



ИПТМ РАН

4-я Всероссийская конференция молодых ученых

Микро- нанотехнологии и их применение

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Черноголовка, 22-24 ноября 2010

Оргкомитет конференции

Председатель оргкомитета

Попов Владимир Геннадьевич, к.ф.-м.н. (ИПТМ РАН)

Председатель программного комитета

Рощупкин Дмитрий Валентинович, д.ф.-м.н. (ИПТМ РАН)

Ученый секретарь комитета

Якимов Евгений Евгеньевич, к.ф.-м.н. (ИПТМ РАН)

Член Оргкомитета

Казьмирук Лидия Александровна

При поддержке:

ИПТМ РАН

РФФИ, грант № 10-07-06832-моб_г

ФФКЭ МФТИ (НИУ)

ПРОГРАММА КОНФЕРЕНЦИИ

22 ноября 2010 г

Секция приглашенных докладов 10⁰⁰ - 12³⁰

Нанотехнология, приборы

Якимов Е. Е. *Оптические свойства наноструктур на основе оксида цинка, полученных методом осаждения из газовой фазы*

Иржак А.В. *Микромеханические устройства на основе материалов с эффектом памяти формы*

Транспорт в наноструктурах

В.С. Храпай, Д.В. Шовкун. *Дробовой шум в высокочастотном полевом транзисторе вблизи перехода в диэлектрическое состояние*

И. И. Соловьев, В. К. Корнев, Н. В. Кленов, О. А. Муханов *Сверхпроводниковые джозефсоновские структуры с высокой линейностью преобразования магнитного сигнала в напряжение*

Обед 12³⁰ - 15⁰⁰

Секция устных докладов

Нанотехнология, приборы 15⁰⁰ - 17²⁰

Доклады № 3-9 раздела (15 мин. на доклад)

Перерыв на чай и кофе. 17²⁰ – 17⁴⁰

Транспорт в наноструктурах 17⁴⁰ – 20⁰⁰

Доклады № 5-11 раздела (15 мин. на доклад)

Концерт 20⁰⁰ – 21⁰⁰

23 ноября 2010 г

Секция приглашенных докладов 10⁰⁰ – 12³⁰

Транспорт в наноструктурах

В.Г. Попов. *Аномальная температурная зависимость спиновой щели и кулоновской псевдощели при туннелировании электронов между двумерными системами в квантующем магнитном поле*

А.В. Самохвалов, Д.А. Савинов, А.С. Мельников, А.И. Буздин
Вихревые молекулы в тонких пленках анизотропных сверхпроводников

Технология и оптические свойства наноструктур

Е. Семенова, Martin Schubert, Troels Suhr, Sara Ek, Jorn M. Hvam, Kresten Yvind. *Лазер с резонатором на фотонном кристалле*

С.В. Морозов. *Исследование релаксации примесной фотопроводимости в терагерцовом диапазоне в гетероструктурах с квантовыми ямами*

Обед 12³⁰ – 14⁰⁰

Секция устных докладов

Транспорт в наноструктурах 14⁰⁰ – 15⁰⁰

Доклады № 12-16 раздела (15 мин. на доклад)

Технология и оптические свойства наноструктур 15⁰⁰ – 19³⁰.

Доклады № 3-8 раздела (15 мин. на доклад)

Перерыв на чай и кофе. 17⁰⁰ – 17³⁰

Доклады № 9-14 раздела (15 мин. на доклад)

Концерт 20⁰⁰ – 21⁰⁰

24 ноября 2010 г

Секция приглашенных докладов 10⁰⁰ – 12³⁰

(заседание в дирекции ИПТМ РАН)

Оптические свойства микро- и наноструктур

В.М. Муравьев, И.А. Андреев, И.В. Кукушкин. *Интерференционные и поляритонные эффекты для плазменных возбуждений в двумерных электронных системах*

И.И. Корель *Нелинейная оптика и применение специальных волокон в лазерных системах*

Теория наноструктур

И. С. Бурмистров. *Корреляции спиновых и зарядовых степеней свободы в квантовых точках*

А.С. Батурин. *Метрология для нанoeлектроники: определение химического состава и структурных параметров*

Обед 12³⁰ – 15⁰⁰

Секция устных докладов 15⁰⁰ – 19⁰⁰

Теория наноструктур 15⁰⁰ – 17²⁰

Доклады № 3-9 раздела (15 мин. на доклад)

Перерыв на чай и кофе. 17²⁰ – 17⁴⁰

Технология наноструктур 17⁴⁰ - 19⁰⁰

Доклады № 1-8 раздела (15 мин. на доклад)

Закрытие конференции 19⁰⁰ - 19¹⁵

Содержание

	Раздел «Нанотехнология, приборы» (22 ноября 2010 г.)	Стр.
1	Оптические свойства наноструктур на основе оксида цинка, полученных методом осаждения из газовой фазы <u>Якимов Е.Е., Грузинцев А.Н., Редькин А.Н., Емельченко Г.А., Волков В.Т., Visimberga G.</u> (приглашенный доклад)	13
2	Микромеханические устройства на основе материалов с эффектом памяти формы <u>Иржак А.В., Захаров Д.И., Маширов А.В., Лебедев Г.А., Коледов В.В., Афолина В.С., Лега П.В., Калашников В.С., Ситников Н.Н., Шеляков А.В., Шавров В.Г.</u> (приглашенный доклад)	15
3	Система позиционирования зонда в низкотемпературном сканирующем ближнепольном оптическом микроскопе <u>Петрова М.Г., Демихов Е.И., Мишаков Г.В., Шарков А.В.</u>	17
4	Исследование пьезоматериалов методом силовой микроскопии пьезоотклика с компенсацией перекрёстного влияния нормальной и латеральной составляющей фотоприёмника атомно-силового микроскопа <u>Митько С.В.</u>	18
5	Изучение характеристик алмазоподобных пленок, полученных в плазмохимическом реакторе на базе ППР <u>Клыков И.Л., Хомич А.А., Шустин Е.Г.</u>	20
6	Электронографическое исследование структуры порфирина-фуллереновых пленок на твердой подложке <u>Орехов А.С., Дьякова Ю.А., Клечковская В.В.</u>	21
7	Интегрированная система сканирующий зондовый микроскоп-пьезокварцевые микровесы <u>Шелаев А.В., Попов В.С.</u>	22
8	Оптимизация режима травления монокристаллов естественного графита в плазмохимическом реакторе на базе пучково-плазменного разряда для получения графена <u>Песков В.В., Латышев Ю.И., Шустин Е.Г.</u>	23

9	Исследование квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона и их применение для спектроскопии полупроводниковых наноструктур <u>Ластовкин А.А.</u> , Антонов А.В., Гавриленко В.И., Жолудев М.С., Иконников А.В., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.	24
---	--	----

Раздел
«Транспорт в наноструктурах»
(22-23 ноября 2010 г.)

	<i>Стр.</i>	
1	Аномальная температурная зависимость спиновой щели и кулоновской псевдощели при туннелировании электронов между двумерными системами в квантующем магнитном поле <u>Попов В.Г.</u> , Макаровский О., S. Weidman, L. Eaves, J.-C. Portal (приглашенный доклад)	26
2	Вихревые молекулы в тонких пленках анизотропных сверхпроводников <u>Савинов Д.А.</u> , Мельников А.С., Самохвалов А.В., Буздин А.И. (приглашенный доклад)	28
3	Дробовой шум в высокочастотном полевом транзисторе вблизи перехода в диэлектрическое состояние <u>Храпай В.С.</u> , Шовкун Д.В.	30
4	Сверхпроводниковые джозефсоновские структуры с высокой линейностью преобразования магнитного сигнала в напряжение <u>Соловьев И.И.</u> , Корнев В.К., Кленов Н.В., Муханов О.А.	32
5	Блоховский и перколяционный типа магнитного упорядочения в гетероструктурах InGaAs/GaAs/δ-Mn <u>Дмитриев А.И.</u> , Таланцев А.Д., Моргунов Р.Б., Зайцев С.В.	34
6	Температурная зависимость скачка химпотенциала двумерной электронной системы в режиме ДКЭХ <u>Прокудина М.Г.</u> , Храпай В.С.	35
7	Электрическая проводимость системы (Au,In)/Si(111) <u>Бондаренко Л.В.</u> , Цуканов Д.А., Борисенко Е.А., Грузнев Д.В., Матецкий А.В., Зотов А.В., Саранин А.А.	36
8	Сверхпроводниковые смесители на горячих электронах на основе NbN наноструктур <u>Масленникова А.В.</u> , Третьяков И.В., Рябчун С.А.,	37

	Финкель М.И., Каурова Н.С., Исупова А.А., Воронов Б.М., Гольцман Г.Н.	
	Детектирование терагерцового излучения массивом полевых р-НЕМТ транзисторов на основе InGaAs/GaAs	
9	<u>Ермолаев Д.М.</u> , Шаповал С.Ю., Земляков В.Е., Маремьянин К.В., Морозов С.В., Гавриленко В.И., Фатеев Д.В., Попов В.В., Малеев Н.А.	39
	Исследование фактора «плеча» резонансно- туннельного диода на основе двухбарьерной гетероструктуры Al_{0,4}Ga_{0,6}As/GaAs	
10	<u>Криштоп В.Г.</u> , Попов В.Г.	40
	Элементы нанoeлектроники на основе ДНК	
11	<u>Пучкова А.О.</u> , Соколов П.А., Касьяненко Н.А.	41
	Электронный транспорт в структурах с межзонным типом спаривания	
12	<u>Бурмистрова А.В.</u> , Карминская Т.Ю., Девятков И.А.	42
	Гармоники тока и напряжения резонансно- туннельного диода	
13	<u>Елантьев И.А.</u> , Безотосный И.Ю., Бежко М.П.	43
	Токо-фазовые зависимости в джозефсоновских гетероструктурах с ферромагнитной прослойкой	
14	<u>Кленов Н.В.</u> , Бакурский С.В., Корнев В.К.	44
	Ток через квантовую точку с двумя уровнями	
15	<u>Шарафутдинов А.У.</u> , Бурмистров И.С.	45
	Квантовая проводимость двумерного баллистического контакта	
16	<u>Криштоп Т.В.</u> , Нагаев К.Э.	46
	Раздел	
	«Технология и оптические свойства наноструктур»	<i>Стр.</i>
	(23 ноября 2010 г.)	
	Лазер с резонатором на фотонном кристалле	
1	<u>Семенова Е.С.</u> , Martin Schubert, Troels Suhr, Sara Ek, Jorn M. Hvam, Kresten Yvind	48
	Исследование релаксации примесной фотопроводимости в терагерцовом диапазоне в гетероструктурах с квантовыми ямами	
2	<u>Морозов С.В.</u>	50
	Изменение спектра и интенсивности катодлюминесценции светоизлучающих структур на основе системы квантовых ям InGaN/GaN при	
3		52

	облучении низкоэнергетичными электронами	
	<u>Вергелес П.С.</u>	
	Сверхпроводниковый однофотонный детектор (SSPD)	
4	<u>Елезов М.С.</u> , Ан П.П., Кардакова А.И., Казаков А.Ю., Тархов М.А., Корнеев А.А., Гольцман Г.Н	53
	Сверхпроводниковый терагерцовый детектор и ИК	
	счетчик одиночных фотонов	
5	<u>Пентин И.В.</u> , Смирнов К.В., Вахтомин Ю.Б., Смирнов А.В., Ожегов Р.В., Дивочий А.В., Гольцман Г.Н.	54
	SSPD детектор для среднего инфракрасного	
	диапазона на основе узких параллельных полосок	
6	<u>Флоря И.Н.</u> , Корнеева Ю.П., Корнеев А.А., Гольцман Г.Н.	55
	Оптическая щель нанокристаллов кремния с	
	примесью фосфора в матрице диоксида кремния	
7	<u>Конаков А.А.</u> , Беляков В.А., Бурдов В.А.	56
	Разработка висячих сверхпроводящих	
	чувствительных детекторов терагерцового диапазона	
8	<u>Ларионов П.А.</u> , Рябчун С.А., Финкель М.И., Гольцман Г.Н	57
	Излучение осциллирующего точечного диполя из	
	фотонно-кристаллического слоя диэлектрических	
	наностолбиков	
9	<u>Лобанов С.В.</u> , Тиходеев С. Г., Гиппиус Н. А., Weiss T.	58
	Спектральный фильтр для установок проекционной	
	нано-литографии нового поколения	
10	<u>Медведев В.В.</u> , Кривцун В.М.	59
	Технология изготовления сверхпроводниковых	
	однофотонных детекторов для ИК диапазона	
11	<u>Корнеева Ю.П.</u> , Корнеев А.А., Гольцман Г.Н	61
	Сверхпроводниковый однофотонный детектор,	
	интегрированный с оптическим резонатором	
12	<u>Манова Н.Н.</u> , Корнеева Ю.П., Корнеев А.А., Гольцман Г.Н.	62
	Газофазное осаждение наноструктур $Mg_xZn_{1-x}O$	
13	<u>Рыжова М.В.</u> , Якимов Е.Е., Редькин А.Н.	63
	Получение электропроводных углеродных пленок с	
	высокой прозрачностью из паров этанола	
14	<u>Седловец Д.М.</u> , Редькин А.Н.	64

Раздел		<i>Стр.</i>
«Оптические свойства микро- и наноструктур»		
(24 ноября 2010 г.)		
1	Интерференционные и поляритонные эффекты для плазменных возбуждений в двумерных электронных системах <u>Муравьев В.М.</u> , Андреев И.А., Кукушкин И.В. (приглашенный доклад)	66
2	Нелинейная оптика и применение специальных волокон в лазерных системах <u>Корель И.И.</u> , Денисов В.И., Нюшков Б.Н., Пивцов В.С. (приглашенный доклад)	68

Раздел		<i>Стр.</i>
«Теория наноструктур»		
(24 ноября 2010 г.)		
1	Корреляции спиновых и зарядовых степеней свободы в квантовых точках <u>Бурмистров И.С.</u> , <u>У. Gefen</u> , Киселев М. (приглашенный доклад)	71
2	Метрология для наноэлектроники: определение химического состава и структурных параметров <u>Батурин А.С.</u>	72
3	Резонансы вблизи пороговых аномалий в одномерных фотонно-кристаллических слоях <u>Акимов А.Б.</u> , Гипшиус Н. А., Тиходеев С. Г.	74
4	Динамика релаксации электронов в задаче о кулоновской блокаде <u>Родионов Я.И.</u> , Бурмистров И.С., Щелкачев Н.М.	75
5	Электронные квантовые состояния в сверхрешетках со спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза <u>Тележников А.В.</u> , Демиховский В.Я.	76
6	Микроскопическая теория явления проскальзывания фазы в узкой диффузной сверхпроводящей полоске <u>Семенов А.В.</u> , Крутицкий П.А., Девятков И.А.	77
7	Компьютерное моделирование и формирование нонно-нарушенных слоев для оптоэлектронных структур на базе кремния <u>Лаптев Д.А.</u> , Менделева Ю.А., Тетельбаум Д.И.	78
8	Моделирование электронной структуры нанокластера на примере тримера с кулоновским и трехцентровым	79

	взаимодействиями	
	<u>Пискунова Н.И.,</u> Аплеснин С.С.	
9	Корректировка изображения в методе Цернике для жесткого рентгеновского излучения	80
	<u>Кон В.Г., Орлов М.А.</u>	
	Раздел	
	«Технология наноструктур»	<i>Стр.</i>
	(24 ноября 2010 г.)	
1	Брэг-Френелевская зонная пластинка. Особенности создания методами электронно-лучевой литографии	82
	<u>Князев М.А., Иржак Д.В., Рощупкин Д.В., Свинцов А.А., Фахртдинов Р.Р.</u>	
2	Исследование процесса эрозии анода при электродуговом синтезе углеродных нанотрубок	83
	<u>Попов Г.Г.</u>	
3	Моделирование теплообмена в условиях нестационарности при синтезе наноструктур термическим распылением графита	84
	<u>Пологно Е.А., Абрамов Г.В., Гаврилов А.Н.</u>	
4	Сравнение характеристик поликапиллярного коллиматора и коллиматора, созданного методами микроэлектроники	85
	<u>Шабельникова Я.Л., Чукалина М.В.</u>	
5	Разработка хладогентов систем магнитного охлаждения на основе гидридов и нитридов интерметаллических соединений	86
	<u>Арефьев А.И., Кошкидько Ю.С.</u>	
6	Подготовка образцов Si(111)-7x7 и зондов при проведении СТМ исследований в условиях сверхвысокого вакуума	87
	<u>Фахриев В.Э.</u>	
7	Особенности формирования Pt нанокатализаторов на поверхности кремниевых пор	88
	<u>Тетерский А.В., Старков В.В.</u>	
8	Влияние размеров и ориентации относительно оси легкого намагничивания на магнитное строение прямоугольных микроструктур Fe(001)	90
	<u>Фомин Л.А., Винниченко В.Ю., Михайлов Г.М.</u>	

Секция
«Нанотехнология, приборы»

Оптические свойства наноструктур на основе оксида цинка, полученных методом осаждения из газовой фазы

*Якимов Е.Е.¹, Грузинцев А.Н.¹, Редькин А.Н.¹,
Емельченко Г.А.¹, Волков В.Т.¹, Visimberga G.²*

¹ИПТМ РАН, г. Черноголовка

²Национальный институт им. Тиндаля, Университетский колледж Корка,
Корк, Ирландия

(Tyndall National Institute, University College Cork, Prospect Row, Cork, Ireland)

В последнее время были экспериментально реализованы [1–4] полупроводниковые лазеры на основе наностержней GaN, ZnO и CdS. Было показано, что даже единичный монокристаллический наностержень может работать как лазерный резонатор с одной или несколькими модами генерации. Несколько характерных особенностей делают ансамбли полупроводниковых наностержней перспективными для различных приложений оптоэлектроники. Во-первых, малый размер может легко привести к одномодовому режиму лазерной генерации. Типичный диаметр стержней в диапазоне 20–200 нм и длина 2–40 мкм делают их самыми маленькими лазерами из имеющихся в настоящее время. Во-вторых, большой контраст показателей преломления наностержня и окружающего воздуха дает хорошее каналирование оптических мод и повышает добротность лазерного резонатора. В-третьих, вертикально растущие на подложке стержни излучают преимущественно вдоль своей оси, что дает возможность использовать на практике ансамбли из множества наностержней [5]. Эксперимент показывает [1–3], что лазерное излучение наностержней выходит через их торцевые грани. Верхний и нижний торцы выполняют роль двух отражающих зеркал резонатора Фабри–Перо. В работе [6] показано, что из-за дифракции света на торце коэффициент отражения этих зеркал разный для разных волновых мод и варьируется в диапазоне 0.12–0.4 для границы раздела воздух–оксид цинка. Если нижний торец стержня остается прикрепленным к ростовой подложке из сапфира или кремния, то отражение на нем становится еще меньше (0.05–0.25). Конечно, в этом случае говорить о наностержне как об оптимальном лазерном резонаторе не приходится. Для повышения добротности резонатора интересно было бы нанести на торцы наностержня ZnO настоящие

зеркала с более высоким (близким к 1) коэффициентом отражения. В этом случае большая величина обратной связи приводила бы к существенному уменьшению пороговой мощности возникновения лазерной генерации внутри нанорезонатора из оксида цинка.

В данной работе были исследованы одиночные наностержни оксида цинка, с алюминиевым зеркалом на одном из торцов.

Показано, что наностержни ZnO с алюминиевым зеркалом на одном торце имеют преимущества по всем параметрам лазерного излучения по сравнению с наностержнями без металлизации. Обладая более низкими порогами накачки, они дают лазерную люминесценцию в направлении свободного торца вдоль продольной оси стержней. Анализ модовой структуры лазерного излучения позволил по длине волны максимумов соответствующих линий определить, что в наностержнях меньшей длины число мод уменьшается и в генерации участвуют продольные волноводные моды стержней. При этом показана возможность одномодового лазерного режима за счет селекции нескольких продольных мод. Обнаружено уменьшение пороговой плотности накачки для возникновения стимулированного и лазерного излучения для более длинных наностержней ZnO. Эти эффекты объяснены увеличением длины усиливающей оптической среды и увеличением времени излучательной рекомбинации свободных экситонов оксида цинка в стержнях большей длины. Установлено, что полученные в процессе роста и напыления зеркала наностержни оксида цинка имеют эффективную стимулированную УФ люминесценцию свободных экситонов при комнатной температуре и являются перспективными для создания коротковолновых направленных лазерных источников света.

1. H. Piller, R. Hauschild, J. Zeller, C. Klingshirn, H. Kalt, R. Kling, F. Reuss, C. Kircher, A. Waag. *J. Luminesc.*, 112, 173 (2005).
2. B.P. Zhang, N.T. Binh, Y. Segawa, Y. Kashiwaba, K. Haga. *Appl. Phys. Lett.*, 84, 586 (2004).
3. T. Hirai, Y. Harada, S. Hashimoto, T. Itoh, N. Ohno. *J. Luminesc.*, 112, 196 (2005).
4. A.N. Gruzintsev, V.T. Volkov, C. Barthou, P. Benalloul. *Thin Sol. Films*, 459, 262 (2004).
5. H.C. Hsu, C.Y. Wu, W.F. Hsieh. *J. Appl. Phys.*, 97, 064 315 (2005).
6. M.H. Huang, S. Mao, H. Feick, H. Yan, Y. Wu, H. King. *Science*, 292, 1897 (2001).

Микромеханические устройства на основе материалов с эффектом памяти формы

*Иржак А.В.¹, Захаров Д.И.¹, Маширов А.В.², Лебедев Г.А.¹,
Коледов В.В.², Афонина В.С.², Лега П.В.², Калашиников В.С.²,
Ситников Н.Н.³, Шеляков А.В.³, Шавров В.Г.²*

¹НИТУ «МИСиС», Москва

²ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва

³НИЯУ «МИФИ», г. Москва

Сплавы с эффектом памяти формы (ЭПФ) нашли широкое применение в микромеханике, электронике, приборостроении и медицине [1]. Свойство обратимого деформирования не является внутренне присущим сплавам с ЭПФ, и для его достижения требуется нетехнологичная операция тренировки на «двустороннюю» память. Использование биморфных слоистых материалов позволяет достигнуть обратимых деформаций без использования такой тренировки.

