше, чем проводимость графита. Кроме того, была обнаружена неоднородность проводимости на разных участках единичной наночастицы никеля, что соответствует различным степеням окисления никеля. С помощью СТМ также была исследована динамика взаимодействия водорода с кислородом, адсорбированным на поверхности единичной наночастицы платины. Были установлены основные кинетические характеристики данного процесса: энергия

активации (24 кКал/Моль) и средний коэффициент прилипания водорода (0.25).

Работа поддержана РФФИ, гранты №№ 10-03-00602, 11-03-00342, 12-03-00176 и 12-03-31411.

### Эволюция магнитного строения во внешнем поле квадратной эпитаксиальной микроструктуры Fe (011)

Федоров И.А., Фомин Л. А.

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов  
РАН. г. Черноголовка

Предметом исследования является эпитаксиальная структура Fe (011), имеющая латеральные размеры 8\*8 мкм. В отсутствии внешнего магнитного поля в МСМ измерениях наблюдалась структура типа полосовых доменов с направлением намагниченности вдоль одной из сторон квадрата. В ходе эксперимента структура была помещена в однородное магнитное поле направленное вдоль намагниченности в домене. В зависимости от величины поля наблюдалось изменение ширины центрального домена. Так же были проведены расчеты поведения структуры с помощью программы OOMMF [1]. В эксперименте было найдено уменьшение значений внешнего поля в 5 раз при которых ширина центрального домена была одинаковой и для эксперимента и для расчета.

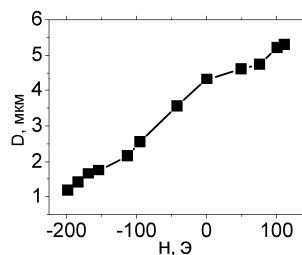


Рис. 1 Экспериментальная зависимость ширины центрального домена от величины внешнего поля.

Данное разногласие можно качественно объяснить зарождением доменов противоположной намагниченности на дефектах образца. В области больших значений ширины центрального домена (0,66 ширины образца) из-за наличия дефектов происходит резкий переход в однодоменное состояние у реального образца, в отличие от компьютерной модели, в которой переход в однодоменное состояние происходит только при ширине центрального домена равной ширине образца в полях в два раза превышающих значения поля при котором центральный домен составляет 0,66 ширины образца. Был построен график зависимости ширины центрального домена от величины внешнего поля для экспериментальных данных (Рис. 1). Сравнение

этой зависимости с расчетом показало что вплоть до критических полей, в которых структура переходит в квазидоменное состояние, эволюция магнитного строения описывается простой моделью с учетом перекалибровки поля в пять раз.

1. <http://math.nist.gov/oommf/>

## **2D наноразмерные магнитные кристаллы**

А. В. Беспалов<sup>1</sup>, О. Л. Голикова<sup>1</sup>, С. С. Савин<sup>1</sup>, А. И. Стогний<sup>2</sup>,  
Н. Н. Новицкий<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия

<sup>2</sup>Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь

В настоящее время наблюдается значительный интерес к исследованию гетероструктур в виде наноразмерных металлических пленок или мультислоев на субмикронных или микронных по толщине пленках магнитодиэлектриков, в которых периодическое структурирование сопровождается модулированием магнитных свойств (магнитных кристаллах). В работе на примере пленок Au и Co-Au толщиной менее 10 нм впервые продемонстрирована возможность формирования периодической структуры в виде прямоугольных металлических островков с латеральными размерами до 70 нм на поверхности эпитаксиальных пленок феррит-гранатов. Рассмотрен процесс размерной обработки данных гетероструктур при распылении фокусированным пучком ионов галлия. Показано, что минимальные размеры металлических островков правильной формы и интервалы их расположения определяются не только минимальным сечением пучка ионов галлия, но и толщиной пленки металла. Данные структуры перспективны для использования в качестве двумерных кристаллов магнетики.

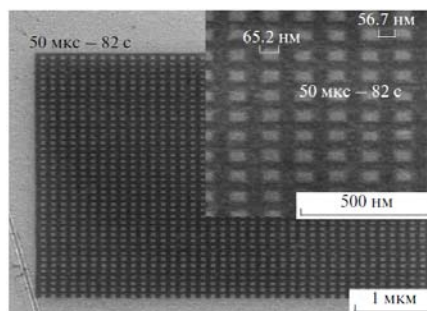


Рис. 1. РЭМ фотография периодической структуры в виде островков золота толщиной 12 нм на поверхности ЖИГ-пленки.

## Оптические свойства наноструктур и их применение

### Поляритонные возбуждения в двумерных электронных системах

В.М. Муравьев<sup>1</sup>, П.А. Гусихин<sup>1</sup>, И.В. Андреев<sup>1</sup>, И.В. Кукушкин<sup>1</sup>  
<sup>1</sup>Институт Физики Твердого Тела РАН, Черноголовка, Россия

В последнее время эффекты взаимодействия света с твердыми телами находятся в центре внимания научной общественности. Особенно интересным оказался случай сильной связи, когда времена жизни светового возбуждения и возбуждения среды настолько велики, что энергия перекачивается между ними много раз перед тем, как система релаксирует в основное состояние. В таком случае дисперсионные кривые возбуждений в точке пересечения расталкиваются на величину, называемую частотой Раби. Особый интерес представляет случай, когда частота Раби

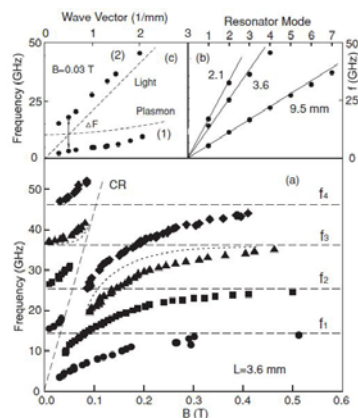


Рис. 1. Магнито-дисперсия плазмонного поляритона. Расталкивание дисперсий плазмонного возбуждения и фотонных мод микрорезонатора anomalно велико.

имеет такую же величину как частоты несвязанных мод. В такой ситуации можно говорить о режиме ультра-сильной связи. Этот режим интересен тем, что для него были предсказаны новые неадиабатические квантово-электродинамические эффекты, похожие на динамический эффект Казимира.

В настоящих исследованиях изучалось микроволновое пропускание копланарных микрорезонаторов, напыленных на поверхность образцов над двумерной электронной системой (ДЭС). Также исследовалось микроволновое пропускание металлических полосковых резонаторов с помещенными на поверхность кристаллами ДЭС. В сигнале пропускания был обнаружен ряд резонансов, отвечающих возбуждению гибридных плазмон-фотонных мод. При этом между этими модами был реализован режим ультра-сильной связи. Было показано, что частота Раби достигает аномально большой величины: отношение частоты Раби к частоте невозмущенных мод достигает 0.93. Также было изучено влияние плотности ДЭС и магнитного поля на спектр поляритонного возбуждения. Продемонстрировано, что в исследуемой системе частоту Раби можно контролируемо перестраивать в широких пределах путем изменения плотности ДЭС. Эти обстоятельства позволяют считать плазмонные поляритоны в ДЭС идеальным объектом для изучения эффектов ультра-сильной связи.

5. I.V. Kukushkin, V.M. Muravev, J.H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. B*, 73, 113310 (2006).
6. V.M. Muravev, I.V. Andreev, I.V. Kukushkin, S. Schmult, W. Dietsche, *Phys. Rev. B*, 83, 075309 (2011).
7. V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, I.V. Andreev, I.V. Kukushkin, to be published in *Phys. Rev. B* (2012).



## Исследования спектров и кинетики терагерцовой фотопроводимости в узкозонных объемных $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ структурах и $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ квантовых ямах

С.В. Морозов

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105 Нижний Новгород

**Введение.** На протяжении последних двадцати лет одним из наиболее перспективных материалов для создания фотоэлектрических приемников на дальний ИК диапазон является твердый раствор  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Благодаря тому, что  $\text{HgTe}$  является бесщелевым полупроводником, в твердом растворе на основе  $\text{HgTe}$  и  $\text{CdTe}$  можно получить произвольную ширину запрещенной зоны от 0 до 1.6 эВ. В настоящее время широко распространены фотоэлектрические приемники среднего инфракрасного диапазона на основе узкозонных твердых растворов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  [1]. Важной задачей является продвижение в область дальнего ИК (терагерцовый диапазон), которое пока затруднено тем, что флуктуации состава материала  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  размывают края зон и приводят к их перекрытию. Последнее ведет к увеличению темновой концентрации носителей и снижению чувствительности приемника. Появившиеся относительно недавно высокотехнологичные методы роста позволили

| № образца | x     | d, мкм | метод роста | ориентация подложки |
|-----------|-------|--------|-------------|---------------------|
| 101007    | 0,165 | 5      | MBE         | (013)               |
| 110429    | 0,170 | 4      | MBE         | (013)               |
| 110330    | 0,192 | 6      | MBE         | (013)               |
| 445/2     | 0,195 | 4,8    | CVD         | (001)               |
| 450/16    | 0,185 | 10,4   | CVD         | (111)               |

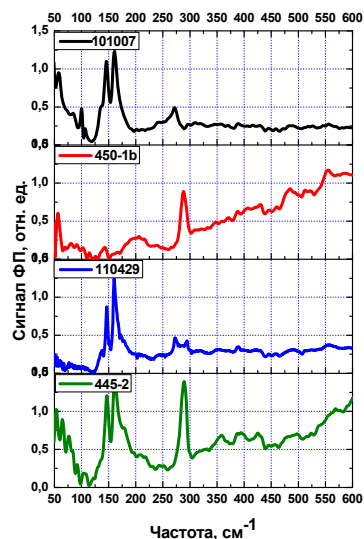


Рис. 1. Спектры фотопроводимости наиболее узкозонных образцов.

существенно улучшить качество структур. Так, молекулярно-лучевая эпитаксия позволяет проводить контролируемое выращивание эпитаксиальных структур  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с высокой однородностью и точностью состава и толщины с *in situ* эллипсометрическим контролем [2]. В данной работе были проведены исследования спектров и кинетики фотопроводимости (ФП) ряда объемных узкозонных образцов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x$  от 0,165 до 0,195), выращенных методами молекулярно-лучевой и газотранспортной эпитаксии.

#### Методика эксперимента:

Исследуемые в данной работе образцы были выращены на полуизолирующей подложке GaAs. Активная часть структур растилалась на релаксированном буферном слое CdTe. Параметры образцов приведены в таблице. Образец 101007 был дополнительно легирован индием с концентрацией  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Спектры образцов получены с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v со спектральным разрешением  $4 \text{ см}^{-1}$ . Исследования релаксации ФП проводились прямым методом межзонного фотовозбуждения с использованием импульсных источников излучения: генератора узкополосного излучения на разностной частоте в диапазоне длин волн 11-17 мкм с длительностью импульса 7 нс и импульсного источника широкополосного терагерцового излучения (длительность импульса 1.5 пс), возникающего за счет оптической ректификации фемтосекундного лазерного импульса в нелинейном кристалле ZnTe. Сигнал ФП, регистрируемый на цифровом осциллографе «Le Croy» с верхней граничной частотой 1 ГГц выводился с помощью 50-омного кабеля и усиливался усилителем с 50-ными входным и выходным сопротивлением с полосой пропускания 400 МГц.

#### Результаты и обсуждение:

На рис. 1 представлены спектры фотопроводимости наиболее узкозонных образцов при температуре жидкого гелия выращенные двумя методами: 1011007, 110429 - методом молекулярно-лучевой эпитаксии; 450 – 1b, 445 – 2 - методом газотранспортной эпитаксии.

Хорошо заметна широкая полоса фоточувствительности в дальнем инфракрасном диапазоне ( $\sim 4$  ТГц) с особенностями в виде максимумов в районе  $140\text{--}180\text{ см}^{-1}$  ( $4.2\text{--}5.4$  ТГц) и  $260\text{--}300\text{ см}^{-1}$  ( $7.8\text{--}9$  ТГц). Как видно из сопоставления рисунков, длинноволновые особенности в спектрах ФП схожи для образцов, выращенных с помощью двух различных технологий.

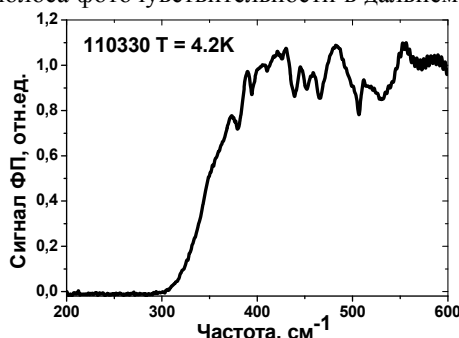


Рис. 2. Спектр фотопроводимости образца 110330.

На всех спектрах обнаружены провалы на частотах  $120\text{ см}^{-1}$  и  $150\text{ см}^{-1}$ , связанные с поглощением излучения HgTe-подобными и CdTe-подобными поперечными оптическими фононами в светочувствительном слое. Также заметен небольшой провал в районе  $300\text{ см}^{-1}$ , связанный, по-видимому, с областью остаточных лучей в GaAs. Для более широкозонного образца 110330 «красная» граница фотопроводимости находится на частоте  $300\text{ см}^{-1}$  и в спектре не наблюдается никаких резких особенностей. С

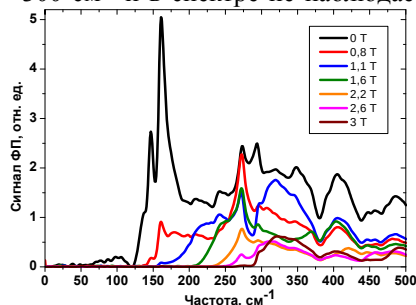


Рис. 3. Спектр фотопроводимости образца KPT 110429 в магнитном поле.

целью выявления природы максимумов сигнала в районе  $160\text{ см}^{-1}$  и  $275\text{ см}^{-1}$  были проведены измерения спектров ФП при  $T = 4.2\text{ К}$  в поперечном магнитном поле (рис. 3).

Обнаружено, что увеличение магнитного поля сдвигает «красную» границу ФП в область высоких частот, «отрезая» при этом все низкочастотные особенности.

Такую трансформацию спектров ФП в магнитном поле можно объяснить, связав широкую полосу ФП с оптическими переходами из валентной зоны в зону проводимости, а вышеупомянутые длинноволновые спектральные особенности – с переходами из валентной зоны на возбужденное ( $160\text{ см}^{-1}$ ) и основное ( $270\text{ см}^{-1}$ ) состояние остаточных акцепторов в фоточувствительном слое  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Для узкозонных составов энергия связи акцепторов составляет порядка  $30\text{ мэВ}$ , что хорошо согласуется с линиями,

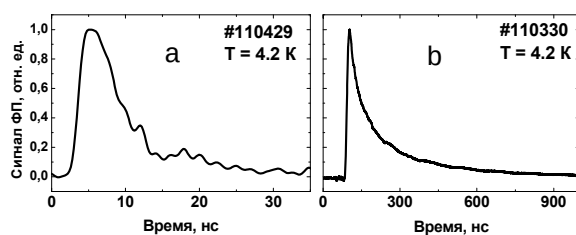


Рис. 4. Осциллограммы фотооткликов образцов 110429 и 110330.

магнитное поле до 3 Тл практически не влияет). Поскольку акцепторные уровни «привязаны» к краю валентной зоны и их энергии от малых магнитных полей не зависят, с ростом поля эти состояния могут выйти из зоны проводимости и оказаться в запрещенной зоне. При этом оптические переходы на эти состояния уже не будут давать вклад в ФП, как только эти уровни отойдут от дна зоны проводимости на достаточное расстояние, делающее невозможным термический заброс с них в зону проводимости.

Схожее поведение наблюдается при измерении сигнала фотопроводимости при температуре жидкого азота. Известно, что в данном диапазоне составов ( $x < 0.2$ ) твердый раствор  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  обладает аномальной зависимостью ширины запрещенной зоны от температуры. В соответствии с этим при  $T = 77$  К в образце 110330 «красная» граница межзонной ФП смещается с  $300\text{ см}^{-1}$  до  $530\text{ см}^{-1}$ , а в образце 110429 – с  $60\text{ см}^{-1}$  до  $300\text{ см}^{-1}$ , при этом все особенности спектра исчезают. На рис. 4,(а) представлены осциллограммы фотоотклика для одного из узкозонных образцов. Исследования кинетики релаксации межзонной фотопроводимости (МФП) показали, что для узкозонных образцов характерные времена спада неравновесной проводимости составляют от 2 до 10 нс. В более широкозонных образцах (рис. 2) наблюдалось увеличение времени релаксации МФП до 200 нс (рис. 4, b). Такое увеличение времени, естественно связать с увеличением времени межзонной (в первую очередь безызлучательной) рекомбинации за счет увеличения энергетического зазора запрещенной зоны.

### Список литературы

1. M.A.Kinch // J. Electron. Mater. **29**, 809 (2000).

2. S.Dvoretsky, N.Mikhailov, Yu.Sidorov et al. // J. Electron. Mater. **39**, 918 (2010).

## Прецизионные лазерные системы на основе оптических волокон

Корель И.И.<sup>1</sup>, Денисов В.И.<sup>1</sup>, Ньюшков Б.Н.<sup>1</sup>, Пивцов В.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск

Современные стандарты частоты, реализующие эталон одной из основных единиц системы СИ – секунду, являются на 4-5 порядков более точными по сравнению с эталонами остальных физических величин. Первичным стандартом частоты в настоящее время является стандарт в микроволновом диапазоне, на основе стабильного перехода между подуровнями сверхтонкой структуры атома Cs. На основе этого стандарта реализуется международная атомная шкала времени (TAI). Дальнейшее увеличение точности стандартов частоты связывается с переходом из микроволнового в оптический диапазон с использованием оптических стандартов частоты (ОСЧ). Революционным прорывом в этой области явилось использование особенностей излучения фемтосекундного лазера, стабилизированного по оптическому стандарту частоты [1]. Работа посвящена созданию фемтосекундных оптических часов (ФОЧ) на основе волоконных эрбиевых лазеров. Такие часы состоят, в основном, из стандартных волоконных телекоммуникационных элементов, используют высокоэффективную прямую накачку диодными лазерами, спектральный диапазон излучения (1000 нм – 2000 нм) перекрывает все телекоммуникационные окна оптоволоконных линий связи. Главным преимуществом волоконных ФОЧ является возможность их исполнения в полностью волоконном виде, что позволяет создавать портативную и фактически неразюстируемую аппаратуру. Такие ФОЧ имеют множество применений в наземных и бортовых навигационных системах, дальномерных измерениях, высокоточной аттестации частот радио и оптических систем.

