НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА*

XIII Международный Симпозиум

16-20 марта 2009 г.

Нижний Новгород

Том 1

* В отличие от деци, санти, милли, имеющих происхождение от чисел, нано происходит от греческого "nanos" - карлик.

Комитет по проведению Симпозиума

Председатель: С.В.Гапонов, академик, ИФМ РАН

Ученый секретарь: М.В.Сапожников, к.ф.-м.н., ИФМ РАН

Программный комитет:

А.Л.Асеев, ИФП СО РАН, Новосибирск В.А.Быков, ЗАО "НТ-МДТ", Москва К.Н.Ельцов, ИОФ им. А.М.Прохорова РАН, Москва В.В.Кведер, ИФТТ РАН, Черноголовка М.В.Ковальчук, ИК РАН, Москва В.И.Конов, ЦЕНИ ИОФАН, Москва З.Ф.Красильник, ИФМ РАН, Н.Новгород А.С.Мельников, ИФМ РАН, Н.Новгород В.Л.Миронов, ИФМ РАН, Н.Новгород А.А.Орликовский, ФТИ РАН, Москва Д.В.Рощупкин, ИПТМ РАН, Черноголовка Н.Н.Салащенко, ИФМ РАН, Н.Новгород А.А.Саранин, ИАПУ ДВО РАН, Владивосток А.А.Снигирев, ESRF, Франция Р.А.Сурис, ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург В.Б.Тимофеев, ИФТТ РАН, Черноголовка В.В.Устинов, ИФМ УрО АН, Екатеринбург А.А.Фраерман, ИФМ РАН, Н.Новгород Е.В.Чупрунов, ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород Л.А.Шмаенок, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, PhysTeX, Нидерланды

Организационный комитет:

А.И.Кузьмичев, ИФМ РАН Н.И.Чхало, ИФМ РАН С.А.Малофеев, ИФМ РАН В.Л.Миронов, ИФМ РАН Е.С.Мотова, ИФМ РАН Б.А.Грибков, ИФМ РАН Д.А.Камелин, ИФМ РАН

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

Отпечатано в ИФМ РАН. Тираж 260 экз. Подписано к печати 08.02.2009

ПРОГРАММА

	16 марта	
11.30 - 11.40	Открытие.	Cmp.
заседание 1	Председатель С.В.Гапонов	
11.40 - 12.10	<u>В.В.Устинов,</u> Н.А.Виглин Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия Спиновый инжекционный мазер.	1
12.10 - 12.40	А.Снигирев ESRF, Grenoble, France Современное состояние рентгеновской оптики нанометрового разрешения	
12.40 - 13.10	Клинов Д.В. Институт биоорганической химии им. академиков М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова Российской академии наук Молекулярти не нанопровологи из основе ПНК	3
13.10 - 13.40	 <u>Т.В.Шубина</u>¹, В.Н.Жмерик¹, В.А.Шалыгин², Н.А.Гиппиус^{3,4}, С.В.Иванов¹ ¹ ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия ² СПбГПУ, СПетербург, Россия ³ LASMEA-UMR 6602 CNRS-UBP, France ⁴ Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия Многофункциональные металл-полупроводниковые нанокомпозиты 	4
13-40 - 15.00	Перерыв	
заседание 2	Оптоэлектронные свойства наноструктур – 1. Председатель Д.Р.Хохлов	
15.00 - 15.30	С.В. Зайцев-Зотов Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва	5
15.30 - 16.00	ницерноорский щень, сонитоны, примесные состояния и другие нерешенные проблемы квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности В.В.Бельков, ¹ С.Д.Ганичев, ² С.А.Тарасенко, ¹ Д.Р.Яковлев ^{1,3} ¹ ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия ² Regensburg University, Regensburg, Germany ³ TU Dortmund University, Dortmund, Germany	7
16.00 - 16.30	Спиновые токи в полумагнитных гетероструктурах И.Г.Неизвестный Институт Физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия Нанотехнологии в полупроводниковых сенсорах.	
16.30 - 17.00	Coffee – break	
заседание ЗА	Оптоэлектронные свойства наноструктур – 2. Председатель А.А.Торопов	
17.00-17.20	<u>М.М. Соболев</u> , И.М. Гаджиев, И.О. Бакшаев, В.С. Михрин, Е.Л. Портной Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия	8
	Туннельное связывание электронных состояний в вертикально коррелированных системах InAsGa/GaAs квантовых точек при комнатной температуре	
17.20-17.40	Д.А.Фирсов ¹ , Л.Е.Воробьев ¹ , В.А.Шалыгин ¹ , <u>А.Н.Софронов</u> ¹ , В.Ю.Паневин ¹ , М.Я.Винниченко ¹ , П.Тхумронгсилапа ¹ , С.Д.Ганичев ² , С.Н.Данилов ² , А.Е.Жуков ³ ¹ СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия ² University of Regensburg, Regensburg, Germany ³ СПбФТНОЦ РАН, Санкт-Петербург, Россия	10
	Поглощение и модуляция излучения в наноструктурах с квантовыми ямами p-GaAs/AlGaAs	

17.40-18.00	В.В.Попов Саратовский филиал института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия	12
	Полное внутреннее отражение двумерных плазмонов и подавление межмодового плазмон-плазмонного рассеяния в многоканальном наногетеротранзисторе.	
18.00-18.20	В.Я.Алешкин, В.И.Гавриленко, <u>А.В.Иконников</u> , С.С.Криштопенко, К.Е.Спирин, Ю.Г.Садофьев, M.Orlita* Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия *Grenoble High Magnetic Field Laboratory, CNRS, Grenoble, France	14
	Циклотронный резонанс и эффекты обменного взаимодействия в гетероструктурах InAs/AlSb	
18.20-18.40	<u>Н.В.Сибирев</u> ¹ , В.Г.Дубровский ^{1,2} , Г.Э.Цырлин ^{1,2,3} , И.П.Сошников ^{1,2} , М.В.Назаренко ⁴ , Ю.Б.Самсоненко ^{1,2,3} ¹ Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН», ² Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, ³ Институт аналитического приборостроения РАН, ⁴ Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия	16
	Влияние нуклеации на кристаллическую структуру полупроводниковых нитевилных нанокристаллов.	
18.40-19.00	<u>Л.Е.Воробьев</u> ¹ , В.Л.Зерова ¹ , Д.А.Фирсов ¹ , G.Belenky ² , L.Shterengas ² , G.Kipshidze ² , T.Hozoda ² , S.Suchalkin ² , M.Kisin ² ¹ СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия ² SUNY, Stony Brook, New York, USA	18
	Механизмы рекомбинации носителей заряда в Sb-содержащих лазерных структурах с квантовыми ямами. Спонтанное и индуцированное излучение	
заседание ЗБ	Сверхпроводящие наноструктуры – 1. Председатель В.В.Курин	
17.00-17.20	<u>Ю.И.Латышев¹</u> , А.П.Орлов ¹ , А.Ю.Латышев ¹ , Д.Виньоль ² ¹ Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия ² Нац. лаборатория импульсных магнитных полей, Тулуза, Франция	20
	Межслоевая туннельная спектроскопия дираковских фермионов в	
17.20-17.40	графите I.S.Veshchunov ¹ , <u>L.Ya.Vinnikov</u> ¹ , N.Ni ² , S.L.Bud'ko ² and P.C.Canfield ² ¹⁾ Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, Russia ²⁾ Ames Laboratory DOE and Department of Physics and Astronomy, Iowa State	
	Direct observation of Abrikosov's vortices in $Ba(Fe_{0.9}Co_{0.1})_2As_2$ single crystals	
17.40-18.00	И.А.Гарифуллин ¹ , Н.Н.Гарифьянов ¹ , <u>Р.И.Салихов¹</u> , Л.Р.Тагиров ² ¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, ² Казанский государственный университет, Казань, Россия	22
	Экспериментальное наблюдение эффекта спинового экранирования в тонкопленочных гетероструктурах сверхпроводник/ферромагнетик	
18.00-18.20	E.B.Goldobin Physikalisches Institut - Experimentalphysik II, Universitaet Tuebingen, Tuebingen, Germany	
	Two-semifluxon molecule in 0-π-0 Josephson junction: manipulation and SOUID readout	
18.20-18.40	<u>A.Ю.Аладышкин¹,</u> И.М.Нефедов ¹ , И.А.Шерешевский ¹ , J. van de Vondel ² , C.C. de Souza Silva ³ , V.V.Moshchalkov ² ¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия ² INPAC – Institute for Nanoscale Physics and Chemistry, K.U.Leuven, Belgium ³ Universidade Federal de Pernambuco, Cidade Universitaria, Recife-PE, Brazil	24
	Нелинейный отклик наноструктурированных сверхпроводников: диодный эффект и эффекты соизмеримости	

18.40-19.00	<u>С.Н.Вдовичев</u> , Д.Ю.Водолазов, Б.А.Грибков, А.Ю.Климов, В.В.Рогов Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия Гигантский «диодный» эффект и увеличение критического тока в гибридных S-F структурах Nb/Co	26
17.00	1 стендовая сессия: Рентгеновская оптика, Зондовая микроскопия и общие свойства наноструктур	
	17 марта	
заседание 4А	Оптоэлектронные свойства наноструктур – 3. Председатель Т.В. Мурзина	
9.30 - 9.50	<u>Г.Э.Цырлин¹⁻³</u> , А.Д.Буравлев ²⁻⁴ , Ю.Б.Самсоненко ¹⁻³ , G.Statkute ⁴ , H.Lipssanen ⁴ ¹ Институт Аналитического Приборостроения РАН, С.Петербург, Россия ² СПетербургский Физико-Технологический Научно-Образовательный Центр РАН, С.Петербург, Россия ³ Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН, С.Петербург, Россия ⁴ Helsinki Technical University, Espoo, Finland	28
	Рост АЗВ5 нитевидных нанокристаллов без внешнего катализатора	•
9.50 - 10.10	<u>С.1. Гиходеев</u> , п.А.1 ишиус ¹ Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН ² LASMEA, Universite Blaise Paskal, Aubiere, France	30
10.10 - 10.30	Оптический отклик тонких слоев метаматериалов <u>E.B.Acтровa¹</u> , B.A.Толмачев ¹ , Г.B. Федулова ¹ , V.A.Melnikov ² , T.S.Perova ² ¹ Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН ² Department of Electronic and Electrical Engineering, Trinity College, Dublin,	32
	тегала Олномерные фотонные кристаллы, полученные с помошью	
	фотоэлектрохимического травления кремния	
10.30 - 10.50	<u>Ю.К.Верёвкин</u> ^a , Э.Я.Дауме ^a , В.Н.Петряков ^a , А.Ю.Климов ^f , Б.А.Грибков ^f , Ю.Ю.Гущина ^g , С.Tan, ^b M.Pessa, ^b Z.Wang, ^c S.M.Olaizola, ^d S.Tisserand ^e ^a ИПФ РАН, ^b Optoglectropics Research Centre, Tampere University of Technology, Tampere	34
	Finland ^c Manufacturing Engineering Centre, Cardiff University, Cardiff, UK ^d CEIT and Tecnun (University of Navarra), San Sebastian, Spain ^e SILIOS Technologies, Peynier, France ^f UΦM PAH,	
	^в НИФТИ ННГУ	
	Импульсная интерференционная литография перспективный метод наноразмерной модификации материалов для оптики, электроники, биомелицины.	
заседание 4Б	Зондовая микроскопия и общие свойства наноструктур – 1. Председатель <u>А.Н. Титков</u>	
9.30 - 9.50	А.В.Латышев Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирский государственный университет,Новосибирск, Россия	36
9.50 - 10.10	Диагностика и литография твердотельных наноструктур. <u>А.А. Саранин</u> , Д.В. Грузнев, А.В. Зотов, Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия	38
10.10 - 10.30	Динамика атомов на поверхности с квазипериодическим рельефом: атомы Ge на Si(111)'5×5'-Cu <u>A.B. Зотов</u> , A.A. Саранин, Д.В. Грузнев, Д.А. Цуканов, М.В. Рыжкова Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия Самоорганизация проводящих нанопроволок меди на поверхности кремния	39

10.30 - 10.50	Б.В.Андрюшечкин ¹ , Е.В.Гладченко ¹ , <u>К.Н.Ельцов¹</u> , В.В.Черкез ¹ , К.Дидье ² , Б.Киррен ² , Д.Мальте ²	40
	институт оощеи физики им.А.М.Прохорова РАН, москва, Россия ² Лаборатория физики материалов Университет Нанси Нанси Франция	
	Расшифровка атомной реконструкции Ag(111)-(3×3)-Cl	
11.00 - 11.30	Coffee – break	
5 заселание	Рентгеновская оптика - 1 Предселатель А Снигирев	
11 20 12 00	N Faradzhey ^{1,2} S Hill ¹ T Lucatorto ¹ B Yakshinskiy ² T Madey ²	40
11.30 - 12.00	¹ National Institute of Standards and Technology (NIST), Gaithersbugr, MD, USA	42
	² Rutgers, The State University of New Jersey, Piscataway, NJ, USA	
	EUV Lithography Optics Contamination and Lifetime Studies	
12.00 - 12.30	В.В.Иванов, К.Н.Кошелев, <u>В.М.Кривцун</u>	
	Институт спектроскопии РАН, Троицк, Моск. обл., Россия	
	Загрязнение EUV оптики и методы её защиты и очистки	
12.30 - 13.00	Н.Н.Салащенко [*] , <u>А.П.Шевелько</u> ²	44
	институт физики микроструктур ГАП, пижний повгороо, Госсия ² Физицеский институт им. П.Н. Пебедееа РАН. Москеа, Россия	
	Физический институт им. П.П.Бебебева ГАП, москва, Госсия Новые метолы ВУФ лиагностики плазмы тяжелых элементов и	
	перспективы использования многослойных структур для рентгеновской	
	спектроскопии.	
13.00 - 13.30	<u>А.Б.Савельев¹</u> , В.В.Большаков ¹ , Д.С.Урюпина ¹ , Р.В.Волков ¹ , К.А.Иванов ¹ ,	46
	А.А.Воробьев ^{1,2} , Е.Д.Казаков ³ , А.П.Шевелько ³ , Н.Н.Салащенко ⁴ , Н.В.Еремин ⁵ ,	
	A.A.Ilacxanob ³	
	Межоунарооныи учеоно-научныи лазерныи центр и физическии факультет МГУ им. М.В. Помоносова, Москва, Россия	
	ин у им. т.Б.ломоносова, тосква, тоссия ² Институт общей физики им А М Прохорова РАН Москва Россия	
	³ Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия	
	⁴ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	⁵НИИ ядерной физики им.Д.В.Скобельцына МГУ имени М.В.Ломоносова,	
	Москва, Россия	
	Лазерно-плазменный микроисточник пикосекундных импульсов жесткого	
12.20 15.00	рентгеновского излучения	
13.30 - 15.00	Перерыв	
6 заседание	<u>Зондовая микроскопия и оощие своиства наноструктур – 2. Председатель</u>	
15.00 15.20	<u>А.А. Саранин</u> С И Зайнев	
13.00 - 13.30	Олгозинцев Институт проблем технологии микроэлектроники РАН. Черноголовка. Россия	
	Современные и перспективные технологии нано-структурирования.	
15.30 - 16.00	В.А.Быков	48
	ЗАО «НТ-МДТ», Зеленоград, Россия	
	Приборостроение для нанотехнологий – состояние и перспективы	
16.00 16.20	развития. А Н Титкор И В Макаренко, П.А. Лементьер, М.С. Луцаерский, П.А. Ярсин	40
16.00 - 16.30	<u>А.п. гитков</u> , п.в. макаренко, п. А.дементвев, м.е. дунаевский, д. А.явейн, В М Кожевин С. А. Гуревич	49
	Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург,	
	Россия	
	Структурные и электрическите свойства ансамблей металлических	
	наночастиц Pt, Co и Ni,	
	получаемых методом лазерного электродиспергирования.	
16.30 - 17.00	Coffee – break	
заседание 7А	<u>Магнитные наноструктуры – 1. Председатель В.Я.Демиховский</u>	
17 00 17 20	Пятаков А.П. ^{1,2}	51
17.00-17.20	¹ Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, ² Институт	51
	Общей Физики РАН, Москва, Россия	
	Спинтроника без токов	

17.20-17.40	А.В.Хвальковский, К.А.Звездин, А.К.Звездин Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия	
	Индуцированное током движение доменной стенки как новая концепция переключения элементов магнитной памяти.	
17.40-18.00	С.Н.Вдовичев, Б.А.Грибков, С.А.Гусев, А.Ю.Климов, В.Л.Миронов, В.В.Рогов, <u>А.А.Фраерман</u> Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия Маснитосопртивление многослойных ферромаснитных наночастии	52
18.00-18.20	О.Г.Удалов, А.А.Фраерман, Е.А.Караштин Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия "Топологический" эффект Холла в средах с некомпланарным	54
18.20-18.40	распределением намагниченности <u>А.И.Морозов</u> , И.А.Морозов Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Россия	56
	"Трехслойные" доменные стенки в фрустрированных спин-вентильных системах.	
18.40-19.00	<u>Луцев Л.В.</u> ¹ , Стогний А.И. ² , Новицкий Н.Н. ² ¹ ОАО НИИ "Феррит-Домен", Санкт-Петербург, Россия ² Институт Физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, Минск, Беларусь	58
	Эффект инжекционного магнитосопротивления в магнитных наноструктурах.	
заседание 7Б	Рентгеновская оптика – 2. Председатель В.А. Бушуев	
17.00-17.20	<u>С.В.Кузин</u> , С.А.Богачев, И.А.Житник, С.А.Шестов, В.А.Слемзин, А.В.Митрофанов, Н.К.Суходрев, А.А.Перцов, А.П.Игнатьев, О.И.Бугаенко, Ю.С.Иванов, А.А.Рева, М.В.Зыков, А.Е.Ульянов, С.Н.Опарин, А.Н.Гончаров, Т.А.Шергина Физический Институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия	
	Эксперимент ТЕСИС по рентгеновской изображающей спектроскопии	
17.20-17.40	Солнца на спутнике КОРОНАС-Фотон Д.Г.Волгунов ¹ , Б.А.Володин ¹ , С.А.Гусев ¹ , С.Ю.Зуев ¹ , М.Н.Дроздов ¹ , З.Л.Кожевникова ¹ , Е.Б.Клюенков ¹ , <u>А.Я.Лопатин¹</u> , В.И.Лучин ¹ , А.Е.Пестов ¹ , Н.Н.Салащенко ¹ , Н.Н.Цыбин ¹ , Н.И.Чхало ¹ , Л.А.Шмаенок ² ¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия ² PhysTech, Vaals, Netherlands	60
	Многослойные свободновисящие фильтры с рабочей апертурой до 160 мм для стенда проекционной FUV нанодитографии	
17.40-18.00	С.Ю.Зуев ¹ , С.В.Кузин ² , А.Я.Лопатин ¹ , В.И.Лучин ¹ , <u>В.Н.Полковников</u> ¹ , Н.Н.Салащенко ¹ , Л.А.Суслов ¹ , Н.Н.Цыбин ¹ , С.В.Шестов ² ¹ Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия	62
18.00-18.20	Свойства многослойной оптики для рентгеновской астрофизики. <u>И.А.Артюков¹</u> Е.А.Бугаев ² , А.В.Виноградов ¹ , Д.Л.Воронов ² , Е.М.Гулликсон ³ , А.Ю.Девизенко ² , Ю.С.Касьянов ⁴ , В.В.Кондратенко ² , Р.М.Фещенко ¹ ¹ Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН. Москва. Россия	64
	 ² НТУ «Харьковский политехнический институт», Харьков, Украина ³ Национальная лаборатория им. Лоуренса, Беркли, США ⁴ Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия Многослойная оптика для микроскопии в углеродном окне (4,5 - 5 нм) 	
18.20-18.40	Н.В.Коваленко, А.А.Легкодымов, В.В.Лях, <u>А.Д.Николенко</u> , В.Ф.Пиндюрин, В.А.Чернов Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия Исследование оптических элементов в мягком рентгеновском диапазоне на станции КОСМОС с использованием СИ на накопителе ВЭПП-4	
18.40-19.00	Н.Н.Салащенко, М.Н.Торопов, <u>Н.И.Чхало</u> Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия Физические ограничения точности измерений интерферометров с дифракционной волной сравнения	66

17.00	2 стендовая сессия: Полупроводниковые наноструктуры, нанофотоника
-------	---

	18 марта	
заседание 8	Сверхпроводящие наноструктуры – 2. Председатель А.С.Мельников	
9.30 - 10.00	Ю.В.Копаев	
	Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия	
	Природа волн плотности пар в купратах.	
10.00 - 10.30	М.В.Садовский	
	Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия	
	Новые сверхпроводники на основе FeAs.	
10.30 - 11.00	V.V.Kabanov Josef Stefan Institute, Liubliana, Slovenia	68
	Kinetics of hot electrons in metals and superconductors: Theory and	
	experiments	
11.00 - 11.30	Coffee – break	
11.00 11.90	Оптоэлектронные свойства наноструктур – 4. Предселатель С.В.Зайнев-Зотов	
заседание 9А	$\frac{1}{2} = \frac{1}{2} = \frac{1}$	
11.30 - 12.00	В.Я.Алешкин ¹ , А.В.Антонов ² , В.И.І авриленко ⁴ , <u>Л.В.І авриленко⁴</u> , Б.Н.Звонков ²	70
	Институт физики микроструктур РАН, Нижнии Новгороо, Россия ² Инивероподаний государствонный учиварситет им. Н.И. Побливосиого	
	Пижегорооскии госуоирственный университет им. П.И.Лооичевского, Нижний Наегород Россия	
	Пажнии Повгороо, Госсия Резонансы Фано в спектре примесной фотопроволимости объемного л-	
	GaAs и напряженной гетероструктуры <i>p</i> -InGaAs/GaAsP	
12.00 - 12.20	<u>А.В.Германенко¹</u> , Г.М.Миньков ^{1,2} , О.Э.Рут ¹ , А.А.Шерстобитов ^{1,2}	72
12:000 12:20	¹ Уральский государственный университет им. А.М.Горького, Екатеринбург,	, =
	Россия	
	² Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия	
	Ренормализация вклада электрон-электронного взаимодействия в	
	проводимость двумерного электронного газа	
12.20 - 12.40	<u>В.П. ЕВТИХИЕВ</u> , Г.І. ЗЕГРЯ, А.С. ШКОЛЬНИК Учразноданна Родсийской акадамии исту Физико тахницасний институт им	
	з чрежоение Госсийской икиоемий ниук Физико-технический институт им. А Ф. Иоффе РАН	
	Рекомбинационные процессы в квантоворазмерных гетероструктурах	
	АзВъ.	
12.40 - 13.00	В.Я.Алешкин ¹ , А.А.Дубинов ¹ , В.И.Рыжий ²	74
	² University of Aizu, Aizu-Wakamatsu	
	О возможности создания терагерцового лазера на одно и двухслойном	
13.00 - 13.20	<u>Д.Р.Хохлов</u> ⁴ , А.В.Галеева ⁴ , Л.И.Рябова ⁴ , А.В.Никорич ² , С.Д.Ганичев ³ ,	76
	С.Н.Данилов', В.В.Бельков'	
	Московскии госубирственный университет им. М.Д.Ломоносови, москви,	
	² Институт прикладной физики АН Молдовы. Кишинев, Молдова	
	³ Физический факультет, университет Регенсбурга, Германия	
	⁴ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург,	
	Россия	
	Магнитофотогальванический эффект в Pb1-xSnxTe(In) при воздействии	
	мощного терагерцового лазерного излучения.	
13.20 - 13.40	В.А.Шалыгин', Л.Е.Воробьев', <u>Д.А.Фирсов'</u> , В.Ю.Паневин', А.Н.Софронов',	78
	1. A.Menehtbeb', S.Suihkonen', H.Lipsanen'	
	С11етероургскии госуоарственный политехнический университет, Санкт- Петербург, Россия	
	² Helsinki University of Technology, Finland	
	Эмиссия терагерцового излучения из GaN ри уларной ионизации лоноров	
	в электрическом поле	
	•	