В настоящей работе рассматривается новая схема композитного материала [2], обеспечивающая обратимую изгибную деформацию порядка нескольких единиц процентов. Композитная схема включает слой сплава с ЭПФ, жестко соединенный со слоем прочного упругого материала. Принцип работы композитной схемы основан на том, что изгибная деформация биметаллической пластины есть сжатие на внутренней стороне и растяжение на внешней. При нагреве сплав с ЭПФ, «вспоминая» свою высокотемпературную форму, сжимается, и биметаллическая пластина изгибается. При охлаждении слой с ЭПФ переходит в мартенситное состояние, при этом упругий слой стремится вернуться в ненапряженное состояние и деформирует слой с ЭПФ.

Рассматриваемая композитная схема была реализована в конструкции микромеханического устройства для механического захвата микро- и нанообъектов (рис. 1).

Нанопинцет формировали с помощью фокусированного ионного пучка (ФИП) в вакуумной камере сканирующего ионного микроскопа (СИМ) FEI Strata 201 из быстрозакаленной ленты сплава Ti_2NiCu . Были изготовлены экспериментальные образцы нанопинцетов с размерами $(20-50) \times (15-25) \times (1-3)$ мкм и зазором около 1000 нм.

Управление нанопинцетом осуществлялось при помощи излучения полупроводникового лазера, размещенного в вакуумной камере СИМ.

Используя нанопинцет и систему управления, были проведены эксперименты по пространственному манипулированию микро- и нанообъектами различной природы: углеродные нанотрубки, биологические микрочастицы (рис. 1а), стопки графеновых листов (рис. 1б) и др.

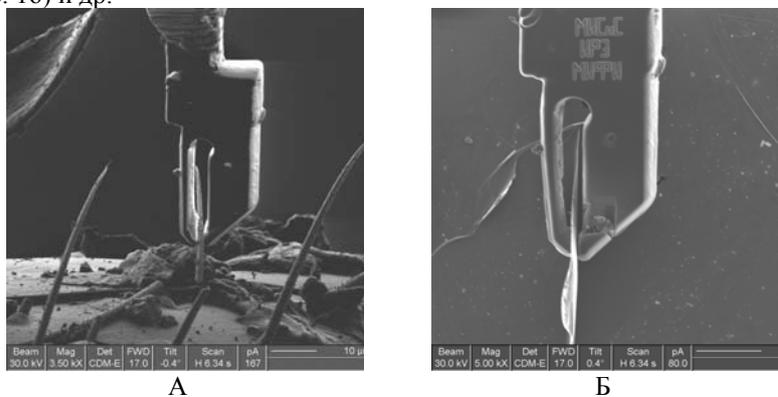


Рис. 1. Захват и перемещение субмикронных объектов при помощи нанопинцета. А – волос на теле комара, Б – графитовая чешуйка.

Таким образом, в работе предложен новый функциональный композитный материал с эффектом памяти формы, способный к многократным гигантским обратимым деформациям, и экспериментально доказано сохранение его функциональных свойств при утонении толщины слоя с ЭПФ, по крайней мере, до 140 нм. Экспериментально продемонстрирована возможность создания на основе этого материала микромеханического устройства для применения в нанотехнологии.

Видеодемонстрацию работы нанопинцета можно увидеть в интернете: <http://smwsm.org/II/micropincer.html>.

Работа поддержана РФФИ, грант 09-08-01177, и Минобрнауки, госконтракт 02.513.12.3097.

1. Сплавы никелида титана с памятью формы. Часть 1. Структура, фазовые превращения и свойства. Коллективная монография. Под научной редакцией профессора Пушина В.Г. Екатеринбург: УрО РАН, 2006.
2. A.V. Irzhak, D.I. Zakharov, V.S. Kalashnikov et al. Journal of Communications Technology and Electronics, Vol. 55, No. 7, p. 874, 2010.

Система позиционирования зонда в низкотемпературном сканирующем ближнепольном оптическом микроскопе

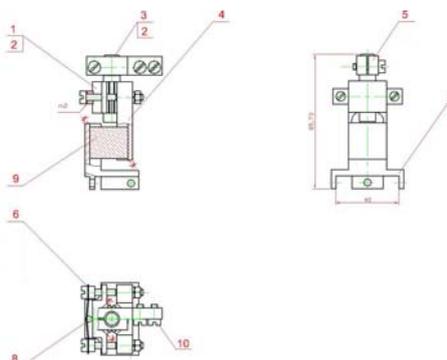
Петрова М.Г., Демихов Е.И., Мишаков Г.В., Шарков А.В.
ФИАН им. П. Н. Лебедева, г. Москва

Низкотемпературный сканирующий ближнепольный оптический микроскоп КриоСБОМ101 предназначен для изучения свойств наноразмерных объектов в диапазоне температур 4,2-300 К. Благодаря наличию AFM моды микроскоп позволяет исследовать не только оптические свойства, но и топологию объекта.

Ключевой частью микроскопа является зонд, поддерживаемый на расстоянии <1 нм над образцом. Основные трудности при создании микроскопа были связаны с изготовлением z-подвижки, обеспечивающей подвод-отвод зонда к образцу.

Принцип работы подвижки основан на методе slip-stick. Пьезокерамика 9 приклеивается одной из боковых сторон к неподвижному корпусу 7 – статору, к другой приклеивается направляющая 4. Другая направляющая 1 прижимается к первой 4 с помощью пружины 2. Между направляющими перемещается ползун 3. Для обеспечения стабильности коэффициента трения к направляющим приклеены по 2 сапфировые пластинки 2, еще 4 приклеены по сторонам ползуна. К верхней части ползуна крепится держатель зонда 5.

Техническим новшеством является применение нового типа пьезокерамики, позволившей сделать компактную, жёсткую z-подвижку, способную надёжно перемещать сравнительно массивный зонд при криогенных температурах.



**Исследование пьезоматериалов методом силовой
микроскопии пьезоотклика с компенсацией
перекрёстного влияния нормальной и латеральной
составляющей фотоприёмника атомно-силового
микроскопа**

Митько С.В.

НТ-МДТ, г. Зеленоград

Одним из самых мощных современных методов исследования морфологии и локальных свойств поверхности твердого тела с высоким пространственным разрешением является сканирующая зондовая микроскопия (СЗМ). Метод силовой микроскопии пьезоотклика (СМП) обычно используется в материаловедении при изучении сегнетоэлектриков и позволяет проводить исследования их доменной структуры. Особый интерес метод представляет как раз для прикладных исследований при разработках запоминающих сред накопителей ферроэлектрических ЗУ и методов записи-считывания в них.

В промышленных атомно-силовых микроскопах (АСМ) для определения движения кантилевера, с помощью отражённого лазерного пучка, обычно используется позиционно чувствительный диод. Этот способ снятия показаний позволяет независимо измерять изгиб и кручение кантилевера, таким образом можно изучать домены с вектором поляризации, как вне плоскости, так и в плоскости. Небольшой угол между вертикалью фотодиода и плоскостью колебаний пучка лазера может привести к ошибочным сигналам в нормальном и латеральном каналах. Данный эффект называется перекрёстным влиянием. Он приводит к систематическим ошибкам в измерении, и как следствие к неправильной интерпретации полученной информации.

Эффект перекрёстной помехи часто упоминается в специальной литературе, в разделе анализа полученных изображений. Попытки решить данную проблему предпринимались ранее. Например, существует патент Питера Франка на конструкцию вращающегося позиционно-чувствительного фотодиода. В приборе фирмы “НТ-МДТ” это исключено из-за конструкции сканирующей головки. Другим известным решением является постобработка изображений, с помощью программного обеспечения. У этого метода тоже есть ряд недочётов.

В данной работе на образцах, обладающих пьезоэлектрическими свойствами, продемонстрирован эффект перекрёстного влияния нормальной и латеральной составляющей фотоприёмника АСМ, при проведении исследований методом СМП, а также предложена простая электронная схема, призванная компенсировать его. Данная схема может корректировать перекрёстное влияние в ширине зоны порядка 1 МГц и подавлять ложный сигнал до величины $< 1\%$.

Результаты работы компенсатора можно увидеть в частности на образце пьезокристаллов ТГС. Про данную систему достоверно известно, что в ней нормальный сигнал намного сильнее латерального.

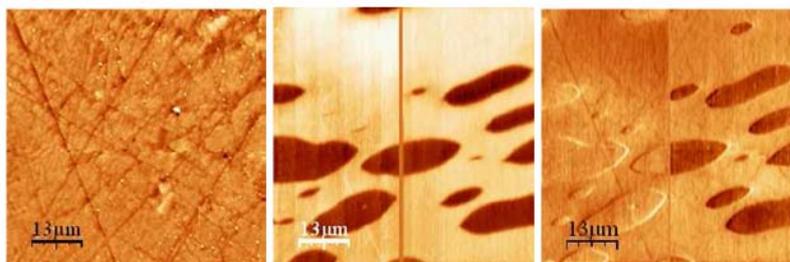


Рис. 1. Слева на картинке представлен рельеф образца. По центру нормальный сигнал пьезоотклика. Справа латеральный сигнал пьезоотклика. Центральная и правая картинка разделены на две части, левая часть показывает сигнал с использованием компенсатора, правая без компенсатора. Из результатов видно, что полезный нормальный сигнал после коррекции не изменяется, фальшивый латеральный, как раз подавляется.

Изучение характеристик алмазоподобных пленок, полученных в плазмохимическом реакторе на базе ППР

Клыков И.Л., Хомич А.А., Шустин Е.Г.
ФирЭ им. В.А. Котельникова РАН, г. Фрязино

В работе [1] предложено для осаждения алмазоподобных пленок использовать специальную модификацию ППР. Целью работы являлась оптимизация режимов осаждения пленок и изучения характеристик полученных образцов.

В предварительных экспериментах производилось напыление пленки на подложки из кремния и кварца. Рентгеноструктурный анализ выявил наличие нано-кристаллитных включений с алмазоподобной структурой в аморфную пленку. Для пленок характерна высокая адгезия к использованным подложкам.

Для исследования характеристик пленок, были изготовлены специальные образцы из плавленного кварца с предварительным напылением на часть их поверхности никелевых электродов. На образцы наносилась также маска из фоторезиста для последующего определения толщины осажденной пленки. Обнаружено, что на кварце формируется зеркальная полупрозрачная пленка. На пленке, осажденной на металле, наблюдаются образования типа кристаллитов, собранных в кластеры, внедренные в гладкую пленку. Средняя электропроводность этой пленки оценивается как 10^6 ом·см, что соответствует известным высококачественным DLC пленкам.

Обнаружено влияние величины потенциала подложки на скорость напыления, структуру и электрофизические параметры пленок. В условиях постоянного потенциала плазмы, уменьшается энергия падающих ионов, и замедляется скорость роста пленки. Проведены эксперименты по изучению влияния толщины подложки и модулирующего напряжения на накопление задерживающего потенциала. Получены вольтамперные характеристики углеродных пленок, осажденных при различных условиях, которые имеют вид, типичный для тонких диэлектрических аморфных пленок.

1. Исаев Н.В., Клыков И.Л., Песков В.В., Шустин Е.Г. Пучково-плазменный реактор в режиме осаждения алмазоподобных пленок. XXXVII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 2010.

Электроннографическое исследование структуры порфирин-фуллереновых пленок на твердой подложке

Орехов А.С.¹, Дьякова Ю.А.², Клечковская В.В.²

¹Московский Государственный университет им. М.В.Ломоносова, г. Москва

²Учреждение Российской Академии наук Институт кристаллографии имени А.В.Шубникова РАН, г. Москва, e-mail: klechvv@ns.crys.ras.ru

На протяжении последних десяти лет изучению направленного фотоиндуцированного переноса электрона в органических молекулах уделяется повышенное внимание. Изучаются различные донорно-акцепторные молекулярные системы с целью использования таких молекул в виде тонкопленочных структур, способных превращать солнечный свет в электрическую энергию. В научной литературе имеется ряд работ, посвященных синтезу и изучению физических свойств порфирин-фуллереновых диад, способных к эффективному фотоиндуцированному разделению зарядов [1, 2].

В настоящей работе методом электронной дифракции были исследованы пленки порфирин-фуллереновой диады TBD6a, перенесенные методом Ленгмюра-Шеффера на твердую подложку с поверхности водной субфазы. На картинах электронной дифракции от исследованных пленок присутствовали рефлексы от плоских (толщиной в один монослой) доменов и нанокристаллов TBD6a.

Для получения модели строения монослоя было проведено компьютерное моделирование структуры молекулы TBD6a и возможных укладок этих молекул в монослой на поверхности субфазы. Выбрана модель укладки в соответствии с площадью на одну молекулу в монослое, полученной из изотермы сжатия. Для выделенной упаковки молекул была определена триклинная элементарная ячейка с параметрами $a=1.54$, $b=1.50$, $c=1.75$ нм, $\alpha=80.0^\circ$, $\beta=90.0^\circ$, $\gamma=90.0^\circ$, пространственная группа P1. Сравнительный анализ экспериментальных и рассчитанных по модели электронограмм показал правильность выбранной элементарной ячейки, а также позволил уточнить ориентацию молекул в монослое (длинной осью перпендикулярно подложке). Кроме того тщательный анализ электронограмм (например, отсутствие рефлекса 120 на экспериментальной дифракционной картине) свидетельствует о том, что в перенесенной пленке присутствуют трехмерные нанокристаллиты, которые могли быть образованы как в процессе перенесения монослоя на твердую подложку, так и при поджатии монослоя на поверхности субфазы.

Интегрированная система сканирующий зондовый микроскоп-пьезокварцевые микровесы

Шелаев А.В.¹, Попов В.С.²

¹ЗАО «НТИ» Зеленоград, г. Москва.

²Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, г. Москва

Вызывает большой интерес использование интегрированных систем АСМ-ПКМ, позволяющих *in situ* измерять несколько параметров изучаемой системы. Использование подобных систем при исследовании сорбции газов различными материалами поможет получить многопараметрическую информацию о протекающих процессах.

Показаны некоторые возможности исследовательского комплекса, представляющего собой сканирующий зондовый микроскоп Solver ProM (NT-MDT, Россия) интегрированный с пьезокварцевыми микровесами QCM (NT-MDT, Россия) [1] на примере изучения взаимодействия с аммиаком различных высокодисперсных материалов.

С целью установления зависимостей между интегральной характеристикой материала (массой адсорбированного вещества) и изменением локальных характеристик (рельеф поверхности) был проведен следующий эксперимент. В установку помещали кварцевый резонатор с нанесенными сенсорными материалами. При пропускании аммиачно-воздушных и аммиачно-аргоновых смесей заданных концентраций и скоростей потоков через ячейку пьезокварцевых микровесов в динамике фиксировалась масса аммиака сорбированного поверхностью материала и осуществлялось сканирование поверхности образца методом полуконтактной атомно-силовой микроскопии. Для сравнения проведены эксперименты с чистым кварцевым резонатором в аналогичных условиях.

В результате работы показана принципиальная возможность использования данной интегрированной системы для изучения газочувствительных материалов. Получены кривые отклика пьезокварцевых микровесов, на основе которых определены массы сорбированного аммиака. Также зафиксировано изменение рельефа исследуемой поверхности.

1. Быков А.В., Шелаев А.В. Заявка на изобретение RU № 2008147807 от 04.12.08. Сканирующий зондовый микроскоп, совмещенный с устройством измерения массы и диссипативных свойств.

Оптимизация режима травления монокристаллов естественного графита в плазмохимическом реакторе на базе пучково-плазменного разряда для получения графена

Песков В.В.¹, Латышев Ю.И.², Шустин Е.Г.¹

¹ФирЭ им. В.А. Котельникова РАН, г. Фрязино

²ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва

Одно из наиболее перспективных направлений применения плазмохимии в технологии получения новых наноматериалов – получение однослойного графена или графена из нескольких слоёв (FLG).

Первые образцы графена, полученные механическим отщеплением от графита, имели латеральный размер порядка нескольких микрон и могли быть использованы только для лабораторных исследований. Практическая реализация наноструктур на основе графена в электронике и оптоэлектронике поставила вопрос получения образцов высококачественного графена большой площади.

Нами предложена и испытана технология получения моноатомных слоев графита (графен) и других электропроводящих слоистых материалов методом травления в плазмохимическом реакторе на базе пучково-плазменного разряда.

Травлению подвергались образцы графита с характерными поперечными размерами 0,5 мм с вплавленными по их границам индиевыми электродами. Тонкие кристаллы графита толщиной в районе десяти атомных слоев с латеральными размерами несколько сотен микрон получались отщеплением монокристаллов естественного графита с помощью адгезионной ленты.

Далее кристалл утонялся с помощью плазменного травления в пучково-плазменном реакторе. Энергия ионов аргона составляла 20 эВ. Контроль толщины пленок осуществлялся по их сопротивлению *in situ* в камере плазменного реактора.

Метод подготовки образцов для травления, описанный выше, в отличие от ранее используемого позволил избежать трудностей с помещением после отщепления тонких кристаллов графита на подложку и получать более тонкие начальные кристаллы графита, что позволило минимизировать вероятность нанесения радиационных дефектов.

Таким образом, были впервые получены образцы FLG с характерными размерами, равными долям миллиметра.

Исследование квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона и их применение для спектроскопии полупроводниковых наноструктур

*Ластовкин А.А.¹, Антонов А.В.¹, Гавриленко В.И.¹, Жолудев М.С.¹,
Иконников А.В.¹, Дворецкий С.А.², Михайлов Н.Н.²*

¹ИФМ РАН, г. Нижний Новгород

²ИФП СО РАН, г. Новосибирск

Одними из наиболее перспективных источников терагерцового (ТГц) излучения являются квантовые каскадные лазеры (ККЛ). В работе исследованы спектры излучения ТГц ККЛ (Trion Technology) с высоким (до 0.007 см^{-1}) разрешением и продемонстрирована возможность перестройки частоты излучения на 0.2 см^{-1} изменением рабочей температуры лазера.

С использованием ТГц ККЛ исследованы спектры циклотронного резонанса (ЦР) полупроводниковых наноструктур с квантовыми ямами на основе HgCdTe. В таких структурах ширину запрещенной зоны можно изменять, варьируя ширину квантовой ямы [1]. Поэтому структуры на основе HgCdTe перспективны для создания селективных приемников ТГц излучения.

На рисунке 1 представлены спектры ЦР при различной интенсивности подсветки, приводящей к изменению концентрации 2D электронов от $6.4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ до $3.0 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ на частоте 2,6 ТГц при $T = 4.2 \text{ К}$. Видны две спектральные линии, соответствующие рекордно малым значениям циклотронных масс $0,0034m_0$ и $0,0074m_0$. Исследования ЦР с помощью ККЛ в диапазоне 2.6 – 4.35 ТГц показали, что закон дисперсии электронов в квантовой яме HgCdTe близок к линейному (как в графене), при этом ширина запрещенной зоны составляет около 6 мэВ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, РАН и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», ГК № П1211, № 16.740.11.0321.

1. B. Andrei Bernevig, et al. Science, 314, 1757 (2006).

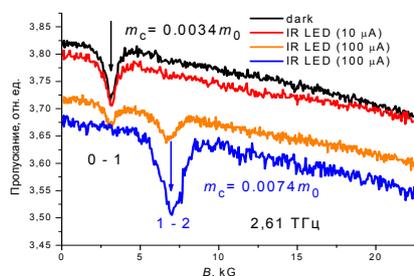


Рис. 1. Спектры ЦР структуры на основе с квантовыми ямами HgCdTe.

Раздел
«Транспорт в наноструктурах»

Аномальная температурная зависимость спиновой щели и кулоновской псевдощели при туннелировании электронов между двумерными системами в квантующем магнитном поле

Понов В.Г.^{1,2}, Макаровский О.³, S. Weidman⁴, L. Eaves³, J.-C. Portal⁴

¹ИПТМ РАН, г. Черноголовка

²МФТИ (ГУ) ФФКЭ, г. Долгопрудный

³School of Physics and Astronomy of Nottingham University, Nottingham, UK

⁴Grenoble High Magnetic Field Laboratory, CNRS, Grenoble Cedex 9, France

Экспериментально исследовано туннелирование электронов между двумерными электронными газами (ДЭГами) в квантующих магнитных полях. Туннелирование исследовалось в диодах, изготовленных на основе однобарьерной гетероструктуры типа GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs с легированным барьерным слоем. ДЭГ возникали по обе стороны туннельного барьера вследствие ионизации примесей в барьере. Двумерные слои отделялись от трехмерных контактных областей слаболегированными GaAs спейсерами (см. вставку (а) к рис. 1).

На рисунке 1 представлена топографическая карта d^2I/dV^2 как функции напряжения и магнитного поля. Квадратами на рисунке представлено экспериментальные значения положений минимума d^2I/dV^2 . Из рисунка видно, что минимум смещается немонотонным образом. В работе [1] предложено объяснение этого эффекта с учетом пиннинга расщепленных по спине уровней Ландау (УЛ) и кулоновской псевдощели. В данной работе нами были исследованы аналогичные зависимости при разных температурах. Было обнаружено отсутствие температурной зависимости кулоновской псевдощели в магнитном поле $B < 12$ Тл. В больших магнитных полях псевдощель увеличивалась с понижением температуры ниже 2 К. Что касается спиновой щели, то наблюдался ее рост при повышении температуры от 0.4 К до 10 К. Обнаруженные температурные зависимости ранее не наблюдались. Для объяснения температурной зависимости спиновой щели предложено рассмотреть температурную зависимость экранирования в частично заполненном УЛ.

Отсутствие температурной зависимости псевдощели указывает на то, что в ее происхождении определяющую роль играют плазмоны, энергия которых имеет циклотронную щель и независит от температуры. В ситуации, когда циклотронная энергия превышает энергию межподзонного расщепления при $B > 12$ Тл, в формировании псевдощели начинают участвовать межподзонные плазмоны, в энергию которых входит энергия межподзонного расщепления, а эта энергия имеет температурную зависимость в нашем случае.