Одним из важнейших элементов ФОЧ является система генерации спектрального суперконтинуума шириной в октаву, состоящего из дискретных спектральных компонент - так называемого фемтосекундного комба [2]. Фемтосекундный комб - спектр излучения фемтосекундных лазеров - представляет собой детерминированную решетку частот, характеристики которой зависят от частоты

повторений импульсов. Фемтосекундный комб предоставляет уникальные возможности по синтезу и измерению частот от радио до УФ диапазонов. Образование спектрального суперконтинуума, как правило, ассоциируют с прохождением импульсов в среде с сильными нелинейными характеристиками. К таким средам относятся и оптические волокна с высокой нелинейностью (highly-nonlinear fibers - HNLF).



Рис. 1. Внешний вид волоконного фемтосекундного делителя/синтезатора оптических частот.

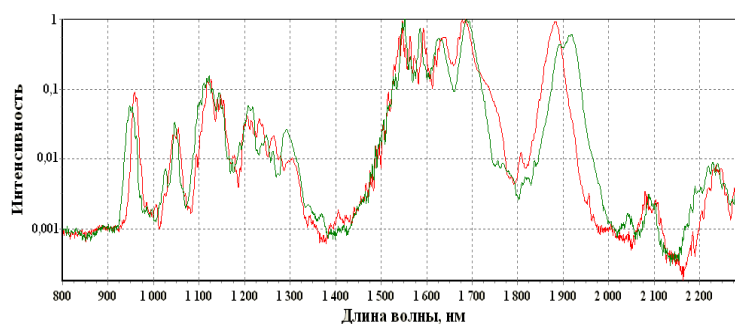


Рис. 2. Получение октавной гребенки частот в диапазоне 1÷2 мкм.

Для нахождения параметров оптических волокон, оптимальных для ФОЧ, используется численное моделирование. Эволюция импульса в оптическом волокне является следствием совместного влияния нелинейных и дисперсионных эффектов и обычно рассчитывается с помощью нелинейного уравнения Шредингера [3].

Процесс формирования спектральной огибающей импульса (и соответственно — комба) в волокне связан с действием целого ряда

нелинейных и дисперсионных эффектов. Эффективность нелинейных процессов определяется плотностью световой мощности, сосредоточенной в сердцевине волновода. Для точного описания эволюции импульса необходимо учитывать все эффекты, но ключевыми факторами, влияющими на ширину спектра являются фазовая самомодуляция и хроматическая дисперсия. Фазовая самомодуляция фактически ответственна за спектральное сверхширение, в то время как хроматическая дисперсия ему препятствует.

Представлены экспериментальные и теоретические результаты работ по созданию волоконных фемтосекундных оптических часов. Обсуждаются общие физические принципы генерации спектрального суперконтинуума в высоконелинейных волокнах и его использование в прецизионных лазерных системах.

1. Bagayev S.N., Chebotayev V.P., Klementyev V.M., Pyltsin O.I.. Proceedings of the Tenth International Conference on Laser Spectroscopy, World Scientific, 91 (1991)
2. Желтиков А.М.. УФН, **176**, №6, 623 (2006)
3. Agrawal G.P. Non-Linear Fiber Optics, Academic Press, New York (1995)

### **Влияние фемтосекундного лазерного облучения на структурные и оптические свойства аморфного кремния**

А.В. Емельянов<sup>1</sup>, М.В. Хенкин<sup>1</sup>, А.Г. Казанский<sup>1</sup>, П.А. Форш<sup>1</sup>, П.А. Перминов<sup>1</sup>,  
С.В. Заботнов<sup>1</sup>, П.К. Кашкаров<sup>1</sup>, Р. Kazansky<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва

<sup>2</sup>Optoelectronics research center, Southampton, UK

Лазерная фемтосекундная кристаллизация гидрогенизированного аморфного кремния (a-Si:H) является перспективным направлением в производстве фотоэлектрических модулей и солнечных элементов. В последнее время всё большую популярность для производства тонкоплёночных транзисторов и солнечных элементов приобретают плёнки нанокристаллического кремния (nc-Si:H), обладающие большей подвижностью носителей заряда и меньшей фотодеградацией электрических параметров по сравнению с плёнками a-Si:H. Лазерная обработка позволяет минимизировать эффузию водорода, а также

снижает влияние лазерного облучения на подложку. В данной работе исследовались структурные и фотолюминесцентные (ФЛ) свойства плёнок a-Si:H, модифицированных фемтосекундным лазерным излучением на воздухе.

Плёнки a-Si:H толщиной 0.5 мкм были получены методом PECVD при разложении смеси силана и аргона. Изготовленные пленки a-Si:H были подвергнуты фемтосекундной импульсной обработке лазерной системой на основе Yb:KGW с длиной волны излучения 1030 нм, длительностью импульса 500 фс с частотой повторения 200 кГц, плотностью энергии лазерного облучения от 0 до 500 мДж/см<sup>2</sup>.

Исследования, проведенные методом спектроскопии комбинационного рассеяния света, показали, что при лазерном облучении происходит кристаллизация пленок a-Si:H. Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии был определен фазовый состав пленок. Установлено, что при облучении пленок a-Si:H с плотностями энергии более 250 мДж/см<sup>2</sup> происходит окисление более 90% атомов кремния. Также обнаружена видимая ФЛ с максимумом вблизи 675 нм при комнатной температуре от плёнок a-Si:H, модифицированных фемтосекундным лазерным излучением. Данная ФЛ мы связана с дефектами, образующимися на границе между нанокристаллами и оксидной матрицей.

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-02-33033 мол\_а\_вед.

### **Лазерное формирование металлоуглеродных покрытий и их диагностика с использованием методов фрактальной геометрии**

Антипов А.А., Кутровская С.В., Кучерик А.О., Ногтев Д.С.  
Владимирский государственный университет, Владимир

В последние годы сильно возрос интерес к созданию наноструктурированных металлоуглеродных материалов благодаря возможности их использования в системах записи информации, магнитно-резонансной томографии, в топливных элементах, в гетерогенном и электрокатализе и т.д. Возможность прикрепления к стенкам углеродных нанотрубок атомов металлов позволяет функционализировать их поверхность и влиять на морфологические свойства образующихся объектов [1]. Кроме того, использование наночастиц металлов и их оксидов дает дополнительную возможность



управления размерными эффектами в задаче получения новых наноструктурированных материалов [2].

В данной работе демонстрируются результаты по формированию на прозрачной подложке покрытия при испарении непрерывным ( $\lambda=1.06\text{мкм}$ ,  $I \sim 10^6\text{Вт/см}^2$ ) и импульсно-периодическим ( $\lambda=1.06\text{мкм}$ ,  $\tau=100\text{нс}$ ,  $I \sim 10^8\text{Вт/см}^2$ ) лазерным излучением двукомпонентной порошковой мишени. Мишень изготавливалась перемешиванием нанопорошка  $\text{TiO}_2$  (размер частиц  $< 100\text{нм}$ ) с углеродными нановолокнами (диаметр  $< 70\text{ нм}$ ) в массовых долях от 1:1 до 1:10 (весы ВЛС-60/0,1А, точность 0,5мг) и прессованием в керамическую шайбу диаметром 10 мм с усилием 4т.

Лазерное воздействие осуществлялось по схеме прямого напыления, когда излучение подается на поверхность мишени через подложку прозрачную для данной длины волны. В процессе экспериментов изменялись время воздействия и интенсивность лазерного излучения при постоянной фокусировке.

Показана возможность изменения морфологических свойств наноструктур осажденных слоёв в зависимости от весовых пропорций мишени и режима воздействия. Для определения морфологических свойств исследуемых структур проведен фрактальный анализ изображений, получаемых с использованием растрового электронного микроскопа, основанный на расчете фрактальной размерности.

1. B. Zhang, L. Chen, K. GE, Y. Guo et all. Chines Chemical Letters Vol. 16, No. 11, pp 1531-1534, 2005.

2. Lu W., Huang R., Ding J., et al. J. Chem. Phys, vol: 104, No: 17, pp. 6577-6581, 2001.

### **Ультрафиолетовые фотоприемники на основе твердых растворов AlGaN**

Дамкин И. А.<sup>1</sup>, Тарасов С. А.<sup>1</sup>, Жмерик В. Н.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург

В настоящее время полупроводниковые твердые растворы нитрида галлия и алюминия со структурой вюрцита находят применение во многих областях науки и техники. Кроме того система AlN-GaN образует непрерывный ряд прямозонных твердых растворов, позволяющих создавать фотоприемники с резким длинноволновым краем fotocувствительности, расположенным в заданной части ближней УФ-области, что позволяет создавать «видимо- и

солнечнослепые» фотоприемники. Такие фотодетекторы позволяют регистрировать слабые сигналы в УФ-области спектрального диапазона на фоне многократно превышающего сигнала видимого или солнечного света, это дает возможность отказаться от использования дорогостоящих оптических фильтров.

В работе исследована технология создания УФ фотоприемников на основе барьеров Шоттки к твердым растворам n-типа  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , где  $x = 0,08 - 0,7$ . Эпитаксиальные слои толщиной 1 мкм выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксией с плазменной активацией азотом (МПЭ). В ходе исследований решены трудности по созданию омических двухслойных Ti/Al контактов к эпитаксиальным слоям  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с большой долей AlN. Показано, что важное значение играют предварительная очистка эпитаксиального слоя и параметры отжига контактов. Представлены исследования созданных контактов методом электронной ОЖЕ-спектроскопии. Исследование спектральных характеристик созданных УФ-фотодиодов показало, что использование твердого раствора AlGa<sub>0,08</sub>N, в котором доля алюминия  $x = 0,08$ , позволяет создать «видимослепой» ультрафиолетовый фотоприемник. Увеличение доли алюминия в структуре позволило сместить край чувствительности в коротковолновую область, в том числе создать «солнечнослепой» фотоприемник при значении  $x = 0,42$ . Красная граница «солнечнослепого» ультрафиолетового фотодиода составила 290 нм. При значении  $x$  больше 0,7 диапазон чувствительности структуры  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  будет находиться уже в вакуумном ультрафиолете, длина волны которого меньше 200 нм

**Исследование физических процессов, возникающих в  
условиях низких температур и токов  
в светоизлучающих наногетероструктурах на основе  
полупроводниковых нитридов**

Менькович Е.А.<sup>1</sup>, Тарасов С.А.<sup>1</sup>, S. Suihkonen<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет  
"ЛЭТИ" им.В.И.Ульянова (Ленина)", г. Санкт-Петербург.

<sup>2</sup> Micronova, Aalto University, Espoo, Finland.

Одним из факторов, ограничивающим внутреннюю квантовую эффективность изделий на основе нитридных светоизлучающих наногетероструктур, является наличие упругих напряжений на гетерограницах и связанных с ними дефектов в активной области структуры. Исследование люминесценции таких структур в условиях низких температур и токов даст возможность определения их фундаментальных физических свойств и улучшения рабочих характеристик излучателей на их основе. Представленная работа посвящена исследованию спектров люминесценции светодиодных наногетероструктур с множественными квантовыми ямами на основе твердых растворов AlGaIn и GaInN, некоторые из которых также содержали сверхрешетки.

При анализе экспериментальных данных было обнаружено, что при понижении температуры ниже 100 К в спектрах люминесценции наногетероструктур возникают дополнительные экстремумы. В работе обсуждается их связь с изменением фундаментальных физических свойств наноструктур, в том числе положения уровней размерного квантования и вероятностей оптических переходов между ними. Особенно ярко дополнительные экстремумы проявлялись у структур, содержащих сверхрешетки при температурах около 10 К. Также у спектральных характеристик ряда образцов, измеренных при очень малых токах и температурах, наблюдался сильный сдвиг в коротковолновую сторону (до 10 нм). В качестве причины этого эффекта рассмотрено воздействие упругих напряжений и пьезополей, возникающих на гетерограницах в наноструктуре вследствие сильного различия параметров решетки.

Полученные результаты позволяют характеризовать энергетический спектр уровней размерного квантования структуры и исследовать связь вероятности оптических переходов с

температурным и токовым воздействием на излучающую гетероструктуру.

## Дискретная дифракция световых пучков в двумерных периодических структурах

*И.В. Савочкин, А.П. Сухоруков*

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
Физический факультет, Москва

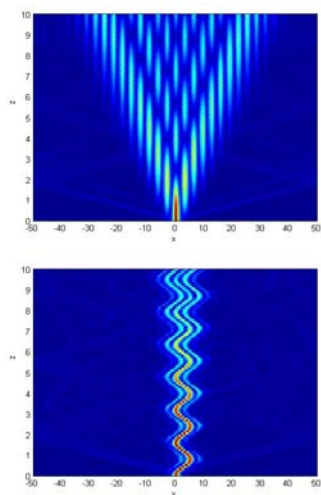


Рис. 1. Распределение интенсивности света в средах без (сверху) и с продольной модуляцией показателя преломления (снизу).

В настоящей работе рассмотрено распространение пучка света через структуру, в которой показатель преломления периодически зависит как от поперечной, так и продольной координаты. Для изучения выбраны две модели: модель системы из нескольких диэлектрических волноводов с продольной модуляцией коэффициента связи [1] и модель сплошной среды с периодической модуляцией показателя преломления в поперечном и продольном направлении [2]. Такие среды можно получить из практически любого прозрачного материала с помощью мощного лазера. В области перетяжки фокусированного лазерного луча происходит локальное увеличение плотности, а, следовательно, и показателя преломления [3].

В работе численно моделировалось распространение пучка света в данных средах. Показано, что дифракцию можно уменьшить или полностью подавить. Подробно изучено влияние неоднородности среды, частоты излучения и угла падения пучка света на его дифракцию в данной среде.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (12-02-31853-мол\_а)

1. Ivan L. Garanovich, Andrey A. Sukhorukov, and Yuri S. Kivshar. Opt. Express 15, 9547 (2007).
2. S. Longhi, M. Marangoni, M. Lobino, R. Ramponi, and P. Laporta. Phys. Rev. Lett. 96, 243901 (2006).
3. Alexander Szameit, Ivan L. Garanovich, Matthias Heinrich, Andrey A. Sukhorukov, Felix Dreisow, Thomas Pertsch, Stefan Nolte, Andreas Tunnermann, and Yuri S. Kivshar. Phys. Rev. Lett. 101, 203902 (2008).

## **Фотоиндуцированная деградация пленок аморфного кремния различной толщины**

А.П.Федотова<sup>1</sup>, А.С.Воронцов<sup>1</sup>, П.А.Форш<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова, Москва.

Гидрогенизированный аморфный кремний (a-Si:H) успешно используется в тонкопленочной солнечной энергетике. Одной из проблем, связанных с солнечными элементами на основе a-Si:H, является наблюдаемый в них эффект Стеблера-Вронского. Этот эффект, как известно[1], состоит в падении фото- и темновой проводимости пленок a-Si:H под действием продолжительного освещения. На данный момент существует большое количество работ, посвященных исследованию эффекта Стеблера-Вронского в a-Si:H. Однако единого мнения о причинах возникновения данного эффекта до сих пор нет. Одни авторы объясняют деградацию свойств аморфного гидрированного кремния под действием освещения с изменением концентрации дефектов в объеме вещества[2], другие наличием поверхностных эффектов[3]. Одним из способов различить объемный и поверхностный вклады в эффект Стеблера-Вронского является исследование пленок различной толщины.

В работе были исследованы фотоэлектрические свойства и влияние на них предварительного освещения пленок a-Si:H различной толщины. Образцы a-Si:H были получены методом разложения моносилана SiH<sub>4</sub> в плазме тлеющего разряда. Толщина образцов варьировалась временем осаждения, и составляла 20, 70, 90 и 150 нм. Перед проведением эксперимента образцы отжигались в вакууме при p=0,001 Па T= 180°C в течении 1 часа.

В результате было установлено, что проводимость и энергия активации температурной зависимости проводимости сильно и немонотонно зависят от толщины пленки. Для качественного объяснения этого была предложена модель, учитывающая наличие

потенциальных барьеров на поверхности пленки и неравномерного распределения по толщине пленки дефектов типа оборванных связей. Также было выявлено, что для пленки a-Si:H толщиной 90 нм практически не наблюдается фотоиндуцированная деградация проводимости и фотопроводимости. Это может быть объяснено уменьшением вероятности рекомбинации носителей заряда «хвост-хвост», являющейся ответственной за эффект Стеблера-Вронского в аморфном кремнии.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-02-31262.

1. D. L. Staebler and C. R. Wronski, Optically induced conductivity changes in discharge-produced hydrogenated amorphous silicon//J. Appl. Phys., Vol.516, Pp. 3262-3269, 1980
2. H. Kakinuma, S. Nishikawa, T. Watanabe Thickness dependence of Staebler – Wronsky effect in a-Si:H // J. Non-Crystalline Solids Vol. 59 – 60, Pp 421-424, 1983
3. J.-H. Zhou, M. Kumeda, and T. Shimizu, Investigation of the spatial distribution of dangling bonds in light-soaked hydrogenated amorphous silicon//Phys. Rev. B Vol. 53, 11 Pp. 7267-7274, 1996

### **Управление динамикой импульсов поверхностных плазмон-поляритонов в периодических структурах**

*Хохлов Н.Е., Белотелов В.И.*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва*

В настоящее время плазмоники привлекает все больше внимания исследователей. Это связано с возможностями, которые она открывает: новые способы передачи и обработки информации в наносхемах [1, 2], повышение поглощения света в солнечных элементах [3], и т.д. Ключевым объектом изучения плазмоники являются поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) - связанные колебания электромагнитного поля и плазмы электронов проводимости в металлах [4]. PPP локализованы вблизи границы раздела металл-диэлектрик и могут распространяться на сотни микрон вдоль этой границы [1-4]. Современные системы передачи информации требуют создания функциональных материалов для плазмоники, изменяющих свои оптические свойства при внешнем воздействии, что необходимо для

создания схем, передающих и обрабатывающих информацию посредством импульсов ППП.