заседание 9Б	Магнитные наноструктуры – 2. Председатель В.Л. Аксенов	
11.30 - 12.00	Ю.В. Никитенко	80
	Объединённый институт ядерных исследований, Лаборатория нейтронной	
	физики им. И.М. Франка, Дубна	
	Возможности нейтронных исследований характеристик магнитного слоя в	
	осциллирующем магнитном поле	
12.00 - 12.20	$\underline{B},\underline{K}\underline{V}\underline{P}\underline{H}\underline{H}$	82
	Институт физики микроструктур РАН, Нижнии Новгороо, Россия.	
	гезонансные магнитооптические эффекты в наноперфорированных ферромогнити их плениех	
12 20 12 40	\mathbf{W} А Андреева ¹ Е Е Одинцова ¹ А Г Смехова ² F Wilhelm ² M Jergel ³	81
12.20 - 12.40	E. Maikova ³ , B.Szymanski ⁴ , C.Dufour ⁵ , K.Dumesnil ⁵ , A.Rogalev ²	04
	¹ Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия	
	² European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France	
	³ Institute of Physics SAS, Bratislava, Slovak Republic	
	⁴ Institute of Molecular Physics PAN, Poznan, Poland	
	⁵ Laboratoire de Physique des Matériaux, Université H.Poincaré-Nancy Vandoeuvre	
	les Nancy Cedex, France	
	Исследования магнитных свойств многослойных пленок с помощью	
	рентгеновского излучения круговой поляризации С. р. Зайная ¹ р. п. Китаная силий ¹ М. р. Панании ² Ю. А. Паниная ² П. Г. Панина ²	
12.40 - 13.00	<u>С.В. заицев</u> , В.Д.Кулаковский, М.В.Дорохин, Ю.А.Данилов, П.Б.Демина, $O = P_{\text{импор}^2}$ F. H. 2 роцисор ²	86
	O. D.	
	² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГV Нижний	
	Науто исслеобоителоский физико техни секий инетитут 1111 5, 11ижений Новгород. Россия	
	Магнитооптика ферромагнитных гетероструктур InGaAs/GaAs с	
	туннельно-близким б-слоем Mn.	
13.00 - 13.20	<u>Е.С.Демидов¹</u> , В.В.Подольский ² , В.П.Лесников ² , М.В.Сапожников ³ ,	88
	Б.А.Грибков ³ , Д.О.Филатов ¹ , С.Н.Гусев ¹ , С.А.Левчук ¹	
	¹ Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского,	
	Нижний Новгород, Россия	
	² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний	
	Новгороо, Россия ³ Иналият филими инипоструктир РАН, Низаний Новгород, Волена	
	институт физики микроструктур г AII, Пижний Повгороо, г оссия Осехаемии не из дезерной и дезмы и ненорезмерни не сдои ферромегнетии их	
	Осажденные из лазерной плазмы наноразмерные слой ферромагнетиных полупроволников и сплавов Гейслера на основе кремния германия и 3d-	
	металлов Cr. Mn. Fe и Co	
1320 - 1340	Р.И.Хайбуллин ¹ , В.В.Базаров ¹ , Ю.Н.Осин ¹ , Ш.З.Ибрагимов ² , Л.Р.Тагиров ^{1,2}	90
15.20 15.10	¹ Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, Казань, Россия	20
	² Казанский государственный университет, Казань, Россия	
	Влияние кислородных вакансий на ферромагнетизм	
	магниторазбавленных оксидных полупроводников	
13.40 - 15.00	Перерыв	
заседание 10	Магнитные наноструктуры – 3. Председатель В.В. Устинов	
15.00 - 15.30	В.Л.Аксенов	91
10.00 10.00	Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва,	71
	Объединенный институт ядерных исследований, Дубна	
	Нейтроны в нанодиагностике и исследованиях наноматериалов	
15.30 - 16.00	А.А.Бухараев 1,2	93
	' Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН,	
	Казань,	
	Казанскии государственный университет, Казань	
	Современные экспериментальные исследования по перемагничиванию напоструктур сниц по даризования им током	
16.00 16.20	апоструктур спин-поляризованным током. А М. Шикин	05
10.00 - 10.30	С Петербургский госуниверситет. СПетербург. Россия	93
	Эффекты индуцированной спиновой поляризации квантовых состояний в	
	низкоразмерных слоистых системах на основе магнитных и немагнитных	
	металлов	

	19 марта	
заседание 11	Оптоэлектронные свойства наноструктур – 5. Председатель С.Г. Тиходеев	
9.30 - 10.00	Ю.Е.Лозовик	
	Институт спектроскопии РАН, Моск.обл., Троицк	
10.00 10.20	Когерентные фазы и коллективные своиства графеновых структур. А А Торопов Т.В. Шубина В.Н. Жмерик С.В. Иванов	07
10.00 - 10.30	ФТИ им. А.Ф. Иовфе РАН. Санкт-Петербург, Россия	97
	Y. Ogawa, F. Minami	
	Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Tokyo, Japan	
	Плазмонное усиление одиночных экситонных переходов в InGaN	
10.30 - 11.00	<u>Т.В.Мурзина</u> ¹ , И.А.Колмычек ¹ , А.А.Никулин ¹ , Е.А.Ганьшина ¹ ,	98
	U.А.Акципетров, А.Себопаda, U.А.Пиенеs 1 МГУ им. M.В. Домоносова. Москва. Россия	
	² Instituto de Microelectrónica de Madrid. IMM (CNM-CSIC), Madrid, Spain	
	Плазмонные эффекты в нелинейно-оптическом отклике магнитных	
	наноструктур	
11.00 - 11.30	Coffee - break	
заседание 12А	Рентгеновская оптика – 3. Председатель А.Б. Савельев	
11.30 - 12.00	I.Kozhevnikov ^a , L.Peverini ^b , E.Ziegler ^b	100
	^a Institute of Crystallography, Moscow, Russia	
	[°] European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France	
	Exact Solution of the Phase Problem in <i>in-situ</i> X-Ray Reflectometry of a Crowing Lovered Structure	
12.00 - 12.20	В А Бушуев А Г Шабалин	102
12.00 - 12.20	<u>— Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва,</u>	102
	Россия	
	Влияние пространственной когерентности рентгеновского излучения на	
10 00 10 10	зеркальное отражение от многослойных зеркал.	104
12.20 - 12.40	А.Д.Ахсахалян Институт дизики микроструктур РАН И Новгород Россия	104
	Исследования в области создания фокусирующих многослойных	
	рентгеновских зеркал	
12.40 - 13.00	<u>В.И.Пунегов</u> ¹ , Д.В.Сивков ¹ , А.А.Ломов ²	106
	² Коми Научный Центр УрО РАН, Сыктывкар, Россия	
	Институт кристаллографии РАН, Москва, Россия Лифракция рентгеновских лучей на многослойных пористых структурах	
13.00 - 13.20	Э.В. Суворов. И.А. Смирнова	108
15.00 - 15.20	<u>——————</u> , част страта Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия	100
	Межветвевое рассеяние в сильно искаженной области упругого поля	
	дефекта	
13.20 - 13.40	<u>Д.В. Рощупкин</u> , Д.В. Иржак [*] , Д.В. Пунегов [*] , Р.Р. Фахртдинов [*] , А.І. Егко [*] ,	110
	L.Olicga ¹ Vupeждение Российской академии наук Институт проблем технологии	
	микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия	
	² BESSY GmbH, Berlin, Germany	
	³ Institut Néel CNRS, Grenoble cedex 09, France	
	Исследование сегнетоэлектрических доменных структур в кристаллах	
	LINDO3 И LITAO3 С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАООРАТОРНЫХ И СИНХРОТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	
заселание 12Б	Сверхпроводящие наноструктуры – 3. Председатель Л.Р. Тагиров	
11.30 - 12.00	N.Chtchelkatchev ^{1,2,3} , A.Glaz ³ , T.Baturina ⁴ and V.Vinokur ³	112
11.30 - 12.00	¹ Институт Теоретической Физики им. Л.Д.Ландау РАН, Москва, Россия	112
	² Московский Физико-Технический Институт, Москва, Россия	
	³ Argonne National Laboratory, Argonne, IL, USA	
	Институт Физики Полупроводников, Новосибирск, Россия	
	многократное Андреевское отражение в массивах сверхпроводящих контактов	
	AVII I AKI VB	

12.00 - 12.20	<u>М.Л.Полянский^{1,2}</u> , Е.С.Йесперсен ² , К.Соренсен ² , К.Фленсберг ² , Й.Нюгард ² ¹ Niels Bohr International Academy, Niels Bohr Institute, Copenhagen, Denmark ² Nano-Science Center, Niels Bohr Institute, Copenhagen, Denmark	114
12.20 - 12.40	Мезоскопические флуктуации кондактанса в SNS-структурах. Д.А.Иванов ¹ , <u>Я.В.Фоминов</u> ² , М.А.Скворцов ² , П.М.Островский ^{3,2} ¹ Institute of Theoretical Physics, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), Lausanne, Switzerland	116
	институт теоретическои физики им. л.д.Ланоау РАН, Черноголовка, Московская обл., Россия ³ Institut für Nanotechnologie. Forschungszentrum Karlsruhe. Karlsruhe. Germanv	
	Эффективное рассеяние с переворотом спина в диффузных SN и SF	
	системах с магнитным беспорядком	
12.40 - 13.00	<u>Д.А.Рыжов</u> , А.С.Мельников, М.А.Силаев	117
	институт физики микроструктур ГАП, Пижнии повгороо, Госсия Покальная плотность состояний в вихревых структурах в	
	локальная плотпость состояний в вихревых структурах в мезоскопических сверхпроволниках	
13.00 - 13.20	M.A.Silaev ¹ , T.Yokoyama ² , J.Linder ³ , Y.Tanaka ² , A.Sudbø ³	119
10.00 10.20	¹ Institute for Physics of Microstructures, RAS, Nizhny Novgorod, Russia	,
	² Department of Applied Physics, Nagoya University, Nagoya, Japan	
	³ Department of Physics, Norwegian University of Science and Technology,	
	Trondheim, Norway	
	I unnering conductance and local density of states in chiral superconductors under the influence of an external magnetic field	
13.20 - 13.40	М.Ю.Куприянов. Н.Г.Пугач. А.В.Веляев	121
15.20 - 15.40	МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва , Россия	121
	Необычные свойства неоднородных контактов Джозефсона с	
	ферромагнитной прослойкой и их массивов	
13.30 - 15.00	Перерыв	
заседание 13	Сверхпроводящие наноструктуры – 4. Председатель М.В. Садовский	
15.00 - 15.30	В. Т. Петрашов	
	University of London, Royal Holloway, Egham, Surrey, UK	
	Электронный транспорт в гибридных планарных металлических	
	Hahocrpykrypax $ HK 1^2 PK 1^2 CO 1^2$	
15.30 - 16.00	A.C.Сидоренко [*] , В.И.Здравков [*] , J.Kenrle [*] , К.Morarl [*] , G.Obermeier [*] , S.Gsell [*] ,	122
	И.Senieck, С.Iчинег, S.Hoin, В.В.I язанов, <u>Э.Г. Гагиров</u> , К.Нисску ¹ Институт электронной инженерии индустриальных технологий АНМ	
	Кишинев, Молдова	
	² Institut für Physik, Universität Augsburg, Augsburg, Germany	
	³ Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия	
	⁴ Кафедра физики твердого тела, Казанский государственный университет,	
	Казань, Россия	
16.00 16.20	$B B P g_{22} H O B^1 B A O G O 2 H O B^1 B B E O D F C H O B O C T O D G D B A C C T O D C U N I B C C T O D C D C D C D C D C D C D C D C D C D$	122
10.00 - 10.30	$\underline{D.D.T}$ A.B. YCTUHOB ²	125
	¹ Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела,	
	Черноголовка, Россия	
	² Институт физики Университета Карлсруэ, Германия	
	Сверхпроводящие фазовые инверторы и их применение в цифровой и	
16 20 17 00	квантовои логике.	
16.30 - 17.00	Coffee - break	
заседание 14А	Оптоэлектронные своиства наноструктур – 6. Председатель В.В. Бельков	
17.00-17.20	<u>Г.В.Бенеманская</u> , С.В.Иванов, М.Н.Лапушкин, С.Н.Тимошнев, Н.М.Шмидт	125
	Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, СПетербург, Россия	
	Создание аккумуляционных нанослоев на поверхности n-GaN(0001) и n- InCoN(0001)	
17.00.17.40	поалу(иии) Ломпанева Я.В. Замопянская М.В. Попова Т.Б.	107
1/.20-1/.40	Учреждение Российской Академии Наук Физико-технический институт им	12/
	А.Ф.Иоффе РАН, СПетербург, Россия	
	Диагностика наноразмерных систем и структур на основе нитридов	

17.40-18.00	<u>Э.А.Штейнман,</u> А.Н.Терещенко, А.И.Шалынин	
17.10 10.00	Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия	
	Особенности образования и пространственного распределения	
	термодоноров в Cz-Si с дислокациями	
18 00-18 20	А.А.Ежевский, А.В.Сухоруков, Д.В.Гусейнов, А.В.Гусев*	129
10.00-10.20	Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, *ИХВВ	127
	РАН. Нижний Новгород. Россия	
	Анизотропия донорного состояния электрона на фосфоре в напряженных	
	кластерах в кремнии при низких температурах	
10 20 10 40	$3 \oplus K$ расильник ¹ К F Куллявцев ¹ Л Н Побанов ¹ А В Новиков ¹	121
18.20-18.40	C B Оболенский2 B B Платонов3 Л B Шенгуров1 A H Яблонский1	131
	1 Mucmumum duquvu muknocmmukmun P4H Huveuuŭ Hoezonod Poccug	
	² ННГV им. Н.И. Побацавского, Нижний Новгород, Россия	
	³ Сародский физико точницаский институт Сарод Россия	
	Сировский физико-технический институт, Сиров, Госсия В настический склание на растательности и онатический	
	Блияние неитронного облучения на электрофизические и оптические стойоть с типости состанието Соб!/6! тотор сотполнити	
	своиства низкоразмерных GeSi/Si гетероструктур $V D C = 12^{1/2}$ IO E Demonstruct ^{1/2} A D Питерист ^{1/2} D D Owerer ^{1/2}	
18.40-19.00	<u>K.B.C.MUPHOB</u> ^{\prime} , H.B.BAXTOMUH ^{\prime} , A.B.ДИВОЧИИ ^{\prime} , P.B.OweroB ^{\prime} ,	133
	И.В.Пентин, Е.В.Сливинская, М.А. Гархов [*] , Г.Н. Гольцман	
	Московскии педагогическии государственный университет, Москва, Россия	
	ЗАО «Сверхпровоониковые нанотехнологии», Москва, Россия	
	Однофотонные приемники оптического и инфракрасного излучения на	
	основе NbN наноструктур.	
заседание 14Б	Зондовая микроскопия и общие свойства наноструктур – 3. Председатель	
	А.В.Латышев	
17.00-17.20	<u>Д.Ю.Усачёв</u> ¹ , В.К.Адамчук ¹ , А.М.Добротворский ¹ , А.М.Шикин ¹ ,	135
	A.Ю.Варыхалов ^{1,2} , O.Rader ²	
	¹ Санкт-Петербургский Государственный Университет, СПетербург, Россия	
	² BESSY, Berlin, Germany	
	Углеродные структуры на поверхностях никеля	
17.20-17.40	А.М.Ярыжнов, В.М.Корнилов, <u>А.Н.Лачинов</u>	137
	Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Уфа, Россия	
	Создание и исследование наноразмерных областей в аморфной	
	полимерной пленке зондовыми методами	
17 40-18 00	С.А.Ковалевский, Ф.И.Далидчик, <u>М.В.Гришин</u> , А.К.Гатин	139
17.10 10.00	Институт химической физики им. Н.Н.Семенова РАН, Москва, Россия	
	Туннельная спектроскопия тонких оксидных пленок на поверхности	
	поликристаллического титана	
18 00-18 20	Б.Н.Миронов, С.А.Асеев, Чекалин С.В.	141
10.00-10.20	Институт спектроскопии Российской академии наук, Моск. обл., Троиик,	111
	Россия	
	Микроскопия проволящего полимера полианилин с нанометровым	
	пространственным разрешением	
10 20 10 40	V V Talanov	
18.20-18.40	Solid State Measurements Inc. USA	
	An accurate lumped element model for near-field microwave microscopy of	
	hulk and thin film materials	
10 10 10 00	5 B Authouse 1^{1} B B Uspres ¹ K Tutt e^{2} F Kuppeu ² T Matt te^{2}	142
18.40-19.00	<u>Б.Б.Андрошечкин</u> , Б.Б. теркез, К.Дидве, Б.Киррен, Д. Малыге 1 Ииститут общей физики им Л М Прогорова РАН. Москва, Россия	143
	² Паборатория физики им.н.т.трохорови 1 ни, моской, 1 оссия	
	Либоритория физики митериалов, у ниверситет Пинси, Пинси, Фринция. Ниркотомпоратуриод самоорганизация атомор удора на нороруности	
	пизкотемпературная самоорганизация атомов хлора на поверхности А(111)	
17.00	3 стендовая сессия: Магнитные и сверхпроводящие наносистемы	
	20 марта	
расаланиа 15 Л	Зонловая микроскопия и общие свойства наноструктур – 4 Председатель	
заседание ТЗА	А.А.Бухараев	
0 30 0 50	<u></u>	1/15
7.30 - 7.30	НВ Гришенко ЮВ	143
	Институт кписталлографии им А В Шубишкова РАН Москва Россия	
	Влияние статического заряла на формилова и или, послов, госсия Влияние статического заряла на формилование АСМ_изображений	
	лаверунасти познектрикав	
	поверлиости дизнектриков	

9.50 - 10.10	В.Я.Шур Уральский государственный университет им. А.М. Горького, Екатеринбург,	146
	Россия	
	Кинетика нанодоменных структур в сегнетоэлектриках.	
10.10 - 10.30	Д.О.Филатов, М.А.Ланшина, А.А.Заоалуев, <u>П.А.Бородин</u> , А.А.Бухараев	
	Пижегорооский госуойрственный университет, Пижний Повгороо, Госсия ² Карананий фирико тахницааний инатитут КНИ РАН. Караш. Россия	
	Кизинский физико-технический институт КПЦ ГАП, Кизинб, Госсия Исследование докаль ной плотности даронных состояний в крантовых	
	исследование локальной плотности дырочных состояний в квантовых тонкох In As/Co As мототом комбинированной ACM/CTM	
10.20 10.50	B B Coupanop ^{1,2} Π H Snyukop ^{1,2} H H Conneep ¹ B M Jaumatop ¹	140
10.30 - 10.30	$\underline{D.D.1.0H4apos}$, $11.11.0pyHkos$, $11.10.10pdccs$, $D.M.1ah1pa10s$, H A Kathowhkid ¹ C A Muhtaupos ¹ F C Cemehoga ¹ C F Kohhukog ¹	149
	l Физико-Технический институт им А Ф Иоффе Санкт-Петербург Россия	
	² СПбГПУ. Санкт-Петербург, Россия	
	Формирование упорядоченного массива InAs квантовых точек на	
	поверхности п-GaAs с использованием метола локального СЗМ -	
	оксилирования	
заселание 15Б	Сверхпроводящие наноструктуры – 5. Председатель В.В. Рязанов	
0.20 0.50	M Ю Михайдов ¹ A С Похида ¹ A С Сиваков ¹ В П Колесник ³ В А Селезнев ²	151
9.30 - 9.30	$\frac{M(10)}{M}$ A Tapyor ² Γ H Γ OTHIMAH ²	131
	¹ Физико-технический институт низких температур им. Б И Веркина НАН	
	Украины. Харьков. Украина	
	² Московский педагогический государственный университет. Москва. Россия	
	³ Наииональный аэрокосмический университет им. Н.Е.Жуковского "ХАИ".	
	Харьков, Украина	
	Дискретные резистивные состояния в ультратонких сверхпроводящих	
	пленках NbN И MoRe	
9.50 - 10.10	С.В.Бенгус ^{1,2} , М.Ю.Михайлов ¹ , Е.И.Бухштаб ³ , Н.Я.Фогель ³ , А.Ю.Сипатов ⁴ ,	153
	А.Ю.Аладышкин ⁵ , Е.Е.Пестов ⁵ , Ю.Н.Ноздрин ⁵ , <u>О.И.Юзефович^{1,2,3}</u>	
	¹ Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина,	
	Харьков, Украина	
	³ International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures,	
	Wroclaw, Poland	
	² Solid State Institute, Technion, Haifa, Israel	
	4Национальный технический университет ХПИ, Харьков, Украина	
	Чнститут физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Сверхпроводящие свойства двухслойных полупроводниковых	
	гетеростуктур и сверхрешеток А"В" с наноразмерными проводящими	
10.10 - 10.30	<u>А.М.Клушин'</u> , В.А.Маркелов [*] , М.Ю.Левичев [*] , В.В.Курин [*]	155
	Institute for Bio- and Nanosystems, Forschungszentrum Julich GmbH, Julich,	
	Germany	
	институт физики микроструктур РАН, Н.Новгороо, Россия	
	многоконтактные джозефсоновские системы: от квантовых источников	
10.20 10.50	постоянного напряжения до генераторов тт ц излучения В В Куриц А В Цигицер	1.67
10.30 - 10.50	В.Б.Курип, <u>А.Б. ининсь</u> Институт физики микроструктур РАН Низений Новзород Россия	157
	Пиститут физики микроструктур ГАП, Пижний Побсороо, Госсия Возбужление линейных волн в споистых сверупроволниках лвижущимися	
	решетками пжозефсоновских вихоей	
11.00 11.20	Coffee brock	
11.00 - 11.50	Cojjee – oreak	
заседание 16А	<u>Оптоэлектронные свойства наноструктур – 7. Председатель В.Я. Алешкин</u>	
11.30 - 12.00	В.С.Багаев ¹ , В.В.Зайцев ¹ , <u>В.С.Кривобок¹</u> , Д.Н.Лобанов ² , С.Н.Николаев ¹ ,	159
	А.В.Новиков ² , Е.Е.Онищенко ¹	
	Физический институт имени П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия	
	Чнститут физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Механизмы излучательной рекомбинации и фазовые переходы в	
	квантовых ямах Si _{1-x} Ge _x /Si	

12.00 - 12.20	<u>Н.В. Байдусь</u> ¹ , М.И. Василевский ² , М.В. Дорохин ¹ , Б.Н. Звонков ¹ ¹ НИФТИ ННГУ, Нижний Новгород, Россия ² Университет Миньо, Португалия	161
	Температурные зависимости фото- и электролюминесценции как метод	
	исследования квантово-размерных гетероструктур	
12.20 - 12.40	<u>В.А. Беляков¹</u> , R. Lockwood ² , A. Meldrum ² , В.А. Бурдов ¹	163
	Чижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского	
	² University of Alberta, Edmonton, AB, Canada	
12.40 - 13.00	Энергообмен и релаксация в ансамблях кремниевых нанокристаллов <u>М.Н.Дроздов</u> ¹ , Ю.Н.Дроздов ¹ , Д.А.Пряхин ¹ , В.И.Шашкин ¹ , П.Г.Сенников ² , Х Й.Поль ³	165
	¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия ² Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия	
	³ VITCON Projektconsult GmbH, Germany	
	Количественный безэталонный анализ содержания изотопов ^{28,29,30} Si в	
	структурах кремния с модифицированным изотопным составом методом ВИМС на установке TOF.SIMS-5	
13.00 - 13.20	В.И. Шашкин, <u>Н.В. Востоков</u> , А.В. Мурель	167
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Барьерные и инжекционные механизмы нелинейности тока в детекторных диодах Мотта	
заседание 16Б	Магнитные наноструктуры – 4. Председатель А.А.Фраерман	
11.30 - 12.00	<u>А.К.Муртазаев</u> ¹ , К.Ш.Хизриев ¹ , В.М.Уздин ²	169
	Институт физики Дагестанского НЦ РАН, Махачкала, Россия	
	² Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,	
	Россия	
	Магнитное упорядочение в модели сверхрешетки Fe ₂ /V _n /Fe ₃ с	
	отрицательным межслоиным ооменным взаимодеиствием $IO = V_{M} r_{M} r_$	
12.00 - 12.20	<u>Ю.Б.Кудасов</u> , А.С.Коршунов, Б.П.Павлов, А.Д.Маслов	171
	Сировский Госубирственный Физико-Технический Институт, Сиров, Госсия ² Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИ ЭФ Саров Россия	
	Пинамика намагниценности изопированных изинговских непоцек и их	
	динамика намагииченности изолированных изинговских ценочек и их решеток	
12 20 12 40	В Я Лемиховский ГМ Максимова Е В Фролова	173
12.20 - 12.40	<u>— элидеминовении</u> , ганичаютнова, влэг чролова Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского.	175
	Н.Новгород. Россия	
	Эволюция электронных волновых пакетов в структурах со спин-	
	орбитальным взаимодействием Рашбы и в графене	
12.40 - 13.00	А.А.Перов	175
	Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского,	
	Нижний Новгород, Россия	
	Целочисленный квантовый эффект Холла в двумерных	
	полупроводниковых решеточных структурах со спин-орбитальным	
	взаимодействием	
13.00 - 13.20	<u>В.А.Сабликов</u> , А.А.Суханов	177
	Институт радиотехники и электроники РАН, Фрязино, Моск. обл., Россия	
	Краевые спиновые токи в двумерном электронном газе со спин-	
	орбитальным взаимодействием	
13.20 - 13.40	B.B.BAJLKOB, C.B.AKCEHOB	179
	институт физики им. л.в.киренского СО РАН, г. Красноярск,	
	Сиоирскии феоеральный университет, г.Красноярск	
	эффекты неупругого гранспорта электрона через потенциальный рельеф спинового лимера в мягнитном поле	
	ennosoro Ansiepu o sui intritosi none	