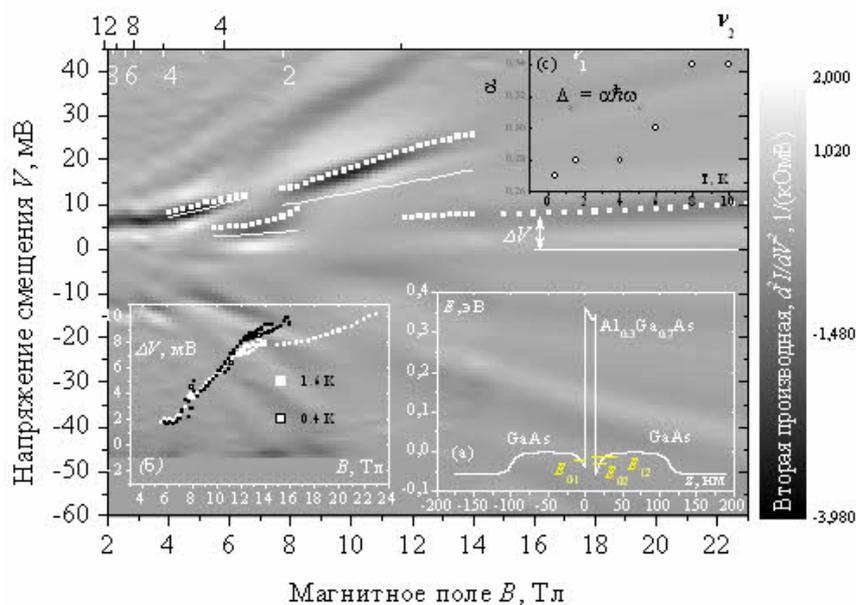


Рис. 1. Топографическая карта второй производной тока по напряжению как функции напряжения смещения и магнитного поля. Непрерывными отрезками показаны ожидаемые положения резонанса, рассчитанные в одноэлектронной модели туннелирования. (а) Профиль дна зоны проводимости исследуемых диодов. (б) Зависимость смещения V резонанса, связанного с псевдощелью. (с) Зависимость спинового расщепления УЛ от температуры, с учетом линейной зависимости его от циклотронной энергии.

1. В.Г. Попов, Ю.В. Дубровский, J.-C. Portal. ЖЭТФ, 129, 4, стр. 768-776 (2006).

Вихревые молекулы в тонких пленках анизотропных сверхпроводников

Савинов Д.А.¹, Мельников А.С.¹, Самохвалов А.В.¹, Буздин А.И.²

¹ Институт физики микроструктур РАН, г. Н. Новгород

² Institut Universitaire de France and Universite Bordeaux I, France

В тонких пленках анизотропных сверхпроводников межвихревое взаимодействие может быть сильно модифицировано за счет конкуренции дальнедействующего отталкивания, вызванного очень медленным спаданием сверхтока, индуцированного вокруг вихря (эффект Пирла [1]) и притяжения, вызванного наклоном вихревых линий относительно оси анизотропии [2]. В работе показано, что для достаточно больших углов наклона поля относительно нормали к пленке эффект Пирла должен приводить к появлению нового типа вихревой структуры, образованной вихревыми цепочками из конечного числа вихрей (вихревыми молекулами). Расчеты энергии взаимодействия нескольких вихрей выполнены с учетом искривления наклонных вихревых линий в пленке.

В пределе сравнительно слабой анизотропии сверхпроводника мы находим форму вихревых линий в тонкой пленке с использованием феноменологической модели Гинзбурга-Ландау с анизотропным тензором эффективных масс. Приближенное уравнение, описывающее форму вихревой линии, имеет вид:

$$\frac{dy}{dz} = \Gamma \frac{b}{\sqrt{1-b^2}},$$

где $\Gamma = \lambda_c / \lambda_{ab}$ – это параметр анизотропии сверхпроводника, λ_c, λ_{ab} – лондоновские длины проникновения магнитного поля, экранированного сверхпроводящими токами, текущими вдоль оси анизотропии сверхпроводника c и в плоскости пленки ab , ось анизотропии выбрана вдоль нормали к плоскости пленки,

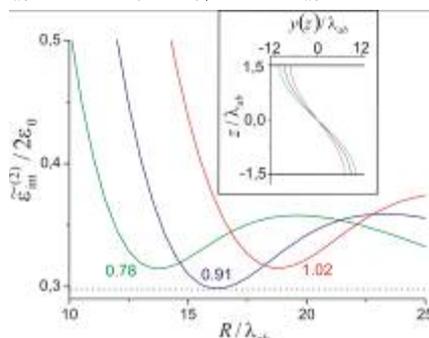
$$b = \frac{H_y}{H_{ab}} \times \left[1 - \frac{\cosh(z/2\lambda_{ab})}{\cosh(d/2\lambda_{ab})} \right], \quad H_{ab} \text{ – критическое поле входа}$$

вихревой линии, параллельной пленке с толщиной $d \gg \lambda_{ab}$, H_y – компонента внешнего магнитного поля, приложенная параллельно плоскости пленки.

В пределе сильной анизотропии для описания свойств вихрей мы рассматриваем сверхпроводник как систему сверхпроводящих слоев.

Для определения формы линии нами выполнено численное решение уравнений вязкого движения взаимодействующих двумерных вихрей в поле тока, создаваемого магнитным полем, параллельным пленке.

Потенциал взаимодействия двух вихревых линий в расчете на один вихрь для пленки с параметрами $d = 3\lambda_{ab}$ и $\Gamma = 15$ представлен на рисунке при различных значениях внешнего магнитного поля. Цифры около кривых определяют значение отношения H_y / H_{ab} . Здесь $\varepsilon_0 = \phi_0 / 16\pi^3 \lambda_{ab}$.



Необычный характер потенциала взаимодействия вихревых линий приводит к возможности получить энергетически выгодные вихревые кластеры конечного размера. При увеличении компоненты магнитного поля, параллельной пленке, число вихрей в кластерах возрастает, что в итоге приводит к формированию бесконечных вихревых цепочек, характерных для массивного сверхпроводника.

Предсказанное формирование вихревых кластеров для периодической вихревой структуры должно приводить к изменению числа квантов магнитного потока, приходящегося на элементарную ячейку решетки вихрей. Нами выполнены численные расчеты энергий вихревых решеток, показавшие неустойчивость одноквантовых решеток по отношению к удвоению элементарной ячейки.

Работа частично поддержана РФФИ, фондом «Династия», и федеральной целевой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

1. J.Pearl, Appl. Phys. Lett. 5, 65 (1964).
2. A.I.Buzdin, A.Yu.Simonov, JETP Lett. 51, 191 (1990).

Дробовой шум в высокочастотном полевом транзисторе вблизи порога

*Храпай В.С.**, *Шовкун Д.В.*

Институт Физики Твердого Тела РАН, г. Черноголовка

*e-mail: dick@issp.ac.ru

Электрический ток I в проводнике малого по сравнению с длиной энергетической релаксации размера при низких температурах (T) испытывает фундаментальные флуктуации, связанные с дискретностью заряда носителей тока. Среднеквадратичная флуктуация тока в условиях $V \gg T$, где V – падение напряжения на проводнике, называется дробовым шумом [1].

Измерения спектральной плотности S_I дробового шума содержат информацию о величине элементарного заряда носителя тока © и статистике протекания заряда. В линейном режиме можно написать:

$$S_I = 2eFI,$$

где F – так называемый фактор Фано. Для случая Пуассоновской статистики протекания заряда, когда вероятность пройти через проводник мала для любого электрона, соответствующая впервые получена Шоттки с $F=1$. В проводнике с диффузионной металлической проводимостью фактор Фано имеет универсальное значение $F=1/3$ [2,3], в то время как в диэлектрике можно ожидать $F=1$ [1].

В докладе будут представлены результаты измерения S_I в полевом транзисторе с длиной канала 500 нм при низких температурах. Эта система была выбрана благодаря возможности менять плотность электронов в канале в окрестности перехода металл-диэлектрик, что должно отразиться на величине фактора Фано.

При приложении отрицательного напряжения на затвор плотность электронов в канале падает, а сопротивление экспоненциально растет. В этих условиях вольт-амперные характеристики транзистора сильно

нелинейны. Для работы в этом режиме был применен метод *in-situ* калибровки. Некоторые полученные зависимости $S_I(I)$ слабо нелинейны. В области больших токов наклон соответствует $F=1/3$, и растет при уменьшении тока (см., например, среднюю кривую на рисунке). Такое поведение можно качественно объяснить в модели проводимости, основанной на термо-активации электронов в область металлических состояний над уровнем Ферми [4].

Работа была поддержана РФФИ, РАН, Миннауки (МК-3470.2009.2) и программой государственной поддержки лидирующих научных школ. ВСХ благодарит Российский Фонд Поддержки Науки.

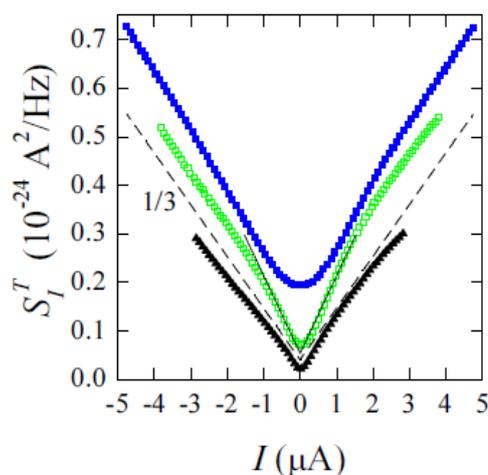


Рис. Измеренная спектральная плотность дробового шума для трех величин затворного напряжения (сверху вниз – обеднение канала). Пунктирная и сплошная линии имеют, соответственно, наклоны для $F=1/3$ и $F=0.5$.

1. Ya.M. Blanter, M.Büttiker Phys.Rep. 336, 1 (2000).
2. Yu.V. Nazarov, Phys. Rev. Lett. 73, 134 (1994).
3. C.W.J. Beenakker, Rev. Mod. Phys. 69, 731 (1997).
4. V.S. Khrapai, D.V. Shovkun Письма в ЖЭТФ 92, 507 (2010).

Сверхпроводниковые джозефсоновские структуры с высокой линейностью преобразования магнитного сигнала в напряжение

Соловьев И.И.¹, Корнев В.К.², Кленов Н.В.², Муханов О.А.²

¹НИИЯФ МГУ, г. Москва

²Физический факультет МГУ, г. Москва

Линейность отклика напряжения джозефсоновской цепи на магнитный сигнал тесно связана с динамическим диапазоном, что обуславливает необходимость одновременного улучшения этих характеристик. В настоящей работе предлагается использование специальной структуры параллельных, последовательных и параллельно-последовательных цепочек сквидов, обеспечивающих увеличение динамического диапазона и высокую линейность передаточной характеристики магнитного сигнала в напряжение.

Теоретический анализ показал, что спектры абсолютно линейного треугольного периодического сигнала (1) и отклика двухконтактного интерферометра с малой индуктивностью (2), в случае пропускания через него тока питания равного критическому току интерферометра, характеризуются схожим видом закона спада амплитуд гармоник:

$$V(B) = \left| \frac{\pi B a_0}{\Phi_0} \right| = \sum_k A_k \cos(k \omega_0 B), \quad A_k(\omega_0) = \frac{A_0(\omega_0)}{k^2}, \quad k = 2n - 1, \quad n \in N \quad (1)$$

$$V(B) = \left| \sin \left(\frac{\pi B a_0}{\Phi_0} \right) \right| = \sum_n C_n \cos(n \omega_0 B), \quad C_n(\omega_0) = \frac{C_0(\omega_0)}{n^2 - 1} \quad (2)$$

Здесь a_0 – площадь интерферометра, ω_0 – эффективная частота, соответствующая площади a_0 ($a_0 = \omega_0 \Phi_0 / 2\pi$, Φ_0 – квант магнитного потока), A_0 и C_0 – константы. Заметим, что в спектре (1) присутствуют только нечетные компоненты, а в спектре (2) и четные, и нечетные. Если в спектре (2) удалить все четные компоненты, то получившийся спектр будет близок к требуемому (1) с небольшими отклонениями амплитуд первых гармоник.

Эффективное «вычитание» отклика одного интерферометра из отклика другого может быть реализовано посредством дифференциального соединения двух интерферометров. Приложение к интерферометру дополнительного магнитного потока в половину кванта приводит к смещению его отклика на половину периода и изменению знака амплитуд всех нечетных гармоник его спектра. Если в дифференциальной схеме к одному интерферометру не прикладывается дополнительный магнитный поток, а к другому

прикладывается дополнительный поток $\Phi_0/2$, то при этом четные компоненты спектра вычитаются, а амплитуды нечетных гармоник удваиваются, что обеспечивает линеаризацию итоговой функции преобразования магнитного сигнала в напряжение.

В данной работе вместо двухконтактного интерферометра в дифференциальной схеме используется нерегулярная параллельная цепочка джозефсоновских переходов, так называемый СКИФ – Сверхпроводящий Квантовый Интерференционный Фильтр (SQIF) [1]. Форма отклика СКИФа зависит от площадей его ячеек и их расположения в цепочке. Требуемая структура цепочки, используемой в дифференциальной схеме, должна обеспечивать отклик, удовлетворяющий условию:

$$V(B_0 + B) - V(B_0 - B) = kB, \quad (3)$$

где B_0 – постоянное смещение по магнитному полю, k – константа линейной зависимости (зависящая в общем случае от B_0). Примером такого отклика является отклик параболического вида.

В качестве другого подхода к линеаризации функции преобразования магнитного сигнала в напряжение двухконтактного интерферометра предлагается идея нелинейного задания сигнала в сквид. Нами был определен вид нелинейной функции магнитного потока $F(\Phi)$, при подстановке которой в качестве аргумента в выражение для отклика напряжения сквида, зависимость этого напряжения от приложенного магнитного потока становится линейной:

$$V_{SQIF}(\Phi) = I_C R_N \sqrt{I_B^2 - \cos^2(F(\Phi))} = k\Phi \quad (5)$$

Найденная функция $F(\Phi)$ близка к зависимости фазы джозефсоновского перехода в одноконтактном интерферометре от внешнего потока. Синтез одно- и двухконтактного сквидов представляет собой *би-сквид* [2], в котором контур одноконтактного сквида играет роль нелинейного трансформатора магнитного потока, линеаризующего отклик напряжения двухконтактного интерферометра.

1. J. Oppenlaender, Ch. Haussler, and N. Schopohl, Phys. Rev. B, 63, pp. 024511-1-9, 2001.
2. V. K. Kornev, I. I. Soloviev, N. V. Klenov, and O. A. Mukhanov, Supercond. Sci. and Techn., 22, 114011, 2009.

Блоховский и перколяционный типы магнитного упорядочения в гетероструктурах InGaAs/GaAs/ δ -<Mn>

Дмитриев А.И.¹, Таланцев А.Д.¹, Моргунов Р.Б.¹, Зайцев С.В.²

¹Учреждение Российской академии наук Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка

²Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка

Исследованы магнитные свойства и фотолюминисценция полупроводниковых гетероструктур, содержащих квантовую яму InGaAs/GaAs и δ -легированный слой марганца (δ -<Mn>-слой). Использование подложек GaAs (001): точно ориентированных и с отклонением 3° нормали к δ -<Mn>-слою от направления [001] позволяло выращивать, соответственно, однородные и неупорядоченные ферромагнитные δ -<Mn>-слои. Установлено, что в гетероструктурах, выращенных на точно ориентированных подложках, температурная зависимость намагниченности описывается законом «3/2» (рис. 1) (Блоховский тип магнитного упорядочения). В гетероструктурах, выращенных на подложках с отклонением 3° нормали от направления [001], температурная зависимость намагниченности имеет ход (рис. 1), характерный для неупорядоченных ферромагнетиков (перколяционный тип магнитного упорядочения).

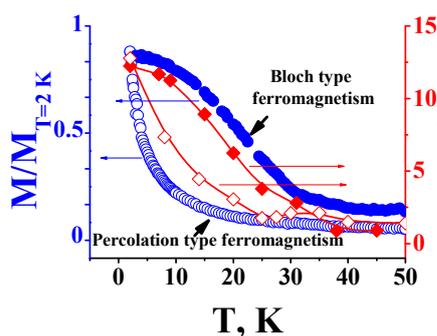


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности M и степени циркулярной поляризации P_c гетероструктур, выращенных на точно ориентированных подложках GaAs (001) (темные символы), и на подложках GaAs (001) с отклонением 3° в направлении [001] (светлые символы).

Зависимости степени поляризации фотолюминисценции от магнитного поля и спектры электронного спинового резонанса также чувствительны к типу ферромагнитного упорядочения в δ -<Mn>-слое.

Температурная зависимость скачка химпотенциала двумерной электронной системы в режиме ДКЭХ

Прокудина М.Г., Храпай В.С.

Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка

Считается, что квантование Холловского сопротивления чистых двумерных систем при дробных заполнениях (ν) уровней Ландау [1] нельзя объяснить в одночастичном приближении. Существует два основных подхода к учету взаимодействия между частицами в магнитном поле: вариационный метод Лафлина [2] и модель композитных фермионов [3]. В обоих случаях взаимодействие приводит к снятию вырождения уровня Ландау и открытию энергетической щели для заряженных возбудителей при определенных дробных факторах заполнения. Несмотря на качественное согласие с моделями, существуют серьезные проблемы с объяснением величин энергетических щелей измеряемых в эксперименте. Более того, и сами результаты измерений, проведенных разными методами и на образцах различного качества также плохо согласуются между собой. Хотя эти противоречия принято приписывать проявлению беспорядка в двумерной системе, до сих пор попытки их устранения были безуспешными.

В нашей работе методом емкостной спектроскопии [4, 5, 6] изучалась температурная зависимость скачка химпотенциала $\Delta\mu$ двумерной электронной системы на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs в режиме дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ). Скачок химпотенциала системы электронов имеет более сильную температурную зависимость [7,8] по сравнению с целочисленным эффектом Холла [6]. Значение скачка химпотенциала такой системы увеличивается с понижением температуры и при низких температурах (порядка 0.3К) выходит на насыщение.

Для численного моделирования температурной зависимости мы адаптировали двухуровневую модель [6] для композитных фермионов. Расчетное значение химпотенциала в пределе бесконечно узких уровней линейно возрастает с понижением температуры вплоть до нуля температур, тогда как экспериментальная кривая выходит на насыщение. Нами показано, что наклон температурной зависимости с учетом беспорядка количественно согласуется с моделью как в окрестности дробных $\nu=1/3$ и $2/5$, так и в сжимаемой области между ними [9]. Несмотря на указанное согласие, остается расхождение между теорией и экспериментом в части абсолютных значений скачков.

1. Tsui D. C., Stormer H.L. and Gossard A.C. Phys. Rev. Lett., 48, №22, 1559-1562(1982).
2. R.B. Laughlin. Phys. Rev. Lett.,50, № 18, 1395-1398(1983).
3. Jain J.K. Phys. Rev. Lett., 63, № 2, 199-202 (1989).
4. Дорожкин С.И., Кравченко Г.В., Хауг Р., фон Клицинг К., Плог К. Письма в ЖЭТФ, 58, 893 (1993).
5. Smith T.P., Goldberg B.B., Stiles P.J, Heiblum M. Phys. Rev. B , 32, №4, 2696-2699(1985).
6. Дорохова М.О., диссертация ... канд.физ.-мат.наук, ИФТТ, Черноголовка (2000).
7. Khrapai V.S., Shashkin A.A., Trokina M.G., Dolgoplov V.T. Phys. Rev. Lett., 99, 086802(2007).
8. Khrapai V.S., Shashkin A.A., Trokina M.G., Dolgoplov V.T. Phys. Rev. Lett., 100, 196805 (2008).
9. Прокудина М.Г., Храпай В.С. Письма в ЖЭТФ, 89, 670-675 (2009).

Электрическая проводимость системы (Au,In)/Si(111)

*Бондаренко Л.В.¹, Цуканов Д.А.^{1,2}, Борисенко Е.А.¹, Грузнев Д.В.¹,
Матецкий А.В.¹, Зотов А.В.^{1,2}, Саранин А.А.^{1,2}*

¹Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, г. Владивосток

²Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток

В последнее время физические свойства наноструктур притягивают большой интерес исследователей физики поверхности. Одной из таких наноструктур является реконструкция поверхности кремния $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-(Au,In)}$ [1], которая помимо отсутствия доменных стенок, характерных для $\text{Si}(111)\alpha\text{-}\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$, обладает свойствами двумерного электронного газа [2]. При этом электрическая проводимость трехкомпонентной системы (Au,In)/Si(111) остается мало изученной.

В данной работе при помощи методов дифракции медленных электронов и четырехзондового метода была изучена проводимость системы (Au,In)/Si(111), в частности реконструкции $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-(Au,In)}$ с последующим напылением In (рис.1). Как видно на рисунке проводимость возрастает почти в 3 раза, что, по-видимому, связано с полным заполнением поверхности проводящим двумерным слоем In с суммарным покрытием около 1 МС In.

Помимо этого в работе будут представлены данные по электрической проводимости пленок золота, выращенных на различных реконструкциях индия на поверхности кремния, а так же новой реконструкции золота с индием $\text{Si}(111)2\sqrt{7}\times\sqrt{3}\text{-(Au,In)}$. Структурные превращения на поверхности будут проиллюстрированы изображениями сканирующей туннельной микроскопии.

1. D.V. Gruznev, et al. Phys.Rev.B, Vo. 73, No. 11, 115335 (2006).
2. J.K. Kim, et al. Phys.Rev.B, Vo. 80, No. 7, 75312 (2009).

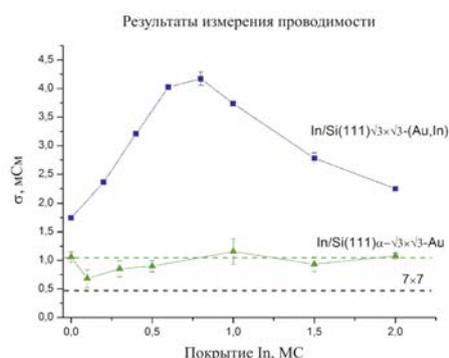


Рис. 1. Изменение проводимости при напылении In на $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$ (треугольники) и на $\text{Si}(111)\alpha\text{-}\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$ (квадраты). Черная пунктирная линия – уровень проводимости чистой поверхности кремния $\text{Si}(111)7\times 7$.

Сверхпроводниковые смесители на горячих электронах на основе NbN наноструктур

Третьяков И.В., Рябчун С.А., Финкель М.И., Масленникова А.В., Каурова Н.С., Исупова А.А., Воронов Б.М., Гольцман Г.Н.