В работе рассмотрено временное изменение групповой скорости и огибающей пакета ППП малой интенсивности (сигнальный), следующего за импульсом ППП накачки (с большой интенсивностью), в плазмонном кристалле; исследованы случаи динамики сигнального пакета при различных центральных частотах каждого из импульсов, при различных временах задержки между ними. Продемонстрировано, что групповая скорость сигнального пакета увеличивается или уменьшается с течением времени, в зависимости от частот каждого из импульсов. Возможен случай, когда сигнальный пакет отражается от плазмонной структуры при наличии пакета накачки, а при его отсутствии – проходит сквозь плазмонный кристалл.

Таким образом, изменяя интенсивность плазмонного пакета накачки и время задержки между пакетами, можно эффективно управлять распространением поверхностных плазмон-поляритонов в плазмонных кристаллах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (12-02-31853-мол\_a)

1. M. Brongersma, V. Shalaev // Science. 2010. V.328. P. 440-441.
2. J. Schuller, E. Barnard, et al. // Nature Materials. 2010. V.9. P. 193-204.
3. H. Atwater, A. Polman // Nature Materials. 2010. V.9. P. 205-213.
4. S.A. Maier. Plasmonics - Fundamentals and applications. N.Y.: Springer, 2007.

### **Ферромагнетизм нанокластеров сплавов хрома и гашение фотолюминесценции в гетероструктурах ZnSe/ZnMgSSe/ZnSSe:Cr**

А.Д. Таланцев<sup>1</sup>, О.В. Коплак<sup>1</sup>, А.И. Дмитриев<sup>1</sup>, С.В. Зайцев<sup>2</sup>,

<sup>1</sup>Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка

<sup>2</sup>Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка

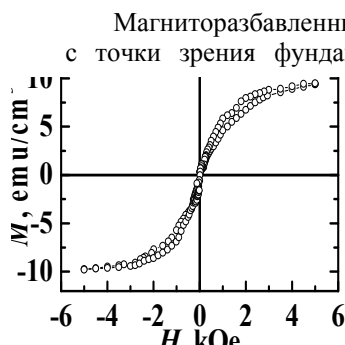


Рис.1. Полевая зависимость намагниченности тонкого слоя ZnSSe:Cr. Измерения проводились при температуре 300 К

Магниторазбавленные полупроводники групп II-VI интересны, как с точки зрения фундаментальной физики, так и с точки зрения практических приложений, поскольку позволяют создавать условия для оптически управляемой намагниченности кристаллов, давно служат эффективной средой для диодных лазеров, использованы для спинтронических приложений. В данной работе исследованы магнитные свойства и гашение фотолюминесценции в гетероструктурах ZnSe/ZnMgSSe/ZnSSe:Cr/ZnMgSSe, различающихся по концентрации хрома в квантовой яме. В тонком слое квантовой ямы ZnSSe:Cr обнаружено ферромагнитное упорядочение, которое возникает в кластерах сплавов хрома. Часть этих кластеров ферромагнитна при низких температурах и имеет температуру блокирования 170 К. Другая часть ферромагнитна и при комнатной температуре, что подтверждается наличием гистерезиса на соответствующей магнитолевой зависимости и её насыщением в полях 4 – 5 kOe (рис.1). Повышение концентрации хрома сопровождается гашением межзонной фотолюминесценции из квантовой ямы. При этом можно выделить два режима: при малых концентрациях хрома ( $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) реализуется механизм гашения путем прямого захвата фотовозбужденных экситонов на одиночные атомы хрома, тогда как Оже-рекомбинация доминирует при высоких концентрациях ( $\geq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) и связана, по-видимому, с ферромагнитными кластерами. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Президента РФ МК-1764.2011.3, а также проектов РФФИ 12-03-90910 мол-снг-нр, 12-07-31072 и ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" (№ соглашения 8755)



## Метод ХВІС на лабораторном источнике рентгеновского излучения

Р.Р. Фахртдинов, М.В. Григорьев, Д.В. Иржак, Д.В. Рошупкин, Е.Б. Якимов

ИПТМ РАН, Черноголовка

Метод тока, индуцированного сфокусированным рентгеновским пучком — ХВІС (X-ray beam induced current) используется для исследования неоднородности локальных электрических свойств, в том числе и обусловленных дефектами структуры.

Ранее в наших работах была продемонстрирована возможность реализации метода ХВІС на лабораторном источнике рентгеновского излучения [1, 2]. В первых исследованиях мы использовали достаточно широкий рентгеновский пучок (~ 30 мкм), и нам удалось выявить контраст от границ зерен в поликристаллическом кремнии.

В данной работе объектом исследования был кремниевый диод с барьером Шоттки. Была получена карта распределения (Рис. 1) силы наведенного тока в области диода размером 2×2мм. Измерен контраст для двух линий в правой центральной части диода, значение его составило 40%. Это хорошо согласуется с расчетными данными [3] и значительно лучше результата полученного ранее.

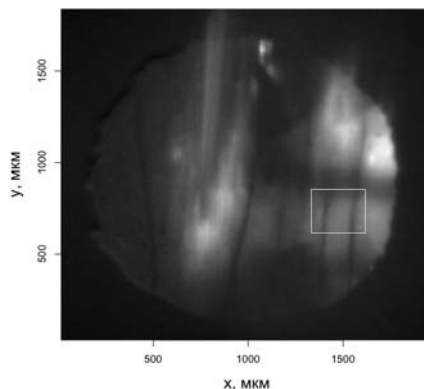


Рис. 1. Карта распределения силы наведенного тока исследуемого образца. Прямоугольником отмечена область, для которой был проведен расчет контраста.

1. М.В. Григорьев. Труды XV международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», **2**, с. 600 (2011).
2. R. R. Fahrtdinov, Rev. Scientific Instruments, **82**, №9, с.93702 (2011).
3. R.R. Fahrtdinov, Solid State Phenomena, **178-179**, N, с.226 (2011).

## **Измерение независимых пьезоэлектрических констант кристалла КТГС с использованием метода рентгеновской дифрактометрии**

Д.В. Иржак, Д.В. Рощупкин, Р.Р. Фахртдинов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук, г. Черноголовка

Устройства, преобразующие механическую энергию в электрическую и наоборот, действуют на основе прямого или обратного пьезоэлектрического эффекта. В них широко используются такие традиционные материалы, как кварц, ниобат и танталат лития а так же другие материалы. Вместе с тем, даже для таких известных материалов измеренные значения пьезоэлектрических модулей существенно различаются, так как при расчете пьезоэлектрических коэффициентов по результатам измерений используются параметры (скорость распространения ультразвука, упругие константы), которые могут различаться от образца к образцу [1].

Пьезоэлектрический эффект состоит в том, что приложенное к кристаллу электрическое поле вызывает его деформацию (обратный пьезоэффект). Высокая чувствительность рентгеновского излучения к искажениям кристаллической решетки позволяет использовать его для изучения данного явления.

В работе представлены результаты измерения компонент пьезоэлектрического тензора кристалла КТГС - галлосиликата тантала-кальция ( $\text{Ca}_3\text{TaGa}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ ). Кристалл КТГС принадлежит к семейству кристаллов лантан-галлиевого силиката [2]. Для кристаллов группы лантан-галлиевого силиката (группа симметрии 32), тензор пьезомодулей может быть представлен в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} d_{11} & -d_{11} & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{14} & -2d_{11} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

и, таким образом, данный тензор имеет только две независимые компоненты:  $d_{11}$  и  $d_{14}$ .

В основе метода, использовавшегося для измерения пьезоэлектрических модулей исследуемого кристалла, лежит явление обратного пьезоэлектрического эффекта. Данный эффект выражается в том, что при приложении внешнего электрического поля к

пьезоэлектрическому кристаллу, он испытывает деформацию, описываемую следующим выражением:

$$r_{jk} = d_{ijk}E_i \quad (2),$$

где  $d_{ijk}$  - компоненты тензора пьезомодулей,  $E_i$  — компоненты вектора напряженности электрического поля. В определенных кристаллографических направлениях приложение внешнего электрического поля будет вызывать деформации сжатия или растяжения. Этим деформациям соответствуют изменения межплоскостных расстояний в кристалле, которое может быть измерено с использованием метода рентгеновской дифрактометрии по изменению положения максимума брэгговского пика. Выражение (3) связывает изменение углового положения максимума брэгговского пика с изменением межплоскостного расстояния:

$$\delta\Theta = -tg(\Theta) \cdot \Delta d/d \quad (3),$$

где  $\Delta d/d$  - изменение межплоскостного расстояния,  $\Theta$  - угол Брэгга,  $\delta\Theta$  - изменение углового положения брэгговского максимума.

В результате измерений было найдено, что абсолютное значение пьезомодуля  $d_{11}$  составило:

$$|d_{11}| = 3,331 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}.$$

Знак пьезоэлектрического модуля зависит от выбора системы координат. Определение расположения кристаллографической системы координат относительно лабораторной проводилось при измерении пьезоэлектрического модуля  $d_{14}$ .

Погрешность измерений определяется точностью измерения параметров, входящих в выражения для расчетов, и составляет ~3%. Вместе с тем, было обнаружено, что измеренные в данной работе значения пьезоэлектрических констант отличаются от значений, полученных в [3].

- 1 Акустические кристаллы: справочник; под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.
- 2 Xuzhong Shi, Duorong Yuan, Aijian Wei, Zengmei Wang, Baolin Wang, "Growth and optical activity of  $\text{Ca}_3\text{TaGa}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$  (CTGS) single crystal", Materials Research Bulletin, №41, pp. 1052–1055, 2006.
- 3 Xuzhong Shi, Duorong Yuan, Xin Yin, Aijian Wei, Shiyi Guo, Fapeng Yu, "Crystal growth and dielectric, piezoelectric and elastic properties

of  $\text{Ca}_3\text{TaGa}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$  single crystal”, Solid State comm., vol. 142, pp. 173–176, 2007.

### ***Сверхпроводниковые микроструктуры и их применения***

#### **Управление магнитным моментом с помощью триплетного тока Джозефсона**

Н. Г. Пугач<sup>1</sup>, А. И. Буздин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический Факультет Московского Государственного Университета им. М.В. Ломоносова, Москва

<sup>2</sup>Institut Universitaire de France and University Bordeaux 1 LOMA, UMR 5798, Talence, France

Сверхпроводимость и магнетизм в однородной системе способствуют двум противоположным видам спинового упорядочения валентных электронов. Однако, в структурах где ферромагнетик (F) соседствует со сверхпроводником (S), взаимовлияние этих двух типов упорядочения приводит к целому ряду интересных эффектов, один из которых - обратный эффект близости. Он заключается в том, что вблизи SF границы равновесное спиновое распределение электронов проводимости изменяется при наличии сверхпроводимости. В сверхпроводящей области возникает наведенный магнитный момент, а в ферромагнитной – изменяется намагниченность электронов проводимости.

В предлагаемой работе рассчитан наведенный магнитный момент в контактах Джозефсона, слабой связью которых служат многослойные ферромагнитные структуры различного типа. Неколлинеарная намагниченность ферромагнитных слоев в такой структуре создает условия, необходимые для существования триплетной сверхпроводящей корреляции, которая, будучи дальнodelствующей, приводит к возникновению соответствующей компоненты наведенной намагниченности, проникающей в сверхпроводник даже через толстый слой ферромагнетика с другим направлением намагниченности. Эта компонента зависит от разности фаз параметра сверхпроводящего порядка на рассматриваемом контакте Джозефсона. В работе показано, что изменяя джозефсоновский ток, можно управлять этой дальнodelствующей наведенной намагниченностью. Или другим способом, прикладывая

электрическое напряжение к контакту можно создавать осциллирующий во времени наведенный магнитный момент.

Экспериментальное обнаружение этого спинового эффекта могло бы послужить независимым доказательством существования триплетной сверхпроводимости в SF гетероструктурах. Описанный механизм управления намагниченностью мог бы найти применение в спинтронике.

### **Наноболометры на основе сверхпроводниковых пленок NbN для быстродействующей волоконно-оптической системы**

*Щербатенко М.Л.*<sup>1</sup>, Лобанов Ю.В.<sup>1</sup>, Ларионов П.А.<sup>1</sup>, Масленников С.Н.<sup>1</sup>,  
Финкель М.И.<sup>1</sup>, Семенов А.В.<sup>1</sup>, Веревкин А.А.<sup>1</sup>, Воронов Б.М.<sup>1</sup>, Гольцман Г.Н.<sup>1</sup>  
Климчук А.Ю.<sup>2</sup>, Родин А.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет, Москва

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный

В современных астрофизических и геофизических исследованиях спектроскопия высокого разрешения ( $\lambda/\Delta\lambda \geq 10^6$ ) является относительно новым и перспективным методом, поскольку, в отличие от спектроскопии низкого разрешения, позволяет проводить более детальные измерения и открывает новые возможности – детектирование молекул с малыми концентрациями, выполнение изотопных измерений и доплеровских измерений поля скоростей. Такое разрешение возможно только с использованием когерентных приемников, и, если в радио и терагерцовом диапазонах гетеродинная техника широко распространена, то в оптическом и ИК диапазонах известны только единичные примеры использования когерентных приемников.

В данной работе мы представляем сверхпроводниковый широкополосный гетеродинный детектор на основе наноструктурированных ультратонких пленок NbN [1], предназначенный для астрофизических или геофизических наблюдений в ИК диапазоне и оптимизированный для наблюдений в телекоммуникационном диапазоне длин волн (1.55 мкм). В работе выполнено исследование коэффициента поглощения сверхпроводниковой пленки NbN в зависимости от топологии детектора. Для исследования были выбраны два типа структур: «чистый» мостик NbN, и мостик NbN с нанесенными на него поперечными золотыми полосками.

Выполненные исследования отклика наноструктур на излучение DFB-лазера (1.55 мкм) показали, что (1) нанесение золотых полосок способствует уменьшению необходимой мощности гетеродина, (2) коэффициент поглощения пленки NbN зависит от геометрических параметров полосок золота, (3) наибольшего поглощения удастся достичь при характерных размерах NbN-Au полосок  $\sim 0.15 - 0.30$  мкм.

1. Gregory N. Gol'tsman, Infrared Phys. & Techn., 40, 199-206, (1999).

### Различное влияние поворотов и сужений токонесущей сверхпроводящей пленки на резистивный отклик после поглощения одиночного фотона.

Зотова А.Н., Водолазов Д.Ю.

Институт физики микроструктур, Нижний Новгород

Сверхпроводящие пленки, запитанные током, используются в настоящее время как базовый элемент детекторов одиночных фотонов оптического и инфракрасного диапазонов. Пленки в таких детекторах изготавливаются в форме меандра, кроме того, могут иметь локальные неоднородности. Нашей целью является изучение влияния неоднородностей (поворотов и сужений) сверхпроводящего меандра на форму возникающего после поглощения фотона импульса напряжения.

На рис. 1 представлена зависимость напряжения на шунтирующем сопротивлении от времени для различных токов смещения и мест падения фотонов низкой ( $\lambda \approx 14.6$  мкм,  $\Delta T = T_c$  - локальное повышение температуры квазичастиц после поглощения фотона) и высокой ( $\lambda \approx 1.3$  мкм,  $\Delta T = 11.5T_c$ ) энергий. Для фотона низкой энергии появление вихрей и

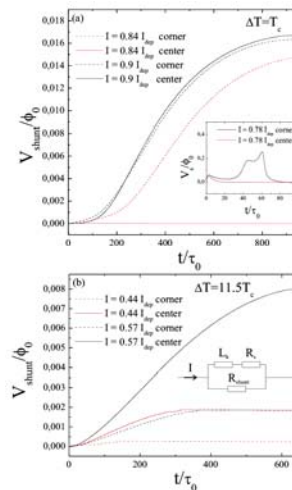


Рис. 1. Временная зависимость напряжения на шунте для различных токов смещения и мест падения фотонов. На вставке (b) показана эквивалентная схема детектора.

возникновение нормального домена происходит при меньших токах для поглощения фотона вблизи угла пленки. Тогда как при поглощении высокоэнергетического фотона с увеличением рассматриваемого тока нормальный домен возникнет сначала вдали от угла поворота пленки. Таким образом, повороты в сверхпроводящем меандре оказывают существенное влияние на детектирование низкоэнергетических фотонов, но слабочувствительны к фотонам высоких энергий.

### **Зависимость эффективности детектирования сверхпроводникового однофотонного детектора от его электрофизических параметров**

*Елезов М.С.*, Семенов А.С., Корнеева Ю.П., Гольцман Г.Н.  
Московский педагогический государственный университет, Москва

До настоящего времени одной из проблем, затрудняющих теоретическое описание сверхпроводникового однофотонного детектора (SSPD) и препятствующих его оптимизации, оставалось отсутствие статистически достоверной связи между электрофизическими параметрами детектора и его эффективностью детектирования. Для разрешения данной проблемы, нами проведены измерения зависимости эффективности детектирования от тока  $DE(I)$  на образцах, представляющих собой линейки из 16 SSPDs размером  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup> с шагом линейки 20 мкм. Благодаря близости расположения детекторов, гарантировалась одинаковость свойств плёнки. Обнаружено, что зависимость  $DE(I)$  является универсальной функцией для детекторов, принадлежащих к одной линейке, причём параметром зависимости является сопротивление квадрата плёнки (см. рис.). В то же время, максимальная эффективность детектирования данного детектора определяется его критическим током, который меняется в пределах линейки в достаточно широких пределах и, по всей видимости, ограничивается несовершенством структуры. Таким образом, установлено, что сопротивление квадрата плёнки и критический ток составляют полный набор электрофизических параметров, определяющих квантовую эффективность детектора. Отметим, что указанные параметры доступны в электрических измерениях на постоянном токе, без сопряжения детектора с оптическим сигналом. Полученный результат позволяет упростить процесс отбора детекторов с высокой эффективностью детектирования

и даёт способ корректного сравнения теоретических моделей с данными эксперимента.

1. G. N. Gol'tsman, et. all., APL, **79**, No 6, 2001.
2. G. N. Gol'tsman, et.all. , IEEE Applied superconductivity. **13**, No. 2, june 2003.