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

№ стенда	16 марта, понедельник – 1 стендовая сесския	стр.
	РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА	
Пн 1	С.С.Андреев, <u>М.М.Барышева</u> , Ю.А.Вайнер, С.А.Гусев, М.Н.Дроздов, С.Ю.Зуев, А.Е.Пестов, В.Н.Полковников, Д.Н.Рогачев, Н.Н.Салащенко, Н.И.Чхало Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия	181
	изготовление и исследование многослоиных структур на основе соединении лантан-карбил бора.	
Пн 2	<u>М.М.Барышева,</u> А.М.Сатанин, Н.И.Чхало Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия	183
	Проблема искажения изображения в оптических схемах, образованных	
Пн 3	многослойными зеркалами. <u>Е.А.Вишняков</u> , С.В.Кузин, А.А.Перцов, Е.Н.Рагозин, А.А.Рева, А.А.Ульянов, С.В.Шестов	184
	Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия Спектральные характеристики элементов рентгеновской оптики в	
	космическом эксперименте ТЕСИС	
Пн 4	И.А.Дорофеев	186
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	О дифракции полей с разными корреляционными свойствами на системе	
Пн 5	отверстий в экране. <u>М.Н.Дроздов¹</u> , Ю.Н.Дроздов ¹ , Е.Б.Клюенков ¹ , В.И.Лучин ¹ , А.Я.Лопатин ¹ , Н.Н.Цыбин ¹ , Л.А.Шмаенок ²	188
	¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия ² PhysTech, Vaals, The Netherlands	
	Анализ методом ВИМС распределения элементов в свободновисящих	
Π., 6	фильтрах ЭУФ Al/Si и Zr/ZrSi ₂ и их деградации при отжиге М.Н. Проздов, Ю.Н. Проздов, М.М.Баришева, В.Н.Подкоришков, Н.И.Иуада	100
пно	<u>М.п.дроздов</u> , Ю.п.дроздов, М.М.Барышева, Б.п.Полковников, п.н. чхало Институт физики миклоструктур РАН. Ниусний Новгород. Россия	190
	Инимизация матричных эффектов при послойном анализе многослойных	
	металлических наноструктур La/B ₄ C методом ВИМС путем использования	
	кластерных вторичных ионов	
Пн 7	А.А.Ахсахалян, А.Д.Ахсахалян, Ю.А.Вайнер, <u>М.В.Зорина</u> , В.А.Муравьев, Н.Н.Салащенко.	192
	Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия	
	Измерение в расходящемся рентгеновском пучке профиля и кривизны	
п., е	многослоиных зеркал цилиндрической формы.	104
1111 0	<u>Сло. зусь</u> , ил. забродин, п.н. ихало Институт Физики Микроструктур РАН Нижний Новгород Россия	194
	Погрешности измерений угловых и спектральных характеристик	
	отражения/прохождения МС на измерительных стендах рефлектометров с	
Π 0	монохроматорами типа PCM-500 $\Lambda = 500^{2}$ П Пенеро 2 П	106
1111 9	А.ерко, Д.иржак, Г.Опеда, <u>Д.пунегов</u> , Д.Рощупкин, Р.Фахртдинов ¹ BESSY GmbH, Берлин, Германия	190
	² Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии	
	микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия ³ Institut Neel, CNRS, Гренобль, Франция	
	Исследование пьезоэлектрического эффекта в кристаллах танталата лития	
Π., 10	методом ЕХАРЅ спектроскопии П.Р.Ирукак, П.Р.Пинарар, П.Р.Ронициии, Р.Р.Стариар	100
11H IV	д.р. киржак, д.р. пунегов, д.р. гощупкин, В.В. Старков Упреждение Российской академии наук Институт проблем технологии	198
	з чрежоение 1 оссийской икаоемии наук институт проолем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН Чериоголовка Россия	
	Макромскироники и особочистом митериилов 1 411, Терпоголовки, 1 оссия Исслелование структур из кремния с периолически изменяющейся	
	пористостью методами рентгеновской дифрактометрии	

Пн 11	<u>I.Kozhevnikov</u> ^a ,B.Lantz ^b , C.Montcalm ^b	200
	^a Institute of Crystallography, Moscow, Russia	
	^b XENOCS. Sassenage. France	
	Design of X-Ray Multilayer Mirrors with the Maximal Integral Efficiency	
Пн 12	I Kozhevnikov ^a I. Peverini ^b E. Ziegler ^b	202
1111 12	^a Institute of Crystallography Moscow Russia	202
	^b Furonean Sunchrotron Radiation Facility Grenoble France	
	Development of self-consistent approach to study 3D morphology of a thin film	
Пл 13	A R Maprop B H Tryuuuu	
114 15	<u>Л.Б.Марков</u> , Б.П.Трушин Нириагоподаний государствании й учиварситет им. Н.И. Побановского, Нириний	
	Пижегоровский госубирственный университет им. П.И.Ловичевского, Пижний	
	Поверов, Госсия, Молонирование полой и озолоформаний в кристаниех срудни КDD при	
	моделирование полеи пьезодеформации в кристаллах группы КDF при	
Π., 14	воздеиствии на них постоянным электрическим полем	204
11H 14	А.Б.МИТРОФАНОВ, А.Б.ПОПОВ	204
	Физический институт им. П.Н.Леоеоева РАН, Москва, Россия	
	дифракционная фильтрация излучения волизи краев поглощения стенок	
	рентгеновского волновода	206
Пн 15	М.А.Андреева', А.Д.І рибова', Е.Е.Одинцова', М.М.Борисов', Э.Х.Мухамеджанов'	206
	² Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова	
	² Российский научный центр "Курчатовский институт"	
	Локализация ультратонкого слоя Fe внутри многослойной структуры	
	Nb/Fe/[Mo/Si]*40/стекло методом стоячих рентгеновских волн	
Пн 16	В.Н.Павлов, М.В.Чукалина	208
	Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии	
	микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия	
	Новый метод анализа EXAFS-спектров	
Пн 17	М.М.Барышева, И.Г.Забродин, Б.А.Закалов, И.А.Каськов, Е.Б.Клюенков,	210
	А.Е.Пестов, Н.Н.Салащенко, М.Н.Торопов, Р.А.Храмков, Н.И.Чхало	
	Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия	
	Рефлектометр для изучения оптики в ЭУФ диапазоне	
Пн 18	<u>В.И.Пунегов¹</u> , Д.В.Сивков ¹ , Н.Н.Фалеев ²	212
	¹ Коми Научный Центр УрО РАН, Сыктывкар, Россия	
	² University of Delaware Dept. of Electrical and Computer Engineering, Hall Newark, DE,	
	USA	
	Влияние формы и пространственной корреляции наночастиц на диффузное	
	рассеяние рентгеновских лучей	
Пн 19	Т.А.Сагдуллин, Л.Г.Шабельников, Д.В.Иржак	214
	Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов	
	РАН, Черноголовка, Россия	
	Изучение процессов формирования рентгеновских линз из фотополимеров.	
Пн 20	М.М.Барышева, <u>А.М.Сатанин</u>	216
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Трансформация рентгеновских пучков при отражении от искривленных	
	многослойных покрытий	
Пн 21	B.H.Сивков ¹ , C.B.Некипелов ¹ , K.Kummer ² , D.V.Vyalikh ² , A.Bluher, Merting ³ ,	217
	$\overline{\text{M.Merting}^4}$, S.L.Molodtsov ²	
	¹ Коми научный иентр УрО РАН, Сыктывкар, Россия	
	² Institute of Solid State Physics. Dresden University of Technology. Dresden. Germany	
	³ Martin-Luther-UniversitËat Halle-Wittenberg. Fachbereich Physik. Halle. Germany	
	⁴ BioNanotechnology and Structure Formation Group. Max Bergmann Center of	
	Biomaterials and Institute of	
	Materials Science, Dresden University of Technology, Dresden, Germany	
	Применение титановых фильтров для измерения оптических констант	
	лвумерных самоорганизующихся протейновых структур (S-laver)	
Пн 22	И А Лорофеев Н Н Салашенко А С Скрыль М Н Торопов Н И Чхало	
	Институт дизики микроструктур РАН Низений Ногород Россия	
	Полапизи физики микроструктур 1 лил, пижний повеорой, 1 оссия Полапизационные узрактеристики света, лифрагированного на анертурах	
	поляризационные характеристики света, дифратированного на апертурах порядко плины родицы	
Пн 22	порядка длины волны И А. Смириора Э.В. Суроров	210
111 23	п.п. мирпова Э.Б. Суворов Институт дизики теардого тала РАН Цариоголовка Москооская области. Россия	219
	институт физики твероого тели I AII, черноголовки, московския область, Госсия Изображение дефектор в плоскоролнорой топографии при разном одрожание	
	изооражение дефектов в плосковолновой топографии при разном освещении.	

Пн 24	Н.Н.Салащенко, <u>М.Н.Торопов</u> , Н.И.Чхало	221
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Особенности и методы установки сверхточной оптики в оправы	
Пн 25	<u>В.Н.Трушин</u> , А.С.Маркелов, Е.В.Чупрунов.	223
	Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний	
	Новгород, Россия	
	Расчет частотно-контрастной характеристики рентгеновских изображений	
	формируемых при дифракции рентгеновских лучей от поверхности	
	кристаллов, имеющих колончатую структуру	
Пн 26	Т.Чен	225
	Московская государственная академия тонкой химической технологии им.	
	М.В.Ломоносова, Москва, Россия	
	Обобщенная теория динамической дифракции рентгеновского излучения	
	изогнутыми совершенными кристаллами	
IIH 27	<u>А.Шевелько</u> ¹ , О.Якушев ¹ , С.Бергесон ² , Н.Грэй ² , Л.Найт ² , М.Харрисон ²	227
	² Физический институт им. II.H.Лебедева РАН, Москва, Россия	
	Университет Бригхама Янга, Прово, Юта, США	
	ВУФ спектрометр с пропускающей решеткой для абсолютных измерений	
п оо	интенсивностей в экстремально широком диапазоне спектра (λ=2-250 нм)	220
Пн 28	<u>А.П.Шевелько</u> , $O. \Psi. Якушев$	229
	Физическии институт им. П.Н.Лебебева РАН, Москва, Россия	
	Люминесцентные детекторы на основе ПЗС и ВОД	
	ОВЩИЕ СВОИСТВА ПАПОСТГУКТУГ, СКАНИГУЮЩАЛ ЗОНДОВАЛ МИКРОСКОПИЯ	
	WINKI OCKOTIIDI	
Пн 29	А.Ю.Клоков, А.И.Шарков, Т.И.Галкина, Р.А.Хмельницкий, В.А.Дравин,	230
	А.А.Гиппиус	
	Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия	
	Болометрический приемник, встроенный в объём искусственного алмаза	
Пн 30	<u>А.Г.Рыбкин¹</u> , А.М.Шикин ¹ , В.К.Адамчук ¹ , А.Ю.Варыхалов ^{1,2} , O.Rader ²	232
	¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия	
	² BESSY, Berlin, Germany	
	Влияние особенностей электронной структуры подложки на спектры	
	квантовых электронных состояний в тонких пленках простых (Al) и	
	благородных (Au, Cu) металлов.	
Пн 31	С.А.Булгакова ¹ , <u>С.А.Гусев²</u> , Е.В.Скороходов ²	234
	¹ Научно-исследовательский институт химии НГУ им. Н.И.Лобачевского, ²	
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Характеристики позитивных резистов для электронной литографии на основе	
	ПММА	
Пн 32	Агеев О.А., Ильин О.И., Климин В.С., Коломийцев А.С., <u>Федотов А.А</u> .	236
	Технологический институт Южного федерального университета, Таганрог, Россия	
	Формирование массивов углеродных нанотрубок на нанотехнологическом	
н	комплексе НАНОФАБ НТК-9	•••
Пн 33	Aгеев U.A., <u>Коломиицев A.C.</u> T	238
	<i>Технологическии институт Южного Федерального Университета, Таганрог,</i>	
	Россия	
	исследование технологии формирования микро- и наноструктур	
п., 24	фокусированным ионным пучком	240
11H 34	U.A.AITER, D.A.UMUPHUB Tamononumacinui uucanumum polauooo tadanan uooo uuucanaumama Taoaunoo Doocura	240
	1 елнологический институт южного феверильного университети, 1 игинрог, Россия Макатирование элементов нанозлоготронным мотолом лемоли черо системов	
	макстирование элементов наноэлектроники методом локального анодного осметочия	
Пл 25	икисления В ШАпиер ИАБалмаера АСВасилиев СЕБортинков	242
111 33	<u>Б.ш. Лись</u> , п.Л. Бадмасва, Л.С. Басильсь, С.Г. Боргинков Институт физики полупроводиниев СО БАН Новосибитен. Воссия	242
	наститут физики полупровооников СО 1 АП, Повоснойрск, Госсия Наблюдение эффекта переключения электропроволности в сримновом	
	паолюдение эффекта переключения электропроводности в свинцовом Аталониациие (PhPe) матолом зонловой споктроскопци	
	фталоцианинс (т ют с <i>ј</i> методом зондовои спектроскопии	

Пн 36	<u>А.В.Анкудинов</u> ¹ , М.Ф.Кудояров ¹ , Ю.А.Кумзеров ¹ , В.В.Егоров ² , Б.Н.Семенов ³ . ¹ ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия. ² ГУ НИИ гриппа РАМН, Санкт-Петербург, Россия.	244
	⁵ ИПМаш РАН, Санкт Петербург, Россия	
Пн 37	Сканирующая зондовая микроскопия жесткости мягких нанообъектов. <u>Д.А.Антонов¹</u> , Д.О.Филатов ¹ , А.В.Зенкевич ² , Ю.Ю.Лебединский ² ¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород,	246
	Россия ² Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Россия	
	Модификация и <i>in situ</i> исследование сверхтонких слоёв HfO ₂ на Si методом ACM.	
Пн 38	Б.Н.Миронов, <u>С.А.Асеев</u> , В.С.Макин ⁺ , С.В.Чекалин, В.С.Летохов Институт спектроскопии РАН, Моск. обл., Троицк, Россия ⁺ Науино-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-	248
	пиучно-исслеоовителоский институт комплексных испытиний оптико- электронных приборов и систем Пенинградская обл. Сосновый Бор	
	Создание протяженных квазипериодических микроструктур в результате	
	"точечного" облучения металлической плёнки лазерным излучением	
	фемтосекундной длительности	
Пн 39	Л.И.Брюквина	250
	Иркутский филиал института лазерной физики СО РАН, Иркутск, Россия	
	Свойства и особенности образования в процессе термодиффузии	
	поверхностных структур переходного металла в монокристаллах щелочных	
Π., 40	фторидов. И В Биков	252
11H 4V	11. D. Dыков 340 «Нанотехнология - МПТ» Москва Россия	232
	Поточечные измерения рельефа, сил взаимодействия и локальных свойств в	
	атомно-силовой микроскопии	
Пн 41	Н.В.Белугина, Р.В.Гайнутдинов, <u>А.Л.Толстихина,</u> Г.И.Овчинникова* Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Москва	254
	*Физическии факультет MI у им. М.В.ЛОмоносова, Москва	
	асмі-исследование микроволнового воздеиствия на водородосодержащии сегнетоэлектрик ТГС	
Пн 42	<u>В.А.Герасименко¹</u> , В.Д.Фролов ¹ , В.В.Кононенко ¹ , И.И.Власов ¹ , С.М.Пименов ¹ , А.В.Хомич ² , Г.Г.Кирпиленко ³	256
	Чнститут общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия	
	² Институт радиотехники и электроники РАН, Фрязино. Россия	
	ЗПатинор коатингс Лтд., НИИМВ, Зеленоград, Россия	
	Наноконусы на (а-С:Н): Si пленке: основные условия СЗМ-литографии и	
Пн 43	ОПТИЧЕСКИЕ СВОИСТВА. С Н Вловичев Б А Грибков А Ю Климов В П Миронов В В Рогов А А Фраерман	257
iin ie	Институт физики микроструктур РАН. Н.Новгород. Россия	237
	Двухслойные зонды для магнитно-силовой микроскопии	
Пн 44	И.А.Дорофеев	258
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Электро- и магнитокалорическое выделение энергии в зонде сканирующего	
Π., 15	микроскопа М.С. Панараний Е.В.Кананики Т.В. Парора, А.И.Соманор, Е.Я.Мананор	260
IIH 45	<u>М.С.Дунаевскии</u> , Е.Б.Куницына, Г.Б.Львова, А.П.Семенов, Б.Л.Мельцер Физико-тахициаский институт им А.Ф.Иоффа РАН. Сашт-Патарбура. Россия	200
	Физико-технический институт им. А.Ф.Ноффет Ант, Синкт-петербург, госсия Исспелование морфологии сульфилированной поверхности (100)GaSb в	
	процессе предэпитаксиальной полготовки методом сканирующей зондовой	
	микроскопии	
Пн 46	<u>М.Л.Занавескин¹</u> , Ю.В.Грищенко ² , А.Л.Толстихина ²	262
	¹ Научно-технологический комплекс «Курчатовский центр синхротронного	
	излучения и нанотехнологий», Москва, Россия	
	* Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Москва, Россия	
	Изучение рельефа подложки и пленочного покрытия в одной и той же точке	
	поверхности методом атомно-силовои микроскопии	

Пн 47	А.В.Здоровейщев, П.Б.Демина, И.А.Карпович	264
	Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им.	
	Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия	
	Диагностика распределения массива квантовых точек InAs/GaAs по высотам	
	путем обработки тетрахлоридом углерода в условиях газофазной эпитаксии	
Пн 48	С.А.Зиганшина ¹ , Д.А.Бизяев ¹ , М.Г.Севастьянов ^{1,2} , А.П.Чукланов ¹ , А.А.Бухараев ^{1,2}	266
	¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, ,	
	Казань, Россия.	
	² Казанский государственный университет, Казань, Россия	
	Атомно-силовая микроскопия наночастиц никеля, обладающих	
	электрокаталитическими свойствами	
Пн 49	<u>Е.С.Калачикова¹</u> , М.Л.Занавескин ² , Ю.В.Грищенко ³ , А.Л.Толстихина ³ .	
	¹ Физический факультет Московского государственного университета имени	
	М.В.Ломоносова.	
	² Научно-технологический комплекс «Курчатовский центр синхротронного	
	излучения и нанотехнологий».	
	³ Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН.	
	Моделирование фрактальных поверхностей для изучения влияния формы	
	зонда в атомно-силовой микроскопии	
Пн 50	<u>Е.Ю.Канюков¹</u> , С.Е.Демьянов ¹ , А.В.Петров ¹ , А.В.Окотруб ²	268
	¹ ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению»	
	² Институт неорганической химии им. А.В.Николаева СО РАН, Новосибирск, Россия	
	Возможность использования пористых систем Si/SiO ₂ для формирования	
	массива углеродных нанотрубок	
Пн 51	О.В.Карбань ¹ , Д.В.Хлопов ² , М.В.Телегина ¹ , О.М.Немцова ¹ , И.В.Журбин ¹ ,	270
	А.В.Смурыгин	
	Физико-технический институт УрО РАН г.Ижевск, Россия	
	Ижевский государственный технический университет, г.Ижевск, Россия	
	Метод выделения границ объектов на изображениях сканирующей зондовой	
	микроскопии	
Пн 52	<u>О.В.Карбань</u> ¹ , С.С.Михайлова ² , О.А.Шилова ³	272
	Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Москва,	
	2 φ изико-техническии институт Ур O РАН, Ижевск, Россия	
	Институт химии силикатов им. И.В.1 реоенщикова РАН, Санкт-Петероург,	
	Россия	
	АСМ исследование легированных ге и Со силикатов, полученных золь-тель	
T- 52		274
ПН 55	Е.В.Колесникова, л.и. деркаченко, В.н. урин, М.В. Заморянская,	274
	Физико-технический институт им. А.Ф.ИОффе ГАП, Санкт-Петероург, Госсия	
Π., 54	Диффузия титана в керамике на основе А12O3 Е В Короткор. П. А. Париор. П. А. Шилдер. Н. О. Крирулиц	276
11H 54	<u>Е.Б.Коротков</u> , Д.А.Павлов, П.А.Шиляев, П.О.Кривулин.	270
	Пижегорооскии госубирственный университет им. П.И.Лобичевского, П.Повгороо,	
	сопфира, вырошении и методом молекулярно дуневой опитексни	
Пи 55	А В Анкулинов В П Бртихиев К С Палутенко	278
11n 33	А.Б.Анкудинов, Б.н.Евтихиев, <u>К.С.яадутенко</u> Физико-техницеский институт им 4 Ф Иоффе Санкт-Петербург Россия	270
	Физико технический институт им. П.Ф.Поффе, Синкт Петероуре, Госсия Прамое цаблюление утечек неосновных носителей зарада в лействующем	
	прямое наолюдение утечек пеоеновных посителей заряда в денетвующем пазерном пиоле метолом сканирующей Кельвин-зонл микроскопии	
Пн 56	Р В Папшин ^{1,2} А П Алехин ^{1,2} А Г Кириленко ¹ С П Олинцов ¹ В А Кротков ¹	280
1111 30	<u>1.Б.напшин</u> , Алгалский, Алгакириленко, С.н.Одинцов, Б.А.Кротков ¹ Государственный наушный центр Российской Федерации. НИИ Физицеских	200
	проблем им Ф В Лукина Зеленоград Москва Россия	
	² Московский физико-технический институт Лолгоппудный Московская область	
	Россия	
	Сглаживание наношероховатостей плёнки полиметилметякрилятя вакуумным	
	ультрафиолетом	
	v	

Пн 57	М.А.Лапшина ¹ , М.А.Исаков ¹ , Д.О.Филатов ¹ , С.В.Тихов ¹ , Ю.А.Матвеев ² , А.В.Зенкевич ²	282
	¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний	
	Новгород, Россия ² Московский инженерно-физический институт (государственный университет).	
	Москва, Россия	
	Исследование МДП-структур на основе HfO ₂ /SiO ₂ /n-Si(001) методом	
Пи 58	баллистическои электроннои эмиссионнои микроскопии $\Delta U U D w a v^1 B C K адашникор2 B B Коледор2 П В Пега3$	284
111 30	¹ Государственный технологический университет Московский институт стали и	204
	сплавов, Москва, Россия	
	² Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Москва,	
	Россия 3 Моссионали и страниции и	
	московскии госуоирственный технический университет им. п.э.баумана, москва, Россия	
	Трехмерное манипулирование нанообъектами	
Пн 59	С.И.Леесмент	286
	ЗАО «Нанотехнология - МДТ», Москва, Россия	
	Применение метода самосогласованной калибровки ошибки обратной связи	
	для улучшения качества изооражении, полученных в контактной методике ACM	
Пн 60	Д.А.Маслов ¹ , Ю.Б.Кудасов ^{1,2}	288
	1 Саровский государственный физико-технический институт, Саров,Россия	
	² Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, Саров, Россия	
	Микроскопическая модель отрицательного дифференциального	
Пн 61	сопротивления в молекулярной проволоке В А Мелик-Шахназаров БГЗахаров	
1111 01	Научно-исследовательский центр "Космическое материаловедение" ИК РАН,	
	Калуга, Россия	
H (A	Высокоэффективные виброзащитные панели для микрозондовой аппаратуры	200
Пн 62	V.L.Mironov', B.A.Gribkov', S.N.Vdovichev', S.A.Gusev', A.A.Fraerman', O.L. Ermologya ¹ A.B. Shubin ² A.M. Alexeev ² P.A. Zhdan ³ and C.Binna ⁴	290
	¹ Institute for Physics of Microstructures Nizhny Novgorod Russia	
	² "Nanotechnology-MDT" Company, Zelenograd, Russia	
	³ School of Engineering, University of Surrey, Guildford, Surrey, UK	
	⁴ Department of Physics and Astronomy, University of Leicester, Leicester, UK	
	Magnetic force microscope tip induced remagnetization of CoPt nanodiscs with	
Пн 63	регрепонсила атвотгору М С Небогатиков ¹ Е И Шишкин ¹ М А Лолбилов ¹ М Ф Сарманова ¹	292
1111 00	E.B.Николаева1, Д.К.Кузнецов1, В.Я.Шур1, О.А.Плаксин2, Н.В.Гаврилов3, S.Tascu4,	_> _
	M.P.De Micheli ⁴	
	¹ Уральский госуниверситет им. А.М.Горького, Екатеринбург, Россия	
	² Физико-энергетический институт им. А.И.Леипунского, Обнинск, Россия ³ Институт одострофизики VnO PAH. Екатериибура, Россия	
	⁴ Universite de Nice Sophia-Antipolis Nice, France	
	Тонкая структура доменных границ при переключении ниобата лития с	
	модифицированным поверхностным слоем. Исследование методами	
	сканирующей лазерной конфокальной микроскопии комбинационного	
Пн 64	рассеяния. И Δ Напизер ¹ Δ В Δ ниутинор ¹ Δ Б Специалора ² В П Vлин ¹	294
110 04	$\frac{1}{4}$ $\Phi T U u_M, A. \Phi. Hobbe, ^2 C \Pi \delta \Gamma \Pi Y, C a + \kappa m - \Pi e = D \delta V D F. Poccus$	274
	Электрохимическая обработка зондов АСМ	
Пн 65	<u>А.Б.Одобеско¹</u> , В.Ф.Насретдинова ¹ , С.В.Зайцев-Зотов ¹ , Б.А.Логинов ² , В.Б.Логинов ³	
	' Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Москва,	
	Россия, 2 Московский государстванный институт электронной тахинки (TV). Заланоград	
	московский сосубирственный институт электронной техники (1 s), зеленограб, Россия	
	³ Московский инженерно-физический институт (ГУ), Москва, Россия	
	Четырехзондовая сверхвысоковакуумная система измерения проводимости на	
	основе рефрижератора замкнутого цикла	