Последние данные, полученные в рамках проекта NASA Cosmic Background Explorer (COBE), показали, что половина излучения, приходящего на землю из космоса, находится в терагерцовой области электромагнитного спектра [1]. В 2009 году был запущен космический телескоп Herschel, на борту которого находится гетеродинный инструмент HIFI. Для работы в диапазоне 1.41 ТГц – 1.91 ТГц в HIFI используется технология смесителей на горячих электронах (НЕВ смесителей). Именно НЕВ смесители являются наиболее практичными в использовании приемниками терагерцовых частот благодаря хорошим шумовым показателям и низкой требуемой мощности гетеродина [2].

Наши НЕВ смесители были изготовлены из NbN пленок толщиной 3.5 нм, осажденных на Si подложки. После осаждения NbN, напылялся слой Au толщиной 15 нм, который затем подвергался ионному и химическому травлению через окно в электронном резисте для формирования болометрических элементов длинами 0.1 – 0.4 мкм.

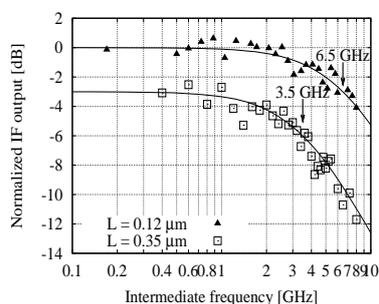


Рис. 1 Данные по измерениям полосы преобразования для двух НЕВ смесителей различных длин болометров: 0.12 мкм (▲) и 0.35 мкм (□). Сплошные линии соответствуют аппроксимирующей функции $P(f) \sim [1 + (f/B_G)^2]^{-1}$, где $B_G = 6.5$ ГГц и $B_G = 3.5$ ГГц.

Когда длина смесителя становится короткой по сравнению с длиной термализации

$$L_{th} \equiv \pi(D\tau_{th})^{1/2} \quad (1)$$

(где D - коэффициент электронной диффузии, а τ_{th} - время релаксации электронной температуры для бесконечно длинного смесителя), горячие электроны диффундируют в контактные площадки, прежде чем рассеиваются фононами [3].

Для измерения полосы преобразования НЕВ смесителей мы взяли две лампы обратной волны (ЛОВ), работающих на частоте 300 ГГц, в качестве гетеродинного и сигнального источников. На рис. 1 представлены результаты измерения полосы преобразования для двух устройств с длинами 0.12 мкм и 0.35 мкм. Данные могут быть аппроксимированы функцией

$$P(f) \approx [1 + (f/B_G)^2]^{-1} \quad (2)$$

где $B_G = 6.5$ ГГц и $B_G = 3.5$ ГГц для длин 0.12 мкм и 0.35 мкм соответственно.

Идея, которой посвящена данная работа, заключалась в объединении лучших характеристик двух типов НЕВ смесителя в одном устройстве. Начиная с НЕВ смесителя с чисто фоновым каналом охлаждения и уменьшая его длину до примерно длины термализации, нам удалось создать смесители с отличными шумовыми показателями и широкой полосой преобразования.

1. D.T. Leisawitz et. Al. Proc. SPIE, 4013, 36–46 (2000).
2. S. Cherednichenko, V. Drakinskiy, T. Berg, P. Khosropanah, E. Kollberg. Rev. Sci. Instrum., 79, 034501 (2008).
3. D.E. Prober. Appl. Phys. Lett. 62, 2119 (1993).

Детектирование терагерцового излучения массивом полевых р-HEMT транзисторов на основе InGaAs/GaAs

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

¹ИПТМ РАН, г. Черноголовка

²Институт физики микроструктур РАН, г. Н. Новгород

³Саратовский филиал ИРЭ им В.А. Котельникова РАН, г. Саратов

⁴Физико-технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург

В исследованиях новейших детекторов терагерцового излучения (0.3÷7 ТГц) много внимания уделяется полевым транзисторам. Это связано с теоретическими работами Дьяконова и Шура [1, 2]. В этих работах и за ними сразу последовавших основное внимание уделялось резонансному детектированию терагерцового излучения, связанному с взаимодействием излучения с плазменной неустойчивостью в канале полевого транзистора. Явным недостатком резонансного детектирования является необходимость криогенных температур и малая величина выпрямленного напряжения, порядка 10 мкВ [3,4 моя и аллена]. Поэтому при комнатной температуре было предложено использовать детектирование терагерцового излучения на сильной нелинейности переходной характеристики транзистора, которая возникает при напряжениях на затворе близких к напряжению отсечки канала U_{th} . В этой работе исследовалось детектирование терагерцового излучения массивом р-HEMT транзисторов с основанием Т-образного затвора 230 нм. Всего в чипе было 192 транзистора соединенных параллельно. Измерения при температурах жидкого гелия, азота и при комнате дали чувствительность детектора 1.5, 0.6 и 0.1 В/Вт соответственно.

1. М. Dyakonov, M. Shur. Phys. Rev. Lett., 71, 2465 (1993).
2. М. Dyakonov, M. Shur. IEEE Trans. Electron Devices, 43, 380 (1996).
3. Peralta X.G., Allen S.J., Wanker M.C., Harff N.E., Simmons J.A., Lilly M.P., Reno J.L., Burke P.J., Eisenstein J.P. //Appl. Phys. Lett., V. 81 (9). P. 1627(2002).
4. К.В. Маремьянин, Д.М. Ермолаев, Д.В. Фатеев, С.В. Морозов, Н.А. Малеев, В.Е. Земляков, В.И. Гавриленко, В.В. Попов, С.Ю. Шаповал //Письма в ЖТФ, том 36, вып. 8, стр. 39-47 (2010).

**Исследование фактора «плеча»
резонансно-туннельного диода
на основе двухбарьерной гетероструктуры
 $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$**

В.Г. Криштоп^{1,2}, В.Г. Попов^{1,2}
¹ИПТМ РАН, г. Черноголовка
²МФТИ (ГУ) ФФКЭ, г. Долгопрудный

В настоящей работе методом магнитотуннельной спектроскопии проведены исследования резонансного туннелирования электронов через уровни в квантовой яме резонансно-туннельного диода, выполненного в виде двухбарьерной гетероструктуры $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$.

Были получены вольт-амперные характеристики РТД в планарном и нормальном магнитных полях до 7 Тл. На основе данных магнитотуннельной спектроскопии плечо (leverage factor) оценивается следующими способами:

по разнице энергий между уровнями Ландау в квантовой яме при приложении нормального магнитного поля,

по смещению положения основного резонанса при увеличении планарного магнитного поля,

по изменению амплитуды и полуширины основного резонанса с изменением планарного магнитного поля.

Полученные результаты обсуждаются с точки зрения теории резонансного туннелирования электронов через двумерные поляронные подзоны, сформированные в двумерном спектре квантовой ямы [1].

1. В.Г. Попов, В.Г. Криштоп, О. Макаровский, М. Хенини, ЖЭТФ, том 138, вып. 2 (8), стр. 249-254 (2010).

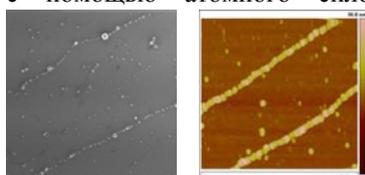
Элементы наноэлектроники на основе ДНК

Пучкова А.О., Соколов П.А., Касьяненко Н.А.
Кафедра молекулярной биофизики, физический факультет
Санкт-Петербургского государственного Университета

Стремительное уменьшение размеров схем твердотельной электроники обязывает к поиску и разработке новых методов создания наноразмерных элементов. Молекула ДНК обладает рядом уникальных свойств (комплементарность оснований, обеспечивающая эффективную самосборку наноконструкций, большая жесткость молекулярной цепи и высокая плотность заряда) позволяют использовать макромолекулу как шаблон для создания нанопроволок. Используя связывание ДНК с ионами металлов в растворе можно изготавливать ультратонкие нанопроволоки из различных металлов. Это называется ДНК-шаблонной самосборкой. Получаемые таким образом нанопроволоки могут, например, быть использованы как контакты при изготовлении полевых транзисторов и других элементов наноэлектронных схем, а также в качестве высокочувствительных биосенсоров. Для использования в таких устройствах нанопроволоки должны иметь равномерную, хорошо организованную структуру.

В работе описывается уникальный метод создания ДНК-шаблонных серебряных нанопроволок. Он основан на электрохимическом восстановлении ионов Ag^+ , связанных с собранными в «жгуты» молекулами ДНК на поверхности кремния p-типа. Главным отличием описываемого метода от уже предложенных является использование восстановительных свойств кремния при металлизации ДНК, что позволяет значительно упростить процедуру и добиться большей эффективности. Предложено объяснение возможного механизма металлизации, который подтверждается результатами металлизации молекул ДНК, зафиксированных на поверхностях слюды, стекла и кремния p-типа.

Полученные структуры (нанопроволоки, состоящие из кластеров восстановленного серебра диаметром около 30 нм на ДНК) наблюдали с помощью атомного силового (рис. Справа), сканирующего электронного* и ионного гелиевого* микроскопов (рис. Слева, размер скана 1,5 мкм).



*) МРЦ «Нанотехнологии»
СПбГУ

Электронный транспорт в структурах с межзонным типом спаривания

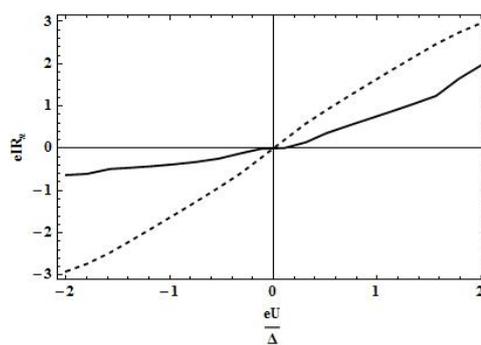
Бурмистрова А.В., Карминская Т.Ю., Деятов И.А.
Научно-исследовательский институт ядерной физики Московский
государственный университет, г. Москва
igor-devyatov@yandex.ru

Исследование недавно открытой высокотемпературной сверхпроводимости в железосодержащих соединениях (ферропниктидах) [1] возобновило интерес к необычным видам спаривания в многозонных материалах. При этом численные расчеты показали, что в них необходим учет межзонного спаривания [2].

В данной работе была рассчитана температурная зависимость параметра порядка сверхпроводника с межзонным спариванием и предложена теория электронного транспорта через S-N переходы. Показано, что различие эффективных масс электрон-подобных возбуждений в зонах двухзонного металла ведет к температурной зависимости параметра порядка, существенно отличающейся от предсказанной в рамках теории БКШ. Также показано, что это различие эффективных масс приводит к асимметрии по напряжению ВАХ S-N переходов и к появлению новых особенностей. Также учтено влияние на электронный транспорт дополнительных ферромагнитных слоев и наведенных в них триплетных корреляций.

На рисунке представлены вольт-амперные характеристики S-N перехода для значений величины барьера $Z=0$ (штриховая линия) и $Z=3$ (сплошная линия) при нулевой температуре.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-12351-офи-м.



1. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hiroho et al., J. Am. Chem. Soc. 130, 3296 (2008).
2. Moreo, M. Daghofer, A. Nicholson et al., Phys. Rev. B 80, 104507 (2009).

Гармоники тока и напряжения резонансно-туннельного диода

Елантьев И.А., Безотосный И.Ю., Бежко М.П.
НИЯУ МИФИ, г. Москва

Одним из наиболее перспективных и динамично развивающихся направлений твердотельной электроники является наноэлектроника. Преимуществом элементов наноэлектроники является высокое быстродействие при малых линейных размерах. Резонансно-туннельный диод (РТД) является одним из первых квантовых приборов, нашедших свое применение в электронике. РТД является нелинейным прибором, и в некоторых работах [1] даже получили увеличение частоты за счет использования гармоник.

В данной работе измерялись зависимости амплитуд гармоник вынужденных колебаний тока и напряжения от напряжения смещения. Помимо этого, измерялись фазы гармоник. Также было проведено сравнение полученных результатов с теоретической моделью [2].

Из рис. 1 видно, что зависимость немонотонная, имеются максимумы и минимумы, а также есть области положительных и отрицательных значений. Число минимумов и максимумов растет с увеличением номера гармоники. Данный результат качественно согласуется с теоретической моделью, представленной в [2].

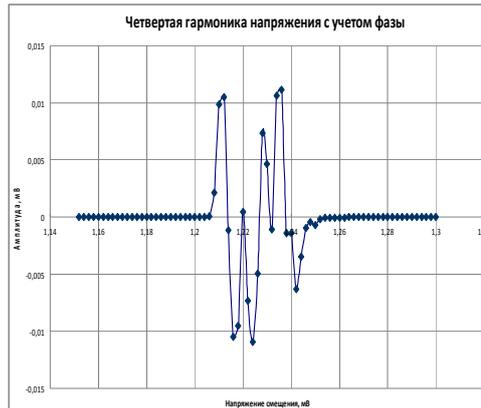


Рис. 1. Зависимость четвертой гармоники напряжения от напряжения смещения с учетом фазы.

1. N. Orihashi, S. Suzuki, M. Asada. Applied Physics Letters 87, 233501 (2005).
2. Elesin V.F.. Phys. Low-Dim. Struct, 1/2, 55 (2000).

Токо-фазовые зависимости в джозефсоновских гетероструктурах с ферромагнитной прослойкой

Кленов Н.В., Бакурский С.В., Корнев В.К.

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

На основе системы уравнений Боголюбова-Де Жена построена модель протекания сверхтока через джозефсоновские гетероструктуры с ферромагнитной прослойкой в чистом пределе. Была исследована токо-фазовая зависимость для таких структур при различных температурах. Кроме того, в работе представлен сравнительный анализ особенностей протекания тока через джозефсоновские структуры с нормальными (N) и ферромагнитными (F) прослойками. Особое внимание уделено влиянию изолирующих прослоек на границах сверхпроводник-ферромагнетик. Проведен анализ применимости подобных структур для создания квантовых битов. Поскольку для кубитных применений пригодны лишь джозефсоновские структуры с туннельной проводимостью, в работе исследовано влияние особенностей диэлектрического барьера I на свойства джозефсоновского тока в SINIS и SIFIS переходах.

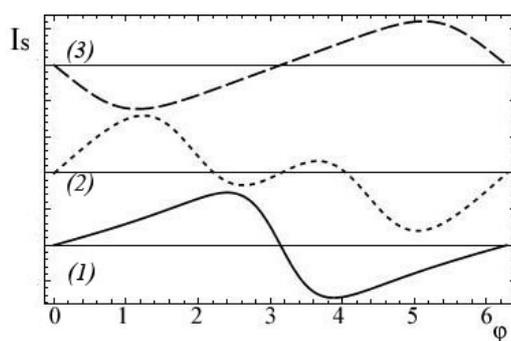


Рис. 1. Полученные ток-фазовые зависимости для джозефсоновских SIFIS и SINIS структур: (1) при $A > 0$ и относительно малой амплитуде $B > |A|$ ("0"-переход), (2) при высокой амплитуде второй гармоники $B > |A|$, (3) при $A < 0$ и малой амплитуде второй гармоники B ("π"-переход).

Ток через квантовую точку с двумя уровнями

Шарафутдинов А.У.¹, Бурмистров И.С.²

¹МФТИ (ГУ), г. Москва

²ИТФ им. Л.Д. Ландау, г. Черноголовка

Вычислен полный ток ко-туннелирования через квантовую точку с двумя одночастичными уровнями в главном порядке теории возмущений в случаях параллельной и антипараллельной поляризаций ферромагнитных контактов при учете обменного взаимодействия электронов на точке.

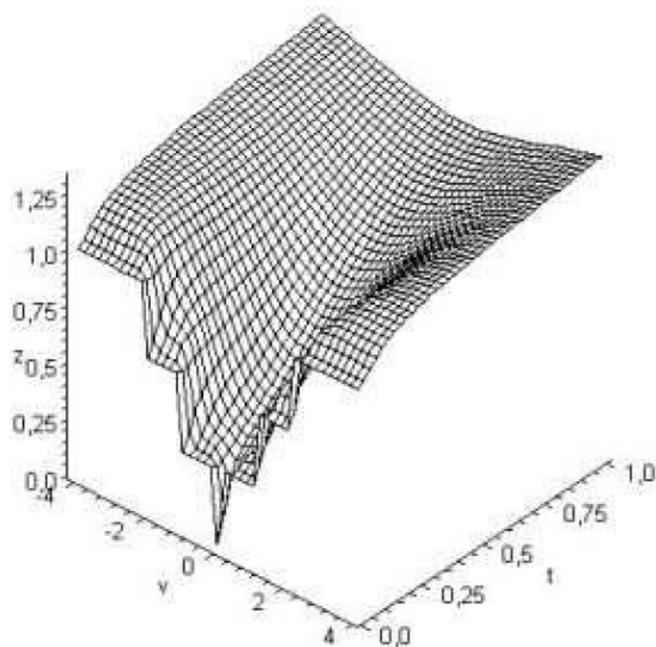


Figure 1: Зависимость полного дифф. кондактанса $z = dI/dv$ от $v = eV/\Delta$ и $t = T/\Delta$ для антипараллельной конфигурации, где Δ - расстояние между уровнями электронов на точке

Квантовая проводимость двумерного баллистического контакта

Криштон Т.В., Нагаев К.Э.

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

В работе рассматривается двумерный баллистический контакт в квантовом пределе, когда размер контакта a существенно меньше λ_F электрона. Пример такого контакта – контакты на гетероструктурах GaAs с высокой подвижностью при достаточно большом затворном напряжении.

Проводимость таких контактов теоретически вычислялась в нескольких работах. В [1] выводилась проводимость трехмерного баллистического контакта $G \propto (k_F a)^6$. Проводимость двумерного контакта вычислялась в [2], при этом двумерный контакт получался топологическим преобразованием из трехмерного. Получалась сложная зависимость $G \propto (1 + 4/\pi^2 [\gamma + \ln(k_F a/2)]^2)^{-1}$, хотя было бы логично ожидать, что с уменьшением размерности просто уменьшится показатель степенной зависимости от a , как в квазиклассическом случае [3].

Мы использовали для вычисления проводимости двумерного контакта стандартный метод Ландауэра [3], когда проводимость выражается через сумму коэффициентов прохождения плоских волн через геометрию контакта: $G = e^2 / (\pi h) \sum_{mn} T_{mn}$. Коэффициенты прохождения искали как отношение потоков падающей и прошедшей волн, а вид прошедшей волны давало решение уравнения Гельмгольца с граничными условиями на контакте. Полученная проводимость имеет вид $G \propto (k_F a)^4$.

В пользу нашего результата говорит физическая аналогия с рэлеевским рассеянием света. Интенсивность рассеяния света на частице с размерами много меньше длины волны пропорциональна квадрату объема частицы, что дает зависимость a^6 в трехмерном случае (работа [2]) и a^4 в двумерном (наша работа).

1. Ицкович, Шехтер. ФНТ, т. 11, № 4, 373 (1985).
2. Загоскин, Кулик. ФНТ, т. 16, № 7, 911 (1990).
3. Beenakker, van Houten. Solid State Physics, 44, 1-228 (1991).

Раздел

«Технология и оптические свойства наноструктур»

Лазер с резонатором на фотонном кристалле

Семенова Е.С.^{1,2}, M. Schubert¹, T. Suhr¹, S. Ek¹, J. M. Hvam¹, K. Yvind¹

¹DTU Fotonik, Technical University of Denmark

²Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН

Фотонный кристалл (ФК) – структура, показатель преломления в которой меняется периодически, таким образом, что образуются энергетически разрешенные и запрещенные зоны для фотонов, также как и в полупроводниковом кристалле для электронов. Примером одномерного ФК является Брегговское зеркало, которое состоит из периодически повторяющихся слоев определенной толщины, значительно отличающихся показателем преломления.

Более сложными ФК являются двумерный и трехмерный, показатель преломления в которых изменяется в двух или трех пространственных направлениях с определенным периодом.

Лазеры на ФК могут быть реализованы разными способами. Как правило, целью является совокупность высокой добротности резонатора Q , малого модового объема, высокой эффективности связи с модой резонатора (mode coupling) β и большого Пёрселл-фактора. Обычно дизайн резонатора представляет собой отсутствие одного из отверстий ФК [1], изменение размера [2], и/или сдвига окружающих отверстий [3].

Нами был предложен и реализован альтернативный дизайн резонатора, который заключается в сдвиге всех отверстий решетки ФК на определенную часть требуемой длины волны (λ), что позволяет получить малый модовый объем при значительной добротности. На рисунке 1(а) схематически изображен изначальный ФК, стрелками показано направление радиального сдвига всех отверстий на одинаковую величину относительно центра резонатора.

В настоящей работе структуры были эпитаксиально выращены и затем мембранизованы в двумерный ФК на основе слоя InGaAsP с 10 квантовыми ямами InGaAsP излучающими с длиной волны 1.52 мкм.

Исследованы мембранные ФК с резонаторами, полученными сдвигом на $\frac{1}{4}$ и $\frac{3}{4}$ длины волны. На рисунке 1(б) представлена микрофотография, сделанная с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ), резонатора полученного сдвигом отверстий на $\frac{3}{4}$ длины волны.

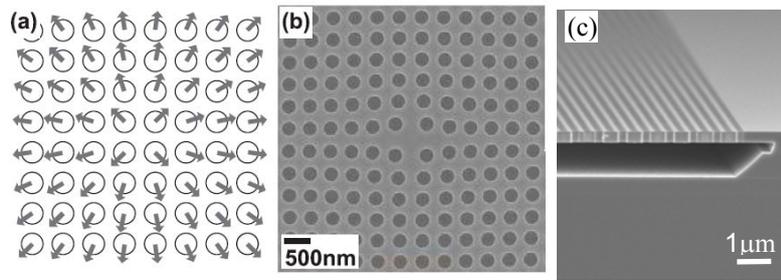


Рис. 1. (a) Схематическое изображение формирования резонатора в ФК.(b), (c) Микрофотография СЭМ резонатора полученного сдвигом на $s \lambda$.

На рисунке 2 представлены спектры лазерной генерации для обоих $1/4$ и $3/4$ резонаторов при пороговой мощности накачки. Были также исследованы зависимости длины волны излучения, ширина пика и интенсивность от энергии накачки.