### Исследование природы темнового счета сверхпроводникового однофотонного детектора.

Трифонов А.В., Аверьев Н.В., Чараев И.А., Селезнев В.А., Корнеев А.А., Семенов А.В., Гольцман Г.Н.

Московский педагогический государственный университет.

В последние годы, в области однофотонного детектирования света появился новый вид устройств – сверхпроводниковые однофотонные детекторы (SSPD) на основе ультратонких пленок NbN (нитрида ниобия).

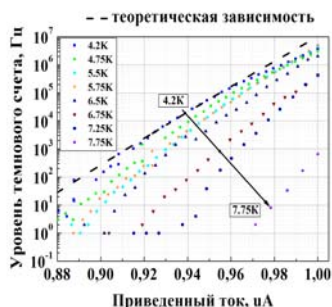


Рис. 1 Зависимость темнового счета от приведенного тока образца. Пунктирная линия описывает теоретический ход зависимости.

Чувствительным элементом SSPD детектора является сверхпроводящая полоска (шириной 100 нм и толщиной 4 нм) в форме меандра, что позволяет добиться более высокого уровня согласования с излучением. Основной задачей данного исследования было изучение механизма появления

темновых отсчетов в однофотонных сверхпроводниковых детекторах. На сегодняшний день существует несколько моделей, описывающих природу темнового счета SSPD детектора, в рамках данного

исследования, мы использовали модель перескока термически активированных вихрей через потенциальный барьер на границе сверхпроводника<sup>1</sup>. Полученные зависимости хорошо описываются законом



$$D_{\text{срз}} \sim \left( \frac{I_L}{I_c} \right)^v$$

(1),

полученным для модели термически активированных одиночных вихрей (рис. 1). Однако параметр  $v$  ( $\approx 100$ ) не зависит от температуры, что, возможно, указывает на существенно неравновесную природу флуктуаций.

*Литература:*

1. L.N. Bulaevskii, M.J. Graf, C.D. Batista «Vortex-induced dissipation in narrow current-biased thin-film superconducting strips», Phys. Rev.B **83**, 144526 (2011).

## Особенности динамики вихрей Абрикосова в Nb микротрубках

*Р. О. Резаев*<sup>1,2</sup>, В. М. Фомин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Московский инженерно-физический институт, г. Москва,

<sup>2</sup>Томский политехнический университет, г. Томск,

<sup>3</sup>Институт физики твердого тела им. Лейбница, Дрезден, Германия

Достижения в получении свернутых структур, содержащих сверхпроводящие слои (например, InGaAs/GaAs/Nb), открывают новые возможности исследования влияния кривизны поверхности на динамику вихрей. Как было показано в [1], геометрические характеристики определяют динамику в присутствии транспортного тока в открытой микро- или нанотрубки из сверхпроводника в магнитном поле, перпендикулярном оси трубки (рис. 1). Вихри образуются периодически на одной из границ трубки, движутся вдоль трубки под действием силы Лоренца и уничтожаются на противоположной границе. Для исследования такой динамики были введены характеристические времена и показано, что варьируя радиус кривизны можно в несколько раз изменять значение магнитного поля, при котором вихри начинают образовываться на границе.

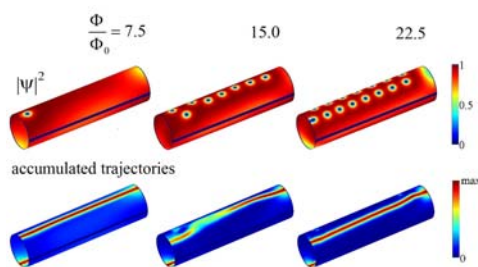


Рис. 1. «Снимок» распределения параметра порядка (первая строка) и «накопленных» траекторий (вторая строка) вихрей для различных значений магнитного потока (7.5, 15.0, 22.5) в присутствии транспортного тока, введенного в трубку через продольный разрез. Ток протекает вдоль поверхности трубки в направлении, перпендикулярном движению вихрей.

[1] V. M. Fomin, R. O. Rezaev, and O. G. Schmidt, Nano Lett. 2012, 12, 1282-1287.

### Численное исследование токовых состояний в сверхпроводящем мезоскопическом кольце во внешнем магнитном поле

Д.Н. Третьяк, Е.Н. Тумаев  
Кубанский государственный университет, Краснодар

Сверхпроводящие мезоскопические кольца диаметром несколько микрон и толщиной 40-70 нм, шириной 200-400 нм представляют собой уникальные сверхчувствительные преобразователи энергии инфракрасного излучения в электрический ток. Результаты теоретических и экспериментальных исследований симметричных и асимметричных сверхпроводящих колец приведены в работах А.В. Никулова с сотрудниками ([1] и др.).

Для исследования токовых состояний в сверхпроводящих кольцах нами использована система уравнений Гинзбурга-Ландау-Максвелла (ГЛМ) в безразмерной форме [2, 3] в параметризации, в которой комплексный параметр порядка  $\Psi(\mathbf{r})$  разделяется на вещественную часть  $\eta(\mathbf{r})$  и мнимую часть  $\xi(\mathbf{r})$ . Система ГЛМ в поперечной

калибровке вектор-потенциала электромагнитного поля имеет следующий вид

$$-\kappa^{-2}\nabla^2\eta - 2\kappa^{-1}A\nabla\xi + A^2\eta - \eta + \eta(\xi^2 + \eta^2) = 0, \quad (1)$$

$$-\frac{1}{\kappa^2}\nabla^2\xi + \frac{2}{\kappa}A\nabla\eta + A^2\xi - \xi + \xi(\xi^2 + \eta^2) = 0, \quad (2)$$

$$\nabla^2 A = \frac{4}{\kappa}(\xi\nabla\eta - \eta\nabla\xi) + (\xi^2 + \eta^2)A, \quad (3)$$

где  $\kappa = 2^{3/2}eH_c\delta^2/\hbar c$  – параметр Гинзбурга-Ландау,  $e$  – заряд электрона,  $\hbar$ ,  $c$  – постоянная Планка и скорость света,  $\delta = \sqrt{\hbar^2 c^2 / 8\pi e^2 \Psi_0^2}$  – глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник,  $m$  – масса электрона,  $\Psi_0 = \sqrt{\alpha|\tau|/b}$  – значение параметра порядка в отсутствие магнитного поля,  $\tau = (T - T_c)/T_c$ ,  $T$  – температура сверхпроводника,  $T_c$  – критическая температура,  $\alpha|\tau|$  и  $b$  – коэффициенты, входящие в разложение свободной энергии сверхпроводника по параметру порядка,  $H_c = 2\alpha\tau\sqrt{\pi/b}$  – критическое значение напряженности магнитного поля, при котором сверхпроводящее состояние исчезает,  $A(\mathbf{r})$  – вектор-потенциал электромагнитного поля. Граничные условия к системе (1)-(3) запишутся в виде

$$\mathbf{n}(\kappa^{-1}\nabla\xi - A\eta) = 0, \quad \mathbf{n}(\kappa^{-1}\nabla\eta + A\xi) = 0, \quad (4)$$

где  $\mathbf{n}$  – вектор внешней нормали к границе сверхпроводящего образца. В уравнениях (1)-(3) и условиях (4) параметр порядка отнесен к величине  $\Psi_0$ , вектор-потенциал отнесен к величине  $\sqrt{2}H_c\delta$ , радиус-вектор  $\mathbf{r}$  отнесен к  $\delta$ .

Система уравнений (1)-(3) с граничными условиями (4) решалась для сверхпроводящего мезоскопического кольца с внутренним радиусом  $R_1 = 20$  мкм, внешним радиусом  $R_2 = 25$  мкм, и толщиной  $h$ , меньшей корреляционной длины  $\xi_c$ , что дает основание рассматривать мезоскопическое кольцо как двумерный объект, находящийся во внешнем однородном постоянном магнитном поле,

вектор напряженности которого выбран перпендикулярен плоскости кольца. В уравнениях (1)-(3) и условиях (4) вектор-потенциал  $A(\mathbf{r})$  складывается из потенциала внешнего поля  $A_{ext}(\mathbf{r}) = [\mathbf{H} \times \mathbf{r}]/2$  и потенциала, порождаемого сверхпроводящим током  $A_{int}(\mathbf{r})$ . В качестве стартового приближения для численной схемы, основанной на методе конечных элементов, использовалось приближение заданного внешнего магнитного поля, когда  $A(\mathbf{r}) = A_{ext}(\mathbf{r})$ . Вычисления были выполнены с использованием программного пакета FlexPDE. Величина параметра Гинзбурга-Ландау  $\kappa$  была взята равной 0.026, что соответствует использовавшимся в исследованиях [1] алюминиевым кольцам. Результаты численного расчета позволили получить распределение в кольце концентрации бозе-конденсата куперовских пар электронов  $|\Psi(\mathbf{r})|^2$  в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля, изображенное на рисунке 1. Обращает на себя внимание, во-первых, конечное число осцилляций параметра порядка при увеличении напряженности внешнего поля, число которых уменьшается при увеличении ширины кольца. Во-вторых, наблюдается отклонение от закона периодичности осцилляций: величина потока магнитного поля  $\Phi$  оказывается лишь приближенно равной целому числу флюксонов  $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$ .

Для объяснения результатов численного расчета нами рассмотрено, следуя [4], одномерное сверхпроводящее кольцо радиуса  $R$  и пренебрежимо малой ширины, для которого система уравнений ГЛМ была записана в полярных координатах в экспоненциальной параметризации  $\Psi = f \exp(in\varphi)$ , где амплитуда  $f$  постоянна, угловая часть определяется однозначностью параметра порядка при замене  $\varphi$  на  $\varphi + 2\pi$ , и внешнее магнитное поле полагается равным нулю. В области существования сверхпроводящего тока вектор-потенциал  $A$  имеет только компоненту  $A_\varphi$ , касательную к кольцу. Тогда из системы уравнений ГЛМ вытекает следующее уравнение для величины  $g = f^2$ ,

$$g^3 + (2R^{-2} - 1)g^2 + (R^{-4} - 2R^{-2})g + R^{-4}((n/\kappa R)^2 - 1) = 0$$

аналитическое исследование которого подтверждает обнаруженный при численном расчете факт конечного числа осцилляций параметра порядка, а также указывает на наличие бистабильных токовых состояний, при которых одно значение числа  $n$ , входящего в фазу

параметра порядка, определяет два значения вектор-потенциала  $A_\varphi$ , из которых одно оказывается стабильным, а второе – неустойчивым.

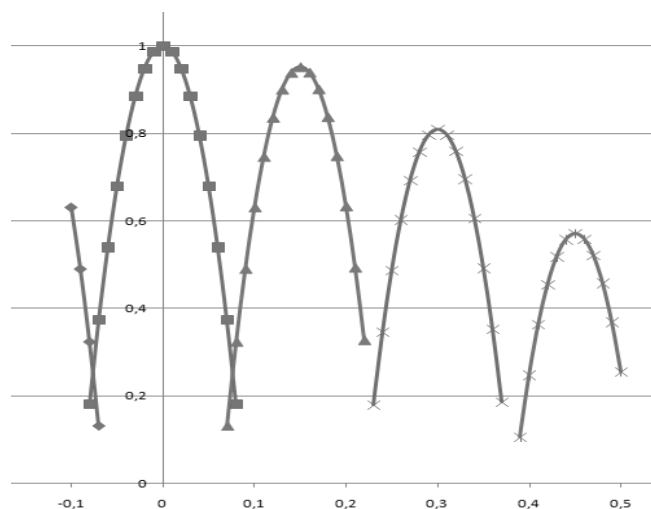


Рис.1. Зависимость относительной концентрации куперовских пар  $|\Psi|^2 = \eta^2 + \xi^2$  от напряженности внешнего магнитного поля  $H / H_c$ .

1. Гуртовой В.Л., Дубонос С.В., Никулов А.В. и др. Зависимость величины и направления устойчивого тока от величины магнитного потока в сверхпроводящих кольцах // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2007. Т. 132. С.1320-1339.
2. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М. «Наука», 1987, 520 стр.
3. Третьяк Д.Н., Тумаев Е.Н. Аналитическое и численное исследование устойчивых токовых состояний в сверхпроводящем мезоскопическом кольце во внешнем магнитном поле // Сб. "современные проблемы физики, биофизики и инфокоммуникационных технологий", Краснодар, 2012, С. 291-298.

4. Vodolazov D.Y., Baelus B.J., Peeters F.M. Stationary-phase slip state in quasi-one-dimensional rings // Physical Review B. 2002. 66. 054531. P.1-6.

### **Транспорт в наноструктурах**

#### **Проявления межэлектронного рассеяния в двумерной баллистической системе**

Мельников М.Ю., Хранай В.С.

Институт Физики Твёрдого Тела РАН, Черноголовка, Московская обл.

Мы экспериментально исследуем температурную зависимость сопротивления классического баллистического точечного контакта [1] в двумерной электронной системе. Точечный контакт сформирован при помощи техники расщепленных затворов в высокоподвижной гетероструктуре AlGaAs/GaAs. Обнаружено *падение* сопротивления контакта более чем на 10% по мере повышения температуры от 0,5 К до 4,2 К. В отсутствие магнитного поля, температурная зависимость близка к линейной, ниже 2 К и стремится к насыщению при более высоких температурах. Магнитное поле порядка 10 мТл, направленное перпендикулярно гетеропереходу, подавляет температурную зависимость. Этот эффект проявляется сильнее при более низких температурах, что приводит к эволюции температурной зависимости в магнитном поле, которая становится близка к параболической. Нормированные магнитополевые зависимости  $\square R(B)$  допускают эмпирическое масштабирование одним параметром в широком интервале сопротивлений контакта. Эти наблюдения являются сильным свидетельством в пользу влияния межэлектронного рассеяния на сопротивление баллистического контакта [2]. Результаты качественно согласуются с недавней теорией межэлектронного рассеяния в классических баллистических контактах [3].

1. Ю.В. Шарвин и Н.И. Богатина, ЖЭТФ **56**, 772 (1969).
2. M.Yu. Melnikov, J. P. Kotthaus, V.Pellegrini et al., Phys. Rev. B **86**, 075425 (2012).
3. K.E. Nagaev and O.S. Ayvazyan, Phys. Rev. Lett. **101**, 216807 (2008); K.E. Nagaev, T.V. Kostyuchenko, Phys. Rev. B **81**, 125316 (2010).

## Переход металл – изолятор в напряженных эпитаксиальных манганитных пленках

Карнов М.А.<sup>1,2</sup>, Борисенко И.В.<sup>2</sup>, Овсянников Г.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный

<sup>2</sup>ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва

Интерес к сложным оксидам марганца вида  $ABMnO_3$  (А - редкоземельный металл, В – щелочноземельный допирующий элемент), называемых манганитами, обусловлен их необычными свойствами, благодаря которым возможно применение манганитов при создании детекторов, функциональных элементов электроники и спинтроники.

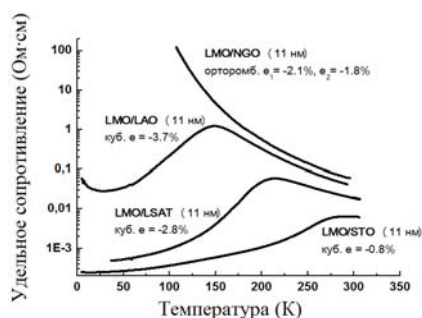


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления образцов LMO на различных подложках (NGO, LAO, LSAT, STO) от температуры. На графике указан тип кристаллической симметрии решетки подложки (куб., орторомб.) и величины рассогласования параметров решетки подложки и манганита -  $e$

зависимости удельного сопротивления, а в пленках на кубических подложках ( $SrTiO_3$ ,  $La_{0.3}Sr_{0.7}Al_{0.65}Ta_{0.35}O_3$ ,  $LaAlO_3$ ) присутствует переход металл-изолятор при  $T_{MI} = 150 - 250K$ , причем при увеличении сжимающих деформаций в базовой плоскости наблюдается увеличение удельного сопротивления и понижение температуры перехода металл-изолятор (Рис.1.).

Одним из свойств манганитов является тесная связь магнитной и электронной подсистем, которая проявляется, в частности, в наличие перехода металл-изолятор, при температуре близкой к температуре ферромагнитного перехода. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований проводимости тонких эпитаксиальных пленок  $LaMnO_3$ , выращенных на подложках, которые имеют разное (1-4%) рассогласование кристаллических решеток подложки и пленки.

Обнаружено, что эпитаксиальные пленки LMO, выращенные на орторомбической подложке  $NdGaO_3$ , имеют диэлектрический ход температурной

## Электронный транспорт в манганитных бикристаллических контактах

*А.М. Петржик<sup>1</sup>, Г.А. Овсянников<sup>1,2</sup>, В.В. Демидов<sup>1</sup>, А.В. Шадрин<sup>1,2</sup>*

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

<sup>2</sup>Чалмерский технологический университет, SE-41296, Гетеборг, Швеция

Проведено исследование бикристаллических контактов - мостиков из эпитаксиальных манганитных плёнок  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ , выращенных на бикристаллической подложке  $(110)\text{NdGaO}_3$  с симметричным разворотом вокруг бикристаллической границы на углы  $2\Theta = 12$  и  $38^\circ$ . Измерены угловые зависимости резонансного магнитного поля ферромагнитного резонанса при вращении плёнок вокруг нормали в условиях, когда внешнее магнитное поле расположено в плоскости плёнки, что позволяет определить углы разориентации осей намагниченности частей плёнки, лежащих по обе стороны от бикристаллической границы. Измерены температурные зависимости сопротивления, ВАХ, магнитосопротивление структур.

Показано наличие двух ферромагнитно упорядоченных спиновых подсистем с мало различающимися (порядка 1 градуса) направлениями лёгких осей намагниченности. Оси направлены вдоль бикристаллической границы и практически не зависят от угла кристаллографической разориентации частей бикристаллической подложки. Магнитосопротивление  $\text{MR}' = R/R_{750\text{Э}}$  увеличивается с уменьшением температуры, при  $T = 4,2\text{K}$ , когда в LSMO пленках поляризация близка к 100%,  $\text{MR}'$  составляет 30% для контактов с  $38^\circ$  разориентацией. С уменьшением угла разориентации  $\text{MR}'$  сильно уменьшается, и при  $12^\circ$  составляет доли процента. Показано, что малое  $\text{MR}'$  может быть вызвано рассеянием спин - поляризованных носителей из-за сильного электрон - электронного взаимодействия в приграничном неупорядоченном слое при низких температурах и рассеянием на антиферромагнитных магнонах - при высоких.