Пн 66	С.Ш.Рехвиашвили, Б.А.Розенберг ¹ , В.В.Дремов ² , Е.В.Киштикова	296
	Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик, Россия	
	Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия	
	² Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов	
	РАН, Черноголовка, Россия	
	О капиллярной силе в атомно-силовом микроскопе	
Пн 67	<u>Д.О.Филатов</u> ¹ , М.А.Лапшина ¹ , А.А.Забалуев ¹ , П.А.Бородин ² , А.А.Бухараев ²	297
	¹ Нижегородский государственный университет, Нижний Новгород, Россия	
	² Казанский физико-технический институт КНЦ РАН, Казань, Россия	
	Исследование локальной плотности состояний в латерально-сдвоенных	
	квантовых точках InAs/GaAs методом комбинированной СТМ/АСМ	
Пн 68	Д.М.Фреик ¹ , И.М.Лищинский ¹ , П.М.Литвин ² , Б.С.Дзундза ¹ , А.Д.Фреик ² , В.В.Бачук ¹	
	¹ Прикарпатский национальный университет имени Василия Стефаника, Украина	
	² Институт физики полупроводников им. В.С.Лсшкарева НАН Украини, Украина	
	Топология и процессы роста нанокристаллических структур теллурида	
	свинца, осажденных из газодинамического потока пара	
Пн 69	А.С.Батурин ¹ , А.В.Зенкевич ² , Ю.Ю.Лебединский ² , Ю.А.Матвеев ² , А.А.Чуприк ¹	299
	¹ Московский физико-технический институт, ² Московский инженерно-физический	
	институт, Москва, Россия	
	Исследование электрофизических свойств МДП наноструктур на основе high-k	
	диэлектриков методами атомно-силовой микроскопии	
Пн 70	<u>Е.И.Шишкин¹</u> , Е.В.Николаева ¹ , А.В.Иевлев ¹ , В.Я.Шур ¹ , V.V.Shvartsman ² ,	301
	W.Kleemann ² , T.Jungk ³ , A.Hoffmann ³ , E.Soerge ^{l,3} , А.H.Морозовская ⁴ , Г.С.Свечников ⁴	
	¹ Уральский госуниверситет им. А.М.Горького, Екатеринбург, Россия	
	² University of Duisburg-Essen, Duisburg, Germany	
	³ Institute of physics, University of Bonn, Bonn, Germany	
	⁴ Институт физики полупроводников НАН Украины им. В.Е.Лашкарева, Киев,	
	Украина	
	Локальное исследование кинетики переключения поляризации и	
	формирования нанодоменов методами сканирующей зондовой микроскопии	
Пн 71	А.Шубин ¹ , А.Алексеев ¹ , С.Божко ¹ , М.Tekielak ² , Р.Mazalski ² , И.Свекло ² ,	303
	A.Maziewski ² , B.Szymański ³ , M.Urbaniak ³ , F.Stobiecki ³	
	¹ ЗАО Нанотехнология-МДТ, Москва, Россия	
	² Laboratory of Magnetism, University of Bialystok, Bialystok, Poland	
	³ Institute of Molecular Physics, Polish Academy of Sciences, Poznan, Poland	
	Исследование ультратонких магнитных многослойных структур методами	
	магнитно-силовой и магнитооптической микроскопии	
Пн 72	А.Н.Степанов, Д.А.Яшунин	
	Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН,	
	Н.Новгород, Россия	
	Формирование наноструктур иглой сканирующего зондового микроскопа на	
	поверхности полимерных пленок	
Пн 73	М.С.Дунаевский, <u>П.А.Дементьев</u> , И.В.Макаренко, В.Н.Петров, С.П.Лебедев,	304
	А.А.Лебедев, А.Н.Титков	
	Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт Петербург	
	Калибровка z-перемещений в сканирующей зондовой микроскопии в	
	диапазоне нескольких нанометров	

17 марта, вторник – 2 стендовая сесския

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ, НАНОФОТОНИКА

Вт 1	A.Zadrazil, <u>R.M.Ainbinder</u> , F.Stepanek Chemical Robotics Laboratory, Institute of Chemical Technology, Prague Czech Republic	307
	Experimental and theoretical investigation of active polymer microsponges	
Вт 2	A.Б.Акимов ¹ , A.S.Vengurlekar ² , T.Weiss ³ , Н.А.Гиппиус ¹ , С.Г.Тиходеев ¹	308
	¹ Институт общей физики РАН, Москва, Россия	
	² Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, India	
	³ 4 th Physics Institute, University of Stuttgart, Germany	
	Оптические свойства металлодиэлектрических фотонно-кристаллических	
	слоистых структур меандрового типа	
Вт 3	<u>К.М.Алиев,</u> И.К.Камилов, Х.О.Ибрагимов, Н.С.Абакарова	310
	Институт физики ДНЦ РАН, Махачкала	
	Отклик нелинейных систем с туннельным переносом тока на внешние	
	возмущения.	
Вт 4	<u>А.В.Андрианов</u> ¹ , А.А.Белянин ² , В.В.Кочаровский ^{1,2} , Вл.В.Кочаровский ¹	311
	¹ Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия	
	² Физический факультет Техасского А&М университета, Колледж Стейшэн, США	
	Оптимизация дифракционно-решеточных схем вывода излучения разностной	
	частоты с поверхности диодных лазеров с внутрирезонаторным смешением	
	мод	
Вт 5	<u>И.В.Антонова¹</u> , М.Б.Гуляев ¹ , Д.В.Марин ¹ , А.Г.Черков ¹ , В.А.Скуратов ² , J.Jedrzejewski ³ , I.Balberg ³	313
	¹ Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия	
	² Объединенный иентр ядерных исследований. Лубна. Россия	
	³ The Racah Institute of Physics. The Hebrew University. Jerusalem. Israel	
	Изменения в морфологии, распределении, оптических и электронных	
	свойствах нанокристаллов кремния в SiO2 при их молификации облучением	
	ионами высоких энергий	
Вт б	Н А Бекин	315
	Институт физики микроструктур РАН. Нижний Новгород. Россия	
	Инверсная населенность состояний и усиление на примесно-зонных переходах в	
	квантово-каскалных гетероструктурах Si/GeSi(111) р-типа	
Вт 7	В Я Алёшкин ЛИБурлейный	317
D 1 /	Институт физики микросттуктур РАН Нижний Новгород Россия	517
	Теоретическое исследование резонанся Фано в спектре примесной	
	теорети неское неследование резонанся фано в спектре примесной фотопловолимости экцепторов в объёмном мэтериэле <i>n-GaAs</i>	
Вт 8	$\Pi B BOILOB A B Голгонов B M Ланинскиев A Ю Пуксянов Л A Пряхин$	310
DIO	Л. П. Тертинник, О.И. Хрижин, В.И.Шанкин	517
	А.д. Гертышник, О.Н.Арыкин, D.Н.Шашкин Институт физики микроструктур РАН Низкний Новзород Россия	
	институт физики микроструктур I AII, Пижнии Повгоров, I оссия Онтиностий мониториис произосор прористициосторо трор зония	
$\mathbf{D}_{\mathbf{T}}$ 0	C D O балачаний1 II D D останор2 A D Munosu2 D II Шониции2	220
DTY	<u>С.Б.Оооленскии</u> , п.Б.Бостоков, А.Б.Мурель, Б.И.Шашкин	520
	Нижегорооскии госуоарственныи университет им. Н.И.Лооачевского, Нижнии	
	Новгород, Россия	
	"Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Токоперенос в диодах Мотта: эффекты горячих электронов	
Вт 10	<u>А.П.Горшков</u> , И.А.Карпович, Д.О.Филатов, Е.Е.Гладышев	322
	Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний	
	Новгород, Россия	
	Влияние электрического поля и температуры на эмиссию фотовозбуждённых	
	носителей из квантовых точек InAs/GaAs	
Вт 11	А.А.Гуткин, М.Э.Рудинский, П.Н.Брунков	324
	Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН. С-Петербург, Россия	
	Особенности вольт-емкостных характеристик МДП-структур на вырожденном	
	полупроводнике с квантово-размерным аккумулирующим слоем	

Вт 12	<u>Е.С.Демидов</u> , А.Н.Михайлов, А.И.Белов, Н.Е.Демидова, Ю.И.Чигиринский, А.Н.Шушунов, Д.И.Тетельбаум, О.Н.Горшков, С.А.Филлипов	326
	Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород Россия	
	Повеороо, Госсия Фаталюминесценция пористого кремния, пропитанного теллурилным стеклом	
	с примесями эрбия и иттербия	
Вт 13	А.А.Добровольский ¹ , В.И.Черничкин ¹ , Z.Dashevsky ² , V.Kasiyan ² , Л.И.Рябова ¹ , Д.Р.Хохлов ¹	328
	¹ Физический факультет, Московский Государственный Университет им.	
	М.В.Ломоносова, Москва, Россия	
	² Department of Materials Engineering, Ben-Gurion University, Israel	
	Импеданс-спектроскопия фоточувствительных наноструктур на основе	
D 14	Pble(In)	220
BT 14		330
	Институт физики микроструктур РАН, Нижнии Новгороо, Россия	
	Оо уширении и сдвиге уровнеи квантовои системы волизи твердого тела при	
D _T 15	произвольной температуре	222
D 1 15	И.А.Дорофеев	332
	институт физики микроструктур 1 A11, 11ижний 1106гороо, 1 оссия Розонован в споктро состояний тормостимулированного поня трёрного тоно	
	гезонансы в спектре состоянии термостимулированного поля твердого тела как особанности друхррамании и функций Грина	
Вт 16	M B Лопохин1,2 П Б Лёмина1 H B Байлусь1 О В Вихрова1 Ю А Ланилов1,2	334
DI IU	$\overline{\text{M.D.}}$ $\overline{\text{M}}$ \overline	554
	1 НИФТИ ННГУ им Побачевского, Нижний Новгород Россия	
	² Физический факультет ННГV им Побачевского Нижний Новгород Россия	
	Чизи неский фикуловнет нин 5 им. 5000 несекосо, нижений носсороо, госсия Инжекционная электролюминесценция в квантово-пазмерных структурах	
	InGaAs/GaAs с контактом металл/полупроволник и	
	металл/окисел/полупроволник	
Вт 17	М.Н.Дроздов, В.М.Данильцев, Ю.Н.Дроздов, Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков,	336
	О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин	
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Повышение разрешения по глубине при послойном элементном анализе	
	полупроводниковых наноструктур SiGe, GaN, (Al,In)GaAs методом ВИМС	
	путем использования кластерных вторичных ионов	
	и снижения «наведенной» шероховатости	
Вт 18	Ю.Н.Дроздов, М.Н.Дроздов, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин	338
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Анализ эпитаксиальных слоев GaN на сапфире с подслоями GaN и AIN	
Вт 19	В.Я.Алешкин, <u>А.А.Дубинов</u> .	340
	Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН,	
	Н.Новгород, Россия.	
	Генерация терагерцового излучения на разностной частоте в InGaAsP/InP	
D	лазере с InGaAs квантовыми ямами	2.42
BT 20	А.В.Ершов, Д.И. Гетельоаум, И.А.Чугров	342
	нижегорооскии госуоарственный университет им. Н.И.Лооачевского, нижний	
	Новгороо, Россия	
	модификация люминесцентных своиств многослоиных наноструктур S:O/A1 O и a S:/A1 O индектородованой посочности и наноструктур	
	SIO/AI2O3 u a-SI/AI2O3 ny tem bodopodhou naccubaquu, uohhoto netupobahus u	
Вт 21		344
DI 21	Каров А.А. Институт физики микроструктур РАН. Нижний Новгород. Россия	577
	Наномаскировка	
Вт 22	С.В.Заботнов ^{1, 2} . Л.А.Головань ¹ . В.Ю. Тимошенко ^{1, 2} . П.К.Кашкаров ^{2, 1}	346
21	¹ Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова. Москва. Россия	5.0
	² Российский научный центр "Курчатовский институт". Москва. Россия	
	Учет электродинамического запаздывания в описании оптических свойств	
	анизотропных наноструктурированных полупроводников	
Вт 23	В.Р.Закамов, В.И.Шашкин	348
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Исследования диодов с пониженной высотой барьера в планарном смесителе	
	миллиметрового диапазона длин волн	

Вт 24	А.А.Андронов, Е.П.Додин, Д.И.Зинченко, Ю.Н.Ноздрин	
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Ванье-Штарковский лазер на полупроводниковых сверхрешетках с узкими	
	запрещенными минизонами	
Вт 25	И.В.Алтухов, М.С.Каган, С.К.Папроцкий, В.П.Синис	
	Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Москва,	
	Россия	
	Кинетика ударной ионизации и рекомбинации для мелких акцепторов в Ge	
Вт 26	Г.А.Кичин ^{I,4*} , T.Weiss ² , J.Henzie ³ , H.Gao ³ , T.Odom ² , H.Gissen ³ , С.Г.Тиходеев ¹	350
	¹ Институт общей физики РАН, Москва, Россия	
	² 4th Physics Institute, University of Stuttgart, Germany	
	³ Northwestern University, Evanston, Illinois, USA	
	⁴ Московский Физико-Технический Институт, Москва, Россия	
	Металл-диэлектрические двумерные сверхрешетки. 1D и 2D модель	
Вт 27	Козлов В.А., Вербус В.А.	352
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Влияний нанометровых сферических рассеивателей на протекание	
	туннельного тока в полупроводниковых барьерах	
Вт 28	В.Я.Алешкин ¹ , А.А.Антонов ¹ , В.И.Гавриленко ¹ , А.В.Иконников ¹ , Б.Н.Звонков ¹ ,	354
	Д.В.Козлов ¹ , К.В.Маремьянин ¹ , O.Drachenko ² , M.Goiran ³ , J.Leotin ³ , G.Fashing ² ,	
	S.Winner ² , H.Sheider ² , J.Wosnitza ² , M.Helm ²	
	¹ Институт физики микроструктур РАН. Нижний Новгород. Россия	
	² Institute of Ion Beams and Material Research, Forschungszentrum Dresden-Rossendorf,	
	Dresden, Germany	
	³ Laboratoire Nationale des Champs Magnetiques Pulses, Toulouse, France	
	Циклотронный резонанс двумерных дырок в напряженных гетероструктурах	
	InGaAs/GaAs с квантовыми ямами в сильных магнитных полях	
Вт 29	Н.И.Комаревский ^{1,2} , T.Weiss ³ , T.Meyrath ³ , H.Giessen ³ , C.Grossmann ³ , С.Г.Тиходеев ²	356
	¹ Физический факультет МГУ им. Ломоносова, Россия	
	² Инстит общей физики РАН, Москва, Россия	
	³ 4th Physics Institute, University of Stuttgart, Germany	
	Применение метода матрицы рассеяния для расчета спектров и ближнего поля	
	для оптического водородного сенсора	
Вт 30	Н.С.Гинзбург, Е.Р.Кочаровская, А.С.Сергеев	358
	Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Полупроводниковые и волоконные сверхизлучающие лазеры с распределенной	
	обратной связью	
Вт 31	<u>Л.В.Красильникова¹, Н.А.Байдакова¹, М.В.Степихова¹, З.Ф.Красильник¹, </u>	360
	В.Ю.Чалков ² , В.Г.Шенгуров ²	
	¹ Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия	
	² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им.	
	Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия	
	Особенности люминесцентных свойств структур Si/Si _{1-x} Ge _{1-x} :Er с	
	высоким содержанием германия в условиях модулированного	
	оптического возбуждения	
Вт 32	<u>Л.В.Красильникова¹</u> , А.Н.Яблонский ¹ , М.В.Степихова ¹ , З.Ф.Красильник ¹ , В.Ю. Цанкор ² , В.Г. Шенгирор ²	362
	I <i>Uncomputed by the probability of the proba</i>	
	² Начино иссладоватальский физико тахиинастий институт ННГV им	
	Пиучно-исслеоовителоский физико-технический институт ППП у им. Н И Лобанаяского Н Новгород Россия	
	П.И.ЛООИЧЕВСКОГО, П.ПОВГОРОО, ГОССИЯ Спонтролютица розбужевания эрбиорой номиносионици в атрустурох Si/Si:Er и	
	Спектроскопия возоуждения эроневой люминесценции в структурах 5051. Еги	
B _T 33	$C \wedge V$ Purparapure D B Carroyop	364
DT 33	С.А.Кривелскич, г. Б.Селюков Япославский филиал Фирико – макиологиисского института РАН Япославли	504
	просливский филиал Физико - технологического институти ГАП, просливль, Россия	
	оснтильная фотоэдс в кремниевых структурах, содержащих скрытые слои,	
D. 24	легированные кислородом и оором	200
DT 34	U.U. Криштоненко, D.И.I. авриленко, В.Л.Алешкин Инолиции Аналии сициро социнист ВАШ Инстит Инстит (Правола). В	300
	институт физики микроструктур ГАП, Пижнии Повгороо, Госсия, Влидино элоктрон элоктронного реалионойстрия на энорготический оческий с	
	олияние электрон-электронного взаимодеиствия на энергетическии спектр в	
	тетероструктурах шая/аюл с двумерным электронным газом	

Вт 35	<u>К.Е.Кудрявцев</u> , В.Б.Шмагин, Д.В.Шенгуров, З.Ф.Красильник	368
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Предельно узкие линии электролюминесценции в Si:Er/Si диодных структурах	
Вт 36	А.И.Водчиц ¹ , В.С.Горелик ² , А.Д.Кудрявцева ² , Н.В.Чернега ²	370
	¹ Институт физики им.Б.И.Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь	
	² Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия	
	Вынужденные рассеяния света в трехмерных фотонных кристаллах	
Вт 37	<u>М.А.Кудряшов</u> ¹ , А.С.Тюрин ¹ , А.И.Машин ¹ , Дж.Кидикимо ² , Дж.Де Фильпо ²	372
	¹⁾ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний	
	Новгород, Россия	
	²⁾ Калабрийский университет, г. Козениа, Италия	
	Получение композитных сред на основе полиакрилонитрила и наночастиц	
	серебра	
Вт 38	В.А.Кукушкин	374
	Учреждение РАН Институт прикладной физики РАН. Нижний Новгород. Россия	
	Эффективная конверсия инфракрасных импульсов в терагериовые в	
	о ффонтивния конверсия инфрикрисных импунвсов в теритердовые в	
Вт 39	В М Ланилыев М Н Лроздов Ю Н Лроздов Л И Курицын Л Л Моллавская	376
5107	В И Шашкин А Н Яблонский	570
	Институт дизики микроструктур РАН. Нижний Новгород. Россия	
	Исспедорание кинетики фотодоминесценний гетероструктур InAs/CaAs с	
	пселедование кинстики фотолюминсеценции тетероструктур шазу бааз с	
Вт 40	А В Антонов В И Гарриленко А В Икончиков К В Маремьянии А А Пасторкии	378
DI 40	$C B Monocop * \Pi B V Harop ** O C Canodi ep ** N Samal$	570
	Mucmumum dupuru uuunocommumum PAH H Hogoonod Poccur	
	Институт физики микроструктур ГАП, П.Повгороо, Госсия *Голотиданий государствоиций учиворентот Мицен, Голатид	
	Белорусский госубирственный университет, минск, Белирусв **Trion Tachnology, Tampa, USA	
	H eadadapana waantaan waanaan waanaanaa tarafaanaanaa ahayaana u	
	псследование квантовых каскадных лазеров тератерцового диапазона и их	
D- 11	применение для спектроскопии полупроводниковых наноструктур $A \mapsto \Pi_{auturon}^1 \to A$ Auturu $^2 \to \Pi$ Созово $^2 \to A$ Сородо $^1 \to \Pi$ Содожи 3	280
BT 41	$\frac{A.\Pi.JIAYHHOB}{I}$, D.A.AHTMIMH, D.H.KAJAKOB, A.A.KOBAJEB, C.H.CAJAJKMH	380
	институт физики молекул и кристаллов У ПЦ РАП, Уфа, Россия ² Институт оподилиосной типи VIIII DAIL Veba, Россия	
	институт органической химий у пц РАП, у ϕa , Россия 3 и	
	Институт элементоорганических соеоинении РАН, Москва, Россия	
	к вопросу о возможности управления спектром излучения	
D 40	электролюминесценции полимеров в широком диапазоне длин волн	202
BT 42	М.Н.Дроздов', З.Ф.Красильник', <u>Д.Н.Лооанов'</u> , А.В.Новиков', А.А. Гонких',	382
	М.В.Шалеев, А.Н. ЯОЛОНСКИИ	
	² Институт физики микроструктур РАН, Нижнии Новгороо, Россия	
	Санкт-Петероургскии ФТ НОЦ РАН, Санкт-Петероург, Россия	
	Влияние сурьмы на рост и люминесценцию Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся	
	наноостровков	201
Вт 43	М.И.Маковийчук	384
	Физико-технологический институт РАН (Ярославский филиал), Ярославль, Россия	
	Анализ результатов, проблем и перспектив фликкер-шумовой спектроскопии в	
	наноэлектронике	
Вт 44	В.И.Гавриленко ¹ , <u>К.В.Маремьянин¹</u> , D.Coquillat ² , S.Nadar ² , F.Teppe ² , W.Knap ² ,	386
	T.Nishimura ³ , Y.Meziani ³ , T.Otsuji ²	
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	² Groupe d'Etude des Semiconducteurs–UMR, CNRS-Universite Montpellier, Montpellier,	
	France	
	³ RIEC, Tohoku University, Sendai, Japan	
	Детектирование терагерцового излучения при комнатной температуре в	
	транзисторах с «встречно-штырьевым» решеточным затвором	
Вт 45	<u>В.И.Машанов</u> ¹ , В.В.Ульянов ¹ , В.Т.Тимофеев ¹ , А.И.Никифоров ¹ , О.П.Пчеляков ¹ , Н	388
	H.Cheng ²	
	¹ Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия	
	² Center for Condensed Matter Sciences and Graduate Institute of Electronic Engineering,	
	National Taiwan University, Taipei, Taiwan, Republic of China	
	Начальные стадии роста Ge _{1-x} Sn _x структур на кремнии методом МЛЭ	

Вт 46	А А.Антонов, М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов, Л.Д.Молдавская, В.И.Шашкин, Х	390
	О.И.рыкин, А.Н.Яблонский	
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Фотопроводимость в области 1.55 мкм при комнатной температуре	
	гетероструктур InAs/GaAs с квантовыми точками, выращенных в реакторе	
	МОГФЭ атмосферного давления	
Вт 47	П.В.Морозов ^{1,2} , Е.И.Григорьев ¹ , С.А.Завьялов ¹ , В.Г.Клименко ¹ , С.Н.Чвалун ¹ .	392
	¹ Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я.Карпова,	
	"Московский педагогический государственный университет, Москва, Россия	
	Нанокомпозиционные материалы на основе ZnS, CdS и поли-п-	
D (0	фениленвинилена: структура, морфология поверхности и оптические свойства	204
Вт 48	В.И.І авриленко, А.В.Антонов, Л.В.І авриленко, <u>С.В.Морозов</u> , К.В.Маремьянин,	394
	Д.И.Курицын, С.М.Сергеев, И.В.Ерофеева, М.С.Жолудев	
	институт физики микроструктур РАН, Н.Новгороо, Россия	
	исследование релаксации примесной фотопроводимости в терагерцовом	
	диапазоне в гетероструктурах пі _{0.1} Ga _{0.9} As _{0.8} r _{0.2} и Ge/Ge _{0.9} Si _{0.1} с квантовыми	
Вт 40	имами Ю А Марагар М Ю Марагар В В Панар	396
DI 47	10. А. торозов, т. 10. торозов, в. В. 110110в *Институт падиотехники и электроники им. В 4 Котельникова РАН Сапатовский	390
	тиститут рибиотелники и электропики им. Б.А.Котелоникови 1 АП, Сиритовский филиал Саратов Россия	
	филиал, Саратов, Госсал Анализ устойчивости станионарных состояний и линамики излучения	
	личны устоп иности стиционарных состояний и динамики излутения	
Вт 50	Муралов Р А Бабаев А А	
DICO	Институт физики ЛагНИ РАН. Махачкала. Россия	
	Оптические свойства нанокомпозитного аморфного алмазоподобного	
	гидрогенизированного углерода, полученого при различных условиях	
	осаждения	
Вт 51	В.И.Шашкин, А.В.Мурель	398
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Обобщённая теория токопереноса в низкобарьерных диодах Мотта с	
	приповерхностным дельта-легированием: сопоставление с экспериментом	
Вт 52	В.Ф.Насретдинова, С.В.Зайцев-Зотов	400
	Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Москва,	
	Россия	
	Структура спектра фотопроводимости квазиодномерного проводника TaS ₃ :	
D- 52	край пайерлсовской щели и примесные состояния	402
BT 53	<u>А.В. Нащекин'</u> , А.И. Сидоров', К.К. Гуроверов', О.А. Усов'	402
	φ изико-технический институт им. А. φ . Лоффе РАН, Санкт-Петероург, Россия	
	Госуоирственный Оптический Институт им.С.И.Бавилова, Санкт-Петероург, Россия	
	1 оссия ³ Институт нитологии РАН Санкт-Петербург, Россия	
	Гистатут цитологии ГАП, Синкт-Петербург, Госсия Биосенсоры вилимого лизпазона на основе плазмонного резонанса в	
	наноструктурах	
Вт 54	А.И.Машин, А.В.Нежланов, В.Г.Шенгуров, А.Афанаскин	403
	Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского. Н.Новгород.	
	Россия	
	Рамановская спектроскопия кремниевых нанокластеров полученных методом	
	сублимации в вакууме	
Вт 55	<u>С.М.Некоркин¹</u> , А.А.Бирюков ¹ , М.Н.Колесников ¹ , Б.Н.Звонков ¹ , В.Я.Алешкин ² ,	405
	А.А.Дубинов ² , Вл.В.Кочаровский ³	
	¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний	
	Новгород, Россия	
	² Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	³ Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Одновременная генерация TE ₀ и TE ₁ мод в гетеролазере с квантовыми ямами	
Вт 56	A.V.Nikolaev ^{1,2} , A.V.Bibikov ¹ , A.V.Avdeenkov ¹ , I.V.Bodrenko ¹ , E.V.Tkalya ¹	
	Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia	
	Institute of Physical Chemistry and Electrochemistry of RAS, Moscow, Russia	
	Electronic and transport properties of rectangular graphene macromolecules and	
	zigzag cardon nanotudes of finite length	