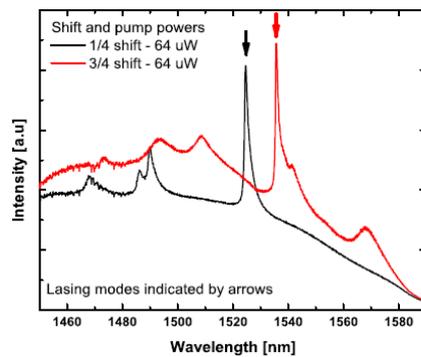


Рис. 2. Спектры лазерной генерации для обоих $1/4$ и $3/4$ резонаторов.

В заключение нами был предложен и воплощен дизайн лазерного резонатора на основе радиального сдвига всех отверстий квадратной решетки на одинаковую величину относительно центра резонатора. Подобный подход также может быть применен и к треугольной решетке. Предложенный дизайн хорошо подходит для комбинации резонатора и волновода в одном ФК, который является многообещающим кандидатом для ультрабыстрых переключателей.

1. O. Painter, R.K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J.D. O'Brien, P.D. Dapkus, and I. Kim, Science 284, 1819 (1999).
2. M. Loncar, T. Yoshie, A. Scherer, P. Gogna, Y. Qiu, Applied Physics Letters 81, 2680 (2002).
3. H.G. Park, J.K. Hwang, J. Huh, H.Y. Ryu, S.H. Kim, J.S. Kim, Y.H. Lee, IEEE Journal of Quantum Electronics 38, 1353 (2002).

**Исследование релаксации
примесной фотопроводимости в терагерцовом
диапазоне в гетероструктурах
 $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.2}/\text{GaAs}$ и $\text{Ge}/\text{Ge}_{0.9}\text{Si}_{0.1}$ с КЯ**

Морозов С.В.

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105 г. Н. Новгород

В данной работе был проведен цикл исследований по изучению релаксации примесной фотопроводимости в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) $n\text{-GaAs}/\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.2}$ с мелкими донорами (энергия ионизации < 6 мэВ) и $p\text{-Ge}/\text{Ge}_{0.9}\text{Si}_{0.1}$ с остаточными акцепторами (энергия ионизации < 7 мэВ) в зависимости от постоянного электрического поля (как в до- так и в постпробойных полях) и длины волны внутризонного фотовозбуждения. Для исследования времени жизни фотовозбужденных носителей использовался прямой метод измерения времени релаксации сигнала примесного фотоотклика при внутризонном фотовозбуждении короткими импульсами излучения терагерцового диапазона.

Обнаруженный рост времени релаксации примесного фотоотклика при увеличении электрического поля, (впервые обнаруженный в работе [1] по объемному Si:B) наблюдаемый в наших экспериментах как для гетероструктур с КЯ $p\text{-Ge}/\text{GeSi}$ с мелкими акцепторами (см. например рис. 1), так и для гетероструктур $n\text{-GaAs}/\text{InGaAsP}$ с мелкими донорами на участке электрического поля до примесного пробоя согласуется с моделью каскадного захвата с испусканием акустических фононов предложенной в работе [2] и обусловлен возрастанием времени жизни носителей в зоне относительно каскадного захвата на притягивающие кулоновские центры при увеличении средней энергии носителей в электрическом поле. Увеличение времени связано, как с «разогревом» носителей в электрическом поле, так и с разрушением верхних возбужденных примесных состояний вследствие асимметричного «наклона» примесного потенциала при приложении поля, что приводит к уменьшению скорости релаксации носителей на основное состояние примеси. В гетероструктуре Ge/GeSi с большой дисперсией энергии связи примесей обнаружено падение времени релаксации примесной фотопроводимости в максимуме с ростом частоты излучения (рис.1), что связывается с «выключением» механизма каскадного захвата при фотовозбуждении более глубоких акцепторов в момент начала ударной ионизации самых мелких примесей.

Как видно из рис.1, в допробойных электрических полях время релаксации фотопроводимости тем меньше, чем больше частота излучения, т.е. фотовозбуждению более глубокой примеси соответствует меньшее время релаксации, что, скорее всего, связано с

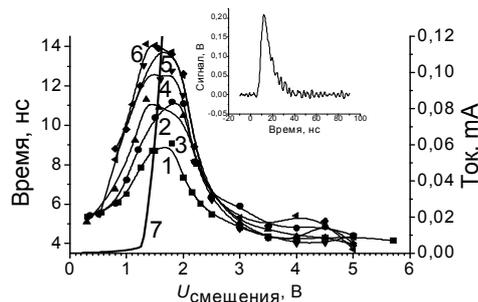


Рис. 1. Зависимость времени релаксации примесной фотопроводимости структуры №306 ($d_{QW}=200$ Å) на импульс узкополосного терагерцового излучения для различных частот падающего излучения ν_{ex} (cm^{-1}): 1 (■) - 61; 2 (●) - 56; 3 (▲) - 42; 4 (▼) - 34; 5 (△) - 30; 6 (◄) - 25 в зависимости от приложенного постоянного смещения и ВАХ (кривая 7). На вставке приведена типичная осциллограмма сигнала фотоотклика.

меньшим влиянием электрического поля на «разрушение» возбужденных состояний для примесного центра с большей энергией связи. Таким образом, при приложении напряжения, соответствующего началу ударной ионизации самых мелких акцепторов наблюдаемое время релаксации фотопроводимости τ_{eff} начинает определяться скоростью ударной ионизации, несмотря на то, что более глубокая примесь в центре квантовой ямы еще «не

пробита» и время жизни должно расти с полем в соответствии с механизмом каскадного захвата. С другой стороны исследования выполненные в гетероструктуре Ge/GeSi с малой дисперсией энергии связи примесей (с большей шириной квантовой ямы) продемонстрировали наличие биэкспоненциального характера релаксации фотопроводимости с двумя более, чем на порядок отличающимися временами. Вероятной причиной отсутствия «биэкспоненциальной» релаксации фотопроводимости в структуре с меньшей по ширине квантовой ямой (рис. 1) является уже упомянутая сильная дисперсия энергий связи мелких акцепторов, в результате чего процессы связанные с релаксацией фотовозбуждения различных акцепторов «накладываются» друг на друга, что затрудняет наблюдение долговременных процессов релаксации, имеющих, как видно из рис.2, достаточно небольшой удельный вес.

1. Э.Э. Годик, Ю.А. Курицын, В.П. Синис, ФТП, т. 12, с. 351 (1978).
2. В.Н. Абакумов, П.М. Крещук, И.Н. Ясиевич, ФТП, т.12, с. 264 (1978).

Изменение спектра и интенсивности катодолуминесценции светоизлучающих структур на основе системы квантовых ям InGaN/GaN при облучении низкоэнергетичными электронами

Вергелес П.С.

ИПТМ РАН, г. Черногоровка

Проблема деградации светоизлучающих диодов с множественными квантовыми ямами (МКЯ) InGaN/GaN не решена до сих пор, несмотря на многочисленные исследования и важность этой проблемы для получения эффективных твердотельных источников света. Облучение низкоэнергетичными электронами в растровом электронном микроскопе (РЭМ) в некотором приближении является аналогом инжекции неравновесных носителей при функционировании светоизлучающих структур. Поэтому исследования влияния облучения низкоэнергетичными электронами на оптические и электрические свойства светодиодных структур на основе InGaN/GaN может оказаться полезным для понимания механизмов деградации в таких структурах.

В настоящей работе представлены результаты исследований влияния облучения в РЭМ на спектр и интенсивность катодолуминесценции (КЛ) в светоизлучающих структурах с КЯ InGaN/GaN с излучением в голубом диапазоне.

Исследования проводились в микроскопе JSM 6490, оснащенной системой катодолуминесценции MonoCL3, при комнатной температуре. Измерения делались при энергии пучка 10 кэВ и токе пучка порядка 10^{-10} А, при этом облучалась площадь порядка 10 мкм^2 .

На Рис. 1 приведено изменение спектра КЛ после облучения структуры двумя разными дозами. Видно, что в результате облучения появляется пик с энергией волны, отличающейся от энергии волны излучения в исходном образце. Во всех исследованных структурах новый пик появлялся при энергии волны 2,68 эВ. На некоторых образцах в результате облучения появлялось несколько новых пиков.

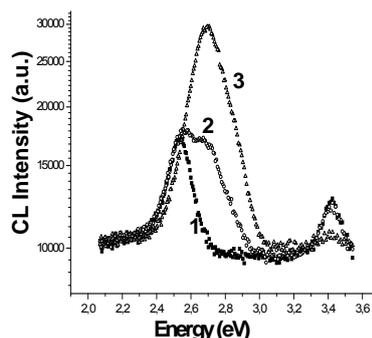


Рис. 1. Спектры КЛ светоизлучающей структуры до облучения (1) и после облучения с дозой 0.53 (2) и 4.7 Кл/см²(3).

Сверхпроводниковый однофотонный детектор (SSPD)

*Елезов М.С., Ан П.П., Кардакова А.И., Казаков А.Ю.,
Тархов М.А., Корнеев А.А., Гольцман Г.Н.*

Московский педагогический государственный университет УНРЦ МПГУ,
г. Москва

Мы представляем сверхпроводниковый однофотонный детектор (Superconducting Single Photon Detector – SSPD), работающий в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах [1]. Ранее экспериментально было показано, что при протекании тока близкому к критическому через полосу шириной 100 нм, сформированную из ультратонкой сверхпроводящей пленки NbN толщиной 3-4 нм наблюдается эффект однофотонного детектирования ИК излучения.

Принцип действия регистрации основан на эффекте локального разогрева электронной подсистемы ультратонкой сверхпроводящей пленки при поглощении фотона. На основе наблюдаемого эффекта был изготовлен однофотонный детектор. Для объяснения механизма однофотонного детектирования была предложена модель «горячего пятна». При поглощении пленкой фотона его энергия перераспределяется за счет электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействия, в результате чего в месте попадания фотона образуется область подавленной сверхпроводимости («горячее пятно»). При протекании тока смещения через сверхпроводящую полосу «горячее пятно» разрастается, что в свою очередь приводит к возникновению резистивного барьера поперек полосы. Возникает напряжение, которое является откликом на поглощенный фотон.

Таким образом, на основе модели «горячего пятна» был объяснен принцип работы SSPD, изготовленного из сверхпроводящей полосы NbN шириной 100 нм и толщиной 3-4 нм в виде меандра площадью 10×10 мкм². Размер меандра подобран таким образом, чтобы оптическое согласование детектора с кором SMF (диаметр 9 мкм) было максимальным и близким к единице. На основе SSPD была изготовлена система регистрации одиночных фотонов [2] с рекордными параметрами.

1. A.D. Semenov, G.N. Gol'tsman, and A.A. Korneev, *Physica C* 351, 349 (2001).
2. C. Zinoni, B. Alloing, L.H. Li, F. Marsili, and A. Fiore, L. Lunghi and A. Gerardino, Yu.B. Vakhomin, K.V. Smirnov, and G.N. Gol'tsman, *Appl. Phys. Lett.*, 91(3) (2007).

Сверхпроводниковый терагерцовый детектор и ИК счетчик одиночных фотонов

Пентин И.В.^{1,*}, Смирнов К.В.^{1,2}, Вахтомин Ю.Б.^{1,2},
Смирнов А.В.¹, Ожegov P.В.², Дивочий А.В.¹, Гольцман Г.Н.¹

¹Московский педагогический государственный университет, г. Москва
²ЗАО «Сверхпроводниковые нанотехнологии», г. Москва

*e-mail: pentinivan@mail.ru

Открытие и последующее исследование эффекта электронного разогрева в ультратонких пленках MoRe и NbN, привело к созданию качественно нового типа быстродействующего детектора терагерцового излучения, а также счетчика одиночных фотонов оптического и ближнего ИК диапазонов [1-4].

Детекторы терагерцового излучения, с размером чувствительной области 0.2-1.7 мкм²(1/1a), 10-15 мкм²(2/2a) и 40-60 мкм²(3/3a), изготовленные из MoRe или NbN сверхпроводниковой пленки, толщиной 3-5 нм, сочетают в себе высокое быстродействие (1 нс и 50 пс соответственно), с рекордной NEP (мощность эквивалентная шуму) достигающей 5·10⁻¹⁴ Вт/√Гц. Характеристики приемных систем терагерцового диапазона (0.3-70 ТГц), реализованных на основе оптического гелиевого криостата и машины замкнутого цикла представлены в Таблице 1.

Таблица 1.

Тип детектора	1/1a	2/2a	3/3a
Диапазон частот, ТГц	0.3-3	25-70	0.1-30
NEP, Вт/√Гц	5-7·10 ⁻¹⁴ /3-5·10 ⁻¹³	1-2·10 ⁻¹² /4-5·10 ⁻¹²	1-2·10 ⁻¹¹ /5-6·10 ⁻¹¹
Динам. диапазон, μВт	1	50	500

Изготовление детектора в виде узкой (100 нм) и длиной (500 мкм) NbN полоски в форме меандра, заполняющей приемную площадку 7·7 мкм² для эффективного согласования с излучением, позволяет реализовать счетчик одиночных фотонов видимого и ближнего ИК диапазонов (вплоть до 6 мкм), именуемый в научной литературе SSPD (Superconducting Single Photon Detector). Детектор такого типа, при температуре 2 К, демонстрирует предельное значение квантовой эффективности (QE) в 30% на длине волны λ=1.3 мкм и QE ~ 1% на длине волны λ=5.6 мкм, при уровне ложных срабатываний 2·10⁻⁴ с⁻¹ и джиттере 35 пс [5,6]. NEP таких детекторов достигает значения 10⁻²⁰ Вт/√Гц, а быстродействие ~ 100 МГц.

1. A. Divochiy, F. Marsili, D. Bitauld et al. Nature Photonics, Vol, 2, pp. 302-306 (2008).
2. G.N. Gol'tsman, K. Smirnov, P. Kouminov, et al. IEEE Trans.Appl.Supercond, Vol, 13, pp. 192-195 (2003).
3. A. Semenov, G. Gol'tsman, A. Korneev. Physica C, Vol, 352, pp. 349-356 (2001).
4. <http://www.scontel.ru>
5. A. Korneev, O. Minaeva, I. Rubtsova, et al. Quantum Electronics, Vol, 35(8), pp. 698-700 (2005).
6. G. Gol'tsman, O. Minaeva, A. Korneev, et al. IEEE Trans.Appl.Supercond, Vol, 13, pp. 246-251 (2007).

SSPD детектор для среднего инфракрасного диапазона на основе узких параллельных полосок

Флоря И.Н., Корнеева Ю.П., Корнеев А.А., Гольцман Г.Н.

Московский педагогический государственный университет, г. Москва

Мы представляем ультрабыстрый сверхпроводниковый однофотонный детектор (SSPD). SSPD представляет собой тонкопленочную наноструктуру - очень узкую и длинную полоску сверхпроводника изогнутую в виде меандра, изготовленную из пленки NbN толщиной 4 нм, нанесенной на сапфировую подложку. SSPD хорошо сопрягается с оптоволоком и легко может быть интегрирован в полностью готовую для работы приемную систему. Благодаря высоким характеристикам детектор уже нашел применение в целом ряде научных областей: регистрация излучения от квантовых точек с высоким временным разрешением [1,2], диагностика интегральных микросхем методом PICA [3], а также в квантовой криптографии (сейчас с использованием SSPD длина квантовокриптографической линии свыше 250 км [4]).

В стремлении продвинуться в средний ИК нам удалось разработать SSPD в виде параллельно соединенных полосок с шириной полоски всего 54 нм и сохранить при этом сверхпроводящие свойства. Эти детекторы показывают более чем на порядок большую чувствительность на длине волны 5 мкм, чем SSPD в виде меандра. На рис. 1 представлена спектральная чувствительность - зависимость квантовой эффективности от длины волны при 3К для NbN SSPD в виде меандра и параллельных полосок. SSPD показывает уменьшение времени детектирования при сохранении квантовой эффективности. Полученные результаты открывают путь к эффективным детекторам среднего ИК обладающим скоростью счета свыше 1 ГГц.

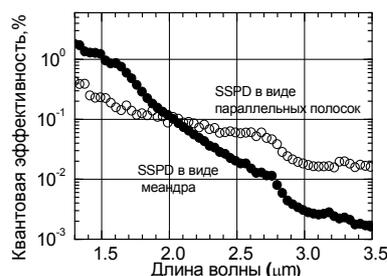


Рис. 1. Спектральная чувствительность: закрытые символы – SSPD в виде меандра, открытые символы - SSPD в виде параллельных полосок.

1. Hadfield R., et al., Applied Physics Letters, 89:241129 (2006).
2. Zinoni C., et al., Applied Physics Letters, 91:031106, (2007).
3. Somani S., et al., J. Vac. Sci. Technol. B 19(6), pp. 1071-1023(2001).
4. Stucki D., et al., New J. Phys., 11 075003 (2009).

Оптическая щель нанокристаллов кремния с примесью фосфора в матрице диоксида кремния

Конаков А.А., Беляков В.А., Бурдов В.А.

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

Известно, что непрямозонность кремния – основного материала микроэлектроники – затрудняет его использование в оптических приложениях. В кремниевых нанокристаллах снимается запрет на прямой излучательный переход, что открывает возможность их использования как источников излучения в оптическом и ближнем ИК-диапазонах. Однако интенсивность их излучения оказывается слабой по сравнению с прямозонными полупроводниками.

Теоретически и экспериментально показано [1], что легирование кремниевых кристаллитов фосфором приводит к увеличению интенсивности фотolumинесценции. В работе [1] теоретические расчеты энергетического спектра проводились в модели бесконечно высоких потенциальных барьеров для возбужденных носителей. Для количественного согласования теории с экспериментом требуется более строгий расчет, учитывающий конечность барьеров и плавную зависимость диэлектрической проницаемости на границе нанокристалла [2].

Распределение примеси в квантовой точке полагается изотропным с концентрацией n . Показано, что легирование приводит к уменьшению величины оптической щели, что связано с расщеплением основного состояния в зоне проводимости и сильным понижением энергии нижнего отщепленного уровня из-за влияния короткодействующего поля иона фосфора. Энергия основного электронно-дырочного перехода уменьшается примерно пропорционально концентрации фосфора в нанокристалле.

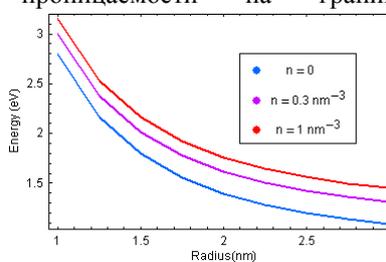


Рис. 1. Зависимость величины оптической щели легированного нанокристалла кремния от его радиуса. Цветами показаны результаты расчетов при разной концентрации фосфора n .

1. Belyakov V.A. et al. J. Phys.: Condens. Matter, 21, №4, 045803 (2009).
2. Konakov A.A. et al. J. Phys.: Condens. Matter, 22, №21, 215301 (2010).

Разработка висячих сверхпроводящих чувствительных детекторов терагерцового диапазона

Ларионов П.А., Рябчун С.А., Финкель М.И., Гольцман Г.Н.
МПУ, г. Москва

Мы представляем технологический маршрут создания висячих детекторов (air bridge bolometers) на основе пленки MoRe толщиной 40-50 нм, разработанные с целью увеличения чувствительности болометра, благодаря реализации одного канала охлаждения. Предложенные детекторы были изготовлены методами нанолитографии, плазмо-химического и жидкостного травления.

Для создания висячего мостика на кремниевую подложку был нанесён слой диэлектрика Si_3N_4 осаждением из газовой фазы, после чего напылена плёнка MoRe. Далее методами lift-off электронной- и фотолитографии был сформирован мостик с контактами, которые так же являлись маской при плазмо-химическом травлении. С поверхности мостика был удален слой защитного металлизации, а из-под сформированного мостика удалялся слой диэлектрика жидкостным изотропным травлением.

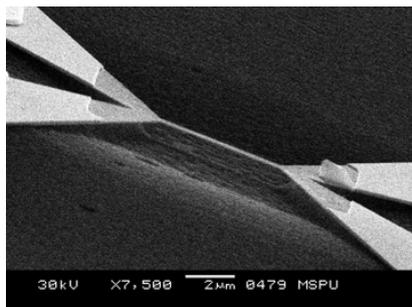


Рис. 1. Микроснимок висячего мостика (air bridge bolometer).

Для повышения чувствительности мостика нами увеличивалась его длина. Существенное увеличение длины мостика, а так же уменьшение толщины плёнки сверхпроводника ограничено ухудшением механических характеристик мостика, что приводит к деформациям и механическим разрушениям. Микроснимок детектора представлен на рис.1.

Применение методов сухого изотропного травления может позволить увеличить длину детектора, что в свою очередь должно привести к увеличению его чувствительности.

Излучение осциллирующего точечного диполя из фотонно-кристаллического слоя диэлектрических наностолбиков

Лобанов С.В.^{1,2}, Тиходеев С.Г.^{1,2}, Гуннуис Н.А.^{2,3}, Т. Weiss^{3,4}

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва

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

³LASMEA, University Blaise Pascal, Aubiere Cedex, France

⁴4th Physics Institute, University of Stuttgart, Stuttgart, Germany

Одним из перспективных направлений исследования в последние годы является теоретическое и экспериментальное изучение излучения квантовой точки или молекулы из фотонных кристаллов – материалов, структура которых характеризуется периодическим изменением показателя преломления в пространственных направлениях.

Хорошим приближением для описания излучения квантового объекта из фотонного кристалла является модель осциллирующего точечного диполя, который колеблется с постоянной частотой и амплитудой, заданными внешним источником (так называемый предел слабой связи). Эта система является классической, а, следовательно, может быть описана с помощью уравнений Максвелла. В работе [1] было показано, как с помощью формализма матрицы рассеяния [1-2] можно численно рассчитать излучение осциллирующего точечного диполя из слоистой фотонно-кристаллической системы.

Используя метод матрицы рассеяния, мы численно исследовали излучение осциллирующего точечного диполя из периодически упорядоченного массива диэлектрических наностолбиков. Если частота осцилляций не слишком большая, то основные особенности излучения можно объяснить, рассматривая простую модель взаимодействия диполя с резонансами Фабри-Перо собственных мод фотонно-кристаллического слоя. При этом суммарная мощность и диаграмма направленности излучения сильно зависят от положения диполя, ориентации его дипольного момента и частоты колебаний. Всё это может найти широкое применение на практике. Так, изменяя параметры структуры, возможно менять время жизни возбуждённого состояния квантового излучателя и создавать наноантенны.