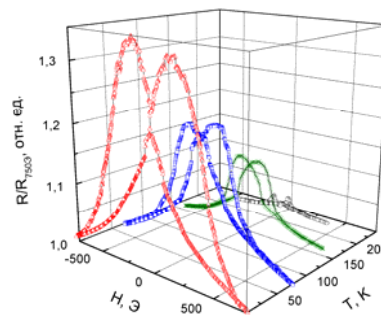


Рис. 1.  $\text{MR}'$  образца с  $2\Theta=38^\circ$



Работа поддержана грантами РФФИ 11-02-01234а, 12-02-31587, 12-07-31207 и грантом Президента России: Ведущая научная школа НШ-2456.2012.2.

## Дробовой шум в режиме прыжковой проводимости

Е.С. Тихонов<sup>1,2</sup>, В.С. Храпай<sup>1</sup>, Д.В. Шовкун<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела РАН

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет)

При протекании электрического тока через проводник возникают флуктуации тока, связанные с дискретностью элементарного заряда, так называемый дробовой шум. Такой шум позволяет, в частности, получить информацию о корреляции электронов, недоступную другим методам [1]. В металлических проводниках дробовой шум наблюдается при условии, что размер исследуемого образца мал по сравнению с длиной энергетической релаксации, на которой устанавливается локальное равновесие. Вопрос о наличии и величине дробового шума в диэлектрике с прыжковой проводимостью не столь однозначен в силу неупругости самого механизма проводимости.

Мы исследуем дробовой шум в двумерной электронной системе в GaAs на образцах с длиной канала 5 мкм при температурах 0.5-4.2 К для различной электронной плотности. При низкой плотности достигается диэлектрическое состояние с температурной зависимостью проводимости, соответствующей моттовскому закону с переменной длиной прыжка. В этих условиях измеряется спектральная плотность токового шума на частотах выше 10 МГц, что на 2 порядка величины выше всех предыдущих исследований [2] и позволяет надежно избежать влияния модуляционного/фликкер шума. При температуре 0.5К проводимость падает грубо экспоненциально с понижением электронной плотности, а величина дробового шума растет и достигает пуассоновского значения (фактор Фано сравнивается с 1 при сопротивлениях масштаба 10 МОм на квадрат). По-видимому, это первая демонстрация полного дробового шума в диэлектрике макроскопического размера. Также впервые продемонстрировано, что с повышением температуры дробовой шум заметно уменьшается (примерно втрое в нашем интервале температур). Полученные результаты качественно объясняются на основе перколяционной модели прыжковой проводимости.

- [1] Blanter Ya.M., Buttiker M. Shot noise in mesoscopic conductors, Phys. Rep. 336 (2000)  
 [2] V.V. Kuznetsov et al., Phys. Rev. Lett. 85, 397 (2000)  
 [3] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос «Электронные свойства легированных полупроводников»

## Управление спиновым переходом в режиме ДКЭХ при факторе заполнения 2/3

Вановский В.В.<sup>1,2</sup>, Храпай В.С.<sup>1</sup>, Шашкин А.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твёрдого тела РАН

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет)

При факторе заполнения  $\nu=2/3$  в дробном квантовом эффекте Холла при уменьшении магнитного поля происходит спиновый переход и спиновая поляризация основного состояния уменьшается с 1 до 0 [1]. В данной работе с помощью магнетоемкостных измерений [2] было изучено влияние конечной ширины волновой функции электрона и непараболичности g-фактора Ланде в гетеропереходе GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As на положение спинового перехода в ДКЭХ при факторе заполнения  $\nu=2/3$ . Прикладывая напряжение на задний затвор, мы уменьшаем ширину волновой функции. Таким образом перенормируется кулоновское взаимодействие и g-фактор Ланде уменьшается по абсолютной величине за счет непараболичности. Напряжением на переднем затворе мы независимо можем управлять фактором заполнения.

На рис. 1 поле спинового перехода построено, как функция напряжения на заднем затворе. Кружками показаны экспериментальные результаты. Пунктирная линия – результат расчёта, – точки – расчёт без учёта влияния ширины волновой функции.

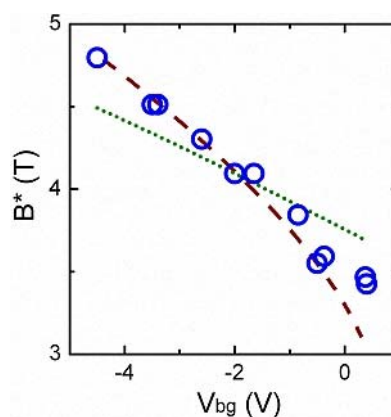


Рис. 1. Поле спинового перехода от  $V_{bg}$

Экспериментальное смещение спинового перехода неплохо согласуется с расчётом. Последние расчёты энергии основного состояния в ДКЭХ при  $\nu=2/3$  дают величину разницы энергий спин-поляризованного и неполяризованного состояний на 30% меньшую полученной в нашей работе [3].

1. Eisenstein J.P. et al., Phys. Rev. B 41, 7910 (1990).
2. Khrapai V.S. et al., Phys. Rev. Lett. 99, 086802 (2007).
3. Davenport S.C. et al., Phys. Rev. B 85, 245303 (2012).

## Интерференция спиновых и туннельных щелей в квантовом магнитотранспорте двойной квантовой ямы n-InGaAs/GaAs

М.В. Якунин<sup>1</sup>, С.М. Подгорных<sup>1</sup>, В.Н. Неверов<sup>1</sup>, А.П. Савельев<sup>1</sup>,  
А. де Виссер<sup>2</sup>, Дж. Галисту<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

<sup>2</sup> Van der Waals-Zeeman Institute, Univ. of Amsterdam, The Netherlands

Двойная квантовая яма (ДКЯ) – перспективный объект для исследования многоэлектронных явлений в (квази)двумерных системах, поскольку наличие здесь межслойных электронных корреляций создает новые условия

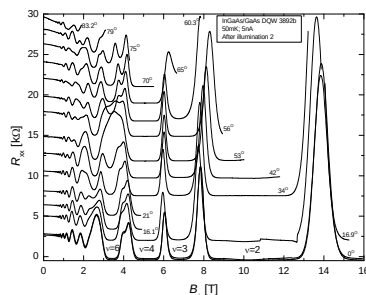


Рис. 1. Магнитосопротивление  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$  при разных углах наклона поля

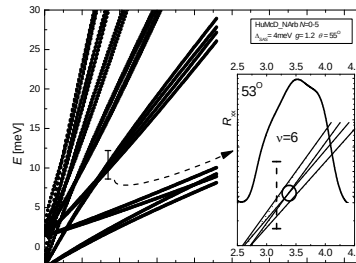


Рис. 2. Картина магнитных уровней при угле наклона  $\theta=53^\circ$

для существования электронных фаз [1]. Интерес к гетеросистеме InGaAs/GaAs обусловлен тем, что в квантовых ямах InGaAs может быть стабильно и достаточно сильно выражена еще одна – спиновая – степень свободы. Это может еще более расширить круг необычных свойств ДКЯ.

Мы представляем результаты исследований квантового магнитотранспорта в ДКЯ в гетеросистеме  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ .

Выявлены сильные локальные немонотонные изменения в структуре особенностей диагональной (рис. 1, 2) и холловской компонент магнитосопротивления в режиме квантового эффекта Холла с наклоном магнитного поля  $\theta$  относительно нормали к образцу. Мы объясняем это на основе рассчитанной эволюции картины магнитных уровней с наклоном поля как результат интерференции между спиновыми и туннельными щелями с учетом возникающих из-за многоэлектронных эффектов антикроссингов.

1. S. Girvin and A.H. MacDonald, in Perspectives in Quantum Hall Effects, Chapter 5, - N.Y.: John Wiley & Sons (1997).

### **Спин-туннельное переключение магнитных наноточек через вакуумный зазор при токовой передаче компонент спинового вращательного момента**

Демин Г.Д.<sup>1,2</sup>, Попков А.Ф.<sup>1</sup>, Дюжев Н.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Национальный государственный университет «МИЭТ», Зеленоград, г. Москва

<sup>2</sup>Зеленоградский нанотехнологический центр, Зеленоград, г. Москва

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию спин-поляризованного транспорта в магнитных наноструктурах, поскольку возможность токового переключения намагниченности ферромагнитного материала в наносекундном диапазоне открывает новые перспективы развития сверхплотных магнитных запоминающих устройств с плотностью записи вплоть до 10 Тб/дюйм<sup>2</sup>. Особенный интерес вызывает рассмотрение токового переноса спинового вращательного момента в магнитных туннельных переходах с вакуумным зазором, выполненных для исследования предлагаемой нами концепции организации памяти на магнитных наноточках путём передачи спин-туннельного тока через зазор с поверхности магнитного зондового наконечника. В работе показано, что такие структуры могут служить для переключения магнитных наноточек в широком диапазоне напряжений, который не ограничивается вероятностью пробоя, который наблюдается в магнитных туннельных переходах с диэлектрической прослойкой, и представлен как слабополевым, так и в сильнополевым режимами туннелирования. Изучена природа компонент спинового вращательного момента, - как параллельной плоскости намагниченностей слоя поляризатора (магнитный зондовый наконечник) и свободного магнитного слоя (магнитная наноточка), так

и перпендикулярной данной плоскости в зависимости от ориентации намагниченностей и прикладываемого к переходу напряжения. В случае вакуумного зазора, при малых напряжениях данные величины являются сопоставимыми, при больших напряжениях параллельная составляющая значительно превышает перпендикулярную в случае туннелирования слева направо и становится сравнимой с ней при туннелировании справа налево, что составляет неисследованную ранее область спин-туннельных явлений механизма передачи спинового вращательного момента.

Случайное изменение знака компонент спинового вращательного момента при изменении

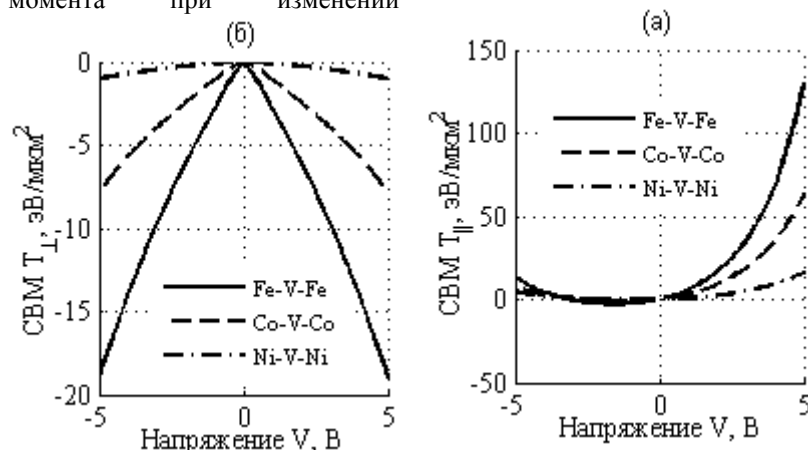


Рис. 1. Зависимости а) параллельной и б) перпендикулярной компоненты СВМ от напряжения на переходе с вакуумным зазором для материалов магнитных слоёв, выполненных из Fe, Co и Ni, где V – вакуум. Угол взаимной ориентации намагниченностей составляет  $90^\circ$ .

напряжения на переходе приводит к необходимости дополнительного исследования магнитной динамики системы. В соответствии с этим в работе проведен полный бифуркационный анализ спиновой динамики с поиском особых стационарных точек магнитной системы на основе уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, и найдены критические токи переключения свободного магнитного слоя, представленного в форме наноточки. Рассчитанный диапазон токов находится в пределах  $10^7$ - $10^8$  А/см<sup>2</sup> и удовлетворяет условиям записи единичной магнитной ячейки памяти.

Приведенные на Рис.1 зависимости компонент спинового вращательного момента (СВМ) от напряжения на структуре перехода с

вакуумным зазором в слабополеовом режиме для разных материалов магнитных слоёв оказываются сравнимыми с аналогичными зависимостями для переходов с диэлектрической прослойкой [1,2]. Таким образом, задача реализации высокоплотной магнитной памяти на основе зондового переключения матрицы из магнитных наноточек спин-туннельным током через вакуумный зазор может быть выполнена на основе данной концепции, что подтверждается рядом предшествующих работ по спин-поляризованной сканирующей туннельной микроскопии. [3].

1. Wilczyński M. et. al. Phys.Rev.B, **77**, №5, 054434 (2008).
2. Chshiev M., Butler W. H. et. al. IEEE, **44**, №11, 2543 (2008).
3. Herzog G., Krause S. et.al. Appl. Phys. Lett., **96**, №10, 102505 (2010).

### **Энергетическая релаксация в двумерных электронных системах**

*Шангина Е.Л.*

Институт физики высоких давлений РАН, г. Москва

Одной из актуальных проблем современной радиофизики является получение изображений в терагерцовом диапазоне частот. В этом диапазоне наилучшими характеристиками, в том числе шумовой температурой, обладают охлаждаемые до гелиевых температур СИС-детекторы и смесители (болометры) на горячих электронах.. Широко распространено применение смесителей на сверхпроводниковых наноструктурах NbN. В качестве альтернативы смесителям на горячих электронах в сверхпроводниках предложены гетеродинные смесители с фононным каналом охлаждения носителей на основе наноструктур с двумерным электронным газом AlGaAs/GaAs. Полоса преобразования таких смесителей определяется при гелиевых (азотных) температурах релаксацией носителей на акустических (оптических) фононах соответственно. Целью настоящей работы является теоретическое исследование механизмов энергетической релаксации и параметрических зависимостей времен энергетической релаксации электронов в двумерных полупроводниковых структурах в квантово упорядоченном состоянии и квантовой критической области, а также поиск оптимального решения для полосы преобразования смесителей с фононным каналом охлаждения электронов на основе полупроводниковых наноструктур AlGaAs/GaAs.

Результаты расчетов показывают, что доминирующим механизмом низкотемпературной неупругой релаксации электронов в гетероструктурах AlGaAs/GaAs является малоугловое рассеяние на пьезоакустических фононах [1]. При этом предельная подвижность в AlGaAs/GaAs гетероструктуре с концентрацией электронов  $n_s = 4.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при  $T=1.6 \text{ К}$  составляет  $110 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , увеличение концентрации  $n_s = 8.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  приводит к возрастанию подвижности до значений  $320 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

1. Shangina E.L., Semicond. Sci. Technol., **27**, 105021 (2012).

## Теория наноструктур

### Обменное усиление g-фактора в узкозонных квантовых ямах

*С.С. Криштопенко*

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

В последние несколько лет наблюдается устойчивый рост интереса к изучению различных коллективных эффектов, связанных с электрон-электронным ( $e-e$ ) взаимодействием, в 2D системах, закон дисперсии носителей в которых отличается от параболического [1-7]. Данная работа посвящена исследованию влиянию  $e-e$  взаимодействия на g-фактор 2D

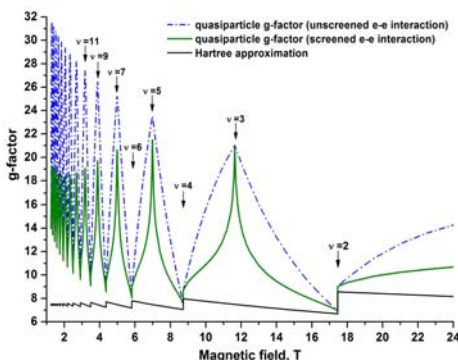


Рис. 1. Обменное усиление g-фактора квазичастиц в симметричных КЯ InAs/AlSb шириной 15 нм с концентрацией  $8.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  [4]. Чёрная кривая – результаты одноэлектронного расчёта. Зелёная сплошная и синяя прерывистая кривая – расчёт, выполненный в “экранированном” и “неэкранированном” приближении Хартри-Фока соответственно. Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау.

электронов, измеряемый как в магнитотранспорте (g-фактор квазичастиц) [3-6], так и в спиновом резонансе (СР) [7] в узкозонных симметричных и асимметричных квантовых ямах (КЯ). Продemonстрировано, что замешивание  $|S\rangle$ -состояний в зоне проводимости и  $|P\rangle$ -состояний в валентных зонах в совокупности с выраженным спин-орбитальным (СО) взаимодействием в узкозонных КЯ, приводят к обменному усилению спинового расщепления и g-фактора квазичастиц как при нечётных, так и при чётных факторах заполнения уровней Ландау [3-6], в отличие от КЯ с параболическими подзонами, где обменное усиление имеет место только при нечётных факторах заполнения уровней Ландау [8].

В докладе на примере гетероструктур InAs/AlSb продемонстрировано нарушение теоремы Лармора [9] как в асимметричных, так и в симметричных КЯ на основе узкозонных полупроводников. Предложенная “многочастичная” теория СР [7], развитая в приближении Хартри-Фока с использованием 8-зонного  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  гамильтониана, позволила объяснить наблюдаемое в эксперименте расхождение электронного g-фактора в слабых магнитных полях в гетероструктурах InAs/AlSb [10].

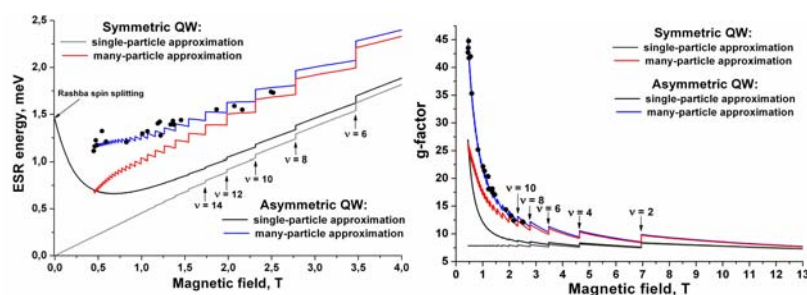


Рис. 2. Энергии СР (левая панель) и g-фактор (правая панель) 2D электронов в симметричных и асимметричных КЯ InAs/AlSb шириной 15 нм и концентрацией электронов  $7.65 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Серая и чёрная кривые – результаты расчёта в симметричной и асимметричной КЯ, выполненные в одноэлектронном приближении. Красные кривые соответствуют приближению Хартри-Фока в симметричной КЯ, синие кривые –приближению Хартри-Фока в асимметричной КЯ. Результаты экспериментальных значений энергии СР и g-фактора представлены символами [10]. Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие чётным факторам заполнения уровней Ландау.