Вт 57	<u>E.E.Орлова</u> ¹ , J.N.Hovenier ² , С.Папротский ³ , Х.Gu ² , P.de Visser ² , J.R.Gao ^{2,4} , T.M.Klapwijk ² , S.Barbieri ⁵ , S.Dhillon ⁵ , P.Filloux ⁵ , C.Sirtori ⁵ ¹ Институт Физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия ² Kavli Institute of NanoScience, Faculty of Applied Sciences, Delft University of Technology, Delft, The Netherlands	407
	³ Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия ⁴ SRON National Institute for Space Research, Groningen/Utrecht, The Netherlands	
	³ Matériaux et Phénomènes Quantiques, Université de Paris 7, Paris, France.	
	Фазовая коррекция направленности излучения терагерцовых квантовых	
D 70	каскадных лазеров	100
BT 58	В.Н.Федоринин, <u>А.І. Паулиш.</u> Иссосибиваний филиал Инститична филими политеродичного СО РАЦ «ИТИ ПМ»	409
	Повосиоирский филиал Институти физики полупровооников СО ГАП «КТИ ПМ», Новосибирск. Россия	
	Повосиоирск. Госсия Матрициные структуры микроакустицеских датицков на основе	
	наноструктуриованных мембран для изучения ИК-излучения	
Вт 59	<u>П.А.Перминов¹</u> , А.А.Ежов ² , И.О.Джунь ² , С.В.Заботнов ^{1, 2} , Л.А.Головань ² , В И Панов ² П К Кашкаров ^{1, 2}	411
	¹ Российский научный центр "Курчатовский институт", Москва, Россия, ² Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия	
	Формирование кремниевых наночастиц методом лазерной абляции в жидких	
	средах	
Вт 60	<u>В.В.Платонов</u> , Б.Г.Птицин, В.Д.Селемир	413
	Саровский Государственный Физико-Технический Институт, Саров, Россия	
	² Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, Саров, Россия	
D (1	Развитие методов регистрации ЦР в субмегагауссной области магнитных полей	41.5
BT 61	Y.M.Meziani ⁵ , H.Handa ⁻ , W.Knap ⁵ , I.Otsuji ⁻ , E.Sano ⁻ , D.Coquillat ⁻ , F.Teppe ⁻ ,	415
	U.W.Symbolov, V.V.Fopov	
	² Research Institute of Electrical Communication. Tohoku University. Sendai, Japan	
	³ Research Center for Integrated Quantum Electronics, Hokkaido University, Sapporo,	
	Japan	
	⁴ GES-UMR5650, Universite Montpellier 2 and CNRS, Montpellier, France.	
	⁵ Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Saratov Branch), Saratov,	
	Russia	
	Broadband terahertz emission by hot plasmons in InGaAs/GaAs high-electron	
BT 67	поршну transistor with a sht-grating gate В В Подор ¹ Г М Цимбадор ¹ M S Shur ²	417
DI 02	1 Саратовский филиал института радиотехники и электроники P4H Саратов	41/
	Саратовский филиал института рабиотехники и электропики 1 л11, Саратов, Россия	
	² Computer, and System Engineering and Center for Integrated Electronics, Rensselaer	
	Polytechnic Institute, Troy, NY, USA	
	Усиление терагерцевого излучения при неустойчивости плазменных колебаний	
	в массиве полевых транзисторов	
Вт 63	Ю.А.Романова, Е.В.Демидов, Ю.А.Романов	419
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Межминизонное туннелирование и ванье-штарковские состояния в	
B o 64	полупроводниковых сверхрешетках со сложной элементарной яченкой Е.С. Лемилов, Н.А. Добщици, В.В.Карзанов, М.О.Маришев, В.В.Слобидков	421
DC 04	С.В.Хазанова	421
	С.Б.Лампова Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского. Нижний	
	Новгород, Россия	
	ЭПР и фотолюминесценция в пиролитических пленках нитрида кремния,	
	подвергнутых ионному облучению кремнием	
Вт 65	Сергеев В.А., Широков А.А., Ходаков А.М., Смирнов В.И.	423
	Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им.	
	В.А.Котельникова РАН, Ульяновск, Россия	
	диагностика токораспределения в структурах гетеропереходных светодиодов	
	по теплофизическим характеристикам	

Вт 66	<u>К.В.Сидоренко</u> , В.А.Беляков, В.А.Бурдов	425
	Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия	
	Роль поверхности в процессе межзонной излучательной рекомбинации в	
	нанокристаллах непрямозонных полупроводников, сильно легированных	
	водородоподобными примесями	
Вт 67	С.В.Сипрова ¹ , А.И.Машин ¹ , Дж.Кидикимо ² , Дж.Де Фильпо ² , А.В.Коробков ¹	427
	¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского. Нижний	
	Новгород Россия	
	$\frac{2}{V}$ anafmunevun vuuleen cumem Kozeuna Umanun	
	Калиорииский университет, Козенци, Италия Возможности пополиморизационной орнонтации молакул жилкого кристала	
	разможности дополимеризационной орисптации молскул жидкого кристалла	
Dr 69	для создания пленок і DLC с инверсной модой М М Соболов. Н М Шуцит	120
DT 00	MINICOUDICE, MINIMULI	429
	Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАП, Синкт-Петероург, Россия	
	Эффект локализации Баннье-штарка в структурах с многослоиными	
D (0	квантовыми ямами GaN/InGaN 1^2 рен с 1^2 мар 4	120
BT 69	И.П.Сошников ^{1,9} , Г.Э.Цырлин ^{1,2,9} , А.М.Надточий ² , В.Г.Дубровский ^{1,2} , М.А.Букин ² ,	430
	В.А.Петров', В.В.Бусов', С.И. Грошков'	
	'«Санкт-Петербургский Физико-Технологический Научно-образовательный Центр	
	РАН», СПетербург, Россия	
	² Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН, СПетербург, Россия	
	ЗИнститут Аналитического Приборостроения РАН, СПетербург, Россия	
	⁴ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С	
	Петербург, Россия	
	Poct GaAsN нитевидных нанокристаллов при осаждении магнетронным	
	распылением	
Вт 70	В.Я.Алешкин ¹ , Б.А.Андреев ¹ , В.И.Гавриленко ¹ , С.В.Морозов ¹ , Д.И.Курицын ¹ ,	432
	<u>А.Г.Спиваков¹</u> , Yu.G.Sadofyev ² , N.Samal ²	
	¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	² Trion Technology, Tempe, USA	
	Кинетика фотолюминесценции гетероструктур GaAs/GaAsSb с квантовыми	
	ямами	
Вт 71	В.И.Гавриленко, А.В.Иконников, С.С.Криштопенко, А.А.Ластовкин, Ю.Г.Садофьев,	434
	К.Е.Спирин	
	Институт физики микроструктур РАН. Нижний Новгород. Россия	
	Остаточная фотопроволимость в гетероструктурах InGaAs/GaAs с лвойными	
	квантовыми ямами	
Вт 72		436
D1 / 2	Институт Физики миклосттуктур РАН Нижний Новгород Россия	150
	Перестройка родородополобиних состояний с помощно нанометровних	
	перестронка водородоподоопых состояния с помощые наномстровых	
BT 73	Λ В Беспалор ¹ Λ И Стогний ² Н Н Норинкий ² Λ С Шуленкор ³	138
DI /3	A.D. Deспалов, А.И.Стоїнии, П.П.Повицкий, А.С.Шуленков	438
	московский госубарственный институт рабиоэлектроники, электроники	
	^{2}EO ^{1}EIE	
	10 «ниц нан Беларуси по материаловеоению», минск, Беларусь	
	заращивание поверхностных дефектов в пленках Gaiv методом многоразового	
D 74	ионно-лучевого осаждения-переосаждения наноразмерного оксидного слоя	4.40
BT /4	I.B. Геперик ⁷ , A.Archambault, F.Marquier, and JJ.Greffet	440
	Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS and Universite Paris-Sud,	
	France	
	⁻ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Саратов,	
	Россия	
	Субволновое разрешение оптического изображения с помощью поверхностных	
	плазмонов	
Вт 75	А.Н.Михайлов, А.И.Белов, Д.А.Лаптев, А.Б.Костюк, Ю.И.Чигиринский,	442
	Ю.А.Дудин, А.Н.Шушунов, О.Н.Горшков, Д.И.Тетельбаум	
	Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского	
	государственного университета им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород	
	Влияние ионно-лучевой обработки на фотолюминесценцию эрбия в пленках	
	вольфрам-теллуритного стекла	

Вт 76	А.И.Никифоров, В.В.Ульянов, В.А.Тимофеев, О.П.Пчеляков, С.А.Тийс,	444
	А.К.Гутаковский	
	ИФП СО РАН, Новосибирск, Россия	
	Влияние напряженного состояния пленки Ge на поверхности Si(100) на	
	толщину смачивающего слоя	
Вт 77	С.Н.Ульянов, М.А.Пятаев	446
	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва, Саранск, Россия	
	Фототок в квантовой проволоке с короткодействующей примесью	
Вт 78	Красильникова Л.В., Степихова М.В., Иванов В.В., Уставщиков С.С.	448
	Институт физики микроструктур РАН. Нижний Новгород. Россия	
	Метод низкокогерентной интерферометрии для измерения потерь в планарных	
	волноводах Si:SiGe	
Вт 79	И.А.Чугров, Е.С.Лемидов, А.В.Ершов, И.А.Карабанова, А.И.Машин.	450
	<u></u> ,,,,,,,	
	Нижегородский государственный университете им. Н.И.Лобачевского. Нижний	
	Новгород. Россия	
	Особенности электропереноса в многослойных нанопериолических структурах	
	SiO/Al ₂ O ₂ , полвергнутых высокотемпературному отжигу	
Вт 80	ГМ Чулкова А А Корнеев А В Ливочий ГН Гольшман А В Семенов	452
2100	ГОУВПО "Московский педагогический государственный университет" Москва	
	Россия	
	Сверхпроволниковый олнофотонный летектор с разрешением числа фотонов	
	пла систем пальней телекоммуникационной свази	
Вт 81	M B Шалеев ¹ A B HOBUKOB ¹ A H Яблонский 1 O A Kyzneuog ² H Байлакова ¹	454
DI UI	$\Pi \to \Pi \circ \Lambda \circ$	101
	$\frac{1}{4}$ Институт физики микроструктур РАН. Нижний Новгород. Россия	
	² Науцио-исследовательский физико-техницеский институт ННГV Нижиий	
	Нау то исслеообителоский физико техни неский институт 1111 у, Пижений Новгород Россия	
	Поссорос, Госсия: Влияние покализации электронов на температурное гашение сигнала	
	фотолюминесценции от Ce(Si) самоформирующихся островков заключенных	
	межлу напряженными Si споями	
Вт 82	$E \Pi IIIангина1 К В Смирнов1 Л В Морозов1 В В Ковалюк1 Г Н Гольиман1$	456
	A A Beperkuh2 A И Торопов3	100
	¹ Государственное образовательное учреждение высшего профессионального	
	образования	
	«Московский педагогический государственный университет». Москва. Россия	
	² University at Buffalo SUNY. Buffalo. NY. USA	
	³ Институт физики полупроводников СО РАН. Новосибирск. Россия	
	Концентрационная зависимость полосы преобразования смесителей	
	субмиллиметрового лиапазона на основе наноструктур AlGaAs/GaAs	
Вт 83	А А Шахмин М В Байлакова М А Яговкина М А Малеев М В Заморянская	458
21.00	Vyneждение Российской академии наук Физико-технический институт им	
	А Ф Иоффе РАН. Санкт-Петербург. Россия	
	Рентгеновская лифрактометрия и католопюминесценция AlGaAs/InGaAs/GaAs	
Вт 84	О А Шегай В И Машанов А И Никифоров В В Ульянов О П Пчеляков	460
DIUI	Институт физики полупроводников СО РАН 2 Новосибирск	100
	Фатаправалимость Si/Ge/Si структур с Ge талииной 1 5 и 2 монослоя	
Вт 85	А В Шопохов В А Маргулис	462
D 1 00	<u>Иордовский государственный университет им Н П</u> Огарёва. Саранск. Россия	102
	Влияние примесного рассеяния на поглошение электромагнитного излучения	
	выныше примесного рассемния на потяющение электроманитного излутения кака кака в кака	
Вт 86	Ю Н Люздов 3 Ф Красильник А В Новиков М В Шалеев Л В Юрасов	464
D 1 00	U_{μ} ститут физики миклоструктур РАН Ниукий Новгород Россия	101
	Пистинут физика макроструктур Гин, нажная носсоров, госсая Влияние напряженных SiCe слоев на критическую толшину лвумерного роста	
	Се	
BT 87	Ю Н Лроздов ¹ З Ф Красильник ¹ Л Н Лобанов ¹ А В Новиков ¹ Н В Юрасова ¹	466
D 107	I M Hartmann ²	100
	¹ Институт дизики микроструктур РАН Низений Ноггород	
	² LETI/D2NT & DPTS CEA-Grenchle Grenchle Cedex France	
	Пространственное упорядочение Ge(Si) самоформирующихся наноостровков	
	на Si(001) подложках и релаксированных SiGe буферных слоях	

Вт 88	В.Я.Алешкин, А.А.Антонов, А.А.Дубинов, З.Ф.Красильник, К.Е.Кудрявцев, А.Г.Спиваков, А.Н.Яблонский Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	468
	Перестраиваемый источник терагерцового излучения на основе генерации	
D_ 00	разностной частоты в кристалле GaP	470
ВТ 89	Р.К.Яфаров Саратовский филиал Учреждения Российской академии наук Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия Получение и исследование свойств нанокомпозитных гетероструктур на основе гидрогенезированного аморфного карбида кремния с включениями n-Si	
	19 марта, четверг – 3 стендовая сесския	
	МАГНИТНЫЕ И СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ НАНОСИСТЕМЫ	
Чт 1	<u>V.V.Temnov¹</u> , U.Woggon ² , D.Guzatov ³ , G.Armelles ⁴ , A.Cebollada ⁴ , A.Garcia-Matrin ⁴ , J.M.Garcia-Martin ⁴ , T.Thomay ⁵ , A. Leitenstorfer ⁵ and R. Bratschitsch ⁵	472
	¹ Department of Chemistry, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge,	
	Massachusetts, USA ² Institut für Optik und Atomano Physik, TU Boylin, Boylin, Cormany	
	³ Research Center of the Resource Saving Problems, NAS Belarus, Grodno, Belorussia ⁴ Instituto de Microelectrónica de Madrid (CSIC), Cantos, Madrid, Spain ⁵ Department of Physics and Center for Applied Photonics, University of Konstanz,	
	Konstanz, Germany	
	Magneto-optical manipulation of surface plasmons in Gold/Ferromagnet/Gold	
11 ₁ , 2	multilayer nims E M Antenu ed M E Antenu ed II B Wurgede II E Bouworg	173
-11 2	Сибирский федеральный университет. Красноярск. Россия	475
	Атомное упорядочение и перпендикулярная магнитная анизотропия в тонких	
	пленках сплавов FePd, FePt, Fe ₅₀ Pd _{50-x} Pt _x	
Чт 3	<u>С.Н.Варнаков^{1,2}</u> , С.В.Комогорцев ¹ , С.Г.Овчинников ¹ , J.Bartolome ³ , J.Sese ⁴ ,	475
	Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск, Россия	
	² Сибирский государственный аэрокосмический университет им. ак.	
	$M. \Phi. Решетнева, Красноярск, Россия ^{3} Institute de Ciencia de Materiales de Angela, CSIC Universidad de Zenerose, Zenerose$	
	Instituto de Ciencia de Materiales de Aragon, CSIC-Universidad de Zaragoza, Zaragoza,	
	spun ⁴ Instituto de Nanociencia de Aragón Universidad de Zaragoza, Zaragoza, Spain	
	Изнино не типоселени не тидой, отчетящи не запидози, запидози, зрат Исслелование процесса формирования силицилов на границах разлела в	
	мультислойных наноструктурах Fe/Si.	
Чт 4	И.С.Вещунов, В.А.Обознов, А.Н.Россоленко, А.С.Прокофьев, Л.Я.Винников, А.Ю.Русанов и Д.В.Матвеев	
	Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия	
	Визуализация доменной структуры в пленках Си _{0,47} Ni _{0,53} при низких	
11 ₋₇ 5	TEMREPATYPAX. $F \vdash 2$ Regiment $^{1} \cap P$ Buyerons $^{1} \vdash 0 \wedge H$ Hence $^{1,2} \vdash 0 \vdash H$ Hence $^{3} \wedge P$ Kyerouw 1,2	176
415	Б.п.звонков, <u>О.В.Бихрова</u> , Ю.А.данилов ⁺ , Ю.п.дроздов, А.Б.Кудрин ⁺ , С.А.Левчук ¹ , Е.А.Питиримова ² , М.В.Сапожников ³	4/0
	Паучно-исслеоовательский физико-технический институт 1111 у им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия	
	² Физический факультет ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия	
	[•] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
II_ (Формирование слоев полуметаллов MnAs и MnP для структур спинтроники В Т. Волжов, В.И. Полемов, В.А. Молгосс, И.И. Хоссо, Ю.А. Исконски	
ЧТ б	Б.1.БОЛКОВ, Б.И.ЛЕВАШОВ, Б.Н.Матвеев, Л.А.Матвеева, И.И.ХОДОС, Ю.А.Касумов Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН. Иариогодовия, Россия	
	г A11, черноголовка, госсия Особенности экстраординарного эффекта Холла в наноразмерных пленках никеля	

Чт 7	H.В.Волков, ¹ Е.В.Еремин, ¹ В.С.Цикалов, ¹ Г.С.Патрин ¹ , П.Д.Ким, ¹ Seong-Cho Yu, ² Dong-Hyun Kim, ² Nguyen Chau ³	478
	¹ Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск, Россия	
	² Department of Physics, Chungbuk National University, Korea	
	[°] Center for Materials Science, National University of Hanoi, Hanoi, Vietnam	
	Эффекты переключения токовых каналов в магнитной туннельной структуре	100
Чт 8	Р.Г.Татиятов', А.А.Бухараев '	480
	[*] Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, [*]	
	Казанскии государственный университет, Казань, Россия	
II 0	Изучение магнитных наноконтактов с квантованнои проводимостью	400
419	Б.А.І риоков, <u>С.А.І усев.</u> М.Н.Дроздов, А.Ю.Климов, В.В.Рогов	482
	институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгороо, Россия Фольгиралание ранотого и опоструктур в на систом могнитиой закион	
UT 10	O B Buxpopa1 IO A Dauguago1-3 M H Dipograp2 IO H Dipograp2 F H Browsop1	181
-11 10	$U \square Kалентьева3 \Delta B K v_{П} nu u^{1,3} B U Шашки u^{2}$	404
	1. Л. Калспъсва, А.В. Кудрип, В.Н.Шашкип ¹ Научио-исследовательский физико-техницеский институт ННГУ. Н. Новгород	
	Паучно-исслеоовительский физико-технический институт 1111 у, 11.1108гороо, Россия	
	² Институт физики микроструктур РАН. Н Новгород. Россия	
	³ Научно-образовательный центр «Физика твердотельных наноструктур» ННГУ.	
	Н.Новгород. Россия	
	Сегрегация марганца в GaAs при выращивании структур с дельта <mn>-</mn>	
	легированным слоем: ВИМС-профилирование и гальваномагнитные свойства	
Чт 11	<u>С.В.Демишев</u> ¹ А.Л.Чернобровкин ¹ , Е.А.Гудилин ² , В.В.Глушков ¹ , А.В.Григорьева ² ,	
	Т.В.Ищенко ¹ , А.В.Кузнецов ^{1,3} , Н.А.Самарин ¹ , Н.Е.Случанко ¹ , А.В.Семенов ¹ ,	
	Ю.Д.Третьяков ²	
	¹ Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия	
	² Факультет наук о материалах, МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия	
	³ Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия	
	Квантовая критичность в VO _x многостеночных нанотрубках	
Чт 12	А.А.Фраерман, С.А.І усев, Б.А.І рибков, <u>О.Л.Ермолаева</u> , И.М.Нефедов,	486
	И.Р.Каретникова, А.Ю.Климов, О.Г.Удалов, В.Л.Миронов	
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Исследование особенностей распределения намагниченности в	
U _T 12	ϕ ерромагнитных частицах крестоооразной формы $\Gamma = \Lambda \Gamma_{011} \mu_{111} \mu_{111} \Gamma_{111} \Gamma_{111} \Gamma_{111} \mu_{111} \Gamma_{111} \Gamma_{1111} \Gamma_{111} \Gamma_{1$	100
91 15	E.А.I аньшина, Л.Л.I ОЛИК, Б.И.КОвалев, S.J.Кунькова, О.Б.Бихрова, $E \to 2$ пошкор ³ A \oplus Вицоградор ¹ М \square Темиризоро ²	400
	В.П. Эвопков, А.П. Бипоградов, М.П. Гемиризска ¹ Московский государственный университет им М.В. Помоносова, Москва, Россия	
	² Институт падиотехники и электроники РАН Фрязинский филиал Фрязино	
	Россия	
	³ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ. Нижний	
	Новгород, Россия.	
	Трансформация спектров экваториального эффекта Керра тонких слоёв	
	InMnAs при изменении содержания Mn	
Чт 14	Д.А.Бизяев ¹ , Р.Г.Гатиятов ¹ , А.А.Бухараев ^{1,2}	490
	¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН,	
	Казань, Россия	
	² Казанский государственный университет, Казань, Россия	
	Особенности формирования магнитных доменов в нанопленке кобальта с	
	пространственно-модулированным рельефом	
Чт 15	В.Н.Матвеев, В.И.Левашов, А.В.Черных, Г.М.Михайлов, О.В.Кононенко,	
	В.Т.Волков, М.А.Князев, В.А.Тулин	
	Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов	
	РАН, Черноголовка, Россия	
	измерение индукции магнитного поля кантилеверов ферромагнитными	
II 17	холловскими нанодатчиками. В П. Миронов, О. П. Ерионаров, А. А. Фразриски	402
-11 10	Б.л. миронов, О.л. Ермоласва, А.А. Фрасрман Институт физики миклоструктур РАН Низений Ноогород Россия	492
	илотитут физики микроструктур 1 л11, 110жний 1106горов, 1 оссия Магнитные погические ячейки на основе упоралоченных массивов	
	маниятивно логи секие и секи на основе упорядоченных массивов	
	T T T T	

Чт 17	А.С.Мельников, <u>С.В.Миронов</u> , С.В.Шаров	494
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Положительное и отрицательное магнитосопротивление в гибридных системах	
	ферромагнетик - двумерный электронный газ	
Чт 18	К.Р.Мухаматчин ¹ , И.Д.Токман ² , А.А.Фраерман ²	496
	Чижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, Нижний	
	Новгород, Россия	
	² Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Генерация электрического тока в нестационарной геликоидальной магнитной	
	структуре	
Чт 19	И.М.Нефедов, И.Р.Каретникова, Б.А.Грибков, В.Л.Миронов, И.А.Шерешевский,	498
	А.А.Фраерман	
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Компьютерное моделирование МСМ изображений с учетом	
	магнитостатического взаимодействия зонда и образца	
Чт 20	В.В.Подольский ¹ , В.П.Лесников ¹ , Е.С.Демидов ¹ , Д.Е.Николичев ¹ , С.Ю.Зубков ¹ ,	500
	В.Г.Бешенков ³ , М.В.Сапожников ² , С.Н.Гусев ¹ , С.А.Левчук ¹	
	¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского,Нижний	
	Новгород, Россия	
	² Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	³ Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РА	
	Н, Черноголовка, Россия	
	Наноразмерные слои ферромагнитных дискретных сплавов кремния и	
	марганца, полученные осаждением из лазерной плазмы	
Чт 21	Г.С.Патрин ^{1,2} , В.Ю.Яковчук ¹ , Д.А.Великанов ^{1,2} , Е.В.Еремин ¹ , А.В.Зайцев ²	
	¹ Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск, Россия	
	² Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия	
	Исследование межслоевых взаимодействий в трехслойных пленках	
	NiFe/Bi/NiFe	
Чт 22	Г.С.Патрин ^{1,2} , И.С.Эдельман ¹ , И.А.Турпанов ¹ , Э.А.Петраковская ¹ , В.И.Юшков ² ,	
	Л.А.Ли ² , К.Г.Патрин ^{1,2} , А.В.Кобяков ²	
	¹ Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск, Россия	
	² Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия	
	Магнитные, резонансные и магнитооптические свойства пленок в системе ТМ -	
	Ge (TM=Co, Ni)	
Чт 23	М.В.Пашкевич ¹ , А.И.Стогний ¹ , Н.Н.Новицкий ¹ , Б.А.Грибков ² , В.Л.Миронов ² ,	502
	F.Fettar ^{3,4} , H.Garad ³	
	¹ Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск,	
	Беларусь.	
	² Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия.	
	³ Institut Néel, CNRS, Grenoble, France.	
	⁴ Departament de Física, Universitat Autònoma de Barcelona, Spain.	
	Оптимизация условий роста ультратонких пленок кобальта, получаемых	
	методом ионно-лучевого распыления	
Чт 24	<u>В.Н.Петров</u> , А.Б.Устинов	504
	Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет,	
	Санкт-Петербург, Россия	
	Магнитные свойства поверхности Fe ₃ O ₄	
Чт 25	<u>В.Н.Петров</u> , А.Б.Устинов	
	Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет,	
	Санкт-Петербург, Россия	
	Спин – поляризованная электронная Оже спектроскопия многослойных	
	структур Со – Рt	
Чт 26	<u>Н.К.Плешанов</u> , В.Л.Аксенов ² , А.П.Булкин ¹ , С.Н.Вдовичев ³ , Ю.В.Никитенко ⁴ ,	506
	В.Г.Сыромятников', В.М.Уздин', А.А.Фраерман'	
	' Петербургский институт ядерной физики, Ленинградская обл., Гатчина, Россия	
	² РНЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия	
	³ Институт физики микроструктур, Н.Новгород, Россия	
	7 Объединенный институт ядерных исследований, Московская обл., Россия	
	Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия	
	Исследование перемагничивания бислойной наноструктуры СоСи/Со методом	
	рефлектометрии поляризованных нейтронов	