1. D.M. Whittaker and I.S. Culshaw, Phys. Rev. B 60, 2610 (1999).
2. S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, N.A. Gippius, T. Ishihara, Phys. Rev. B 66, 045102 (2002).

Спектральный фильтр для установок проекционной нано-литографии нового поколения

Медведев В.В.^{1,2}, Кривцун В.М.²

¹МФТИ (ГУ), г. Долгопрудный

²Институт Спектроскопии РАН, г. Троицк

Проекционная фотолитография, осуществляемая на длине волны 13.5 нм, или EUV-литография представляет большой интерес для дальнейшего развития полупроводниковой микроэлектроники [1]. Одним из наиболее перспективных источников излучения в этой области спектра (EUV) является лазерная плазма [2]. В наиболее перспективных источниках излучателем служат многозарядные ионы олова в плазме, создаваемой импульсным CO₂ лазером (10.6 мкм) [3]. Однако, существенная часть излучения лазера рассеивается плазмой и затем отражается от зеркал и попадает в блок проекционной оптики и в область экспонирования фоторезиста. Это приводит к неконтролируемому нагреву оптических элементов, литографической маски и области экспонирования, что критично для процесса фотолитографии. Поэтому на выходе из источника, в области промежуточного фокуса, необходимо осуществлять спектральную фильтрацию излучения.

В данной работе представлены результаты исследований по проектированию и созданию металлических сеточных структур (МСС), предназначенных для спектральной фильтрации излучения в фотолитографических установках нового поколения. Данные фильтры, представляющие собой МСС со сквозными регулярными периодическими отверстиями в форме правильных многоугольников (Рис. 1), работают на принципе волноводной отсечки, эффективно отражая падающее излучение с длиной волны

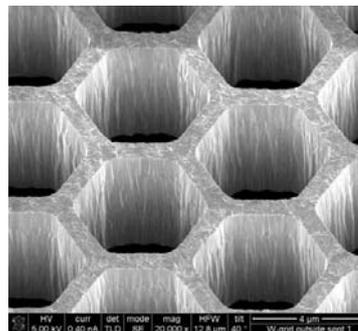


Рис. 1. Изображение МСС, полученное при помощи электронного микроскопа. Структура получена методом анизотропного плазменного травления.

больше критической длины волны λ_c пропускания микро-волноводов, сформированных сеточными отверстиями.

Спектральная зависимость коэффициента пропускания фильтра определяется конструкционным материалом и геометрическими параметрами МСС: периодом p , толщиной стенок t и толщиной решетки h . Согласно технологическим требованиям фильтр должен подавлять более чем на два порядка интенсивность рассеянного излучения CO₂ лазера. При этом он должен обладать высокой прозрачностью по отношению к коротковолновому излучению.

При разработке фильтра использовалось комплексное моделирование оптических свойств МСС. В инфракрасной области спектра для моделирования использовался метод конечных разностей во временной области (FDTD) [4]. На рисунке 2 приведен пример спектра пропускания фильтра в инфракрасной области при нормальном падении излучения. На длине волны CO₂ лазера коэффициент пропускания фильтра равен 0.5%. Геометрическая прозрачность фильтра составляет 81%.

На основе результатов моделирования методом фото-литографии и анизотропного плазменного травления были созданы экспериментальные образцы фильтров. Спектральные характеристики опытных образцов были измерены на Фурье-спектрометре. Результаты измерений находятся в хорошем согласии с предсказаниями расчетов (Рис. 2).

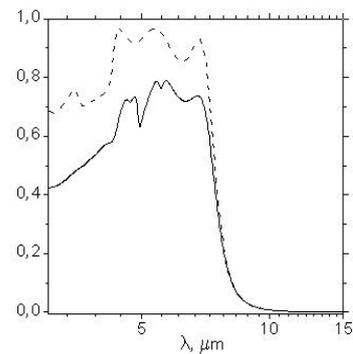


Рис. 2. Спектр пропускания фильтра в инфракрасном диапазоне. Пунктирная линия — численный расчет, сплошная линия — измерение на Фурье-спектрометре.

1. V. Bakshi. EUV Sources for Lithography, SPIE, New York, 2006.
2. V. Bakshi. EUV Lithography, SPIE, New York, 2009.
3. D. Brandt et al. Proc. SPIE, 6517, 1, (2007).
4. A. Taflove. Advances in Computational Electrodynamics, The Finite-Difference Time-Domain Method. Artech House, 1998.

Технология изготовления сверхпроводниковых однофотонных детекторов для ИК диапазона

Корнеева Ю.П., Корнеев А.А., Гольцман Г.Н.
МПУ, г. Москва

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы на основе пленки NbN (SSPD) представляют собой наноструктуры в виде полоски шириной 100 нм, изготовленные из пленки толщиной 4 нм, осажденной на сапфировую подложку. Для повышения эффективности согласования с излучением полоска изготавливается в форме меандра, занимающего площадь 10 мкм x 10 мкм или 7 мкм x 7 мкм. Благодаря высокой чувствительности и быстродействию детектор нашел целый ряд применений: оптическое тестирование интегральных микросхем, исследование излучения квантовых точек, в системах квантовой криптографии.

Для увеличения чувствительности SSPD на длинах волн выше 1 мкм нами был разработан технологический маршрут изготовления детектора, позволяющий уменьшить ширину полоски до 50 нм при неровности края менее 1 нм.

Нам были изготовлены детекторы с площадью чувствительного элемента 7 мкм*7 мкм, состоящего из 48, 56 и 70 параллельных полос с шагом 150 нм, 130 нм и 100 нм, соответственно. SSPD формировались методом прямой электронной литографии на электронном микроскопе JEOL JSM 6380, переделанном в электронный литограф при ускоряющем напряжении 30 кВ, токе пучка 2.7-3 пА и рабочем расстоянии 10 мм. На рис.1 представлен микроснимок чувствительного элемента детектора.

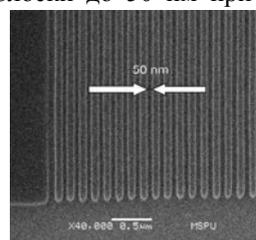


Рис. 1. Микроснимок SSPD, на основе узких параллельных полос.

Для изготовления детекторов использовались два резиста: PMMA 2% и ZEP 520A7, толщиной 750А. Были исследованы параметры экспонирования и проявления полосок шириной 50 нм с шагом 150 нм и 130 нм для обоих резистов. Использование резиста ZEP 520 A7 более предпочтительно в связи с его лучшей стойкостью к плазмо-химическому травлению. Несмотря на уменьшение размеров полоски в два раза, плотность тока осталась высокой: $6 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$, что свидетельствует о высоком качестве сверхпроводящей пленки NbN и всех технологических процессов.

Сверхпроводниковый однофотонный детектор, интегрированный с оптическим резонатором

Манова Н.Н., Корнеева Ю.П., Корнеев А.А., Гольцман Г.Н.
Московский педагогический государственный университет, г. Москва

Мы представляем усовершенствование сверхпроводникового однофотонного детектора (SSPD), разработанного для использования в квантовой криптографии. SSPD представляет собой полосу NbN толщиной 3-5 нм, шириной 100 нм, сформированную в форме меандра на площади 10x10 мкм². SSPD в спектральном диапазоне от видимого до ближнего ИК демонстрирует гигагерцовую скорость счета, нестабильность переднего фронта 18 пс и низкий уровень темновых срабатываний (менее 10⁻³ Гц). В ближнем ИК диапазоне ($\lambda=1,55$ мкм) квантовая эффективность SSPD составляет 10% и может быть увеличена до 30% при понижении рабочей температуры с 4.2 до 2 К. Для дальнейшего повышения квантовой эффективности на телекоммуникационной длине волны 1,55 мкм мы интегрировали наш детектор с оптическим резонатором, состоящим из слоя диэлектрика толщиной $\lambda/4$ и металлического зеркала. В качестве диэлектриков мы использовали Si₃N₄, SiO₂, SiO.

На рис. 1 приведены отношения спектральных зависимостей квантовой эффективности детекторов с резонаторами η_{sspd+c} на основе Si₃N₄, SiO₂, SiO к спектральной зависимости квантовой эффективности SSPD без резонатора η_{sspd} . Отношение η_{sspd+c} к η_{sspd} увеличилось на длине волны 1,55 мкм в сравнении со значением на длине волны минимума для SiO в 50, для Si₃N₄ в 30 и для SiO₂ в 15 раз. Из этих соотношений видно, что максимальное увеличение эффективности достигается при использовании в резонаторе монооксида кремния.

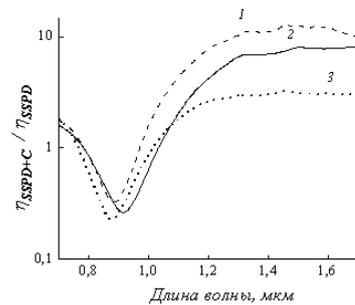


Рис. 1. Отношение спектральной зависимости квантовой эффективности SSPD, интегрированного с резонатором η_{sspd+c} (резонаторы выполнены с использованием SiO (1), Si₃N₄ (2), SiO₂ (3)) к типичной спектральной зависимости квантовой эффективности SSPD η_{sspd} .

Газофазное осаждение наноструктур $Mg_xZn_{1-x}O$

Рыжова М.В.¹, Якимов Е.Е.², Редькин А.Н.²

¹Пензенский государственный университет, г. Пенза

²ИПТМ РАН, г. Черноголовка

Целью работы была демонстрация возможности газофазного роста наноструктур оксида цинка, легированного магнием, при использовании в качестве исходного материала сплавов магний – цинк различного состава. Предварительные термодинамические оценки показали, что при испарении сплава Mg-Zn газовая фаза должна обогащаться парами цинка. С другой стороны, при взаимодействии паровой смеси с кислородом в реакцию, в первую очередь, будет вступать магний. Таким образом, соотношение Mg:Zn в продуктах синтеза должно зависеть как от состава исходного сплава, так и от температуры процесса и расхода кислорода.

Были проведены эксперименты по газофазному росту легированного магнием оксида цинка в двухзонном CVD реакторе. Синтезированные продукты исследовали методами электронной микроскопии, рентгеновского микроанализа и катодоллюминесценции. Установлено, что соотношение Mg:Zn в полученных материалах варьируется в широких пределах в зависимости от условий процесса. Для получения упорядоченных массивов одномерных нанокристаллов $Mg_xZn_{1-x}O$ осаждение проводили на подложку с подслоем наностержней ZnO (рис. 1).

Полученные результаты показали возможность газофазного осаждения наноструктур $Mg_xZn_{1-x}O$ с использованием сплавов Mg-Zn. Это, в свою очередь, открывает перспективы для дальнейших исследований с целью получения упорядоченных массивов допированных нанокристаллов оксида цинка с контролируемым содержанием магния.

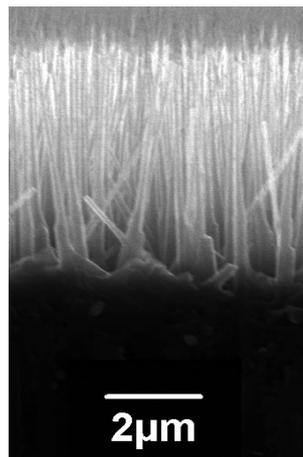


Рис. 1. Упорядоченный массив 1D нанокристаллов $Mg_xZn_{1-x}O$, выращенный на подслое из наностержней оксида

Получение электропроводных углеродных пленок с высокой прозрачностью из паров этанола

Седловец Д.М., Редькин А.Н.
ИПТМ РАН, г. Черноголовка

В 2004 году механическим расщеплением графита был впервые получен монослой sp^2 -гибридного углерода, и с тех пор интерес к нему только растет. Одним из самых интересных и перспективных примеров использования таких пленок является создание на их основе гибких сверхтонких дисплеев.

В настоящее время широко распространен способ получения тонкой графеновой пленки из метан-водородной смеси [1], однако он имеет ряд недостатков: высокая температура синтеза, использование горючих взрывоопасных газов. В нашей работе предлагается принципиально новый метод синтеза: разложение паров этилового спирта. Это решение дает возможность использовать только безопасные инертные газы и позволяет существенно снизить температуру процесса.

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 медные пластинки, которые служили также катализатором процесса.

Электрическое сопротивление осажденных пленок довольно велико ($10^4 - 10^6$ ом/кв), однако полученные значения сравнимы с данными, указанными в литературе [2]. Невысокая проводимость может быть связана с дефектами структуры, а также с несовершенством технологии переноса пленок на диэлектрик. Величина оптического пропускания составляла 85 – 95%.

Таким образом, в работе описан новый метод получения сверхтонких углеродных пленок, гораздо более простой и конкурентоспособный, нежели существующие в настоящее время. Полученные образцы проводят электрический ток и хорошо пропускают видимый свет. Эти характеристики позволяют предложить пленки в качестве перспективного материала для дисплейных технологий.

1. Z-Y Juang, C-Y Wu, A-Y Lu et al. Carbon, 10, №5, 1016 (2010).
2. X Li, Y Zhu, W Cai et al. Nano Letters, 9, №12, 4359 (2009).

Раздел

«Оптические свойства микро- и наноструктур»

Интерференционные и поляритонные эффекты для плазменных возбуждений в двумерных электронных системах

Муравьев В.М., Андреев И.В., Кукушкин И.В.
Институт Физики Твердого Тела РАН, г. Черноголовка

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

Во-первых, в настоящих исследованиях было показано, что увеличение качества структур приводит к тому, что длина когерентности плазмонов становится порядка миллиметров [1-2]. Это обстоятельство позволило пронаблюдать и изучить эффекты плазменной интерференции на структурах макроскопического размера. В рамках работы были реализованы и исследованы случаи двулучевой и многолучевой интерференции плазменных и магнитоплазменных возбуждений. Эффекты многолучевой интерференции изучались в новом типе структур – плазмонном кристалле (полоска ДЭС, вдоль которой модулируется один из ее параметров). Было продемонстрировано, что периодическая модуляция параметра приводит к образованию щелей в спектре плазменных возбуждений [3].

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

Следует отметить, что интерес к изучению плазменных волн в низкоразмерных электронных системах также стимулирован возможными применениями в области терагерцовой (0.3-10 ТГц) электроники. На открытом авторами эффекте плазмонной нелинейности были созданы миниатюрные, перестраиваемые спектрометры и детекторы терагерцового излучения. На этих устройствах была продемонстрировано рекордное быстродействие не более 25 пс, что обусловлено значительно более высокими скоростями плазменных возбуждений по сравнению с дрейфовой скоростью электронов [5-6].

1. Муравьев В.М., Кукушкин И.В., Парахонский А.Л., Смет Ю., фон Клитцинг К., Письма в ЖЭТФ, 83, с. 290 (2006).
2. Муравьев В.М., Андреев И.В., Кукушкин И.В., Смет Ю., фон Клитцинг К., Письма в ЖЭТФ, 87, с. 664 (2008).
3. Muravev V.M., Fortunatov A.A., Kukushkin I.V. et al., Phys. Rev. Lett. 101, 216801 (2008).
4. Muravev V.M., Andreev I.V., Kukushkin I.V., to be published in Phys. Rev. Lett. (2010).
5. Муравьев В.М., Кукушкин И.В., Смет Ю., фон Клитцинг К., Письма в ЖЭТФ, 90, с. 216 (2009).
6. Kukushkin I.V., Muravev V.M., U.S. Patent Application "Apparatus and Method of Detecting Electromagnetic Radiation" (2008).

Нелинейная оптика и применение специальных волокон в лазерных системах

Корель И.И., Денисов В.И., Ньюшков Б.Н., Пивцов В.С.
Институт лазерной физики СО РАН, г. Новосибирск

В последние десятилетия, исследование нелинейных свойств оптических волокон и развитие нелинейной волоконной оптики привело к появлению десятков типов специальных оптических волокон, различающихся конструктивными характеристиками и физическими свойствами. Область применения таких волокон чрезвычайно широка — от метрологии и связи до биомедицины, авиации и военных технологий. Эта работа в основном посвящена двум областям применения специальных оптических волокон: генерации спектрального суперконтинуума и созданию волоконных лазеров.

Генерация спектрального суперконтинуума (ССК) связана с эффективностью нелинейных процессов в волокне при распространении фемтосекундных импульсов, для которых характерны высокие интенсивности. Фемтосекундные комбы - спектр излучения фемтосекундных лазеров - представляют собой детерминированную решетку частот, характеристики которой зависят от частоты повторений импульсов. При прохождении фемтосекундного импульса через специальные оптические волокна спектр мод может уширяться более чем на октаву. Таким образом, с созданием оптоволоконных систем уширения спектра мод открылись уникальные возможности по синтезу и измерению частот от радио до УФ диапазонов.

Генерация суперконтинуума в настоящее время осуществляется с использованием специальных оптических волокон различного типа - микроструктурированных волокон, волокон с перетяжкой, с меняющейся по длине хроматической дисперсией [1]. При этом параметры специальных оптических волокон, предназначенных для

уширения спектра фемтосекундных лазеров, могут меняться в очень широких пределах. Поскольку для оптимального решения широкого круга фундаментальных и прикладных задач требуются различные спектральные параметры излучения на выходе из волокна, изучение характеристик конкретных нелинейностей в зависимости от параметров волокон и их влияние на преобразованный спектр излучения является необходимым условием оптимизации.

Волоконные лазеры с пассивной синхронизацией мод, являются надежными и компактными источниками коротких лазерных импульсов ИК диапазона. Возможность получения высокой энергии импульсов в таких лазерах обусловлена полностью нормальной внутрирезонаторной хроматической дисперсией и режимом генерации так называемых диссипативных оптических солитонов [2,3], которые в отличие от консервативных солитонов [5] не имеют жесткого ограничения по максимальной энергии. К недостаткам этого способа получения лазерных импульсов с высокой энергией можно отнести относительно большую (наносекундную) длительность этих импульсов. Поэтому исследование различных способов компрессии таких импульсов является весьма актуальной задачей.

В работе обсуждаются вопросы оптимизации параметров описанных выше лазерных систем с применением специальных оптических волокон, приводятся результаты численного моделирования и сравнения с экспериментами.

1. Багаев С.Н., Денисов В.И., Захарьяш В.Ф., Клементьев В.М., Кобцев С.М., Корель И.И., Кузнецов С.А., Кукарин С.В., Пивцов В.С., Смирнов С.В., Фатеев Н.В. спектральные и временные характеристики суперконтинуума в оптических волокнах с перетяжкой // Квант. электрон. - 2004. - Т. 34, № 12. - С. 1107-1112.
2. N.Akhmediev, A.Ankiewics, Eds. Dissipative Solitons (Springer, Berlin, 2005).
3. Frank W. Wise, et al. Laser & Photon. Rev., 2, No.1-2, 58 (2008).
4. В.Е.Захаров и др. Теория солитонов: метод обратной задачи., М., Физматлит, 1980.

Секция
«Теория наноструктур»

Spin and Charge Correlations in Quantum Dots: An Exact Solution

Igor Burmistrov^{1,2}, Yuval Gefen³, Mikhail Kiselev⁴

¹L.D. Landau Institute for Theoretical Physics RAS, 119334 Moscow, Russia

²Department of Theoretical Physics, Moscow Institute of Physics and Technology, 141700 Moscow, Russia

³Department of Condensed Matter Physics, The Weizmann Institute of Science, Rehovot 76100, Israel

⁴International Center for Theoretical Physics, Strada Costiera 11, 34014 Trieste, Italy

We consider a quantum dot of linear size L in the so-called metallic regime: $E_{\text{Th}}/\delta \gg 1$. Here E_{Th} is the Thouless energy and δ is the (spinless) mean single particle level spacing. We account for the following terms of the Universal Hamiltonian [1]

$$H = H_0 + H_C + H_S, \quad H_0 = \sum_{\alpha,\sigma} \epsilon_\alpha a_{\alpha,\sigma}^\dagger a_{\alpha,\sigma}. \quad (1)$$

Here ϵ_α denotes the spin (σ) degenerate single particle levels. The charging interaction $H_C = E_c (\hat{n} - N_0)^2$ accounts for the Coulomb blockade, with $\hat{n} \equiv \sum_\alpha \hat{n}_\alpha = \sum_{\alpha,\sigma} a_{\alpha,\sigma}^\dagger a_{\alpha,\sigma}$ being the particle number operator; N_0 represents the positive background charge. The term $H_S = -J\mathbf{S}^2$ represents spin interactions within the dot ($\mathbf{S} = \sum_\alpha \mathbf{s}_\alpha = \frac{1}{2} \sum_{\alpha,\sigma} a_{\alpha,\sigma}^\dagger \boldsymbol{\sigma}_{\sigma\sigma'} a_{\alpha,\sigma'}$), with the components of $\boldsymbol{\sigma}$ comprising of the Pauli matrices.

We obtained the exact analytic expression for the tunneling density of states [2]:

$$\begin{aligned} \nu(\varepsilon) = & \frac{1 + e^{-\beta\varepsilon}}{Z} \sum_{n_{\uparrow,\downarrow}} e^{-\beta E_c(n - N_0)^2 + \beta J m(m+1)} \left\{ 2m \left[Z_{n_{\uparrow}}(\varepsilon_\alpha) Z_{n_{\downarrow}} \right. \right. \\ & \left. \left. - Z_{n_{\uparrow+1}} Z_{n_{\downarrow}-1}(\varepsilon_\alpha) \right] + (2m+1) \left[Z_{n_{\uparrow}} Z_{n_{\downarrow}}(\varepsilon_\alpha) - Z_{n_{\uparrow}}(\varepsilon_\alpha) Z_{n_{\downarrow}} \right] \right\} \\ & \times \sum_\alpha \delta \left[\varepsilon - \varepsilon_\alpha + \mu - E_c(2n - 2N_0 + 1) - J \left(m + \frac{1}{4} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Here $n_{\uparrow}(n_{\downarrow})$ represents the number of spin-up (spin-down) electrons, the total number of electrons $n = n_{\uparrow} + n_{\downarrow}$, $m = (n_{\uparrow} - n_{\downarrow})/2$. Note that for $m \geq 0$ ($m < 0$) the total spin $S = m$ ($S = -m - 1$) respectively. The normalization factor

$$Z = \sum_{n_{\uparrow,\downarrow}} (2m+1) Z_{n_{\uparrow}} Z_{n_{\downarrow}} e^{-\beta E_c(n - N_0)^2 - J m(m+1)}. \quad (3)$$

coincides with the grand canonical partition function for the Hamiltonian (??). The quantity Z_N is the canonical partition function of N noninteracting spinless electrons, and $Z_N(\varepsilon_\alpha)$ determines the canonical partition function of a system of N noninteracting spinless electrons under the constraint that level α is not occupied.