В работе впервые проведены теоретические исследования СР в узкозонных КЯ в режиме дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ).



Продemonстрировано дополнительное усиление g-фактора в состояниях ДКЭХ, поляризованных по спине, по сравнению со значениями, полученными в приближении Хартри-Фока. Результаты работы свидетельствуют о принципиальной возможности изучения состояний дробного КЭХ в узкозонных КЯ с помощью СР.

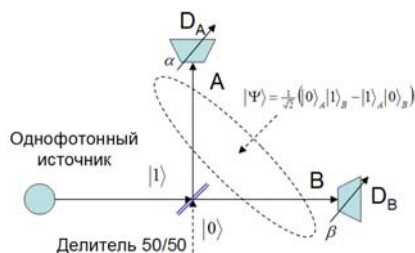
1. A. Iyengar et al. *Phys. Rev. B* **75**, 125430 (2007).
2. Yu. A. Bychkov and G. Martinez. *Phys. Rev. B* **77**, 125417 (2008).
3. M.O. Goerbig. *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1193 (2011).
4. S.S. Krishtopenko et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **23**, 385601 (2011).
5. S.S. Krishtopenko et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **24**, 135601 (2012).
6. С.С. Криштопенко и др. *ФТП*, том. **46**, вып. 9, 2012, стр. 1186 (2012).
7. S.S. Krishtopenko et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **24**, 252201 (2012).
8. T. Ando and Y. Uemura, *J. Phys. Soc. Jpn* **37**, 1044 (1974).
9. M. Califano et al. *Phys. Rev. B* **73**, 113315 (2006).
10. С.С. Криштопенко и др. Труды XVI Межд. симп. «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, ИФМ РАН, 2012, т.1., стр. 288-289.

## Кубиты как детекторы для квантово-оптических экспериментов

Семенов А.В.

Московский педагогический государственный университет, Москва

Предложен новый тип измерений над одиночными фотонами, в котором для детектирования фотона используются кубиты. Кубит-детектор после взаимодействия с фотонным полем может быть обнаружен в суперпозиции основного и возбуждённого состояний, что



даёт возможность проектировать состояние поля на векторы  $a|0\rangle + b|1\rangle$  с заданными амплитудами. Таким образом, кубит-детектор даёт дополнительные степени свободы при проведении измерений по

сравнению традиционным однофотонным детектором. Это позволяет, в частности, реализовать один последних фундаментальных экспериментов квантовой оптики - продемонстрировать неклассическую природу корреляций для простейшего запутанного состояния  $a|0,1\rangle + b|1,0\rangle$ , возникающего после деления однофотонного поля на полупрозрачном зеркале (vacuum entanglement problem).

## **Новый подход к теоретическому исследованию электронного транспорта в гетероструктурах с многозонными сверхпроводниками**

*Бурмистрова А. В.<sup>1</sup>, Девятов И. А.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> НИИЯФ им. Д. В. Скобелыцина МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

В данной работе нами предлагается новый подход к теоретическому исследованию электронного транспорта в гетероструктурах с многозонными сверхпроводниками [1]. В рамках данного подхода нами рассчитаны проводимости контактов однозонного нормального металла и многозонного высокотемпературного железосодержащего сверхпроводника для произвольных ориентаций границы по отношению к кристаллографическим осям железосодержащего сверхпроводника в рамках наиболее популярной  $s^{+-}$  модели сверхпроводящего спаривания, а также популярной  $s^{++}$  модели сверхпроводящего спаривания. Также были рассчитаны температурные и фазовые зависимости тока Джозефсона через сверхпроводящие переходы, содержащие изотропный однозонный сверхпроводник БКШ-типа и сверхпроводящий пниктид для произвольных ориентаций границы по отношению к кристаллографическим осям железосодержащего сверхпроводника в рамках  $s^{+-}$  и  $s^{++}$  моделей сверхпроводящего спаривания. Кроме того, рассчитаны проводимости S-N-S структур, где S - высокотемпературный железосодержащий сверхпроводник и N - нормальная или диэлектрическая прослойка, принимая во внимание наличие в таких структурах явления многократного андреевского отражения. Выведены корректные граничные условия для контактов, содержащих многозонный железосодержащий сверхпроводник и металл с сильным упругим рассеянием электронов на примесях. Кроме этого, мы теоретически исследовали электронный транспорт в структурах, содержащих новый высокотемпературный железосодержащий сверхпроводник и ферромагнетик

1. А. В. Бурмистрова, И. А. Девятов, Письма в ЖЭТФ, **Том 96**, выпуск 6 (2012год).

## Электронная структура графеновой сверхрешетки с периодически модулированной дираковской щелью

*А.В.Тележников*, Г.М.Максимова, В.А.Бурдов, Е.С.Азарова  
Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского,  
г. Нижний Новгород

В настоящей работе исследуются электронные состояния в одномерной сверхрешетке (СР) на основе графена с периодически модулированной щелью и относительным смещением зон (потенциал), когда щель и потенциал являются кусочно-гладкой функцией координаты  $x$ . Такая СР, в частности, может быть реализована на основе графена, напыленного на полосчатую подложку из оксида кремния и  $h-BN$  [1]. Проведен подробный анализ электронной структуры СР с одинаковой долей щелевой и бесщелевой фракций графена. Показано, что при увеличении  $V$  ширина щели между валентной зоной и зоной проводимости монотонно уменьшается и при достижении порогового значения  $V = V_c$  электронная и дырочная ветви касаются друг друга в точке  $\vec{k} = 0$ . При этом в центре зоны Бриллюэна появляется «дираковская» точка. При превышении потенциалом значения  $V_c$  щель в точке  $\vec{k} = 0$  открывается снова (в отличие изучаемой системы от СР, сформированной электростатическим потенциалом [2]). Однако, при этом возникают две симметрично расположенные на оси  $k_y$  точки Дирака. Дальнейшее увеличение  $V$  приводит к рождению из точки  $\vec{k} = 0$  очередной пары дираковских точек. Таким образом, при значениях потенциала  $V > V_c$  СР становится бесщелевой. Нами получено выражение для порогового значения  $V_c$ , а также найдены положения дираковских точек в  $\vec{k}$ -пространстве. Как показано в работе, закон дисперсии в окрестности этих точек является анизотропным, что приводит к сильной анизотропии электронной и дырочной групповых скоростей. Нами также установлено, что в исследуемой системе могут существовать интерфейсные состояния. Обсуждаются необходимые условия их появления, а также получены параметры системы, при которых эти состояния реализуются.

1. P.V.Ratnikov, JETP Lett. **90**, 469 (2009).
2. M.Barbier, P.Vasilopoulos, and F.M.Peeters, Phys. Rev. B **81**, 075438 (2010).

## Моделирование транспорта в Si/SiGe гетероструктурах

Орлов М.Д.<sup>1,2</sup>, Ивина Н.Л.<sup>2</sup>, Орлов Л.К.<sup>1,2</sup>, Ковалевский К.А.<sup>1</sup>, Пименов И.В.<sup>1</sup>,  
Мельникова А.А.<sup>2</sup>, Еремичев С.С.<sup>2</sup>, Копылов Р.Ю.<sup>2</sup>, Воротынецев А.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФМ РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>НГТУ, Нижний Новгород

Нами рассмотрены низкотемпературные электрические и магнетотранспортные характеристики частично релаксированных Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> гетероструктур с двумерным электронным каналом проводимости ( $n_e \geq 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ) в упруго напряженном слое кремния нанометровой толщины. Для понимания полученных закономерностей проведен подробный расчет потенциала и распределения электронов по слоям структуры. Изучена зависимость туннельной прозрачности барьера, разделяющего 2D (Si канал) и 3D (верхний SiGe слой) транспортные каналы в системе, от толщин слоев, уровня легирования, степени размытия границ и степени релаксации упругих напряжений в слоях структуры. Малая ширина барьера на гетерогранице приводит к возможности межслоевых туннельных переходов даже в нерезонансных условиях, что наблюдается на вольт-амперных характеристиках исследуемых реальных структур. Нестабильности, проявляющиеся в магнетотранспортных измерениях как в слабых, так и сильных магнитных полях объясняются переходами носителей заряда из двумерного в трехмерное состояние, вследствие межслоевых туннельных перебросов электронов.

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ проект 12-02-31291, федеральной целевой программы «Научные и научно-

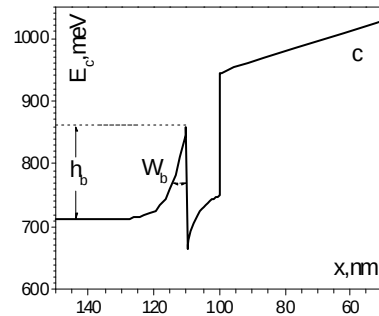


Рис. 1. Рассчитанный потенциал квантовой ямы для электронов в слое Si и прилегающих к ней барьерных слоях SiGe для концентрации доноров  $N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в образце с максимально упруго-напряженным слоем Si ( $d_{\text{Si}} = 10 \text{ нм}$ ) с параметрами  $E_g(\text{Si}) = 0.93 \text{ эВ}$ ,  $E_g(\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}) = 1.07 \text{ эВ}$ ,  $\Delta E_v = 0.056 \text{ эВ}$  [7].

педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы, заявки 2011-1.4-509-009-006 и 2012-1.3.1-12-000-2003-031.

### **Динамика электронных волновых 2D пакетов в магнитном поле: модель Кейна**

*Е. А. Михеева*

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,  
Нижний Новгород

Исследование пакетов из высоковозбужденных состояний различных квантовых систем позволяет наблюдать эффекты, относящиеся к области, пограничной между классической и квантовой физикой. Представляет интерес включение в число исследуемых объектов пакетов, построенных в полупроводниках. Эти волновые пакеты обладают свойствами, позволяющими исследовать эффекты, невозможные для электронов. В частности, динамика этих структур может быть изучена экспериментально с помощью исследования природы электромагнитного мультипольного излучения и поглощения.

В данной работе были построены волновые пакеты для электронов в зоне проводимости узкощелевых полупроводников со структурой  $A_3B_5$ , например, InSb, GaAs и другие. Для получения спектра полупроводников использовалась трехзонная модель Кейна в магнитном поле. В магнитном поле снимается вырождение по спину, энергия электронов расщепляется на две ветви:

$$E_{1,2}^c = \frac{E_g}{2} + \sqrt{\frac{E_g^2}{4} + \frac{4}{3} \cdot \frac{p^2}{a^2} \left(n \pm \frac{3}{4}\right)} \quad (1)$$

Полученные волновые пакеты подчиняются общим закономерностям эволюции, описанным в обзоре Авербуха и Перельмана [1]. Было показано, что на временах  $t \leq T_{cl}$ , где  $T_{cl}$  – классический циклотронный период, пакет вращается по циклотронной орбите с постоянной частотой. Затем, в момент  $t=T_d$ , пакет равномерно распределяется по всей циклотронной орбите. Далее при  $t=T_{rev}$ , пакет возрождается, то есть приобретает исходную форму. Таким образом, динамика Кейновских электронов в магнитном поле имеет сложный немонохроматический спектр. Результаты расчетов динамики электронов (электронной плотности) приведены на рисунке.

1. И.Ш Авербух, Н. Ф. Перельман. Успехи физических наук, **161**, №7, 184-196 (1991).
2. V. Ya. Demikhovskii, G. M. Maksimova, A. A. Perov, and A. V. Telezhnikov. Phys. Rev. A **85**, 122105, 1 (2012).
3. E. Romera and F. de los Santos, Phys. Rev. B **80**, 165416 (2009)
4. Б. Л. Гельмонт, Г. Г. Зегря. Основы зонной теории полупроводников (часть 2), (Ленинград. 1989)

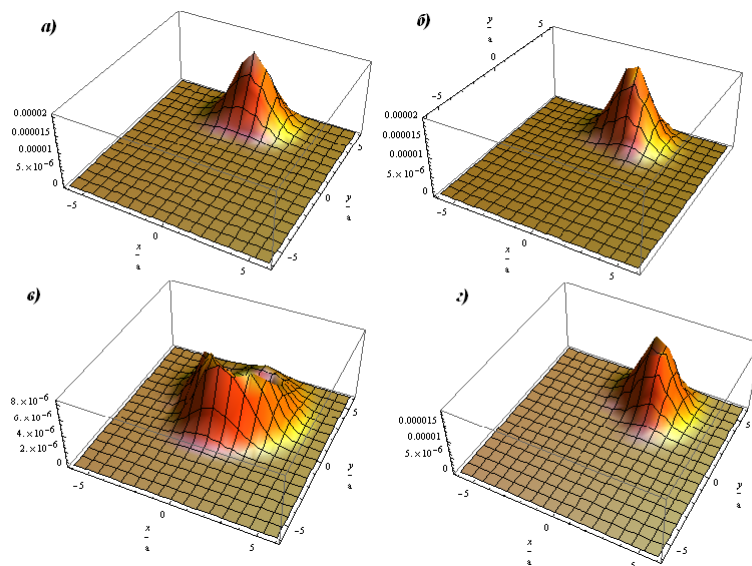


Рис. 1. Динамика волнового пакета для электронов в зоне проводимости, соответствующих энергии  $E_1$  для InSb: а) начальный волновой пакет, б) волновой пакет в момент времени  $t=T_{cl}$ , в) пакет в момент времени  $t=T_d$ , г) пакет в момент  $t=T_{rev}$

## Туннельный ток через одиночную магнитную примесь при конечных температурах

В.В. Вальков<sup>1,2</sup>, С.В. Аксенов<sup>1</sup>, Е.А. Уланов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск

<sup>2</sup> Сибирский аэрокосмический университет, Красноярск

В последние годы ведется активное изучение транспортных свойств магнитных систем атомного масштаба. Интерес к изучению такого рода объектов объясняется перспективами их применения в электронных устройствах нового поколения [1].

Нами на основе диаграммной техники Келдыша рассчитаны транспортные свойства одиночной магнитной примеси со спином  $S$ , обладающей набором энергетических уровней. Для последовательного учета атомной статистики локализованных уровней использовались операторы Хаббарда  $X^{nm}$ , где  $n, m = 1, \dots, N$  - номера состояний структуры. Полное число состояний  $N$  гильбертова пространства для такой изолированной системы включает в себя нуль-, одно- и двухфермионные сектора. Связь между транспортируемым электроном и структурой реализовывалась с помощью обменного взаимодействия.

В атомном представлении после диагонализации гамильтониан системы магнитная примесь+электроны записывается в виде

$$H_D = \sum_{l=1}^N E_l X^{ll},$$

где  $E_l$  - энергия  $l$ -го уровня системы. В качестве возмущающего гамильтониана, переводящего систему в неравновесное состояние, был взят туннельный гамильтониан во внешнем электрическом поле.

Применение неравновесной диаграммной техники позволило получить явные частотные зависимости для функций Грина структуры. При учете этих зависимостей определено выражение для туннельного тока, учитывающего статистику электронов в контактах, а также флуктуационные ренормировки, индуцированные током. В результате суммирования всех порядков теории возмущения по туннельному гамильтониану найдено выражение для тока, удовлетворяющее необходимым симметричным и физическим требованиям.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН "Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы", а также РФФИ (гранты #12-02-31130, p\_сибирь #11-02-98007).

[1] S. Loth, et al., Science **335**, 196 (2012).

## **Технология и зондовая микроскопия**

### **Получение графеноподобных пленок из паров изопропанола.**

Седловец Д.М., Редькин А.Н.

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов  
РАН, г. Черноголовка

Недавнее открытие графена подстегнуло интерес к получению тонких  $sp^2$ -углеродных пленок. Реализация потенциальных применений таких пленок требует высокого качества и большой площади получаемых материалов. Поэтому поиск новых методов синтеза по-прежнему является актуальным. Одним из наиболее успешных способов является осаждение углерода из метан-водородной смеси на поверхности металлического катализатора [1], однако он имеет ряд недостатков: высокая температура синтеза, использование горючих взрывоопасных газов. В нашей работе в качестве альтернативного прекурсора для синтеза графеноподобных пленок предлагается изопропиловый спирт, недорогой и безопасный реагент. К тому же, ранее экспериментально была показана возможность осаждать такие пленки из паров этанола непосредственно на диэлектрической поверхности [2], что имеет огромное практическое значение, т.к. позволяет исключить ведущую к неизбежным повреждениям пленки стадию переноса и делает технологический процесс более простым и дешевым. В случае использования изопропанола этот успешный результат повторился. Более того, замена этилового спирта на изопропиловый позволяет заметно снизить температуру синтеза. Присутствие воды в реакционной смеси также существенно влияет на процесс и свойства получаемых материалов. Нами впервые приведены систематические исследования этого влияния.

Установка газофазного синтеза состояла из горизонтального реактора проточного типа, помещенного в трубчатую печь, системы контроля температуры, регулятора расхода газа и форвакуумного насоса. Осаждение углеродных пленок проводили при пониженном давлении. В качестве подложек использовали кварцевые пластинки.

В работе описан простой и конкурентноспособный метод получения графеноподобных пленок. Показано, что, варьируя условия роста, можно изменять оптические и электрические свойства синтезируемых пленок. Величины приведенных результатов позволяют предложить полученные материалы в качестве прозрачных проводящих покрытий, а также для их дальнейшего испытания в качестве сенсоров.

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ проект 11-02-00498а

1. Z-Y Juang, C-Y Wu, A-Y Lu et al. Carbon, **10**, №5, 1016 (2010).



2. DM Sedlovets et al. Inorganic Materials, **48**, №1, 34 (2012).

### Исследование проводимости молекул ДНК

Нафиков Ф.Ф., Шарипов Т.И., Бахтизин Р.З.

Башкирский государственный университет, г. Уфа.