Чт 27	Н.И.Полушкин	508
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Комбинированный электронный резонанс и управление спином электрона в	
	поле стоячей магнитостатической волны	
Чт 28	С.А.Гусев ¹ , В.Н.Петров ² , <u>Е.В.Скороходов¹</u>	510
	¹ Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия	
	² СПетербургский государственный политехнический университет, СПетербург,	
	Россия	
	Проблема загрязненеий в SEMPA микроскопии	
Чт 29	Д.А.Татарский, А.А.Фраерман	512
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	Невзаимность рассеяния нейтронов от ферромагнетиков с некомпланарным	
	распределением намагниченности	
Чт 30	<u>А.В.Тележников</u> , В.Я.Демиховский	513
	Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород,	
	Россия	
	Управление кондактансом квазиодномерного канала в присутствии спин-	
	орбитального взаимодействия	
Чт 31	В.М.Уздин, П.Ф.Бессараб	515
	Санкт-Петербургский государственный университет, СПетербург, Россия	
	Основное и метастабильные состояния в металлических магнитных	
	наноструктурах	
Чт 32	Л.А.Фомин, И.В.Маликов, Г.М.Михайлов	517
	ИПТМ РАН, Черноголовка, Россия	
	Магнитное строение эпитаксиальных структур из Fe (001) в переходной	
	области размеров	
Ч т 33	<u>Д.В.Хомицкий^{I, Е.Я.Шерман²}</u>	519
	¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород,	
	Россия	
	² Университет Торонто, Онтарио, Канада	
	Пространственная и спиновая динамика в системе двух квантовых точек со	
	спин-орбитальным взаимодействием	
Чт 34	И.Д.Токман ¹ , <u>А.В.Швецов²</u>	521
	¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	² Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний	
	Новгород, Россия	
	Динамика намагничивания кристаллов молекулярных магнитов циркулярно-	
	поляризованной электромагнитной волной миллиметрового диапазона	
Чт 35	А.Н.Лачинов, Н.В.Воробьева, А.А.Лачинов	523
	Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН, Уфа,	
	Россия	
	Влияние магнитострикции на переключение проводимости в системе	
	ферромагнетик-полимер-немагнитный металл	
Ч т 3 6	А.Н.Лачинов ¹ , К.Н.Югай ²	525
	¹ Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Уфа, Россия	
	² Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского, Омск, Россия	
	Аномально высокая проводимость границы раздела между полимерными	
	плёнками полидифениленфталида	
Чт 37	В.Л.Гуртовой, <u>А.В.Никулов</u> , В.А.Тулин,	527
	Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РА	
	Н, Черноголовка, Россия	
	Оценка уровня шума из результатов измерений квантовых осцилляций	
	постоянного напряжения	
Ч т 38	Н.В.Клёнов, В.К.Корнев, <u>А.В.Шарафиев</u>	529
	МГУ им. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия	
	Исследование логических операций в распределенных динамических кубитах	
Чт 39	<u>A.Ю.Аладышкин^{1,2}</u> , N.Schildermans ² , J.van de Vondel ² , A.V.Silhanek ² ,	531
	V.V.Moshchalkov ²	
	Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	
	² INPAC – Institute for Nanoscale Physics and Chemistry, K.U.Leuven, Belgium	
	Локализованная сверхпроводимость в мезоскопических гибридных структурах	
	сверхпроводник-ферромагнетик	

Чт 40	М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов, Д.В.Мастеров, С.А.Павлов, А.Е.Парафин, Г.Л.Пахомов Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия Использование кластерных первичных ионов Bi ₃ ⁺ для послойного анализа	533
Чт 41	ВТСП пленок Y ВаСиО методом ВИМС И.Н.Жиляев	535
	Институт проолем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия С	
	О возможности существования поля макроскопических осцилляторов в	
11- 42	двумерном проводнике и его влиянии на сверхпроводящюю щель	527
41 42	И.И.Соловьев, <u>П.В.Кленов</u> , В.К.Корнев, О.А.Муханов, Т.В.Филиппов	557
	Московский госуоарственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Госсия	
	динамический диапазон устроиств на основе параллельных джозефсоновских	
Чт 43	<u>Т.П.Криницина</u> , И.Б.Бобылев, Е.И.Кузнецова, Н.А.Зюзева, С.В.Сударева, Е.П.Романов	539
	Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия	
	Спинодальный распад и наноструктурная стабилизация сверхпроводящей	
	керамики YBa2Cu3 О _{7-б} легированием редкоземельными элементами Се, Pr и Sr	
Чт 44	А.С.Мельников, Д.А.Савинов	541
	Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия	
	О форме вихревых линий в пленках анизотропных сверхпроводников	
Чт 45	J-P.Ader ¹ , А.И.Буздин ¹ , А.С.Мельников ² , <u>А.В.Самохвалов²</u>	543
	Institut Universitaire de France and Universite Bordeaux I, France	
	Чнститут физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия	
	Осцилляции Литтла-Паркса в гибридных структурах ферромагнетик	
	сверхпроводник с эффектом близости	
Чт 46	Смолянкина О.Ю., Югай К.Н.	545
	Омскии государственныи университет им. Ф.М.Достоевского	
II 47	і ранспорт через сверхпроводящую наночастицу Ц. В. Тикомитер, К. Ц. Ютой	517
ЧТ 47	Н.В. ГИХОМИРОВ, К.Н.ЮГай Основный соорудствется и и страницательных ф.М.Построссового Основ. Воссия	547
	Омский государственный университет им. Ψ .М.Достоевского, Омск, Россия Заминити в римпи Абримовора в арархирородника разраба рода	
UT 18	$I M K havmovich^1 N B Konnin2,3 A S Mel'nikov1 I A Shereshevskii1$	540
11 40	¹ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod,	549
	KUSSIA ² Low Townsystyme Laboratow, Helginki University of Technology Finland	
	³ L D Landau Institute for Theoretical Physics Moscow Russia	
	L.D.Lunuuu Institute for Theoretical Thysics, Moscow, Russia Vortex Core States in Superconducting Granhene	
Чт 49	И М Нефелов И А Шерешевский ЛА Рыжов А Ю Алалышкин	551
11 12	Институт физики микроструктур РАН. Нижний Новгород. Россия	551
	Алгоритмы и программы молелирования процессов в мезоскопических	
	сверхпроволящих пленках	
Чт 50	С.В.Бенгус ^{1,2} , Е.И.Бухштаб ³ , А.Ю.Сипатов ⁴ , Н.Я.Фогель ³ , О.И.Юзефович ^{1,2}	553
	¹ Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины Харьков Украина	
	² International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures. Wroclaw.	
	Poland	
	³ Solid State Institute, Technion, Haifa, Israel	
	⁴ Наииональный Технический Университет ХПИ, 61002 Харьков, Украина	
	Подавление сверхпроводимости сильным магнитным полем в	
	самоорганизованных сверхпроводящих наноструктурах на границе раздела	
	гетероструктур А ^{IV} В ^{VI}	
	АВТОРСКИИ УКАЗАТЕЛЬ	555

	555
СПИСОК УЧАСТНИКОВ СИМПОЗИУМА	565

Спиновый инжекционный мазер

<u>В.В. Устинов</u>, Н.А. Виглин

Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, Россия e-mail: ustinov@imp.uran.ru

Анализируются возможности и основные закономерности управления спиновым транспортом электронов проводимости в планарных магнитных наноструктурах. Описаны результаты исследования явления спиновой электронов в гетероструктурах инжекции проводник/полупроводник, ферромагнитный приводящей формированию активной к двухуровневой спиновой среды и возможности излучения генерации лазерного типа, управляемого по частоте магнитным полем. Представляются разработанный прототип спининжекционного мазера, перестраиваемого по частоте магнитным полем.

Многообещающая идея использовать транспорт спин-поляризованных электронов в магнитных гетероструктурах для инверсии занятости спиновых уровней энергии в одном из слоев гетероструктуры с целью создания активной среды для усиления электромагнитного излучения реализована нами в целом ряде структур ФМП/ПП (ФМП -ферромагнитный проводник, ПП-полупроводник). В качестве ПП слоя использовался монокристаллический п-InSb. обладающий высокой подвижностью носителей заряда, большим временем спинрешеточной релаксации электронов проводимости, а также аномально высокой абсолютной величиной отрицательного g-фактора носителей заряда (g=-52).



Рис.1. Схема гетероструктуры «ферромагнитный проводник/полупроводник» для реализации генерации электромагнитного излучения в полупроводнике при накачке спин-поляризованным током из ферромагнетика.

В роли ФМП, играющего роль спинового поляризатора, были использованы следующие материалы:

- 1) сплавы Гейслера Co₂MnSn (температура Кюри $T_{\rm C}$ =826K), Ni₂MnSn ($T_{\rm C}$ =340K) и Co₂MnSb ($T_{\rm C}$ =478K),
- 2) ферромагнитные полупроводники EuO_{0.98}Gd_{0.02}O (*T*_C=130K) и HgCr₂Se₄ (*T*_C=120–130K),
- 3) манганиты La_{0.8}Ba_{0.2}MnO₃ (*T*_C=250K) и La_{0.8}Sr_{0.2}MnO₃ (*T*_C=308K).

Нами показано, что инжекция спинполяризованных электронов из вышеуказанных ферромагнитных полупроводников в полупроводник *n*-InSb приводит к спонтанной генерации электромагнитного излучения лазерного типа.

Мощность P зарегистрированного электромагнитного излучения достигает десятков микроватт. Зависимость излучаемой мощности P(H,I) от напряженности магнитного поля H и плотности тока I носит пороговый характер.

Эмиссия наблюдалась в интервале температур от 4.2 К до T_C для магнитных гетероструктур на основе n-EuO_{0.98}Gd_{0.0} Ω и p-HgCr₂Se₄ и в интервале до 160 - 18(К для остальных систем.



Рис.2. Пороговый характер зависимости мощности генерируемого излучения *P* от плотности инжектируемого тока в гетероструктурах на основе сплава Гейслера Co₂MnSn. и ферромагнитного полупроводника HgCr₂Se₄.

в большинстве исследованных гетероструктур мощность излучения медленно падала с повышением температуры в вышеуказанных интервалах и резко спадала до нуля по достижению границы вышеуказанного интервала. Излучение энергии наблюдалось только в тех случаях, когда электроны втекали в ферромагнетикаполупроводник ИЗ поляризатора.

Хорошо воспроизводимые результаты, полученные для различных материалов спинового поляризатора, позволяют сделать вывод о том, что физика наблюденного явления определяется основном внутренними в ферромагнетиков характеристиками И полупроводников, и в меньшей степени зависит от параметров омического контакта между ними.

Мы показываем, что экспериментально полученные результаты по зависимостям P(H,I)могут быть удовлетворительно описаны в модели усиления света индуцированными переходами в среде с инверсной заселенностью.

Заключение о том, что эмиссия излучения происходит за счет радиационных переходов между Зеемановскими уровнями электронов, подтверждается проведенным частотным спектральным анализом излучения и измерением зависимости выходной мощности от угла между направлением магнитного поля И кристаллографическими осями n-InSb. Было показано, что частота наблюдаемого излучения в точности соответствует переходам электронов проводимости, обладающих высоким gфактором (|g|=52),между Зеемановскими уровнями.



Рис.3. Зависимость мощности Р от магнитного поля *H* для гетероструктуры *p*-HgCr₂Se₄/*n*-InSb при T=77 К и токе I=2 А. Перед детектором установлен проходной резонатор с резонансной частотой 33.4 GHz. На вставке - зависимость мощности Р угла выходной ОТ между магнитного поля и направлением осями кристалла n-InSb, когда поле лежит в плоскости (110). Сплошная тонкая линия - зависимость вероятности поглощения при ЭДСР.

Установленное хорошее согласие между угловой вышеуказанной зависимостью мощности излучения зависимостью И вероятности электро-дипольных переходов при спиновом резонансе на Зеемановских уровнях электронов проводимости указывает на то, что излучение появляется за счет электро-дипольных переходов. Этот факт весьма существен для реализации лазерной генерации, поскольку индуцированных вероятность электродипольных переходов на несколько порядков величины больше вероятности магнитодипольных переходов.

Таким образом, реализован новый тип твердотельного мазера: спин-инжекционный мазер, перестраиваемый по частоте магнитным полем и работающий в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн.

Работа выполнялась в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов» и поддержана грантами РФФИ.
Молекулярные нанопроволоки на основе ДНК

Д.В. Клинов

Институт биоорганической химии им. академиков М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова РАН, ул. Миклухо-Маклая 16\10, Москва, Россия e-mail: klinov.dmitry@mail.ru

Фундаментальной задачей наноэлектроники является создание электронных устройств и проводников молекулярных размеров. Решение этой задачи позволило бы конструировать сверхбыстрые и сверхкомпактые компьютеры, использующие принципиально новые квантовые алгоритмы. Гигантская активность в этой области связана с попытками использования для наноэлектроники фуллеренов и нанотрубок.

He смотря на уникальные свойства углеродных нанотрубок, их применение в целях существенно нанотехнологических управляемого осложнено проблемами манипулирования ими, использованием в конкретной технологической цепочке. дороговизной широким разбросом и индивидуальных свойств (от диэлектриков до полупроводников и проводников).

Альтернативным кандидатом лля использования в качестве молекулярных нанопроволок является молекула ДНК. Как оказалось, помимо важнейшей роли хранилища генетической информации живого организма, молекулы ДНК могут осуществлять транспорт электронов вдоль полимерной цепи и могут проявлять хорошие проводящие свойства. воспроизводимость Олнако. работ по электронному транспорту ДНК, проводимых во многих лабораториях, является недостаточно высокой, что в первую очередь связанно с тем, что при нанесении молекул ДНК из раствора на твердую подложку происходит существенное искажение нативной структуры, присущей этим молекулам в растворе.

Нами были разработаны подходы, позволяющие уменьшить влияние подложки на структуру адсорбированных молекул ДНК и сохранить «нативное» состояние молекул ДНК (рис. 1). Разработанные методы плазмохимической модификации поверхности позволили добиться отличной проводимости молекул ДНК [1,2] и в сотрудничестве с Институтом Проблем Микроэлектроники и Особочистых материалов РАН и Парижским Университетом, впервые, была показана возможность перехода молекул ДНК в сверхпроводящее состояние. [1].

Как известно, основной целью молекулярной наноэлектроники является создание молекулярного компьютера с очень высокой плотностью размещения устройств – порядка триллиона на квадратный сантиметр.



Рис. 1 Молекулы ДНК, нанесенные на электроды

Размещение с такой огромной плотностью требует сверхмалого рассеяния мощности на каждом работающем устройстве. Предполагается, что лишь сверхпроводящие устройства могут удовлетворить этим требованиям.

Для конструирования молекулярных электронных устройств необходимо научиться «управлять» молекулами, позиционировать их в заданном месте подложки с необходимой разработаны ориентацией. Нами были методические основы управляемой адсорбции Управляемая биополимеров. адсорбция подразумевает нанесение или позиционирование молекул в нужном месте подложки с необходимой ориентацией [3].

[1] A. Yu. Kasumov, M. Kociak, S. Guéron, B. Reulet, V. T. Volkov, D. V. Klinov, and H. Bouchiat, Proximity-Induced Superconductivity in DNA, **Science**, Jan 12 (2001), 280-282.

[2] Kasumov A., Klinov D, Roche P.-E., Gueron S., and Bouchiat H., **Applied physics letters**, 84 (6), (2004)1007-1009.

[3] Dmitry Klinov, Kirill Atlasov, Alexander Kotlyar, Benjamin Dwir, Eli Kapon, DNA Nanopositioning and Alignment by Electron Beam-Induced Surface Chemical Patterning, **Nano** Letters accepted, 2007

Многофункциональные металл-полупроводниковые нанокомпозиты

<u>Т.В.Шубина</u>¹, В.Н.Жмерик¹, В.А.Шалыгин², Н.А.Гиппиус^{3,4}, С.В.Иванов¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург
 ² СПбГПУ, Политехническая 29, 195251, С.-Петербург
 ³ LASMEA-UMR 6602 CNRS-UBP, 63177 Cedex, France
 ⁴ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва 119991, Россия

Металл-полупроводниковые нанокомпозиты представляют собой искусственные среды для быстро развивающейся области прикладной физики – плазмоники. К настоящему моменту продемонстрированы перспективы подобных материалов для ряда применений, в том числе для усиления фотолюминесценции в квантовых ямах и органических полупроводниках вследствие связи излучающих диполей с плазмонами [1,2]. Как правило, металлические кластеры и пленки располагаются на поверхности структур. Мы представляем результаты теоретического И экспериментального исследования нанокомпозитов, в которых металлические кластеры расположены внутри оптически активной полупроводниковой матрицы.

Исследовались нанокомпозиты InN/In и GaAs/In, специально введенными co периодическими вставками металлического In, а также InN со спонтанно формируемыми кластерами In [3-8]. Было найдено, что свойства нанокомпозитов радикально отличаются ОТ свойств полупроводниковой матрицы вследствие плазмонных (Ми) резонансов в металлических кластерах и нестехиометрии матрицы, вызванной их формированием. Оптические процессы в этих крайне неоднородных системах протекают в пространственно различных областях, находящихся различным влиянием под локальных плазмонов. В результате, энергии спектрах краев поглощения В фототока, генерацию носителей отражающего в полупроводниковой матрице, И термически детектируемого поглощения, определяемого нерадиационным затуханием плазмонов, могут существенно различаться. Появляются особенности в фотолюминесценции, такие как локальное усиление излучения около кластеров, линейная поляризация и т. д. В нанокомпозитах кластеры могут иметь случайную форму и ориентацию относительно вектора электрического поля. Для того чтобы оценить усиление, усредненное по ансамблю кластеров, была рассмотрена модель сфероидов, имеющих равный объем и случайное соотношение осей a/c [4]. Величины усредненных коэффициентов усиления (~10²), найденные в соответствие с этой моделью, согласуются с локальным усилением (~70). Проведено катодолюминесценции моделирование спектров термически детектируемого поглощения в InN/In и GaAs/In,

показавшее зависимость их формы от статистического распределения a/c, а также от межзонных переходов в In и полупроводниковой матрице, которые селективно подавляют плазмонные резонансы. В InN/In нанокомпозитах было также получено спонтанное излучение терагерцового диапазона (частота ~3 ТГц) при накачке электрическими импульсами. Наиболее интенсивное излучение наблюдалось из образцов с относительно низкой электропроводностью, в полях 80-300 В/см. Механизм возникновения терагерцового излучения связан с особенностями морфологии нанокомпозитов, характеризуемой периодическим расположением кластеров и пор.

Таким образом, исследованные нанокомпозиты перспективны для создания эффективных светоизлучающих диодов И компактных твердотельных источников излучения терагерцового диапазона, которые необходимы спектроскопии, для неразрушающего контроля. обнаружения взрывчатых веществ. Стабильность излучения, определяемая существованием плазмонных резонансов в металлических частицах, делает источники излучения на основе металлполупроводниковых нанокомпозитов способными функционировать В условиях жестких радиационных И температурных воздействий.

[1] E. Ozbay, Science **311**, 189 (2006).

[2] K. Okamoto *et al.*, Nature Materials **3**, 601 (2004).

[3] T. V. Shubina *et al.*, Phys. Rev. Letters **92**, 117407 (2004).

[4] T. V. Shubina *et al.*, phys. stat. sol. (a) **202**, No. 3, 377 (2005).

[5] T. V. Shubina *et al.*, phys. stat. sol. (a) **203**, 13 (2006).

[6] T. V. Shubina *et al.*, arXiv:0806.4516, submitted to Phys. Rev. Lett. (2008).

[7] T.A. Komissarova, T.V. Shubina *et al.*, Proc. 16th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and

Technology", July 14-18, Vladivostok, Russia, 64 (2008).

[8] T.V. Shubina *et al.*, Abs. 15th Int. Conf. Superlattices, Nanostructures and Nanodevices, August 3-8, Natal, Brazil, 38 (2008).

Пайерлсовская щель, солитоны, примесные состояния и другие нерешенные проблемы квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности

С.В. Зайцев-Зотов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва e-mail: serzz@cplire.ru

Квазиодномерные проводники с волной зарядовой плотности представляют собой кристаллы с цепочечной структурой и близким к одномерному электронным спектром. Основным состоянием таких материалов является состояние с волной зарядовой плотности (ВЗП), которое возникает при понижении температуры ниже температуры фазового перехода Т_P, называемого пайерлсовским переходом, и сопровождается появлением щели 2Δ в плотности электронных состояний. Отличительные свойства квазиодномерных проводников — коллективный электронный транспорт, обусловленный скольжением ВЗП в электрическом поле, а также возможность переноса тока возбуждениями ВЗП — солитонами [1].

Квазиодномерные проводники известны уже более тридцати лет. За это время собрана обширная информация об их физических свойствах [1, 2]. В случае типичного квазиодномерного проводника — ромбического TaS₃ (p-TaS₃) — картина выглядит следующим образом. В р-Та S_3 при $T_P = 220$ К происходит образование ВЗП и формирование пайерлсовской щели в плотности состояний. Величина пайерлсовской щели может быть оценена из энергии активации проводимости $E_{\sigma}\approx 800~{\rm K}$ при 100 К < $T < T_P$ как $2\Delta \approx 2E_{\sigma} \approx 0.14$ эВ. Оценка величины щели по энергии активации для коэффициента Холла $E_H \approx 1000$ K [3] дает 2 $\Delta \approx 0.17$ эВ. Измерение величины пайерлсовской щели с помощью болометрического отклика приводит к значению 125 мэВ при $T \approx 100$ К [4]. При понижении температуры ниже 100 К величина энергии активации проводимости поперек цепочек, σ_{\perp} , сохраняется, а для проводимости вдоль цепочек, σ_{\parallel} , уменьшается примерно в два раза (при T >100 К $E_{\sigma\parallel} = E_{\sigma_{\perp}}$) [5]. Уменьшение энергии активации для продольной проводимости связывалось с возникновением вклада в проводимость солитонов, которые могут двигаться лишь вдоль цепочек [5]. Солитонам был приписан пик болометрического отклика, наблюдающегося при энергиях фотонов 60 мэВ [4]. Исследования температурной зависимости фотопроводимости [6] подтвердили существование коллективного вклада в линейную (по электрическому полю) продольную проводимость



Рис. 1. Величина пайерлсовской щели по данным различных измерений и в теории среднего поля (пунктир). Пояснения в тексте.

при T < 80 К. В этих измерениях величина пайерлсовской щели в области низких температур T = 40 - 70 K, оцененная из энергии активации для времени жизни неравновесных носителей, оказалась существенно больше, $2\Delta \approx 2500 \text{ K} \approx 0,215 \text{ эВ}$, в то время как по данным изучения болометрического оклика $2\Delta \approx 0,15$ K эВ при = 20 K [7]. Недавние измерения спектров фотопроводимости [8] дали доказательство существования примесных состояний в квазиодномерных проводниках и подтвердили, что величина пайерлсовской щели в p-TaS₃ при T < 60 K действительно не ниже 0,2 эВ. Однако вклад амплитудных солитонов в фотопроводимость, ожидающийся при энергиях меньших 2Δ , в спектрах не наблюлался.

На рис. 1 схематически представлены описанные выше результаты измерений величины пайерлсовской щели в ромбическом TaS₃. Видно, что измерения при температурах ниже 100 К систематически дают существенно большие значения, чем при температурах выше 100 К.

Таким образом, имеющиеся данные свидетельствуют о том, что значение пайерлсовской щели в p-TaS₃ при низкой температуре существенно больше, чем считалось ранее, и, возможно, продолжает зависеть от температуры при T < 100 К. В чем причина расхождений между результатами различных измерений? Известно, что в робмическом TaS₃ реализуется проводимость р-типа, что предполагает наличие сдвига уровня химического потенциала относительно середины щели ζ . Этот сдвиг был оценен в работе [9] величиной $\zeta \approx 1.3 k_B T$. Поправка к величине щели, оцениваемой из энергии активации проводимости, определяется температурной зависимостью $\zeta(T)$. Учет не зависящего от температуры сдвига $\zeta \approx 10-20$ мэВ приводит к величине пайерсловской щели $2\Delta = 2E_{\sigma} + 2\zeta \approx 160 - 180$ мэВ при ее оценке по величине E_{σ} , и 190 — 210 мэВ по величине E_H , что уже не противоречит данным по фотопроводимости [8]. К сожалению, в теории среднего поля, которая неплохо описывает свойства квазиодномерных проводников в температурном диапазоне $T_P/2 < T < T_P$, поправка к энергии активации температурной зависимости концентрации носителей не возникает, так как $\zeta(T) \propto T$ [10].

В работе [11] предполагалось, что проводимость при T > 100 К на самом деле неодночастичная и обусловлена термически рожденными солитонами, имеющими энергию активации $2\Delta/\pi$ меньшую энергии активации электронов и дырок. В этом случае $2\Delta = \frac{\pi}{2}E_{\sigma} = 230 - 270$ мэВ. При этом, однако, следует ожидать $E_{\sigma\perp} = \frac{\pi}{2}E_{\sigma\parallel}$ (солитоны могут перемещяться лишь вдоль цепочек), что противоречит эксперименту [5].

Исходя из приведенных данных можно предположить, что рост величины щели при понижении температуры продолжается и ниже 100 К. Наличие такой температурной зависимости щели противоречит, однако, модели среднего поля. Отметим, что приближение среднего поля также неверно предсказывает связь между температурой перехода и величиной щели: для всех квазиодномерных проводников пайерлсовский переход происходит при температуре, которая примерно в 2 раза ниже предсказываемой $T_{MF} = 2\Delta/3.52$. Обычно это несоответствие приписывается флуктуациям, которые в квазиодномерном случае должны быть сильными и разрушают трехмерный порядок при существенно более низких температурах, чем T_{MF} .

Рост пайерлсовской щели при понижении температуры может возникнуть вследствие перехода соизмеримость-несоизмеримость. Однако до сих пор неизвестно, возникает ли такой переход, так как единственные измерения температурного хода волнового вектора ВЗП в p-TaS₃ [12] не обладают достаточной точностью. В то же время в голубой бронзе надежно установлено, что волновой вектор ВЗП хоть и приближается к соизмеримости при понижении температуры, но так и остается несоизмеримым с решеткой [1].