1. I.L. Kurland, I.L. Aleiner, B.L. Altshuler, Phys. Rev. B 62, 14886 (2000).

2. I.S. Burmistrov, Y. Gefen, M.N. Kiselev, Pis'ma v ZhETF 92, 202 (2010).

Метрология для наноэлектроники: определение химического состава и структурных параметров

Батурин А.С.

Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный

Развитие физики и метрологии неразрывно связаны между собой. С одной стороны изучение «новых» физических явлений (например, квантовый эффект Холла, эффект Джозефсона) позволяет совершенствовать международную эталонную базу (например, эталон сопротивления и напряжения). С другой стороны развитие метрологии создает базис для совершенствования технологий микро- и наноэлектроники, которые предоставляют исследователям новые возможности по созданию уникальных структур и объектов.

Особенностью метрологического обеспечения нанотехнологий в электронике является отсутствие «идеальных» инструментов. Размеры «зондов» практически всегда оказываются соизмеримы с исследуемыми нанообъектами, поэтому для корректной интерпретации результатов измерений, как правило, требуется детальный анализ физических процессов взаимодействия средства измерений с исследуемым объектом. Ценную информацию приходится собирать по крупицам, используя совокупность нескольких физических или физико-химических методов исследования, которые вследствие различия в физических принципах взаимно дополняют друг друга. Особенную важность метрологическое обеспечение приобретает, когда научные разработки переходят в стадию внедрения в производство. Для реализации воспроизводимых, повторяемых и стабильных технологических процессов требуется обеспечить единство измерений параметров используемых материалов, объектов и структур. Значительный прогресс, как в научно-методическом, так и в нормативно-законодательном плане в России, достигнут в части

обеспечения единства измерения линейных размеров наноструктур и нанообъектов [1], в частности средствами атомно-силовой и растровой электронной микроскопии.

Однако другой не менее важной областью является измерение химического состава и структурных параметров наноструктур и нанообъектов.

Так, например, при исследовании и разработке технологий нанесения новых подзатворных диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью для современных МДП-транзисторов логических схем и схем памяти требуются методики контроля толщины покрытий в диапазоне 0,5-10 нм, а также определение структуры нанесенных покрытий (аморфные/кристаллические) и их химического состава.

В качестве другого примера можно привести вопросы контроля параметров гетероструктур на основе соединений A_2B_6 и A_3B_5 для светоизлучающих и фотоприемных устройств. Здесь оказывается важным контроль толщины слоев, состава отдельных слоев, концентрации легирующей примеси, качества межслоевых границ.

В докладе будет дан обзор ряда методов исследования состава и структуры для решения задач нанoeлектроники: рентгеновская дифрактометрия и рефлектометрия, рентгеновский микроанализ, рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия, оже-спектроскопия, вторично-ионная масс-спектроскопия, электронография и просвечивающая электронная микроскопия. Основное внимание будет уделено вопросам обеспечения единства измерений с использованием указанных методов.

1. Гавриленко В.П., Лесновский Е.Н., Новиков Ю.А., Раков А.В., Тодуа П.А., Филиппов М.Н. Известия Российской академии наук. Серия физическая, 73, № 4, 453-462 (2009).

Резонансы вблизи пороговых аномалий в одномерных фотонно-кристаллических слоях

Акимов А.Б.¹, Гиппиус Н.А.^{1,2}, Тиходеев С.Г.¹

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

²LASMEA, Blaise Pascal University, Aubière Cedex, France

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

Одним из наиболее общих способов описания взаимодействия света с периодической структурой является аппарат матрицы рассеяния (МР) [1]. Этот метод особенно хорошо подходит для исследования структур с резонансным откликом, например, модулированных волноводных слоев. Квазиволноводные моды, возбуждаемые в таких системах, можно интерпретировать в терминах полюсов аналитического продолжения МР как функции энергии фотона E . При этом вдали от энергий открытия новых дифракционных порядков (пороговых энергий E_i) хорошо применимо резонансное приближение: матрица рассеяния S допускает представление в виде суммы медленно меняющейся S_b и быстро меняющейся (резонансной) частей [2]. Вблизи порогов положения полюсов E_1, E_2 аналитических продолжений МР из сегментов $E > E_i$ и $E < E_i$ не совпадают и описанное приближение неприменимо. Оказывается, что оно может быть обобщено и на этот случай. Для этого достаточно рассматривать МР как функцию перпендикулярной слоям компоненты волнового вектора открывающегося канала $\kappa \approx \sqrt{E^2 - E_i^2}$, а не как функцию энергии фотона E , и вычислить заново параметры резонансов: полюса МР $\kappa_{1,2}$ и соответствующие резонансные векторы $|O_{1,2}\rangle$ и $\langle I_{1,2}|$. В результате для матрицы рассеяния S получается выражение

$$S = S_b + |O_1\rangle \frac{1}{\kappa - \kappa_1} \langle I_1| + |O_2\rangle \frac{1}{\kappa - \kappa_2} \langle I_2|$$

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

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

Динамика релаксации функции распределения в задаче о кулоновской блокаде

Родионов Я.И.¹, Бурмистров И.С.¹, Щелкачев Н.М.¹

¹ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау,
Черноголовка.

Исследована динамика релаксации электронов в одноэлектронной коробке с большим количеством туннельных каналов, т.е. решена задача об описании закона, по которому будет релаксировать к равновесию неравновесное распределение электронов на островке за счет ухода электронов в резервуар. Исследование релаксации проведено в режимах слабой и сильной кулоновской блокады. Было выведено и решено квантовое кинетическое уравнение, описывающее динамику электронной функции распределения в процессе установления теплового равновесия. При решении квантового кинетического уравнения были учтены перенормировки основных физических величин (из-за виртуальных процессов), определяющих транспортные наблюдаемые, что привело к качественным изменениям в законах релаксации функции распределения (в неравновесном режиме) и электронной температуры (в квазиравновесном режиме). Наиболее интересное релаксационное поведение наблюдается при сильной кулоновской блокаде в кулоновском пике. Для квази-равновесной релаксации аналитическое решение получено для случая *горячего* островка, $T_d(0) \gg T_r$, где $T_d(0)$ начальная температура островка, T_r - температура резервуара. Найден режим, в котором скорость релаксации не зависит от прозрачности туннельного контакта g .

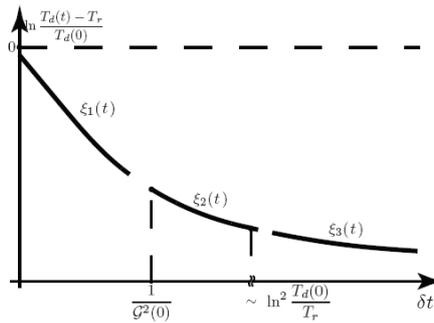


Figure 1: Зависимость температуры островка T_d от времени. Здесь, $\xi_1(t) \sim -\mathcal{G}(0)\delta t$, $\xi_2(t) \sim -\sqrt{\delta t}$, $\xi_3(t) \sim -\mathcal{G}_r\delta t$, $\mathcal{G}(0)$ – начальный перенормированный кондактанс туннельного контакта, δ – среднее расстояние между уровнями островка, \mathcal{G}_r – равновесный кондактанс, при температуре $T_d = T_r$.

Электронные квантовые состояния в сверхрешетках со спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза

Тележников А.В., Демиковский В.Я.

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

Расчёт квантовых состояний и изучение транспортных явлений в полупроводниковых сверхрешетках представляет актуальную проблему современной физики в связи с серьёзными перспективами их использования в задачах электроники. Квантовые состояния и транспорт в латеральных сверхрешетках со спин-орбитальным (СО) взаимодействием Рашбы ранее рассматривались в [1].

Сверхрешетка – периодически повторяющаяся система «яма-барьер». На примере соединения *GaSb/InSb* в работе изучено спиновое расщепление энергетических зон, рассчитаны волновые функции и спиновые поляризации в мультислойных полупроводниковых сверхрешетках с СО взаимодействием Дрессельхауза [2]:

$$H_D = \gamma (\sigma_x k_x (k_y^2 - k_z^2) + \sigma_y k_y (k_z^2 - k_x^2) + \sigma_z k_z (k_x^2 - k_y^2)), \quad (1)$$

где γ – константа СО взаимодействия, σ_i – матрицы Паули. Например, величина расщепления первой зоны в *GaSb/InSb* (Рис.1) составляет $\Delta\varepsilon \approx 1$ мэВ, что соответствует разнице в длине волны $\Delta\nu \approx 0.2$ ТГц. Также изучена геометрия поверхности ферми для электронов в сверхрешетках с СО взаимодействием (1). Потенциал сверхрешетки полностью снимает вырождение по спину.

СО взаимодействие, таким образом, расщепляет каждую зону сверхрешетки на две подзоны. Это должно сказаться на характере блоховских осцилляций в сверхрешетках, привести к изменению характеристик каскадных лазеров, излучающих в терагерцевом диапазоне, и т.д.

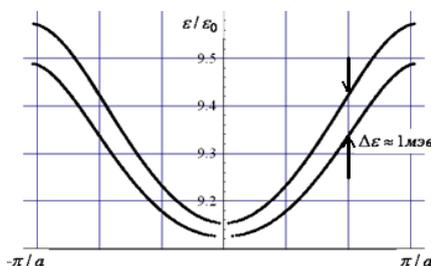


Рис. 1. Первая зона в *GaSb/InSb*, расщепленная СО взаимодействием, $\varepsilon_0 = \pi^2 \eta^2 / 2m^* a^2$, m^* – эффективная масса электрона, a – период.

1. V.Ya. Demikhovskii, D.V. Khomitsky, JETP Letters 83, 340 – 345 (2006).
2. G. Dresselhaus, Phys. Rev. 100, 580 – 586 (1955).

Микроскопическая теория явления проскальзывания фазы в узкой диффузной сверхпроводящей полоске

Семенов А.В.¹, Крутицкий П.А.², Девятков И.А.³

¹Московский педагогический государственный университет, г. Москва

²Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша РАН, г. Москва

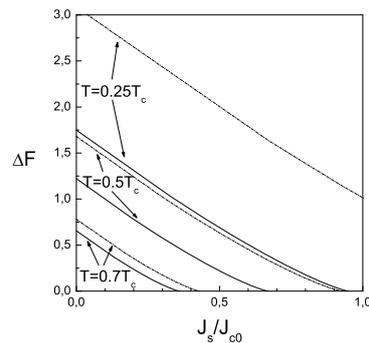
³Научно-исследовательский институт ядерной физики, МГУ, г. Москва

Классическая задача о флуктуационном проскальзывании фазы параметра порядка в сверхпроводящей проволоке [1] в последние годы вновь стала актуальной из-за перехода к работе со структурами нанометровых планарных размеров, в которых флуктуационные эффекты могут быть существенны во всем диапазоне температур [2].

В настоящей работе мы рассматриваем теоретически проблему флуктуационного проскальзывания фазы для узкой диффузной сверхпроводящей полоски в формализме стационарных уравнений Узаделя, записанных в мацубаровской технике. Нами численно рассчитаны координатно-зависимые функции Грина, соответствующие седловой точке траектории в конфигурационном пространстве, и получена зависимость барьера свободной энергии от транспортного тока, приложенного магнитного поля и температуры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 09-02-01351-а, и Министерства образования и науки, гос. контракт № 02.740.11.0228.

Зависимость порога свободной энергии от тока $\delta F(J_s)$. Сплошные кривые – численный расчет, пунктир с точками – теория Гинзбурга-Ландау. Свободная энергия нормирована на характерный масштаб энергии конденсации, ток нормирован на критический ток в низкотемпературном пределе J_{c0} .



1. J.S. Langer and V. Ambegaokar, Phys. Rev. 164, 498 (1967).

2. K.Yu. Arutyunov, D.S. Golubev, A.D. Zaikin, Phys. Rep. 464, 1 (2008).

Компьютерное моделирование и формирование ионно-нарушенных слоев для оптоэлектронных структур на базе кремния

Лантес Д.А.¹, Менделева Ю.А.¹, Тетельбаум Д.И.²

¹Нижегородский государственный университет им. Лобачевского,
г. Н.Новгород.

²Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского
государственного университета им. Лобачевского, г. Н.Новгород

Одной из актуальных задач современной микроэлектроники является создание оптоэлектронных приборов на базе кремния. Это может быть достигнуто при переходе от массивного кремния к нанокристаллам, обладающими лучшими светоизлучающими свойствами благодаря размерному квантованию, а также с помощью формирования волноводных структур (локальное изменение показателя преломления). Ионное облучение позволяет в принципе решить обе эти задачи путем контролируемого внесения радиационных дефектов.

В настоящей работе разработан алгоритм и выполнено компьютерное моделирование процесса накопления аморфных нанобластей при ионном облучении кремния, проведено сравнение результатов моделирования с данными по фотолюминесценции. Алгоритм основан на использовании метода Монте-Карло. Он позволяет моделировать хаотическое введение бомбардирующими ионами каскадов смещения, их перекрытие и локальную аморфизацию, происходящую в областях с концентрацией дефектов, превышающих критическую величину.

Сравнение с экспериментальными данными по дозовой зависимости фотолюминесценции ионно-облученных Ne^+ и Ar^+ слоев при энергии 150 кэВ в интервале доз 10^{14} - $5 \cdot 10^{16}$ см⁻² показало удовлетворительное согласие.

Исследовано изменение показателя преломления кремния при облучении протонами с энергией 100 кэВ. Установлено, что минимальная доза, при которой происходит заметное изменение показателя преломления n , составляет $\sim 6 \cdot 10^{13}$ см⁻². При облучении изменяется не только n , но и его зависимость от длины волны (в видимой области спектра). По полученным данным сделан вывод о применимости метода ионного облучения для создания оптических волноводов на базе Si.

Моделирование электронной структуры нанокластера на примере тримера с кулоновскими и трехцентровыми взаимодействиями

Пискунова Н.И.^{1,2,3}, Аплеснин С.С.³

¹Омский государственный аграрный университет, г. Омск

²Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, г. Омск

³Сибирский государственный аэрокосмический университет им. академика М.Ф. Решетнёва, г. Красноярск

Интенсивное развитие нанотехнологий позволяет создавать кластеры произвольной формы и различных размеров [1]. Данные кластеры могут использоваться в спинтронике, оптоэлектронике и наноэлектронике в качестве элементной базы для устройств хранения и записи информации со сверхвысокой плотностью информации [2-4]. В нанокластерах возможны эффекты многоцентровых взаимодействий, которые существенным образом меняют электрические и магнитные характеристики.

Рассмотрение зависимости изменения электронной структуры позволит установить тенденции формирования фазовых переходов диэлектрик-металл-сверхпроводник, смену типов магнитного порядка в объёмных кристаллах, которые наблюдались в $\text{Na}_x\text{CoO}_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$ [5].

Для тримера найдены критические параметры междуузельного кулоновского взаимодействия и трехцентрового перескока электрона, при которых снимается магнитное вырождение и достигается полная поляризация электронов по спину в основном состоянии (Рис.1, на рисунке t – величина интеграла перескока, U – параметр кулоновского отталкивания на узле и V – между узлами). Деформация тримера, сопровождающаяся изменением интегралов перескока, приводит к образованию синглетного состояния. Основные результаты работы представлены в [6].

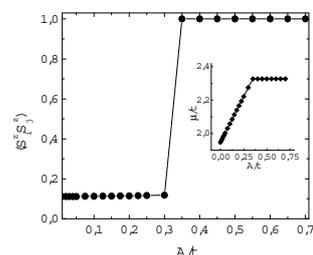


Рис. 1. Спин-спиновые корреляционные функции ($S_i^z S_j^z$) в магнетонах Бора и химпотенциал (вставка) от параметра трехцентрового перескока электронов для $U/t = 6$, $V/U = 0.1$.

1. C.P. Poole, Jr. and F.J. Owens, Introduction to nanotechnology, Wiley, New York (2003).
2. Zutic J. Fabian and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. 76, 323 (2004).
3. S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, et al., Science 294, 1488 (2001).
4. Spin electronics, ed. by D. Awschalom, Kluwer Academic, Dordrecht (2004).
5. Q. Huang, M.L. Foo, R.A. Pascal, et al. Phys. Rev. B 70, 184110 (2004).
6. С.С. Аплеснин, Н.И. Пискунова. ЖЭТФ, 138, 6, 1136 (2010).

Корректировка изображения в методе Цернике для жесткого рентгеновского излучения

Кон В.Г.¹, Орлов М.А.²

¹Российский научный центр «Курчатовский институт», г. Москва

²МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва

С появлением синхротронных источников 3-го поколения, характеризующихся высокой степенью пространственной когерентности рентгеновских пучков, широкое развитие получил метод рентгеновского фазового контраста [1], позволяющий неразрушающим образом исследовать структуру биологических объектов. Новой разновидностью этого метода является метод Цернике, на данный момент практически не реализованный в экспериментах. Он обладает рядом преимуществ по отношению к обычному методу фазового контраста в in-line схеме. Во-первых, метод Цернике позволяет упростить решение обратной задачи, поскольку на детекторе в данном случае видно непосредственно распределение фазы, вносимой образцом, а не голограмма, которую еще требуется расшифровать. Во-вторых, метод Цернике, в отличие от in-line метода, чувствителен к плавным изменениям плотности в образце и позволяет получить изображение не только контуров, но и внутренних участков образца. В-третьих, метод Цернике позволяет увеличивать изображение в десятки раз, что важно при использовании детекторов невысокого разрешения.

В работе [2] было проведено теоретическое исследование возможностей рентгеновского метода Цернике и было сделано утверждение, что преломляющая линза плохо изображает объекты, удаленные от центра апертуры. Однако, как оказалось, изображение легко восстановить, умножив результирующий профиль интенсивности на функцию поглощения в линзе $\exp(\beta(2\pi/\lambda)(x^2/R))$, где β – индекс поглощения материала линзы, λ – длина волны излучения, R – радиус кривизны линзы, x – поперечная координата. Такая корректировка, в частности, позволит наблюдать внутреннюю структуру движущихся объектов субмиллиметрового размера.

1. Snigirev A., Snigireva I., Kohn V., Kuznetsov S., Schelokov I. Rev. Sci. Instrum. 66, №12, 5486 (1995).

2. Кон В.Г., Орлов М.А. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. №11, 76 (2010).

Раздел
«Технология наноструктур»

Брэгг-Френелевская зонная пластинка. Особенности создания методами электронно- лучевой литографии

Иржак Д.В., Князев М., Роцупкин Д.В., Свинцов А.А., Фахртдинов Р.Р.
ИПТМ РАН, г. Черноголовка

Развитие методов локальной рентгеновской диагностики связано с новыми возможностями, которые появляются вследствие совершенствования рентгенооптических фокусирующих устройств. В случае лабораторных источников рентгеновского излучения наиболее перспективным является использование фокусирующих свойств френелевских зонных пластинок [1].

В данной работе представлены результаты исследования составной Брэгг-Френелевской линзы (1-3-5 порядки) для длины волны рентгеновского излучения 1,54Å, фазосдвигающий слой которой сформирован на поверхности кристалла Si(111). С использованием метода электронно-лучевой литографии в резисте была сформирована топология зон Френеля. Методами взрывной литографии (lift-off) был сформирован рельеф из Au толщиной 0,2 мкм, высота которого обеспечивает необходимый сдвиг фазы рентгеновского излучения (рис. 1).

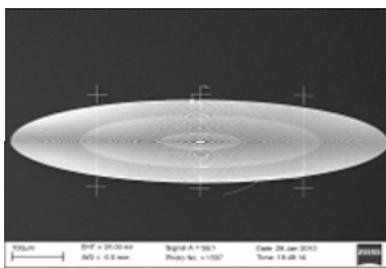


Рис. 1. Составная Брэгг-Френелевской линза (1-3-5 порядки) для длины волны рентгеновского излучения 1,54 Å.

Особенности фокусировки рентгеновского излучения с использованием данной линзы исследовались на лабораторном источнике рентгеновского излучения с вращающимся медным анодом. Размер фокального пятна составил 2-3 мкм, что соответствует ожидаемому коэффициенту уменьшения оптической схемы.

1. Aristov V.V., Erko A.I., Martynov V.V., *Revue Phys. Appl.* 23 1623 (1988).

Исследование процесса эрозии анода при электродуговом синтезе углеродных нанотрубок

Попов Г.Г.

Воронежская государственная технологическая академия, г. Воронеж

Электродуговой синтез является одним из наиболее популярных методов, наряду с лазерной абляцией и разложением углеродсодержащих газов, получения углеродных нанотрубок (УНТ).

В большинстве своем, все установки электродугового синтеза работают по принципу, предложенному Кретчмером и Хаффманом в 1990 г [1]. При этом способе межэлектродный зазор оказывает влияние на основные параметры образования углеродных нанотрубок (давление, температуру, концентрацию ионов углерода).

Однако в процессе синтеза, помимо образования катодного осадка (депозита), содержащего УНТ, фуллерены и др. формы углерода, происходит эрозия анода. Это приводит к тому, что параметры дуги и, как следствие, давление, температура и концентрация ионов в прикатодной области меняются. В результате, для создания необходимых условий синтеза необходимо поддерживать межэлектродный зазор (0,5..1 мм) [2]. Таким образом, исследование динамики выгорания анода является актуальной задачей.

Для определения скорости и глубины выгорания воспользуемся уравнениями Клапейрона – Клаузиуса и Герца – Ленгмюра.