Молекула ДНК является носителем генетической информации и наследственных признаков почти всех живых организмов на земле. Такой биополимер удобно было бы использовать в качестве нанопроводов, что объясняет возросший интерес к молекуле ДНК за последнее десятилетие. Известное химическое строение и понятная структура, отлаженный метод получения – все это способствовало бы быстрому внедрению в производство нанопроводов, основанных на молекуле ДНК. Вместе с тем биологическое происхождение создает трудности при исследовании этих молекул с физической точки зрения. Неизвестно, как она себя поведет при сканировании зондовым микроскопом, будет ли взаимодействие только механическое или к нему прибавятся силы электрического, магнитного полей и т. д. Поэтому приходится учитывать множество прямых и косвенных факторов, влияющих на процесс исследования проводимости этих молекул.

В данной работе мы снимали вольт-амперные характеристики молекул ДНК с помощью СТМ. По снятым ВАХ оценивали проводимость молекулы.

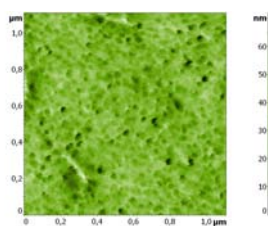


Рис. 1. 10-звенные молекулы ДНК, осажденные на поверхности пирографита.

1. Danny Porath. Charge Transport in DNA-based Devices. Department of Physical Chemistry, Institute of Chemistry, The Hebrew University, Jerusalem 91904, Israel.
2. Irena Kratochvílová, Karel Král, Martin Bunčák. Conductivity of natural and modified DNA measured by scanning tunneling microscopy. The effect of sequence, charge and stacking. Biophysical Chemistry. 2008. <http://dx.doi.org/10.1016/j.bpc.2008.08.005>.
3. Dmitry A. Ryndyk, Errez Shapir, Danny Porath, Arrigo Calzolari, Rosa Di Felice, Gianaurelio Cuniberti. Scanning Tunneling Spectroscopy of Single

**Взаимодействие атомов хлора на поверхности Au(111)  
через упругое возмущение подложки**Желтов В.В.<sup>1</sup>, Андрюшечкин Б.В.<sup>1</sup>, Жидомиров Г.М.<sup>1</sup>, Киррен Б.<sup>2</sup>, Ельцов К.Н.<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва<sup>2</sup>Университет Пуанкаре, Нанси, Франция

Взаимодействие галогенов с поверхностью металлов и полупроводников активно исследуется на протяжении последних 30 лет. Интерес к этой реакции во многом обусловлен важностью технологического применения галогенов в катализе и микроэлектронике. В данной работе представлено исследование адсорбции хлора на поверхностях Au(111) при низких степенях покрытия методом низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и теории функционала плотности (ТФП).

СТМ-исследования адсорбции хлора на поверхности Au (111) показали, что при степени покрытия  $\theta < 0,12$  МС атомы хлора формируют цепочечные структуры (рис. 1). При этом оказались, что межатомные расстояния  $3,8 \text{ \AA}$  в цепочках хлора являются аномально малыми по сравнению с расстоянием  $5,0 \text{ \AA}$  в более плотной фазе  $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$  (при  $\theta = 0,33$  МС).

Для выяснения движущих сил данных явлений были проведены расчеты методом ТФП. В результате было установлено, что между атомами хлора в ближайшей координационной сфере ( $< 4,5 \text{ \AA}$ ) возникает притяжение, основной вклад в которое вносит не прямое упругое взаимодействие. Данное взаимодействие, в свою очередь, приводит к возникновению

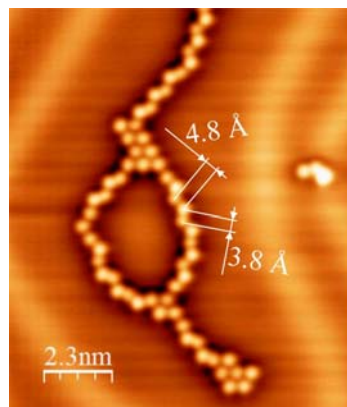


Рис. 1. СТМ-изображение цепочечных структур из атомов хлора на поверхности Au(111) ( $U_s = -1,0 \text{ В}$ ,  $I_t = 0,5 \text{ нА}$ ,  $5 \text{ К}$ ). Указаны расстояния между атомами хлора в цепочке.

аномально малых расстояний 3,8 Å между атомами хлора при низких степенях покрытия.

Также ТФП-расчеты показали, что анизотропия деформации подложки, способствует формированию цепочечных структур из атомов хлора, наблюдаемых в эксперименте.

### Исследование электронной и надмолекулярной структуры нефтяных асфальтенов

Харисов Б.Р.<sup>1</sup>, Шуляковская Д.О.<sup>2</sup>, Бахтизин Р.З.<sup>1</sup>, Долوماتов М.Ю.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Башкирский государственный университет, Уфа

<sup>2</sup>Уфимская государственная академия экономики и сервиса, Уфа

Асфальтены являются широко распространенными объектами нефтяных дисперсных систем (НДС), однако надмолекулярная и электронная структура этих объектов недостаточно изучена. Исследования проводились методами атомно-силовой микроскопии (АСМ), молекулярной механики (ММ) и квантовой химии.

Расчеты, проведенные методом ММ подтверждают предположение Унгера Ф.Г. [1] о возможности объединения двух и более полициклических фрагментов молекул в надмолекулярную структуру. Результаты расчетов хорошо согласуются с данными АСМ: установлено, что надмолекулярная структура объектов при разрешении порядка 1 микрона представляет собой квазиупорядоченную гелеобразную структуру, состоящую из мицелл-ассоциированных молекул асфальтенов (см. рис. а). Анализ на разрешении до 500 нм (см. рис. б) показывает, что расстояние между мицеллами составляет порядка 20-50 нм. При этом толщина частиц диаметром до 100 нм не превышает 3 нм, что свидетельствует о стекинге структур. Методами

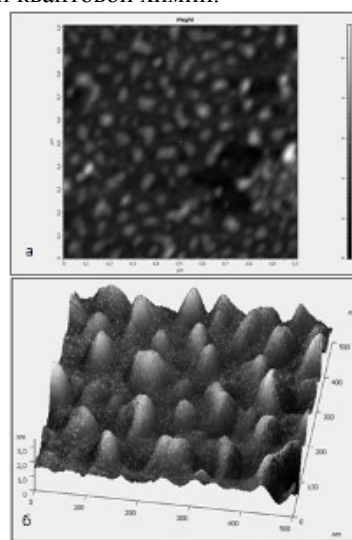


Рис. 1. Результаты исследования надмолекулярной структуры асфальтенов методом АСМ: а – 2D формат при детализации 1 микрон, б – 3D формат при детализации 500 нм.

квантовой химии также установлено, что асфальтены могут образовывать слоистые структуры.

1. Унгер Ф.Г., Андреева Л.Н. Фундаментальные аспекты химии нефти. Природа смол и асфальтенов. - Новосибирск: Наука, 1995.

### **Изменение кристаллической структуры алюминия при термической обработке**

Дикан В.А.<sup>1,2</sup>, Чамов А.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ОАО «НИИМЭ и Микрон», Москва (Зеленоград)

<sup>2</sup> НИТУ МИСиС, Москва

Алюминий широко применяется в производстве интегральных схем для формирования проводящих дорожек и контактных площадок. При осаждении алюминия на поверхности микросхемы формируется аморфный слой (средняя температура  $\sim 350^\circ\text{C}$ ), который при дальнейших термических обработках кристаллизуется. Этот процесс сопровождается изменением объема, что приводит к деформации и обрывам металлизации.

В данной работе исследовали рост зёрен осаждённого алюминия в зависимости от числа термообработок. В качестве образцов брали части кремниевых пластин с равномерно напылённым по всей поверхности слоем Al толщиной 1 мкм. Каждый из образцов отжигали при температуре  $410^\circ\text{C}$  в течение нескольких промежутков времени по 30 мин., между которыми образец охлаждали до комнатной температуры. Анализ кристаллической структуры проводили методом дифракции электронов, обратно отражённых от Брэгговских плоскостей при помощи электронного микроскопа FEI Quanta 200 3D с детектором EDAX Digiview. На картах ОПФ видно, что после первого отжига наблюдаются зёрна алюминия (рис. 1а), после повторного отжига их размер заметно увеличился. При последующих термообработках начинается деградация металла с образованием в объёме алюминия зародышей фазы Al, по стехиометрии схожей с фазой AlSi (рис. 1б). После аналогичного трехкратного отжига рабочей структуры (рис. 1в) на металлических дорожках появились ямки и обрывы, хорошо различимые в электронной оптике

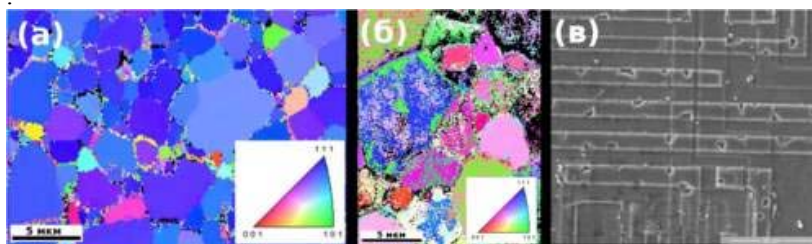


рис. 1 Карты ОПФ после первого (а) и третьего (б)отжига;  
в — структура СБИС после третьего отжига.

### Исследование усталостных свойств микрокристаллических сплавов системы Al-Si

*Вишня Юлия Петровна, Чувильдеев Владимир Николаевич,  
Грязнов Михаил Юрьевич, Сысоев Анатолий Николаевич*  
Нижегородский государственный университет им. Н.И.  
Лобачевского

В настоящее время большое внимание исследователей привлекают микрокристаллические материалы (МК), полученные методами интенсивной пластической деформации. Механические свойства МК материалов существенно отличаются от свойств обычных крупнокристаллических материалов (КК) [1]: их твердость и предел текучести в 3-5 раз выше, чем у КК металлов, так же они обладают высокими прочностными и усталостными характеристиками, что необходимо для современных конструкционных материалов.

В качестве объекта исследования были выбраны МК сплавы Al-Si 20, изготовленные литьем и по спрей-технологии (Spray forming) и прошедших затем обработку РКУ-прессованием. Исследования усталостных свойств проводились при температурах 20, 150, 250 и 350 °С.

Для проведения испытаний на усталость был использован автоматизированный комплекс ПИУ-3 [2], разработанный в НИФТИ ННГУ, позволяющий проводить испытания на многоцикловую усталость металлических образцов в диапазоне температур от 20 до 500 °С. Испытания образца проводятся в автоколебательном режиме.

Система измерения осуществляет контроль амплитуды, резонансной частоты и числа циклов нагружения образца.

Установлено, что предел выносливости исследуемых материалов существенно зависит от температуры испытаний: для сплава Spray-РКУП-AlSi20 уменьшается от 140 до 75 МПа, а для литого сплава РКУП Al-Si20 от 140 до 20 МПа при росте температур от 25 до 350 °С.

При комнатной температуре пределы выносливости для Spray-РКУП-AlSi20 и литого сплава РКУП Al-Si20 сопоставимы и составляют  $140 \pm 10$  МПа, несмотря на то, что пределы прочности отличаются практически в два раза ( $\sigma_B$  (МК) = 350 МПа,  $\sigma_B$  (КК) = 230 МПа).

При температуре  $T = 350$  °С предел выносливости для Spray-РКУП-AlSi20 в 3 раза выше, чем у литого-РКУП Al-Si20.

Построена модель, объясняющая наблюдаемый эффект повышения резонансной частоты колебаний образца от числа циклов в ходе экспериментов. В основе модели лежит предположение о связи резонансной частоты с повышением объемной доли пор (трещин) с увеличением числа циклов колебаний; а также предположение о том, что в процессе усталостного нагружения происходит зарождение и рост усталостных трещин, интенсивность которого пропорциональна скорости микродеформаций [3], возникающих в зернах под действием циклических внешних напряжений.

1. Segal, V.M. Fundamentals and Engineering of Severe Plastic Deformation / V.M. Segal, V.I. Kopylov, V.N. Chuvil'deev. – New York: Nova Science Publishers, Inc., 2010, 549 p.

2. Сысоев, А.Н. Усталостные свойства нано- и микрокристаллических алюминиевых сплавов: новый метод испытаний и результаты экспериментальных исследований / А.Н. Сысоев, М.Ю. Грязнов, В.Н. Чувильдеев, В.И. Копылов. - Вестник ННГУ, 2010. - №5, с. 46-52.

3. Чувильдеев, В.Н. Неравновесные границы зерен в металлах. Теория и приложения / В.Н. Чувильдеев. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. — 304 с.

**Экспериментальное исследование детектирования  
терагерцового излучения транзисторной структурой с  
последовательным соединением областей с  
двумерных и трехмерных распределений  
электронного газа на основе GaAs/InGaAs**

*Д.М. Ермолаев<sup>1</sup>, К.В. Маремьянин<sup>3</sup>, В.В. Попов<sup>2</sup>, Н.А. Малеев<sup>4</sup>,  
В.Е. Земляков<sup>1</sup>, В.И. Гавриленко<sup>3</sup>, С.Ю. Шаповал<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых  
материалов РАН, 142432 Черноголовка, МО.

<sup>2</sup>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова РАН, 410019 Саратов

<sup>3</sup>Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород

<sup>4</sup>Физико-технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-  
Петербург

Была измерена чувствительность терагерцового детектора и оценена эквивалентная шумовая мощность, который представляет собой полевой транзистор из 4 пальцев на основе структуры GaAs/InGaAs. Ширина одного пальца 50 мкм, длина 15 мкм, длина канала 0.4 мкм, длина затвора 0.2 мкм, затвор находится посередине канала. Расстояние от металлизации затвора до двумерного электронного газа 40-50 нм. Размер структуры включая контактные площадки 320×190 мкм<sup>2</sup>. Измеренная чувствительность детектора равнялась 170 В/Вт, оценка эквивалентной шумовой мощность дает  $9 \times 10^{-11}$  Вт/Гц<sup>0.5</sup>.

## Оглавление

|                                                                                                                                                                                                 |    |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| <b>Программа конференции</b>                                                                                                                                                                    | 2  |
| <b>Нанотехнология, приборы</b>                                                                                                                                                                  | 12 |
| <b>Нано- и гетероструктуры магнитных полупроводников - будущее спинтроники.</b> <i>А. И. Дмитриев</i> , Р. Б. Моргунов                                                                          | 12 |
| <b>Приборы на резонансном туннелировании носителей как замена транзисторам.</b> В.Г. Попов.                                                                                                     | 13 |
| <b>Новые направления развития энергонезависимой компьютерной памяти.</b> <i>А.С. Батулин</i> ,                                                                                                  | 14 |
| <b>Молекулярные и магнитные наноструктуры и их применения</b>                                                                                                                                   | 16 |
| <b>Молекулярно-электронный перенос в твердоотельно-жидкостных микроструктурах с различной геометрией.</b> <i>И. Касперович</i> , В.Г. Криштоп                                                   | 16 |
| <b>Синтез наноструктур <math>Zn_xMg_{1-x}O</math> путём отжига наностержней <math>ZnO</math> в парах магния.</b> <i>М.В. Рыжова</i> , А.Н. Редькин, Е.Е. Якимов                                 | 18 |
| <b>Синтез пленок состава <math>MgGa_{0.4}Fe_{1.6}O_4</math> с термостабильными границами.</b> <i>А.А.Гераськин</i> , М.Н.Смирнова                                                               | 19 |
| <b>Структура и электронное строение наночастиц золота, никеля и платины.</b> <i>Кирсанкин А.А.</i> , Гришин М.В., Гатин А.К., Шуб Б.Р.                                                          | 20 |
| <b>Эволюция магнитного строения во внешнем поле квадратной эпитаксиальной микроструктуры <math>Fe(011)</math>.</b> <i>Федоров И.А.</i> , Фомин Л. А.                                            | 21 |
| <b>2D наноразмерные магнитные кристаллы.</b> А. В. Беспалов, О. Л. Голикова, С. С. Савин, А. И. Стогний, Н. Н. Новицкий.                                                                        | 22 |
| <b>Оптические свойства наноструктур и их применение</b>                                                                                                                                         | 23 |
| <b>Поляритонные возбуждения в двумерных электронных системах.</b> <i>Муравьев В. М.</i>                                                                                                         | 23 |
| <b>Исследования спектров и кинетики терагерцовой фотопроводимости в узкозонных объемных <math>Hg_{1-x}Cd_xTe</math> структурах и <math>Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te</math> квантовых ямах.</b> | 25 |



С.В. Морозов.

|                                                                                                                                                                                                                    |    |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| <b>Прецизионные лазерные системы на основе оптических волокон.</b> Корель И. И.                                                                                                                                    | 29 |
| <b>Влияние фемтосекундного лазерного облучения на структурные и оптические свойства аморфного кремния.</b> Емельянов А. В.                                                                                         | 31 |
| <b>Лазерное формирование металлоуглеродных покрытий и их диагностика с использованием методов фрактальной геометрии.</b> Кутровская С. В.                                                                          | 32 |
| <b>Ультрафиолетовые фотоприемники на основе твердых растворов AlGa<sub>N</sub>.</b> Ламкин И. А, Тарасов С. А., Жмерик В. Н.                                                                                       | 33 |
| <b>Исследование физических процессов, возникающих в условиях низких температур и токов в светоизлучающих наногетероструктурах на основе полупроводниковых нитридов</b> Менькович Е.А., Тарасов С.А., S. Suihkonen. | 35 |
| <b>Дискретная дифракция световых пучков в двумерных периодических структурах.</b> И.В. Савочкин, А.П. Сухоруков.                                                                                                   | 36 |
| <b>Фотоиндуцированная деградация пленок аморфного кремния.</b> А.П.Федотова, А.С.Воронцов, П.А.Форш.                                                                                                               | 37 |
| <b>Управление динамикой импульсов поверхностных плазмон-поляритонов в периодических структурах.</b> Хохлов Н.Е., Белотелов В.И.                                                                                    | 38 |
| <b>Ферромагнетизм нанокластеров сплавов хрома и гашение люминесценции в гетероструктурах ZnSe/ZnMgSSe/ZnSSe:Cr.</b> А.Д. Таланцев, О.В. Коплак, А.И. Дмитриев, С.В. Зайцев.                                        | 39 |
| <b>Метод XBIС на лабораторном источнике рентгеновского излучения.</b> Р.Р. Фахртдинов, М.В. Григорьев, Д.В. Иржак, Д.В. Рошупкин, Е.Б. Якимов.                                                                     | 41 |
| <b>Измерение независимых пьезоэлектрических констант кристалла ктгс с использованием метода рентгеновской дифрактометрии.</b> Д.В. Иржак, Д.В. Рошупкин, Р.Р. Фахртдинов                                           | 42 |
| <b>Сверхпроводниковые микроструктуры и их применения</b>                                                                                                                                                           | 44 |
| <b>Управление магнитным моментом с помощью триплетного тока Джозефсона.</b> Н. Г. Пугач, А. И. Буздин.                                                                                                             | 44 |