Как уже упоминалось выше, ряд экспериментальных данных указывает, что при низ-

ких температурах механизм линейной проводимости может быть не связан с возбуждением электронов и дырок через пайерлсовскую щель. Сравнительно недавно была предложена теория ВЗП [13], в которой в качестве исходного состояния берется не жидкость Ферми, как в теории среднего поля, а жидкость Латтинджера, существующая на отдельных цепочках. Эта теория работает лишь в области низких температур и приводит к другой величине пайерлсовской щели, чем модель среднего поля, область применимости которой, повидимому, не распространяется на температуры ниже $T_P/2$. Можно также ожидать, что как и в жидкости Латтинджера, низкотемпературная проводимость квазиодномерных проводников будет обеспечиваться возбуждениями бозонного типа, т.е. будет носить коллективный характер. Солитонов в этой модели не возникает.

Таким образом, следует признать, что несмотря на 30-летнюю историю развития физики квазиодномерных проводников, в настоящее время в этой области продолжает существовать много нерешенных вопросов и отсутствуют теории, описывающие всю совокупность экспериментальных данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 07-02-01131 и 06-02-72552-НЦНИЛ), ОФН РАН, а также в рамках совместной европейской лаборатории CNRS-PAH-РФФИ «Физические свойства когерентных электронных состояний в твердом теле» между ИРЭ РАН им. В.А. Котельникова и Институтом Нееля (Гренобль, Франция).

[1] G. Grüner, Rev. Mod. Phys. **60**, 1129 (1988).

[2] С.В. Зайцев-Зотов, УФН, 174, 585 (2004).

[3] Ю.И. Латышев, Я.С. Савицкая, В.В. Фролов, Письма в ЖЭТФ, **38**, 446 (1983).

[4] М.Е. Иткис, Ф.Я. Надь, Письма в ЖЭТФ, **39**, 373 (1984).

[5] T. Takoshima *et. al*, Solid State Commun. **35**, 911 (1980).

[6] S.V. Zaitsev-Zotov and V.E. Minakova, Phys. Rev. Lett. 97, 266404 (2006).

[7] Ф.Я. Надь, М.Е. Иткис, Письма в ЖЭТФ, 63, 246 (1996).

[8] V.F. Nasretdinova, S.V. Zaitsev-Zotov, http://arxiv.org/abs/0812.4689.

[9] Д.В. Бородин, С.В. Зайцев-Зотов, Ф.Я. Надь, ЖЭТФ, **90**, 318 (1986).

[10] С.Н. Артеменко, В.Я. Покровский, С.В. Зайцев-Зотов. ЖЭТФ, **110**, 1069 (1996).

[11] Yu. I. Latyshev *et.al*, J. Phys. A **36**, 9323 (2003).

[12] Z.Z. Wang *et. al*, J. Phys. Lett. **44**, 311 (1983).

[13] S.N. Artemenko and F. Gleisberg, Phys. Rev. Lett. 75, 497 (1995).

Спиновые токи в полумагнитных гетероструктурах

В.В. Бельков,¹ С.Д. Ганичев,² Д.Р. Яковлев,^{1,3} С.А. Тарасенко¹

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1940121 Санкт-Петербург, Россия

² Regensburg University, 93040 Regensburg, Germany

³ TU Dortmund University, 44221 Dortmund, Germany

E-mail: bel@epi.ioffe.ru

В работе представлены результаты экспериментального теоретического И исследования генерации спинового фототока полумагнитных в квантовоструктурах размерных условиях в внутризонного поглошения света. Показано. что обменное взаимодействие существенобразом усиливает фототок, возным никающий при приложении магнитного поля. Рассмотрены два характерных для микроскопических данных структур В невырожденном механизма эффекта. электронном газе электрический ток vсиливается за счет гигантского Зеемановского расщепления. Тогда как в вырожденном полупроводнике доминирующую роль играет спин-зависимое рассеяние на поляризованных магнитным полем ионах марганца.

Экспериментально изучались легированные йодом (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te гетероструктуры п-типа (ширина квантовой ямы 10 nm), выращенные на арсенидгаллиевых подложках в направлении [001]. поляризованное возбуждающее Линейно терагерцового лазерное излучение диапазона (длина волны 118 и 148 µm) падало по нормали к плоскости квантовой ямы. Температура образца варьировалась в диапазоне 1.8 ÷ 150 К., Магнитное поле (до 7 T) было направлено параллельно плоскости структуры вдоль одной из ее <110> осей.

Регистрировались фототоки, возникающие в образцах в перпендикулярном магнитному полю направлении. Варьировалась температура изучаемой полупроводниковой структуры и интенсивность оптического возбуждения. расщепления Величины спинового по измерений определялись данным спектров фотолюминесценции исследуемых образцов в магнитном поле.

При температуре выше 12 К освещение сопровождалось генерацией структуры фототока, величина которого была напряженности пропорциональна магнитного поля. Понижение температуры образца ЛО 1.9 K в случае низкой интенсивности оптического возбуждения приводило к изменению полярности фототока и росту его абсолютной величины в 40÷50 раз. При этом в зависимости фототока от величины магнитного поля Рост наблюдалось насышение. интенсивности оптической накачки сопровождался значительным падением нормированного на мощность излучения фототока. В изучавшейся для сравнения немагнитной структуре CdTe/(Cd,Mg)Te резкой температурной зависимости сигнала не наблюдалось.

Предложена модель генерации спинового фототока в полумагнитных структурах. Учет двух эффектов - гирасщепления гантского спинового и рассеяния на поляризованной мишени объяснить экспериментально позволил наблюдаемые закономерности.



Рис.1. Зависимости фотосигнала U от магнитного поля B при различных температурах (P = 0.5 mW, $\lambda = 118$ µm).

Туннельное связывание электронных состояний в вертикально коррелированных системах InAsGa/GaAs квантовых точек при комнатной температуре

<u>М.М. Соболев</u>, И.М. Гаджиев, И.О. Бакшаев, В.С. Михрин, Е.Л. Портной Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия E-mail: m.sobolev@mail.ioffe.ru

Для элементной базы высокоскоростных волоконнооптических систем связи существует потребность в разработке лазеров с синхронизацией мод модуляцией И поглощения на эффекте Штарка на основе структур вертикально с коррелированными квантовыми точками (ВККТ). В связи, с чем возникает необходимость в проведении детальных исследований по влиянию электрического поля на поглощение света при его волноводном распространении и эффекты туннельного связывания на состояний ВККТ. Таким образом, целью экспериментальное работы являлось выявление оптических и электрических свойств квантовых состояний в системах с несвязанными и туннельно-связанными InAsGa/GaAs BKKT. Эти исследования проводились с помощью нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) с использованием диодных р-п-структур поглошения И оптического в двухсекционных лазерных структурах температуре при комнатной В зависимости от величины приложенного электрического к структурам поля. Двухсекционная конструкция лазера позволяет получить абсолютное значение коэффициента поглощения. В этом случае использовалась возможность управления смещением Штарка уровней энергии электронов и дырок ВККТ с помощью приложенного модулированного электрического поля подстройки уровней энергии для экситона ВККТ в резонанс с энергией света лазера, облучающего кванта Для повышения модулятор. чувствительности был применен метод дифференциальной спектроскопии, который позволял измерять производную коэффициента поглощения от приложенного напряжения.

Методом DLTS была исследована эмиссия дырок и электронов состояниями несвязанных и туннельно-связанных КТ InAs/GaAs в зависимости от толщины прослойки GaAs между двумя слоями КТ InAs (d) и от величины напряжения обратного смещения. Проведенные исследования позволили установить, что для структуры с ВККТ: 1. При d=10.0 нм себя система проявляет как пара несвязанных КТ, для которой характерно смещение уровней слабое Штарка энергии основного И возбужденного состояний (1-2 мВ). 2. При d=4.0 нм система находится в фазе молекулы. Гибридизация электронных состояний двух близко расположенных КТ приводит к расщеплению уровней на связанные и антисвязанные. основные И возбужденные состояния электронов. Для этих квантовых состояний наблюдалось смешение Штарка vровней сильное энергии (10-40 мВ) в зависимости от величины электрического поля [1].

На рис. 3 и 4 представлены данные о дифференциальном поглощении несвязанных (d=30 нм) и связанных (d=3.0 нм) КТ, откуда отчетливо видна количестве разница в уровней поглощения и скорости изменения их положения под влиянием внешнего поля. При соответствующей настройке длины волны излучения лазера и смещения Штарка происходило резонансное поглощение с образованием экситона. Максимум поглощения соответствовал нулевому значению дифференциального сигнала при его изменении ОТ отрицательному положительно к значению. Для структуры с d=30 нм наблюдается одна точка нулевого дифференциального сигнала **A**₁, что свидетельствует о наблюдении только одного экситона основного состояния.



Рис. 3. Дифференциальное поглощение в структуре с 10 слоями несвязанных ВККТ при различных напряжениях обратного смещения.



Рис. 4. Дифференциальное поглощение в структуре с 3 слоями связанных ВККТ при различных напряжениях обратного смещения.

Для структуры с толщиной прослойки d=3.0 нм точек нулевого дифференциального поглощения оказывается три: А, В и С (рис. 4). Спектры поглощения, отображают факт генерации экситонов при комнатной температуре. Были построены зависимости изменения энергии в точках максимумов поглощения, соотносимых с состояниями экситонов, от величины приложенного напряжения (рис. 5), и которые характеризуются влиянием эффекта Штарка на оптические переходы. Для структуры 10 слоями несвязанных КТ наблюдается значительное до 13 мэВ смещение Штарка (рис. 5), превышающее аналогичные значения у одиночных КТ.



Рис.5 Скорость движения нулевого дифференциального сигнала поглощения с ростом поля структур с 10 слоями несвязанных КТ (A_1) и 3 слоями ВККТ ($A, B \, \text{u} \, \text{C}$).

Для структуры с туннельносвязанными ВККТ при определенных значениях поля непрямые и прямые расположенных КТ экситоны близко настраиваются в резонанс. Волновая функция электронов становится делокализованной, формируя молекулярные связанные (A) И антисвязанные состояния **(B)** с расщеплением между ними ≈ 62 мэВ. В наших исследованиях мы наблюдали смещения Штарка сильные для экситонов A и B, которые достигали ≈ 68 и 42 мэВ соответственно (рис. 5).

Исследования проводились на лазерных структурах, что позволяет использовать полученные данные для интегральной конструкции, создания сочетающей лазер и модулятор на эффекте Штарка, обладающий большей эффективностью, чем в случае структур с массивом одиночных КТ.

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ 08-02-12149-офи и 08-02-01317-а.

[1] Соболев, М.М., Жуков, А.Е., Васильев, А.П., Семенова, Е.С., Михрин, В.С., Цырлин, Г.Э., Мусихин Ю.Г., ФТП, **40**, 84 (2006).

Поглощение и модуляция излучения в наноструктурах с квантовыми ямами p-GaAs/AlGaAs

Д.А. Фирсов¹, Л.Е. Воробьев¹, В.А. Шалыгин¹, <u>А.Н. Софронов¹</u>, В.Ю. Паневин¹, М.Я. Винниченко¹, П. Тхумронгсилапа¹, С.Д. Ганичев², С.Н. Данилов², А.Е. Жуков³

¹ СПбГПУ, Санкт-Петербург, 195251, Политехническая ул., 29 ² University of Regensburg, 93040 Regensburg, Germany ³ СПбФТНОЦ РАН, Санкт-Петербург, 195220, ул. Хлопина, 8, корп. 3 e-mail: sofronov@rphf.spbstu.ru

Возможность получения генерации излучения терагерцового диапазона связывается в ряде работ с оптическими переходами носителей заряда между резонансными и локализованными состояниями мелких примесей в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах [1]. Исследование резонансных состояний по анализу спектров поглощения в терагерцовом диапазоне является непростой задачей, более удобно проводить подобные исследования в средней инфракрасной области спектра.

Настоящая работа посвящена исследованию спектров поглощения поляризованного света в структуре с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, легированными бериллием. Структура выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии и содержит 200 периодов квантовых ям (КЯ) GaAs шириной 3,8 нм, разделенных 7 нм барьерами Al_{0.4}Ga_{0.6}As. Легирование производилось в узкой области в центре каждой ямы до поверхностной концентрации 3.2·10¹¹см⁻². Из структуры были изготовлены образцы для оптических исследований в многопроходной геометрии с 12 проходами. Параметры структуры выбраны таким образом, что спектральные особенности, связанные с оптическими переходами дырок между размерно-квантованными состояниями, лежат в среднем ИК диапазоне спектра.

В низкотемпературных равновесных спектрах поглощения были обнаружены пики поглощения излучения s-поляризации с энергиями квантов в районе 200 мэВ (рис. 1) и излучения рполяризации при энергиях кванта около 120 мэВ (рис 2, б).

Оптические матричные элементы для переходов дырок между подзонами размерного квантования дырок для разной поляризации излучения в структурах с квантовыми ямами, имеющими схожие параметры, рассчитаны в [2]. В соответствии с этими данными наблюдаемые спектральные особенности для света s-поляризации при низких температурах могут быть связаны с оптическими переходами дырок из основного состояния примеси в третью подзону размерного квантования hh_3 , а также в связанное с ней резонансное состояние примесного центра. Схема таких переходов представлена на вставке на рис. 1. При повышении температуры происходит частичная термическая ионизация примесных центров и заполнение первой подзоны размерного квантования hh_1 , что приводит к дополнительному вкладу в поглощение оптических переходов из первой подзоны, которые обуславливают наблюдаемое с ростом температуры уширение пиков поглощения в сторону меньших энергий.



Рис. 1. Экспериментальные равновесные спектры поглощения света s-поляризации при разных температурах решетки. На вставке показана схема оптических переходов. L – длина оптического пути.

В соответствии с данными работы [2], пик поглощения света р-поляризации может быть обусловлен оптическими переходами дырок из основного состояния примеси во вторую подзону размерного квантования hh_2 и связанный с ней резонансный уровень примеси.

На основе полученных экспериментальных данных были оценены энергии оптических переходов дырок из основного состояния примеси в резонансные состояния, находящиеся под второй и третьей подзонами размерного квантования, а также в сами эти подзоны. Поскольку энергия связи основного состояния бериллия в КЯ известна [3], это позволило определить энергетические положения второй и третьей подзон размерного квантования. Поскольку переходы из примесного состояния идут при малых величинах волновых векторов дырок, эффекты перемешивания состояний тяжелых и легких дырок и результирующие сложные непараболические дисперсионные зависимости для дырок в подзонах будут несущественны, а положение подзон при $\mathbf{k}_{\parallel}=0$ может быть оценено введением объемных эффективных масс. Такие расчеты были проведены, получено хорошее согласие определенных из эксперимента положений подзон с расчетами: $hh_2 = 134$ мэВ и $hh_3 = 196$ мэВ (отсчет ведется от дна квантовой ямы). Положение третьей подзоны hh_3 практически совпадает с величиной разрыва валентных зон барьера и ямы, состояния этой подзоны можно считать делокализованными.

Также были оценены энергии связи резонансных состояний, находящихся под подзонами hh_2 и hh_3 , которые оказались равными 19 мэВ.

Выполнены также исследования спектра изменения коэффициента поглощения света структурой в сильном электрическом поле. В эксперименте измерялась величина увеличения пропускания излучения перестраиваемого CO₂ лазера структурой при подаче на образец импульсов сильного латерального электрического поля.



Рис. 2. а) Спектры модуляции поглощения в электрическом поле; б) равновесные спектры поглощения для р-поляризации при разных температурах, обозначения переходов приведены на вставке к рис. 1.

Экспериментальный спектр модуляции поглощения (рис. 2, а) в области сильного равновесного поглощения света р-поляризации представляет собой узкий пик, положение которого соответствует переходам дырок из основного состояния бериллия в резонансное состояние, связанное с подзоной hh_2 . С ростом напряженности электрического поля спектральное положение пика остается неизменным, а величина модуляции поглощения вблизи спектрального максимума монотонно сверхлинейно растет (рис. 3).

Полученные результаты позволяют предположить, что в сильных электрических полях происходят процессы частичной ионизации примесей электрическим полем, при этом уменьшается заселенность основного состояния бериллия, и, как следствие, уменьшается вклад в коэффициент поглощения оптических переходов из основного состояния бериллия в резонансное. Заметим, что процесс примесного пробоя выражен на ВАХ в виде достаточно слабого отклонения зависимости от линейной (рис. 3), что связано с сильной зависимостью подвижности дырок от электрического поля.



Рис. 3. Вольтамперная характеристика и зависимость модуляции вблизи спектрального максимума от электрического поля.

Отметим, что по ширине Г линии модуляции поглощения может быть оценено время жизни дырок в резонансном состоянии под второй подзоной размерного квантования, которое определяется вкладом волновых функций первой подзоны в волновую функцию резонансного уровня. Оно находится в разумном согласии с теоретическими данными, полученными в работе [4] в результате расчетов энергетического спектра мелкого донорного примесного центра, помещенного в квантовую яму, и составляет величину порядка 4·10⁻¹³ с.

В квантовых ямах, легированных акцепторами, подобные исследования проведены впервые.

- [1]. Altukhov I.V., et. al. JETP Lett. 59, 455 (1994)
- [2]. Chen H.H., *et.al.*. IEEE Journ. of Quant. Electr. **32**, 471 (1996)

[3]. Zheng W.M., *et.al.* Journ. of Appl. Phys. **92**, 6039 (2002)

[4]. Blom A., et. al. Phys. Rev. B 68, 165338 (2003)

Полное внутреннее отражение двумерных плазмонов и подавление межмодового плазмон-плазмонного рассеяния в многоканальном наногетеротранзисторе

В.В. Попов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Саратовский филиал) РАН, 410019 Саратов, Россия e-mail: popov@soire.renet.ru

Плазменные колебания, возбуждаемые в подзатворной области электронного канала наногетеротранзисторов с двумерным (2D) электронным газом (подзатворные плазмоны), могут быть использованы для создания миниатюрных частотно-селективных электрически перестраиваемых детекторов терагерцового (ТГц) излучения [1]. Ширина линии плазмонного резонанса, отвечающая за селективность такого детектора, определяется всеми возможными механизмами затухания плазмонов. Величина вклада электронного рассеяния в канале транзистора в полную ширину линии плазмонного резонанса равна $1/\tau$, где τ – время электронной релаксации. В нанотранзисторах с высокой подвижностью электронов вклад в ширину линии плазмонного резонанса, связанный с электронной релаксацией может быть менее 0.1 ТГц. Радиационное уширение линии подзатворного плазмонного резонанса крайне мало вследствие акустической (квадрупольной) природы подзатворной плазмонной моды [2].

В нанотранзисторах с отдаленным затвором (длина затвора намного короче полной длины электронного канала между контактами стока и истока) ширина линии подзатворного плазмонного резонанса намного (на порядок величины) превышает вклад, определяемый электронным рассеянием [3]. Указанное уширение линии подзатворного плазмонного резонанса может быть объяснено рассеянием подзатворных плазмонов на границах подзатворного участках электронного канала с возбуждением межконтактных плазмонов на длинных подводящих участках элек-(межмодовое тронного канала плазмонплазмонное рассеяние) [4]. Естественно, что такое гигантское уширение линии плазмонного резонанса ставит под вопрос высокую потенциальную частотную селективность ТГц детекторов на плазмонном резонансе.

Ширина канала в наногетеротранзисторах обычно намного (на два-три порядка величины) больше длины подзатворного участка канала. В этом случае взаимодействие падающего на транзистор внешнего ТГц излучения с плазменными колебаниями в канале транзистора происходит с сохранением планарной компоненты волнового вектора вдоль направления однородности канала (т.е., поперек канала транзистора). Поэтому, нормально падающее на транзисторную структуру ТГц излучение, имеющее нулевую компоненту волнового вектора в плоскости структуры, может возбуждать только плазменные колебания с волновым вектором, направленным вдоль канала транзистора (т.е., в направлении стокисток).

В случае наклонно падающего внешнего ТГц излучения (например, в случае использования неколлимированного ТГц пучка) направление волнового вектора возбуждаемого плазмона, строго говоря, может измениться вследствие наличия ненулевой компоненты волнового вектора падающей ТГц волны в плоскости структуры. Однако, с практической точки зрения, указанный эффект оказывается пренебрежимо малым вследствие того, что величина волнового вектора ТГц волны значительно меньше (как правило, на три порядка величины), чем величина волнового вектора плазмона в нанотранзисторе. В связи с этим, плазмонные моды с ненулевой компонентой планарного волнового вектора поперек канала транзистора (так называемые, наклонные плазмоны) невозможно возбудить в транзисторе с широким однородным по ширине каналом с помощью облучения такого транзистора внешней ТГц волной. Разумеется, обратное также верно. Несмотря на то, что наклонные плазмонные моды могут возникать в транзисторе с широким однородным по ширине каналом в результате их стимулированного [5] или теплового возбуждения, эти моды не могут излучаться из такого транзистора в виде ТГц волны.

Поперечная планарная компонента волнового вектора также сохраняется в процессе межмодового плазмон-плазмонного рассеяния. Таким образом, в транзисторе с широким однородным по ширине каналом взаимодействующие в процессе такого рассеяния подзатворные и межконтактные плазмоны имеют нулевую компоненту волнового вектора поперек канала транзистора. Величина волнового вектора межконтактных плазмонов, как правило, меньше величины волнового вектора подзатворных плазмонов вследствие экранирования подзатворных плазмонов затворным электродом и обеднения подзатворной области канала транзистора. В этом случае процесс переброса волнового вектора при межмодовом плазмон-плазмонном рассеянии происходит на резких границах затворного контакта.

В недавней работе [6] был экспериментально исследован плазмонный отклик многоканального нанотранзистора на основе гетероструктуры InGaAs/InAlAs. Многоканальный транзистор был изготовлен путем протравливания подзатворного участка исходно широкого 2D электронного канала таким образом, что под затвором оставались множество (более 50 в работе [6]) узких параллельных каналов с образованием подзатворных прямоугольных 2D микрорезонаторов с размером порядка 200×200 нм². В работе [6] наблюдались узкие плазмонные резонансы с шириной линии, определяемой исключительно электронным рассеянием (ширина линии резонанса порядка $1/\tau$).

В данной работе показано, что необычно сильное сужение (на порядок величины) линии подзатворного плазмонного резонанса в многоканальном гетеротранзисторе по сравнению с аналогичным транзистором со сплошным широким 2D электронным каналом связано с подавлением межмодового плазмон-плазмонного рассеяния [7].

В отличие от транзистора с широким однородным каналом, наклонные плазмонные моды в многоканальном транзисторе могут возбуждаться внешним падающим ТГц излучением, поскольку периодическая цепочка отдельных каналов нарушает однородность канала по его ширине и, таким образом, служит элементом связи между наклонными плазмонами и падающим ТГц излучением. Дисперсия наклонных 2D плазмонных мод имеет вид

$$\omega_{mn} = s \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$$
 (*m*, *n* = 1, 2, 3...), (1)

где $q_x = m\pi / l$ и $q_y = n\pi / w$ – соответственно

продольная и поперечная планарные компоненты волнового вектора плазмона (направленные соответственно вдоль и поперек канала транзистора в плоскости канала) и *s* – фазовая скорость подзатворных плазмонов, зависящая от величины затворного напряжения.

Каждая плазмонная мода с дисперсией, определяемой выражением (1), и заданной величиной продольной компоненты волнового вектора $|q_x|$ может быть представлена, как суперпозиция двух бегущих поперек канала наклонных плазмонных мод с противоположно направленными составляющими волновых векторов q_v и – q_v . Рассмотрим падение одной из двух подзатворных наклонных плазмонных мод на границу раздела подзатворной и межконтактной областей транзистора в плоскости 2D электронного канала. В многоканальном гетеротранзисторе, описанном в [6], барьерный слой над межконтактными участками канала покрыт высоколегированным покровным слоем, экранирующим межконтактные плазмоны [8]. В этом случае дисперсия межконтактных плазмонов будет иметь вид подобный выражению (1):

$$\omega = \hat{s}\sqrt{\hat{q}_x^2 + \hat{q}_y^2}, \qquad (2)$$

где q_x , q_y и \hat{s} – соответственно продольная и поперечная планарные компоненты волнового вектора и фазовая скорость межконтактного плазмона, определяемая концентрацией электронов на межконтактных участках канала транзистора (независящей от затворного напряжения). Поскольку поперечная компонента волнового вектора сохраняется ($\hat{q}_y = q_y$), из выражения (2) с

учетом соотношения $q_v = (\omega \sin \theta) / s$, следует

$$\hat{q}_{x} = \left(\frac{\omega}{s}\right) \sqrt{\left(\frac{s}{\hat{s}}\right)^{2} - \sin^{2}\theta}, \qquad (3)$$

где θ – угол падения наклонного подзатворного плазмона на границу раздела подзатворной и межконтактной областей в плоскости 2D электронного канала. Поскольку фазовая скорость подзатворных плазмонов меньше фазовой скорости межконтактных плазмонов, величина под знаком радикала в правой части выражения (3) может стать отрицательной при $\sin \theta > s/\hat{s}$, что дает чисто мнимую величину компоненты волнового вектора \hat{q}_x . В этом случае, подзатворные плазмоны полностью отражаются от границы подзатворной области канала, оставаясь запертыми в подзатворных 2D микрорезонаторах и, таким образом, межмодовое плазмон-плазмонное рассеяние оказывается подавленным.

Оценки показывают, что условие полного внутреннего отражения подзатворных плазмонов от границы раздела подзатворной и межконтактной областей транзистора реализуется в эспериментах [6], что приводит к значительному сужению линии подзатворного плазмонного резонанса. Указанный эффект может быть использован для повышения частотной избирательности ТГц транзисторных детекторных устройств на плазмоном резонансе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 06-02-16155 и 08-02-92497) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Квантовые наноструктуры».

[2] V.V. Popov, O.V. Polischuk, M.S. Shur, J. Appl. Phys., **98**, 033510 (2005).

[3] A. El Fatimy, F. Teppe, N. Dyakonova et al., Appl. Phys. Lett., **89**, 131926 (2006).