В результате глубина выгорания графита:

$$h(t, r) = t \frac{\alpha(p_n - p_k e^{\frac{\Delta H_{\text{газа}}(2r - d_{el})(2r + d_{el})(T_k - T_0)}{R(T_0 d_{el}^2 + 4r^2 T_k - 4r^2 T_0) T_k}})}{\rho_{sp}} \sqrt{\frac{M}{R(T_0 d_{el}^2 + 2r^2 T_k - 4r^2 T_0)}} \quad (1)$$

1. Бородин В.И., Трухачева В.А. Крупномасштабное производство фуллерено. НОЦ «Плазма» материалы семинара 2005.
2. Иванов А.И. Математическая модель условий электродугового синтеза углеродных нанотрубок, дисс. канд. техн. наук, 05.13.18, ГОУ ВПО «Воронежская государственная технологическая академия» 2006.

Моделирование теплообмена в условиях нестационарности при синтезе наноструктур термическим распылением графита

Абрамов Г.В., Гаврилов А.Н., Пологно Е.А.
ГОУВПО ВГТА, г. Воронеж

Исследование процесса синтеза углеродных наноструктур (УНС) (фуллерены, нанотрубки, нановолокна и т. д.), обладающих уникальными механическими и электрическими свойствами, является одним из перспективных направлений развития современной науки.

В настоящее время наиболее распространенным является метод термического распыления графитовых электродов в гелевой плазме дугового разряда. В зависимости от значений параметров процесса синтезируются УНС различные по структуре и свойствам.

Учитывая то, что формирование углеродных наноструктур сопряжено с явлением разрушения графитовых электродов, где значительное влияние оказывают теплообменные процессы, разработана математическая модель с учетом этих эффектов, представляется весьма актуальной научной задачей [1].

Был проведен анализ особенностей процесса электродугового синтеза УНТ, разработана структурная схема процесса, разработана математическая модель теплопереноса. Принималось, что механизм передачи тепла в плазме – конвективный теплообмен с объемным источником тепла; в аноде, катоде, осадке – теплопроводность. Теплофизические параметры процесса считались постоянными. Полагалось также, что электроды в течение электродугового синтеза сохраняют постоянство плотности и однородность. Найдено численное решение разработанной модели, позволяющее определить температуру в любой точке реакционной камеры (в электродах, гелии, плазме, осадке) в любой момент времени [2].

Поскольку температурное поле оказывает значительное влияние на качество и количество получаемого материала, разработанная модель позволит определить оптимальные температурные режимы получения определенных УНС.

1. Г.В. Абрамов, А.Н. Гаврилов, Е.А. Пологно. Материалы XI междунар. науч.-тех. конф. «Кибернетика и высокие технологии XXI века», т.1. С. 399 – 403 (2010).
2. Г.В. Абрамов, А.Н. Гаврилов, Е.А. Пологно. Вестник ВГТА, серия: информационные технологии, моделирование и управление 2010, № 2 (44). С. 9-15 (2010).

Сравнение характеристик поликапиллярного коллиматора и коллиматора, созданного методами микроэлектроники

Шабельникова Я.Л., Чукалина М.В.
ИПТМ РАН, г. Черноголовка

В экспериментах по рентгенофлуоресцентной томографии в конфокальной схеме важными характеристиками коллиматора являются размеры и форма области, из которой флуоресцентное излучение собирается в детектор, т.е. фокальный объем; распределение интенсивности в фокальном объеме; и ослабление интенсивности в каналах коллиматора.

Коллиматор, созданный методами микроэлектроники [1], представляет собой систему прямолинейных каналов в поглощающей матрице, которые направлены в одну точку – фокус коллиматора. Флуоресцентные кванты, направление которых совпадает с направлением одного из каналов, проходят через коллиматор, остальные поглощаются. Размер фокального пятна коллиматора можно оценить как $F_{f.s.} \approx d$, d – ширина канала.

В основе функционирования поликапиллярного коллиматора лежит эффект полного внешнего отражения рентгеновских лучей. Для размера фокуса этого прибора справедлива оценка [2]: $F_{f.s.} \approx 2F\Theta_{cr}$, F – фокусное расстояние. При этом критический угол зависит от энергии излучения: $\Theta_{cr} \propto \frac{1}{E}$. Пропускание

поликапиллярного коллиматора зависит от энергии излучения, угла захвата, диаметра и радиуса кривизны капилляра. Для получения корректных значений концентраций элементов в исследуемом образце нужно учитывать эту зависимость при обработке флуоресцентных спектров.

В работе приводится сравнение характеристик микроэлектронного и поликапиллярного коллиматоров, используемых в конфокальной схеме рентгенофлуоресцентной томографии

Работа выполнена при поддержке РФФИ 09-02-12251-офи_м, PICS 3470.

1. М. Chukalina et al., Spectrochim. Acta Part B.6-7, 62, p. 544-548 (2007).
2. Романов А.Ю. Письма в ЖТФ. Т.31. №5 С.47-51(2005).

Разработка хладагентов систем магнитного охлаждения на основе гидридов и нитридов интерметаллических соединений

Арефьев А.И., Кошкидько Ю.С.

Тверской государственный университет, г. Тверь

Магнитокалорическим эффектом (МКЭ) называют изменение температуры магнитного вещества (магнетика) при его адиабатическом намагничивании (размагничивании). Одной из перспективных областей применения МКЭ является создание систем магнитного охлаждения [1]. Главными особенностями разрабатываемых систем магнитного охлаждения является экономичность (на 30-40% эффективнее существующих компрессорных холодильников), долговечность и экологическая безопасность, т.к. в их работе не используются фреоны.

В настоящее время одной из актуальных проблем внедрения данной технологии, является поиск магнитных материалов с оптимальным соотношением цены и магнитотепловых характеристик, с целью использования данных материалов в качестве хладагентов систем магнитного охлаждения.

Известно, что внедрение легких атомов в кристаллическую структуру приводит к изменению важнейших магнитных свойств интерметаллических соединений [2-5], что в свою очередь может привести к изменению величины МКЭ. Поэтому целью данной работы явилось исследование влияния внедрения легких атомов в структуру интерметаллических соединений на величину МКЭ.

В качестве объектов исследования были выбраны интерметаллические соединения на основе редкоземельных и 3d-переходных металлов. Измерения величины МКЭ проводились на соединениях гидридах $R_2Fe_{17}H_3$ ($R=Y, Er$) и нитриде $Tb_2Fe_{17}N$.

Исследование МКЭ показало, что внедрение атомов водорода и азота в кристаллическую решетку соединений R_2Fe_{17} приводит к существенному возрастанию величины МКЭ. Так для соединения $Tb_2Fe_{17}N$ величина МКЭ увеличилась на 10%, а для $Y_2Fe_{17}H_3$ и $Er_2Fe_{17}H_{3,15}$ – 30% и 33% соответственно (по отношению к исходным образцам).

Предполагается, что данное увеличение величины МКЭ обусловлено возрастанием намагниченности вследствие внедрения атомов азота и водорода. Полученные результаты являются перспективными для создания эффективного рабочего тела систем магнитного охлаждения.

1. К.П. Белов. Редкоземельные магнетики и их применение. Наука, М. (1980). 240 с.
2. O. Isnard et al., Journal of Magnetism and Magnetic Materials 137(1994) 151-156.
3. Tereshina I.S., Nikitin S.A., Skokov K.P., Palewski T., Zubenko V.V., Telegina I.V., Verbetsky V.N., Salamova A.A., Magnetocrystalline anisotropy of $R_2Fe_{17}H_x$ ($x=0,3$) single crystals, J. Magn. Magn. Mat. 2003. V.350. P.264–270.
4. S.A. Nikitin et al., Journal of Magnetism and Magnetic Materials 195 (1999) 464-469.
5. S. Brennan, R. Skoinski. O. Sugat, J.M.D. Coey., J. Magn. Magn. Mater. 140 (1995) 971.

Подготовка образцов Si(111)-7x7 и зондов при проведении СТМ исследований в условиях сверхвысокого вакуума

Фахриев В.Э.

Башкирский государственный университет, г. Уфа

В условиях сверхвысокого вакуума при давлении ниже 10^{-9} Торр монослой адсорбированных молекул образуется примерно за 8 часов, этого времени достаточно для проведения СТМ исследований[1].

Такие условия экспериментов накладывают определенные требования на подготовку исследуемых образцов Si(111) и сканирующих зондов. Поэтому реализация оптимальных условий получения атомарно чистой поверхности Si(111) а также изготовление достаточно острого и качественного СТМ зонда является необходимым условием получения достоверных результатов.

Зонды для СТМ изготавливаются путем механической, или электрохимической обработки. Контроль качества зондов осуществляется непосредственным сканированием поверхности.

Образцы кремния вырезались из стандартных шайб, применяемых в электронной промышленности. Перед загрузкой в вакуумную камеру образцы очищали в УЗ ванночке раствором спирта или ацетона для удаления углеродсодержащих соединений с поверхности Si. Процедура очистки и формирования структуры Si(111)-7x7 в условиях сверхвысокого вакуума представляет собой 4 стадии [2]:

1. дегазация держателя и образца Si.
2. удаление естественной пленки окисла.
3. окончательная очистка образца отжигом при температуре 1250 °С.
4. управляемое остывание образца Si и формирование бездефектной структуры 7x7.

1. Плеш П. Высоковакуумная аппаратура в химических исследованиях: Пер. с англ.— М.: Мир, 1994.— 207 с.
2. R. J. Hamers, R. M. Tromp, and J. E. Demuth, (1986) Surface Electronic Structure of Si (111)-(7x7) Resolved in Real Space. Phys. Rev. Lett., 56: 1972–1975.

Особенности формирования Pt нанокатализаторов на поверхности кремниевых пор

Тетерский А.В., Старков В.В.
ИПТМ РАН, г. Черноголовка

Использование нанопористого кремния в качестве матрицы-носителя катализатора привлекает внимание тем, что кремниевая нанопористая матрица имеет хорошо развитую поверхность, достаточно прочный остов и наличие сквозных пор обеспечивающих поступление газовых реагентов в зону реакции. Для эффективной и надежной работы топливного элемента (ТЭ) основным требованием является высокая каталитическая активность и стабильность электрокатализаторов при работе в условиях агрессивной среды.

Наиболее активный платиновый катализатор наносят на разные носители. Для уменьшения расхода Pt и улучшения кинетики окислительной реакции изучались биметаллические соединения типа Pt-M [1,2] и Pt_xSn [3]. Необходимо отметить, что при работе с пористым кремнием величина частиц катализатора дополнительно ограничивается размером пор и может быть менее нескольких нм для нанопористого материала.

Исследования, проведенные в [4,5], продемонстрировали, что платиновые катализаторы, нанесенные на кремниевые пластины или пористую поверхность методом электрохимического или химического осаждения, утрачивают свои первоначальные характеристики в течение короткого периода времени. Для улучшения физического контакта и повышения устойчивости электрохимического катализатора к воздействиям агрессивного электролита представляется интересным модифицирование поверхности разными праймерами (например Au, SnO₂, In₂O₃).

Синтез PtSnO₂/Si системы проводили по методике описанной в [6], с помощью гидролиза SnCl₄. Подслой PtIn₂O₃/Si получали вакуумным напылением. PtAu/Si синтезировали методами вакуумного напыления, электрохимического и химического осаждения. Во всех свежеприготовленных образцах системы потенциал холостого хода в полуячейке топливного элемента составлял 0.8-0.9В. После экспозиции электродов PtSnO₂/Si и PtIn₂O₃/Si более 2 часов в растворе H₂SO₄ с концентрацией 1м/л, величина потенциала холостого хода

начинала уменьшаться. На поверхности слоя золота платина ведет себя с такой же активностью, однако «старение» не наблюдается. Для нанесения золота на поверхность кремния использовали раствор праймера (На 1 л. воды: 50 гр. NH_4F , 80 мл $\text{HCl}_{\text{конц}}$, 38 мл. раствора Au с концентрацией 0.24 гр(Au)/л.). Термическую обработку осуществляли методом фотонного отжига, после чего на поверхности кремния оставался ряд силицидов золота определенных методом РФА. Как и в биметалидах Pt_3Sn [7], в образцах PtAu/Si с электрохимическим нанесением платины, и с термическим разложением платиновой кислоты на легированной золотом поверхности кремния, при поддержании постоянного потенциала, ток короткого замыкания в полужайке топливного элемента спадает во времени. Для повышения стабильности электрокатализатора по току короткого замыкания предложено осуществлять платинирование методом «серебряного зеркала». В работе обсуждаются сравнительные данные, полученные в результате формирования Pt нанокатализаторов в пористой структуре электродов ТЭ различными методами.

1. Н.М. Загудаева, М.Р. Тарасевич, Е.А. Малеева. Разработка и кинетические характеристики катодных электрокатализаторов для среднетемпературных водородно-воздушных топливных элементов с фосфорнокислым электролитом. Кат. Альтерн. Энергетике, 2007, 2(46), 110.
2. Fabio H. B. Lima, M. Janete Giz, Edson A. Ticianelli. Electrochemical Performance of Dispersed Pt-M (M=V, Cr and Co) Nanoparticles for the Oxygen Reduction Electrocatalysis. J. Braz. Chem. Soc., 2005, v. 16, 3A, 328-336.
3. Luhua Jiang, Zhenhua Zhou, Suli Wang, Jianguo Liu. Development of air-breathing direct ethanol fuel cells with PtSn as anode. Prepr. Pap.-Am. Chem. Soc., 2004, 49(2), 668.
4. Глебова Н.В., Нечитайлов А.А. Электрокаталитическая активность поверхности атомов платины на кремнии. Письма в ЖТФ, 2010, т. 36, вып. 2, стр. 24.
5. Старков В.В., Тетерский А.В., Трофимов О.В. Электрокатализатор для кремниевых электродов микротопливных элементов. Материалы конференции «Функциональные наноматериалы и высокочистые вещества» г. Суздаль 2010 г. (в печати).
6. Фролова Л.А., «Электрокатализаторы на основе платинированных оксидов олова для низкотемпературных водородных и спиртовых топливных элементов», дисс. раб., 2009.
7. Тарасевич М.Р., Кузов А.В., Ключев А.Л., Титова В.Н. Электрокатализаторы прямого окисления этанола в топливном элементе с протонпроводящим электролитом. «Альтернативная энергетика и экология», 2007, 2(46), стр. 113.

Влияние размеров и ориентации относительно оси легкого намагничивания на магнитное строение прямоугольных микроструктур Fe(001)

Фомин Л.А., Винниченко В.Ю., Михайлов Г.М.
ИПТМ РАН, г. Черноголовка

Ферромагнитные микро- и наноструктуры используются в микроэлектронных устройствах в качестве элементов памяти, а также являются составными частями приборов спинтроники, таких как спиновые вентили, спиновые инжекторы и детекторы. В данной работе методом микромагнитного расчета исследовалась зависимость магнитного строения прямоугольных эпитаксиальных микроструктур Fe(001), выращенных на R-плоскости сапфира с подслоем молибдена и исследованных с помощью МСМ [1] от размеров и ориентации относительно оси легкого намагничивания (ОЛН). Исследовались прямоугольники двух типов. Длинные оси прямоугольников первого типа были параллельны $\langle 100 \rangle$; прямоугольников второго типа – оси трудного намагничивания (ОТН) в плоскости пленки $\langle 110 \rangle$. Расчеты показали, что для структур, ориентированных параллельно ОЛН и аспектном соотношении (АС) 1:4 имеет место магнитная структура типа diamond. При уменьшении ширины до 0,4 мкм происходит переход от доменной структуры к вихревой. При уменьшении ширины до 0,2 мкм реализуется квазиоднодоменное состояние. При АС, равном 1:8 и ширине прямоугольников 1 мкм и более имеет место структура Ландау. При меньших ширинах реализуется квазиоднодоменное состояние. Для прямоугольников, ориентированных параллельно ОТН имеют место два типа магнитных структур: concertina и последовательность вихрей и гиперболических вихрей. При уменьшении ширины до 0,4 мкм происходит размывание магнитного строения и увеличение количества доменов. Переход к квазиоднодоменному состоянию происходит при ширине 0,2 мкм.

1. L.A. Fomin, I.V. Malikov, S.V. Pyatkin, and G.M. Mikhailov, J. Magn. Magn. Mater., 322, p. 851, (2010).

Список участников:

Акимов Антон Борисович
ИОФ РАН
tosha_akimov@mail.ru

Арефьев Артур Игоревич
Тверской Государственный
Университет
Arefev_Arthur@mail.ru

Батурин Андрей Сергеевич
Московский физико-
технический институт
baturin_as@mail.ru

Бондаренко Леонид
Владимирович
ИАПУ ДВО РАН
bondarenko@iacp.dvo.ru

Бурмистров Игорь Сергеевич
ИТФ им. Л.Д. Ландау
burmi@itp.ac.ru

Бурмистрова Ангелина
Владимировна
Научно-исследовательский
институт ядерной физики
Московский государственный
университет
burangelina@yandex.ru

Вергелес Павел Сергеевич
ИПТМ РАН
vergelesp@gmail.com

Дмитриев Алексей Иванович
Учреждение Российской
академии наук Институт
проблем химической физики
aid@icp.ac.ru

Елантьев Иван Андреевич
НИЯУ МИФИ
kivelofff@mail.ru

Елезов Михаил Сергеевич
Московский педагогический
государственный университет
elezovmike@mail.ru

Ермолаев Денис Михайлович
ИПТМ РАН
vermolayev@iptm.ru

Иржак Артемий Вадимович
"НИТУ ""МИСиС""
airzhak@gmail.com

Клёнов Николай Викторович
МГУ им. М. В. Ломоносова,
Физический факультет
nvklenov@nm.ru

Клыков Илья Леонидович
ФирЭ им. В.А. Котельникова
РАН
i.k-2005@mail.ru

Князев Максим Александрович
ИПТМ РАН
maleksak@iptm.ru

Конаков Антон Алексеевич
Нижегородский
государственный университет
им. Н.И. Лобачевского (ННГУ)
konakov_anton@mail.ru

Корель Игорь Игоревич
Институт лазерной физики СО
РАН, Новосибирск
ikorel@gmail.com

Корнеева Юлия Петровна
Учебно-научный
радиофизический центр ГОУ
ВПО МПГУ
korneeva_yuliya@mail.ru

Криштоп Владимир
Григорьевич
ИПТМ РАН
vgkvgk@mail.ru

Криштоп Татьяна Викторовна
ИРЭ им. В.А. Котельникова
РАН
tatyana.krishtop@gmail.com

Лаптев Дмитрий Антонович
Нижегородский
государственный университет
им. Лобачевского
dlaptev@mail.ru

Ларионов Павел
Александрович
Учебно-научный
радиофизический центр ГОУ
ВПО МПГУ
larioz@mail.ru

Ластовкин Артём Анатольевич
ИФМ РАН
[Lastovkin@ipm.sci-nnov.ru](mailto>Lastovkin@ipm.sci-nnov.ru)

Лобанов Сергей Владимирович
МГУ им. М.В.Ломоносова
lobanov@physics.msu.ru

Манова Надежда Николаевна
Московский педагогический
государственный университет
nadya@rplab.ru

Масленникова Анна
Валерьевна
МПГУ Учебно-научный
радиофизический центр
annamaslennikova@rplab.ru

Медведев Вячеслав
Валериевич
Институт Спектроскопии РАН
medvedev@phystech.edu

Митько Сергей Владимирович
НТ-МДТ
sergey_m@ntmdt.ru

Морозов Сергей Вячеславович
Институт физики
микроструктур РАН
more@ipm.sci-nnov.ru

Муравьев Вячеслав
Михайлович
ИФТТ (РАН)
muravev_vm@mail.ru

Орехов Антон Сергеевич
Физический факультет МГУ
им М.В.Ломоносова
orekhov.anton@gmail.com

Орлов Михаил Андреевич
Московский государственный
университет им. М.В.
Ломоносова
mikhorlov@yandex.ru

Пентин Иван Викторович
"ГОУ ВПО ""Московский
педагогический
государственный
университет""
PentinIvan@mail.ru

Песков Вадим Вячеславович
ФирЭ им. В.А. Котельникова
РАН
Vadim_t21@mail.ru

Петрова Мария Геннадьевна
Криогенный отдел ФИАН
mariya.petrova@phystech.edu

Пискунова Наталья Ивановна
ОмГАУ, ОмГУ
light_mylife@mail.ru

Пологно Екатерина
Анатольевна
ГОУВПО ВГТА
katyap1986@yandex.ru

Попов Владимир Геннадьевич
ИПТМ РАН
popov@iptm.ru

Попов Глеб Геннадьевич
ВГТА
gleb.popov@pochta.ru

Прокудина Мария Геннадьевна
ИФТТ РАН
musek@yandex.ru

Пучкова Анастасия Олеговна
кафедра молекулярной
биофизики физического
факультета СПбГУ
aopuchkova@mail.ru

Родионов Ярослав Игоревич
ИТФ им. Л.Д.Ландау РАН
yaroslav.rodionov@gmail.com

Рыжова Мария Васильевна
Пензенский Государственный
Университет
fleshMary@mail.ru

Савинов Денис Александрович
Учреждение Российской
академии наук Институт
физики микроструктур РАН
savinovda@ipm.sci-nnov.ru

Седловец Дарья Михайловна
ИПТМ РАН
sedlovets@yandex.ru

Семенов Александр
Владимирович
Московский Педагогический
Государственный Университет
a_sem2@mail.ru

Семенова Елизавета Сергеевна
Technical University of
Denmark; Санкт-
Петербургский академический
университет — научно-
образовательный центр
нанотехнологий РАН
esem@fotonik.dtu.dk

Соловьев Игорь Игоревич
НИИЯФ МГУ
isol@phys.msu.ru

Тележников Алексей
Валентинович
Нижегородский
государственный университет
им. Н.И. Лобачевского
telezhnikov@phys.unn.ru

Тетерский Андрей Викторович
ИПТМ РАН
teters@iptm.ru

Фахриев Вадим Эрикович
Башкирский государственный
университет
Fahriv@rambler.ru

Флоря Ирина Николаевна
Московский педагогический
государственный университет
girusy@mail.ru

Фомин Лев Александрович
ИПТМ РАН
fomin@iptm.ru

Храпай Вадим Сергеевич
ИФТТ РАН
dick@issp.ac.ru

Шабельникова Яна
Леонидовна
ИПТМ РАН
janeshabeln@yandex.ru

Шарафутдинов Азат Уралович
ИТФ РАН
shazat@itp.ac.ru

Шелаев Артём Викторович
"ЗАО ""НТИ""
shelaev@ntmdt.ru

Якимов Евгений Евгеньевич
ИПТМ РАН
yak@iptm.ru