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                  |    |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| <b>Наноболометры на основе сверхпроводниковых пленок NbN для быстродействующей волоконно-оптической системы</b><br><i>Щербатенко М.Л.,</i> Лобанов Ю.В., Ларионов П.А., Масленников С.Н.,<br>Финкель М.И., Семенов А.В., Веревкин А.А., Воронов Б.М.,<br>Гольцман Г.Н., Климчук А.Ю., Родин А.В. | 45 |
| <b>Различное влияние поворотов и сужений токонесущей сверхпроводящей пленки на резистивный отклик после поглощения одиночного фотона.</b> <i>Зотова А.Н.,</i> Водолазов Д.Ю.                                                                                                                     | 46 |
| <b>Зависимость эффективности детектирования сверхпроводникового однофотонного детектора от его электрофизических параметров.</b> <i>Елезов М.С.,</i> Семенов А.С.,<br>Корнеева Ю.П., Гольцман Г.Н.                                                                                               | 47 |
| <b>Исследование природы темнового счета сверхпроводникового однофотонного детектора.</b><br><i>Трифонов А.В.,</i> Аверьев Н.В., Чараев И.А., Селезнев В.А.,<br>Корнеев А.А., Семенов А.В., Гольцман Г.Н.                                                                                         | 48 |
| <b>Особенности динамики вихрей Абрикосова в Nb микротрубках.</b> <i>Р.О. Резаев,</i> В.М. Фомин.                                                                                                                                                                                                 | 49 |
| <b>Численное исследование токовых состояний в сверхпроводящем мезоскопическом кольце во внешнем магнитном поле.</b> <i>Д.Н. Третьяк,</i> Е.Н. Тумаев                                                                                                                                             | 50 |
| <b>Транспорт в наноструктурах</b>                                                                                                                                                                                                                                                                | 54 |
| <b>Проявления межэлектронного рассеяния в двумерной баллистической системе.</b> <i>Мельников М.Ю.,</i> Храпай В.С.                                                                                                                                                                               | 54 |
| <b>Переход металл – изолятор в напряженных эпитаксиальных манганитных пленках.</b> <i>Карпов М.А.,</i><br>Борисенко И.В., Овсянников Г.А.                                                                                                                                                        | 55 |
| <b>Электронный транспорт в манганитных бикристаллических контактах.</b> <i>А.М. Петржик,</i> Г.А.<br>Овсянников, В.В. Демидов, А.В. Шадрин.                                                                                                                                                      | 56 |
| <b>Дробовой шум в режиме прыжковой проводимости.</b> <i>Е.С. Тихонов,</i> В.С. Храпай, Д.В. Шовкун.                                                                                                                                                                                              | 57 |
| <b>Управление спиновым переходом в режиме ДКЭХ при факторе заполнения 2/3.</b> <i>Вановский В.В.,</i> Храпай В.С., Шашкин А.А.                                                                                                                                                                   | 58 |
| <b>Интерференция спиновых и туннельных щелей в квантовом магнито транспорте двойной квантовой ямы p-InGaAs/GaAs.</b> <i>М.В. Якунин,</i> С.М. Подгорных, В.Н. Неверов, А.П.<br>Савельев, А. де Виссер, Дж. Галисту.                                                                              | 59 |

|                                                                                                                                                                                               |    |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| <b>Спин-туннельное переключение магнитных наноточек через вакуумный зазор при токовой передаче компонент спинового вращательного момента.</b> Демин Г.Д., Попков А.Ф., Дюжев Н.А.             | 60 |
| <b>Энергетическая релаксация в двумерных электронных системах.</b> Шангина Е.Л.                                                                                                               | 62 |
| <b>Теория наноструктур</b>                                                                                                                                                                    | 63 |
| <b>Обменное усиление g-фактора в узкозонных квантовых ямах.</b> Криштопенко С.С.                                                                                                              | 63 |
| <b>Кубиты как детекторы для квантово-оптических экспериментов.</b> Семенов А. В.                                                                                                              | 65 |
| <b>Новый подход к теоретическому исследованию когерентного электронного транспорта в гетероструктурах с многозонными сверхпроводниками.</b> Бурмистрова А. В., Девятков И.А                   | 66 |
| <b>Сверхрешетка на основе графена с периодически модулированной дираковской щелью.</b> А.В.Тележников, Г.М.Максимова, В.А.Бурдов, Е.С.Азарова.                                                | 67 |
| <b>Моделирование транспорта в Si/SiGe гетероструктурах.</b> Орлов М.Л., Ивина Н.Л., Орлов Л.К., Ковалевский К.А., Пименов И.В., Мельникова А.А., Еремичев С.С., Копылов Р.Ю., Воротынцев А.В. | 68 |
| <b>Динамика электронных волновых 2D пакетов в магнитном поле: модель Кейна.</b> Е. А. Михеева                                                                                                 | 69 |
| <b>Туннельный ток через одиночную магнитную примесь при конечных температурах.</b> В.В. Вальков, С.В. Аксенов, Е.А. Уланов                                                                    | 71 |
| <b>Технология и зондовая микроскопия</b>                                                                                                                                                      | 72 |
| <b>Получение графеноподобных пленок из паров изопропанола.</b> Седловец Д.М., Редькин А.Н.                                                                                                    | 72 |
| <b>Измерение проводимости молекул ДНК.</b> Нафиков Ф.Ф., Шарипов Т.И., Бахтизин Р.З.                                                                                                          | 73 |
| <b>Взаимодействие атомов хлора на поверхности Au(111) через упругое возмущение подложки.</b> Желтов В.В., Андриюшечкин Б.В., Жидомиров Г.М., Киррен Б., Ельцов К.Н.                           | 74 |
| <b>Исследование электронной и надмолекулярной структуры нефтяных асфальтенов.</b> Харисов Б.Р., Шуляковская Д.О., Бахтизин Р.З., Долوماتов М.Ю.                                               | 75 |
| <b>Изменение кристаллической структуры алюминия при</b>                                                                                                                                       | 76 |

|                                                                      |    |
|----------------------------------------------------------------------|----|
| <i>термической обработке. Дикан В.А., Чамов А.А.</i>                 |    |
| <i>Исследование усталостных свойств</i>                              |    |
| <i>микросталлических сплавов системы Al-Si. Вишня</i>                | 77 |
| <i>Ю.П., Чувильдеев В.Н., Грязнов М.Ю., Сысоев А.Н.</i>              |    |
| <i>Экспериментальное исследование детектирования</i>                 |    |
| <i>терагерцового излучения транзисторной структурой с</i>            |    |
| <i>последовательным соединением областей с двумерных и</i>           | 78 |
| <i>трехмерных распределений электронного газа на основе</i>          |    |
| <i>GaAs/InGaAs. Д.М. Ермолаев, К.В. Маремьянин, В.В. Попов, Н.А.</i> |    |
| <i>Малеев, В.Е. Земляков, В.И. Гавриленко, С.Ю. Шаповал</i>          |    |

Список участников

|                                                                                                                                                                   |                |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------|
| А                                                                                                                                                                 |                |
| Аксенов Сергей Владимирович<br>ИФ СО РАН<br><a href="mailto:asv86@iph.krasn.ru">asv86@iph.krasn.ru</a>                                                            | Стр. 71        |
| Б                                                                                                                                                                 |                |
| Батурин Андрей Сергеевич<br>ФФКЭ МФТИ<br><a href="mailto:baturin@mail.mipt.ru">baturin@mail.mipt.ru</a>                                                           | Стр. 14        |
| Бурмистрова Ангелина Владимировна<br>МГУ им. М. В. Ломоносова,<br>НИИЯФ им. М. В. Скобельцына<br><a href="mailto:burangelina@yandex.ru">burangelina@yandex.ru</a> | Стр. 66        |
| В                                                                                                                                                                 |                |
| Вановский Владимир Валерьевич<br>ИФТТ РАН<br><a href="mailto:vvv@issp.ac.ru">vvv@issp.ac.ru</a>                                                                   | Стр. 58        |
| Вишня Юлия Петровна<br>НИФТИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского<br><a href="mailto:uvishnya@yandex.ru">uvishnya@yandex.ru</a>                                              | Стр. 77        |
| Г                                                                                                                                                                 |                |
| Гераськин Андрей Александрович<br>ИОНХ им. Н.С.Курнакова РАН<br><a href="mailto:bleed4me@yandex.ru">bleed4me@yandex.ru</a>                                        | Стр. 19        |
| Д                                                                                                                                                                 |                |
| Демин Глеб Дмитриевич<br>Зеленоградский нанотехнологический центр, МИЭТ<br><a href="mailto:glebmitrich@yandex.ru">glebmitrich@yandex.ru</a>                       | Стр. 60        |
| Дикан Владимир Алексеевич<br>НИТУ МИСиС<br><a href="mailto:ondescend@gmail.com">ondescend@gmail.com</a>                                                           | Стр. 76        |
| Дмитриев Алексей Иванович<br>Институт проблем химической физики РАН<br><a href="mailto:aid@icp.ac.ru">aid@icp.ac.ru</a>                                           | Стр.<br>12, 39 |
| Е                                                                                                                                                                 |                |
| Елезов Михаил Сергеевич<br>Московский педагогический государственный университет<br><a href="mailto:elezovmike@mail.ru">elezovmike@mail.ru</a>                    | Стр. 47        |
| Ермолаев Денис Михайлович<br>ИПТМ РАН<br><a href="mailto:vermolayev@iptm.ru">vermolayev@iptm.ru</a>                                                               | Стр. 79        |

|                                                                                                                                                                                                      |   |             |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---|-------------|
| Емельянов Андрей Вячеславович<br>МГУ имени М.В. Ломоносова<br><a href="mailto:av.emelyanov@physics.msu.ru">av.emelyanov@physics.msu.ru</a>                                                           | Ж | Стр. 31     |
| Желтов Виктор Владимирович<br>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН<br><a href="mailto:zheltov@kapella.gpi.ru">zheltov@kapella.gpi.ru</a>                                                     | З | Стр. 74     |
| Зотова Анна Николаевна<br>Институт физики микроструктур РАН<br><a href="mailto:zotova@ipm.sci-nnov.ru">zotova@ipm.sci-nnov.ru</a>                                                                    | И | Стр. 46     |
| Иржак Дмитрий Вадимович<br>ИПТМ РАН<br><a href="mailto:irzhak@iptm.ru">irzhak@iptm.ru</a>                                                                                                            | И | Стр. 41, 42 |
| Карпов Максим Александрович<br>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН<br><a href="mailto:mkarпов@hitech.cplire.ru">mkarpov@hitech.cplire.ru</a>                               | К | Стр. 55     |
| Касперович Илья Петрович<br>Институт проблем технологии микроэлектроники РАН<br><a href="mailto:kasperovichip@gmail.com">kasperovichip@gmail.com</a>                                                 |   | Стр. 16     |
| Кирсанкин Андрей Александрович<br>ИХФ РАН<br><a href="mailto:kirsankin@mail.ru">kirsankin@mail.ru</a>                                                                                                |   | Стр. 20     |
| Корель Игорь Игоревич<br>Институт лазерной физики СО РАН<br><a href="mailto:ikorel@gmail.com">ikorel@gmail.com</a>                                                                                   |   | Стр. 29     |
| Криштопенко Сергей Сергеевич<br>Институт физики микроструктур РАН<br><a href="mailto:ds_a-teens@mail.ru">ds_a-teens@mail.ru</a>                                                                      |   | Стр. 63     |
| Кутровская Стела Владимировна<br>Владимирский государственный университет<br><a href="mailto:l1stella@mail.ru">l1stella@mail.ru</a>                                                                  |   | Стр. 32     |
| Ламкин Иван Анатольевич<br>(СПбГЭТУ) Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина)<br><a href="mailto:IALamkin@mail.ru">IALamkin@mail.ru</a> | Л | Стр. 33     |

|                                                                                                                                                                                  |         |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------|
| М                                                                                                                                                                                |         |
| Менькович Екатерина Андреевна<br>СПбГЭТУ "ЛЭТИ"<br><a href="mailto:ankat.kate@gmail.com">ankat.kate@gmail.com</a>                                                                | Стр. 35 |
| Морозов Сергей Владимирович<br>ИФМ РАН<br>Нижний Новгород<br><a href="mailto:more@ipm.sci-nnov.ru">more@ipm.sci-nnov.ru</a>                                                      | Стр. 25 |
| Михеева Елена Алексеевна<br>Нижегородский государственный университет им. Н.И.<br>Лобачевского<br><a href="mailto:elena.nnu@gmail.com">elena.nnu@gmail.com</a>                   | Стр. 69 |
| Муравьев Вячеслав Михайлович<br>Институт Физики Твердого Тела РАН<br><a href="mailto:muravev_vm@mail.ru">muravev_vm@mail.ru</a>                                                  | Стр. 23 |
| Н                                                                                                                                                                                |         |
| Нафиков Феликс Франсович<br>Башкирский государственный университет<br><a href="mailto:felixnf@ro.ru">felixnf@ro.ru</a>                                                           | Стр. 73 |
| О                                                                                                                                                                                |         |
| Орлов Михаил Львович<br>ИФМ РАН<br><a href="mailto:orlovvm@ipmras.ru">orlovvm@ipmras.ru</a>                                                                                      | Стр. 68 |
| П                                                                                                                                                                                |         |
| Петржик Андрей Михайлович<br>ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН<br><a href="mailto:petrzhik@hitech.cplire.ru">petrzhik@hitech.cplire.ru</a>                                            | Стр. 56 |
| Попов Владимир Геннадьевич<br>Институт проблем технологии микроэлектроники РАН<br><a href="mailto:popov@iptm.ru">popov@iptm.ru</a>                                               | Стр.13  |
| Пугач Наталия Григорьевна<br>Физический Факультет Московского Государственного<br>Университета им. М.В. Ломоносова, Москва<br><a href="mailto:pugach@magn.ru">pugach@magn.ru</a> | Стр. 44 |
| Р                                                                                                                                                                                |         |
| Резаев Роман Олегович<br>МИФИ<br><a href="mailto:rezaev.roman@gmail.com">rezaev.roman@gmail.com</a>                                                                              | Стр. 49 |
| Рыжова Мария Васильевна<br>Институт проблем технологии микроэлектроники РАН                                                                                                      | Стр. 18 |

[ryzhova@iptm.ru](mailto:ryzhova@iptm.ru)

С

Савельев Александр Павлович Стр. 59

Институт физики металлов УрО РАН

[saveliev@imp.uran.ru](mailto:saveliev@imp.uran.ru)

Савин Сергей Сергеевич Стр. 22

ЛТСНК МГТУ МИРЭА

[savin-asp2011@gmail.ru](mailto:savin-asp2011@gmail.ru)

Савочкин Игорь Владимирович Стр. 36

МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет

[savochkin@physics.msu.ru](mailto:savochkin@physics.msu.ru)

Седловец Дарья Михайловна Стр. 72

ИПТМ РАН

[sedlovets@iptm.ru](mailto:sedlovets@iptm.ru)

Семенов Александр Владимирович Стр.

Московский Педагогический Государственный Университет 45, 48,

[a\\_sem2@mail.ru](mailto:a_sem2@mail.ru) 65

Т

Таланцев Артём Дмитриевич Стр. 39

Институт Проблем Химической Физики РАН

[artgtx32@mail.ru](mailto:artgtx32@mail.ru)

Тележников Алексей Валентинович Стр. 67

Нижегородский госуниверситет им.Н.И.Лобачевского

[telezhnikov@phys.unn.ru](mailto:telezhnikov@phys.unn.ru)

Тихонов Евгений Сергеевич Стр. 57

Институт Физики Твёрдого Тела

[jenek.t@mail.ru](mailto:jenek.t@mail.ru)

Третьяк Дмитрий Николаевич Стр. 50

Кубанский государственный университет

[tretjak86@mail.ru](mailto:tretjak86@mail.ru)

Трифонов Андрей Васильевич Стр. 48

МПУ

[trifandr@yandex.ru](mailto:trifandr@yandex.ru)

Ф

Фахртдинов Рашид Рашидович Стр.

Институт проблем технологии микроэлектроники и

особочистых материалов РАН

[fakhrtid@gmail.com](mailto:fakhrtid@gmail.com)

Федоров Иван Андреевич Стр. 21

Институт проблем технологии микроэлектроники РАН

[botann.92@mail.ru](mailto:botann.92@mail.ru)



|                                                                                                                                                                           |                       |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------|
| Федотова Анна Петровна<br>Физический факультет Московского государственного<br>университета<br><a href="mailto:fedotova.a@bk.ru">fedotova.a@bk.ru</a>                     | Стр. 37               |
| X                                                                                                                                                                         |                       |
| Харисов Булат Рустамович<br>Башкирский государственный университет<br><a href="mailto:harisoffbulat@mail.ru">harisoffbulat@mail.ru</a>                                    | Стр. 75               |
| Хохлов Николай Евгеньевич<br>физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова<br><a href="mailto:n.e.khokhlov@gmail.com">n.e.khokhlov@gmail.com</a>                         | Стр. 38               |
| Храпай Вадим Сергеевич<br>Институт физики твердого тела РАН<br><a href="mailto:dick@issp.ac.ru">dick@issp.ac.ru</a>                                                       | Стр.<br>54, 57,<br>58 |
| III                                                                                                                                                                       |                       |
| Шангина Елена Леонидовна<br>ИФВД РАН<br><a href="mailto:shangina_elena@yahoo.com">shangina_elena@yahoo.com</a> , <a href="mailto:shangina@rplab.ru">shangina@rplab.ru</a> | Стр. 62               |
| Щ                                                                                                                                                                         |                       |
| Щербатенко Михаил Леонидович<br>МПУ<br><a href="mailto:mishasoutherner@gmail.com">mishasoutherner@gmail.com</a>                                                           | Стр. 45               |