[4] V.V. Popov, O.V. Polischuk, W. Knap, A. El Fatimy, Appl. Phys. Lett., **93**, 263503 (2008).

[5] M.I. Dyakonov, Semiconductors, 42, 984 (2008).

[6] A. Shchepetov, C. Gardès, Y. Roelens et al., Appl. Phys. Lett., **92**, 242105 (2008).

[7] V.V. Popov, Appl. Phys. Lett., **93**, 083501 (2008).

[8] V. Ryzhii, A. Satou, W. Knap, M.S. Shur, J. Appl. Phys. **99**, 084507 (2006).

^[1] M. Dyakonov, M. Shur, IEEE Trans. Electron Devices, 43, 380 (1996).

Циклотронный резонанс и эффекты обменного взаимодействия в гетероструктурах InAs/AlSb

В. И. Гавриленко, А. В. Иконников, С. С. Криштопенко, К. Е. Спирин,

Ю. Г. Садофьев, M. Orlita^{*}

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия ^{*} Grenoble High Magnetic Field Laboratory, CNRS, Grenoble, France

e-mail: antikon@ipm.sci-nnov.ru

Согласно теореме Кона [1], электронэлектронное взаимодействие не может привести к изменению частоты циклотронного резонанса (ЦР) в системе с полной трансляционной симметрией. Однако в системах с сильной непараболичностью (например, в узкозонных полупроводниках) или при учете рассеяния теорема Кона не выполняется, что было показано как экспериментально [2, 5, 6], так и теоретически [2, 3, 4]. Но, несмотря на имеющиеся результаты, четкого представления о влиянии электронэлектронного взаимодействия на ЦР до сих пор не получено, поэтому такие исследования являются актуальными. В настоящей работе исследовались гетероструктуры InAs/AlSb, которые характеризуются малой величиной эффективной массы в квантовой яме (КЯ) InAs (0,03m₀), высокой подвижностью (до 9·10⁵ см²/В·с при T = 4,2 К [7]), наличием эффекта биполярной остаточной фотопроводимости [8, 9], позволяющего изменять в широких пределах концентрацию двумерных электронов в КЯ InAs.

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs(100) на буфере GaSb. Активная часть структуры состояла из нижнего барьера AlSb (12 нм), КЯ InAs (12, 15 и 18 нм), верхнего барьерного слоя AlSb (30-40 нм) и покрывающего слоя GaSb (6 нм). Темновая концентрация электронов при T = 4,2 К составляла около 7·10¹¹ см⁻², подвижность – около 4·10⁵ см²/В·с. Образцы располагались в световодной вставке в гелиевом криостате в центре сверхпроводящего соленоида. Имелась возможность освещать структуру с помощью синего светодиода для уменьшения концентрации. Исследования ЦР проводились с помощью фурье-спектрометра BRUKER 113V при температуре T = 2 К. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности образцов. Прошедшее через структуру излучение детектировалось с помощью Si болометра. Спектры пропускания, измеренные в магнитном поле, нормировались на спектр в нулевом магнитном поле. Также измерялось магнитосопротивление образцов в двухконтактной геометрии, что позволяло определять концентрацию электронов в КЯ InAs непосредственно в тех же условиях, что и при измерении ЦР.



Рис. 1. Спектры ЦР в структуре С038 $(d_{K\pi} = 18 \text{ нм}, n_s = 6,6\cdot 10^{11} \text{ см}^{-2})$. Под линиями указаны значения магнитных полей в Тесла. Стрелками указаны поля, отвечающие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау.

Для расчета уровней Ландау в КЯ InAs решалась система самосогласованных уравнений Хартри с 8-зонным гамильтонианом Кейна [10] с учётом эффектов деформации [11] в пренебрежении квадратичными слагаемыми, и слагаемыми, описывающими отсутствие центра инверсии. В самосогласованном потенциале учитывались поля примесных ионов, *е-е* взаимодействие и энергия, связанная с различием диэлектрических проницаемостей InAs и AlSb. Расчеты показали, что влияние самосогласованного потенциала, искажающего профиль КЯ, на энергии циклотронных переходов не превышает 2% во всем диапазоне доступных полей.

На рис. 1 представлены некоторые спектры ЦР в образце СОЗ8 ($d_{K\!\!\mathcal{R}} = 18$ нм) при концентрации электронов 6,6.10¹¹ см⁻². Хорошо видно, что линия ЦР расщепляется на 2-3 пика. Положения этих пиков в более широком интервале магнитных полей представлены на рис. 2 вместе с рассчитанными значениями энергии циклотронных переходов. Видно, что положения пиков хорошо согласуются с расчетами, что позволяет однозначно идентифицировать циклотронные переходы. При $B \sim 6$ T (v ~ 5) ЦР связан с переходами $2^{\uparrow} \rightarrow 3^{\uparrow}$ и $1^{\downarrow} \rightarrow 2^{\downarrow}$ и наблюдаемое расщепление связано с неэквидистанностью уровней Ландау (Δm^* -splitting). В полях около 7,5 T (v~4) ЦР связан с переходами $1^{\downarrow} \rightarrow 2^{\downarrow}$ и $1^{\uparrow} \rightarrow 2^{\uparrow}$, а расщепление вызвано различием g-фактора на уровнях Ландау с номера-



Рис. 2. Положение спектральных линий ЦР в образце C038 при концентрации $n_s = 6,6\cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (символы) и рассчитанные энергии переходов между нижними уровнями Ландау (линии).

ми 1 и 2 (Δg^* -splitting). В области магнитных полей ~ 6,75 Т удалось отчетливо наблюдать сразу 3 циклотронных перехода: $2^{\uparrow} \rightarrow 3^{\uparrow}$, $1^{\downarrow} \rightarrow 2^{\downarrow}$ и $1^{\uparrow} \rightarrow 2^{\uparrow}$. Этот эффект был обнаружен в этом образце при других концентрациях электронов, а также в другом образце СО40 $(d_{K\!R} = 15 \text{ нм})$. В предшествующих работах возможность расщепления линии ЦР на три компоненты, однако, практически никогда не наблюдалась (см., например, [12]). Важной особенностью, на которую следует обратить особое внимание, является зависимость энергии перехода $1^{\downarrow} \rightarrow 2^{\downarrow}$ от магнитного поля. Видно, что энергия перехода с ростом магнитного поля становится все меньше вычисленного в одноэлектронном приближении значения, в то время как энергия перехода $1^{\uparrow} \rightarrow 2^{\uparrow}$ находится в разумном согласии с расчетом. Такое расхождение наблюдалось и в других образцах и значительно превышает погрешность измерений.

Отдельно следует рассмотреть ЦР в области энергий выше полосы фононного полощения в GaAs. В максимально доступном нам магнитном поле 13 Т (рис. 3) в спектрах ЦР наблюдались один или пика. два соответствующих переходам $0 \rightarrow 1$ с двух нижних уровней Ландау. При концентрации электронов в КЯ InAs $7,3\cdot10^{11}$ см⁻², соответствующей фактору заполнения $v \approx 2,4$, в спектре наблюдаются 2 пика: левый, связанный с переходом $0^{\downarrow} \rightarrow 1^{\downarrow}$ и более слабый правый, связанный с переходом $0^{\uparrow} \rightarrow 1^{\uparrow}$. С уменьшением концентрации, интенсивность левого пика падает, а правого растет, что связано с уменьшением фактора заполнения и изменением заселенности уровней Ландау. Однако, кроме этого, левый пик смещается влево, а правый - вправо, хотя в одноэлектронном приближении энергия этих переходов должна зависеть только от параметров КЯ InAs и величины магнитного поля. При дальнейшем уменьшении концентрации, в спектрах ЦР остается только правый пик. при этом он также продолжает смещаться в область больших энергий.

Сравнение результатов эксперимента с данными наших расчетов дает основание ут-



Рис. 3. Спектры ЦР в структуре C034 $(d_{K\!R} = 15 \text{ нм})$ в магнитном поле B = 13 T при различных концентрациях.

верждать, что наблюдаемые «необычные» эффекты должны быть вызваны неучтенным в расчетах обменным взаимодействием между электронами. Модельные расчёты влияния электрон-электронного взаимодействия на гибридизацию циклотронных переходов между уровнями Ландау с различными номерами или разным направлением спина показывают, что в зависимости от распределения электронов по начальным состояниям возможно как слияние двух переходов в один, так и «расталкивание» линий ЦР [13]. Эффекты, связанные с электронфононным взаимодействием, должны наблюдаться в спектральной полосе вблизи частот поглощения оптических фононов [6]. В наших экспериментах аномальное расщепление линий ЦР наблюдается в широком диапазоне энергий циклотронных переходов, поэтому наиболее вероятным объяснением нам представляется влияние е-е взаимодействия.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 07-02-013826 09-02-00752) и РАН.

- 1. W. Kohn Phys. Rev. 123, 1242 (1961).
- 2. T. Ando et al. Rev. Mod. Phys. 54, 437 (1982).
- 3. C. Kallin et al. Phys. Rev. B 31, 3635 (1985).
- 4. A. H. MacDonald *et al.* Phys. Rev. B **40**, 5795 (1989).
- 5. C. M. Hu *et al.* Phys. Rev. B **52**, 12 090 (1995).
- 6. X. G. Wu *et al.* Phys. Rev. Lett. **84**, 4934 (2000).
- 7. C. Nguyen et al. J. Elec. Mater. 22, 255 (1993).
- Ch. Gauer *et al.* Semicond. Sci. Technol. 8, S137 (1993).
- 9. В. Я. Алешкин et al ФТП, **39**, 30 (2005).
- 10. E.O. Kane J. Phys. Chem. Solids 1, 249 (1957).
- G.L. Bir, G.E. Pikus, Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductors. Wiley, New York, (1974).
- 12. M. J. Yang et al. Phys. Rev. B 47, 6807 (1993).
- 13. K.Asanj, T.Ando, Phys.Rev. B 58, 1485 (1998)

ВЛИЯНИЕ НУКЛЕАЦИИ НА КРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ СТРУКТУРУ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НИТЕВИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ

<u>H. В. Сибирев¹</u>, В. Г. Дубровский^{1,2}, Г. Э. Цырлин^{1,2,3}, И. П. Сошников^{1,2}, М. В. Назаренко⁴, Ю. Б. Самсоненко^{1,2,3}

¹Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН», 194021, ул. Хлопина, 8, к. 3, Санкт-Петербург.

²Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург. ³Институт аналитического приборостроения РАН, 190103, Рижский пр. 26, Санкт-Петербург

⁴Физический факультет, Санкт-Петербургский Государственный Университет, 198504 Старый Петергоф, ул. Ульяновская, д.3, Санкт-Петербург

e-mail: NickSibirev@yandex.ru

Интерес полупроводниковым к нитевидным нанокристаллам (ННК) как к элементам оптоэлектронных, наномеханических и наноэлектроных систем [1-3] объясняет необходимость исследования процессов их образования. Все соединения III-V, кроме нитридных, в объемной форме имеют стабильную кубическую (CUB) решетку типа цинковой обманки. Одним из наиболее удивительных свойств III-V ННК является их преимущественное формирование в гексагональной (вюрцитной) (НЕХ) фазе [4-7]. Целью представленной работы является получение точного выражения для свободной энергии образования зародыша и расчет вероятностей образования фаз СUB и НЕХ для системы GaAs/GaAs(111)B-Au.

В настоящее время ННК выращиваются в методами молекулярно-пучковой основном эпитаксии[8], газофазным осаждения [9] или магнетронного осаждения [10]. Общепризнанным механизмом формирования ННК считается рост по схеме «пар-жидкостькристалл» [11,12] (ПЖК). В данном механизме полупроводниковый материал (например, Si или GaAs) осаждается на поверхность из газообразной среды (паро-газовой смеси или молекулярных пучков), поступает в жидкую пересыщенного каплю раствора полупроводника и катализатора (Au-Si, Au-GaAs) и кристаллизуется на поверхности раздела жидкость-кристалл под каплей. Процессы, учитываемые в кинетической модели для случая МПЭ роста ННК приведены на рис.1.

В большинстве теоретических моделей считается, что формирование ННК стимулировано двумерной нуклеацией. Возможны три различных ситуации: а) нуклеация в центре - Рис.2а; б) нуклеация на тройной линии - Рис.2b; в) промежуточный случай, когда часть периметра зародыша находится на тройной линии - Рис.2c.



Рис.1. Модель роста ННК 1 - молекулярный пучок адсорбция на подложке, в капле и боковой гране, 2 – испарение с поверхности капли, 3 – встраивание адатомов и рост подложки, 4 – диффузия адатомов с поверхности подложки через боковую грань в каплю, 5 – двумерная нуклеация под каплей, 6 – десорбция адатомов с поверхности подложки.

Для описания всех указанных случаев введём 4 величины: половину угла α, под которым из центра ННК видна граница пар-зародыш, половину угла φ, под которым из центра зародыша видна граница жидкость-зародыш, радиус зародыша г и площадь А (см. Рис.2). В этих переменных свободная энергия образования зародыша имеет вид (1):

$$\Delta G = -\Delta \mu \frac{Ah}{\Omega_s} + \gamma_{Ls} 2rh\varphi + (\gamma_{VS} - \gamma_{LV} \sin\beta) 2Rh\alpha.$$
(1)

Здесь γ_{SV} – поверхностная энергия границы паркристалл, γ_{LV} – поверхностная энергия границы жидкость-пар, γ_{SL} – поверхностная энергия границы жидкость-кристалл, β – контактный угол между каплей и поверхностью ННК, h – высота монослоя, Ω_S – элементарный объем в твердой фазе, $\Delta \mu$ - разность химических потенциалов полупроводникового материала в жидкой и твердой фазе. Случай нуклеации в центре соответствует $\varphi = \pi$ и $\alpha = 0$; при нуклеации на тройной линии $\varphi = \pi/2$ и sin $\alpha = r/R$.



Рис.2 Возможные расположения зародыша на вершине цилиндрического ННК: а) – нуклеация в центре; b) – нуклеация на тройной линии; c) – промежуточный случай.

Между четырьмя введёнными параметрами есть две связи, что позволяет сократить число переменных характеризующих зародыш до двух α и *г*. В этих переменных критический размер зародыша $r_c = \gamma_{SL} \Omega_S / \Delta \mu$ не зависит от α , однако, активационный барьер нуклеации критического зародыша является функцией α .

В зависимости от значения параметров $c=(\gamma_{SV}-\gamma_{LV}\sin\beta)/\gamma_{SL}$, и $x=R/r_c$ нуклеация происходит в цетре при $c\geq 1$ или на тройной линии при cx<1 или реализуется промежуточный режим см. (рис.2c) при c<1 и cx>1.

Показано, что с увеличением диаметра ННК вероятность образования НЕХ кристаллической фазы уменьшается, а СUB возрастает (см. рис. 3).

В ходе рассмотрения начальной стадии роста теоретически показано, что существуют такие условия, когда рост имеющиеся ННК может продолжаться, но не наблюдается образование новых ННК.

Показано, что могут существовать два критических размера капли катализатора R_1 и R_2 , для которых при $R < R_1$ наблюдается заращивание капли (отрицательный рост) и при $R > R_2$ под катализатором образуется ННК. Если размеры капли $R_1 < R < R_2$, то капля остается на ростовой поверхности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и программ РАН «Квантовые наноструктуры» и «Квантовая макрофизика».



Рис.З Зависимости вероятностей образования фаз CUB (возрастающая кривая) и HEX (убывающая кривая) от радиуса R для параметров GaAs HHK, для разности хим. потенциалов пара и твёрдого тела $\Delta \mu$ =150 мэB.

[1] Tomas Bryllert, Lars-Erik Wernersson, Linus E. Fröberg, and Lars Samuelson IEEE ELECTRON DEVICE LETTERS, VOL. 27, NO. 5. (2006)

[2] Shingo Hirano, Nobuo Takeuchi, Shu Shimada, and Kyosuke Masuya, Katsuhiko Ibe and Hideo Tsunakawa, Makoto Kuwabara J. Appl. Phys. 98, 094305 (2005)

[3] L. Tsakalakos, J. Balch, J. Fronheiser, B. A. Korevaar, O. Sulima and J. Rand Appl. Phys. Lett. 91, 233117 (2007)

[4] Harmand J.C., Patriarche G., Péré-Laperne N., Mérat-Combes M.-N., Travers L., and Glas F. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 87. P. 203101.

[5] Glas F., Harmand J.C., and Patriarche J. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. 146101 (2007).

[6] Сошников И.П., Цырлин Г.Э., Тонких А.А.,

Самсоненко Ю.Б., Дубровский В.Г., Устинов

В.М., Горбенко О.М., Litvinov D., Gerthsen D. // ФТТ. 2005, Т. 47, С. 2121.

[7] Johansson J., Karlsson L. S., Svensson C. P. T.,

Mårtensson T., Wacaser B. A., Deppert K.,

Samuelson L., and Seifert W. // Nat. Mater. 2006. V. 5. P. 574.

[8] V.G.Dubrovskii, I.P.Soshnikov, G.E.Cirlin, A.A.Tonkikh, Yu.B.Samsonenko, N.V.Sibirev and V.M.Ustinov phys.stat.sol.(b), 2004, v.241, №7, p.R30-R33.

[9] W.Seifert, M.Borgstrom, K.Deppert, K.A.Dick, J.Johansson, M.W.Larsson, T.Martensson, N.Skold, C.P.T.Svensson, B.A.Wacaser, L.R.Wallenberg, L.Samuelson. J. Cryst. Growth 272, 211 (2004).

[10] И.П. Сошников, Г.Э. Цырлин, В.Г. Дубровский, А.В. Веретеха, А.Г. Гладышев, В.М. Устинов, ФТТ, 2006, том 48, выпуск 4 с.737-741.

[11] Е.И. Гиваргизов Рост нитевидных и пластинчатых кристаллов из пара. М.:Наука, 1977, 304 с.

[12] В.Г.Дубровский, Н.В.Сибирев, Г.Э.Цырлин. Письма в ЖТФ, 2004, т.30, вып.16, с.41-50.

Механизмы рекомбинации носителей заряда в Sb-содержащих лазерных структурах с квантовыми ямами. Спонтанное и индуцированное излучение

<u>Л.Е. Воробьев</u>¹, В.Л. Зерова¹, Д.А. Фирсов¹, G.Belenky², L.Shterengas², G.Kipshidze², T.Hosoda², S.Suchalkin², M.Kisin²

¹ СПбГПУ, Политехническая ул., 29, Санкт-Петербург 195251, Россия ² SUNY, Stony Brook, New York 11794, USA

e-mail: LVor@rphf.spbstu.ru

Использование структур с квантовыми ямами InGaAsSb/AlGaAsSb в полупроводниковых лазерах на межзонных переходах электронов позволяет продвинуться в область длин волн 3-4 мкм. Рекомбинационные процессы в таких структурах в значительной степени определяют характеристики лазеров. В настоящей работе проводится сравнительное исследование рекомбинационных процессов в структурах, ранее использованных для создания лазеров с рекордными характеристиками [1].

Исследовались структуры двух типов, содержащие 4 квантовые ямы $In_{0.54}Ga_{0.46}As_{0.24}Sb_{0.76}$. Барьеры формировались твердыми растворами Al_{0.35}Ga_{0.65}As_{0.03}Sb_{0.97} (тип 1) И In_{0.25}Al_{0.20}Ga_{0.55}As_{0.03}Sb_{0.97} (тип 2). Использование пятерного твердого раствора увеличивает возможности оптимизации структуры и позволило улучшить характеристики лазеров [2]. В работе проводились исследования временных зависимостей фотолюминесценции (ФЛ) при энергии кванта, соответствующей максимальному сигналу ФЛ, в широком диапазоне температур и интенсивностей оптической накачки с использованием метода "up-conversion" с временным разрешением около 1 пс.

На рис. 1. для примера приведены кривые спада люминесценции для двух типов структур, измеренные при T = 300 К. Условия накачки в этих структурах существенно отличались: в структуре первого типа ширина запрещенной зоны барьера для прямых переходов E_a^{Γ} примерно соответствовала энергии кванта излучения накачки $E_g^{\Gamma} \cong h \nu$, что приводило к малым значениям коэффициента поглощения. В структурах второго типа $E_g^{\Gamma} < hv$, и возможно появление динамического эффекта Бурштейна-Мосса, меняющего коэффициент поглощения излучения накачки. В связи с этим, для того, чтобы сопоставить значение неравновесной концентрации электронов и уровень накачки, был выполнен расчет интенсивности ФЛ в отсутствие рекомбинации (что примерно соответствует максимуму кривой спада ФЛ), от величины неравновесной концентрации. Результаты расчета для T = 300 К и соответствующие экспериментальные зависимости интенсивности ФЛ в максимумах кривых спада ФЛ от уровня накачки приведены на рис. 2.

Измеренные на эксперименте зависимости сигнала ФЛ J_{PL} от времени и известные зависимости J_{PL} в максимумах кривых спада ФЛ от уровня накачки Іритр позволили рассчитать зависимость полной скорости рекомбинации от концентрации $R(n_0)$:

$$-R(n_{0}) = \frac{1}{n_{0}} \frac{dn_{0}}{dt} = \frac{1}{I_{pump}} \frac{dI_{pump}}{dJ_{PL}} \frac{dJ_{PL}}{dt} = \frac{1}{I_{pump}} \left(\frac{dJ_{PL}}{dI_{pump}}\right)^{-1} \frac{dJ_{PL}}{dt}$$



Рис. 1. Зависимости сигнала ФЛ от времени для $(In_{0.54}Ga_{0.46}As_{0.24}Sb_{0.76}/$ структур 1 Al_{0.35}Ga_{0.65}As_{0.03}Sb_{0.97}) и 2 (In_{0.54}Ga_{0.46}As_{0.24}Sb_{0.76}/ In_{0.25}Al_{0.20}Ga_{0.55}As_{0.03}Sb_{0.97}), измеренные при различных интенсивностях накачки.

Результаты расчета скорости рекомбинации R приведены на рис. 3. Квадратичная зависимость R(I_{pump}), наблюдаемая при повышении температуры, соответствует значительному вкладу оже-рекомбинации. Скорость ожерекомбинации более высока в структурах первого типа с четверным барьером.



Рис. 2. Расчетные и экспериментальные зависимости сигнала ФЛ в максимумах кривых спада ФЛ (см. рис. 1) при комнатной температуре.

Исходя из кривых, приведенных на рис. 3, можно оценить величину коэффициента ожерекомбинации С, вычитая из общей скорости рекомбинации линейный член, соответствующий излучательной рекомбинации:

$$C = \frac{R(n) - R(0) - Bn}{n^2} = \frac{1}{\tau_{Auo} n^2}.$$

При T = 300 K: $C \approx 0.2 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^4/\text{c}.$

Увеличение скорости оже-рекомбинации в структурах первого типа может быть объяснено с привлечением резонансной оже-рекомбинации. Как показывают расчеты, введение индия в твердый раствор, формирующий барьер в структуре второго типа, приводит к уменьшению глубины потенциальной ямы для электронов и увеличению глубины потенциальной ямы для дырок. В структурах, в которых глубина квантовой ямы для электронов превышает ширину запрещенной зоны, обычно имеются возбужденные уровни размерного квантования, которые могут служить конечными состояниями для оже-электронов. Таким образом, наряду с нерезонансными СНСС оже-процессами в таких структурах возможны и резонансные СНСС процессы, сопровождающиеся вертикальными переходами электронов [3]. Вероятность резонансных оже-процессов сравнительно велика, что и приводит к повышению общего уровня скорости рекомбинации.

Итак, в случае использования пятерного раствора для формирования барьеров лазерной структуры (структура второго типа) глубина КЯ меньше E_g , и резонансные оже-процессы невозможны. В случае же использования четверного раствора (структура первого типа) возможны резонансные оже-процессы, которые ведут к уменьшению внутреннего квантового выхода. Таким образом, для получения лучших характеристик лазеров целесообразно использовать структуры второго типа. Сравнительный анализ лазеров на структурах обоих типов [1,2] подтверждает этот вывод.



Рис. 3. Зависимости скорости рекомбинации от интенсивности накачки для различных температур.

Работа поддержана грантами РФФИ и Министерства образования и науки РФ

[1] T.Hosoda, G.Belenky, L.Shterengas, G.Kipshidze, M.V.Kisin. Appl. Phys. Lett. **92**, 091106 (2008).

[2] L.Shterengas, G.Belenky, G.Kipshidze, T.Hosoda. APL **92**, 171111 (2008).

[3] Л.В.Данилов, Г.Г.Зегря. Физика и техника полупроводников **42**, 566 (2008).

Межслоевая туннельная спектроскопия дираковских фермионов в графите

Ю.И. Латышев¹, А.П. Орлов¹, А.Ю. Латышев¹, Д. Виньоль²

¹Институт радиотехники и электроники РАН, ул. Моховая 11-7, Москва, Россия ²Нац. лаборатория импульсных магнитных полей, авеню де Рангуель 143, Тулуза, Франция e-mail: lat@cplire.ru

Открытие графена [1, 2] стимулировало возвратный интерес к графиту как к наноматрице графеновых слоев. Наличие характерных для графена безмассовых носителей, дираковских фермионов, было обнаружено также и в графите фотоэлектронной c использованием спектроскопии высокого углового разрешения ARPES [3], туннельной спектроскопии STM [4] и магнетоспектроскопии в ИК диапазоне [5].

В настоящей работе мы адаптировали технику межслоевого туннелирования лпя исследования свойств дираковских фермионов в графите. Был изучен круг вопросов, касающийся: (1) межслоевого взаимодействия, (2) квантования энергии дираковских фермионов в графите в магнитном поле. (3) их поведения в сверхсильных магнитных полях различной ориентации. Для исследования межслоевых туннельных спектров графита были получены слоистые структуры типа "мезы" с помощью микротравления двустороннего тонких монокристаллов естественного графита в фокусированных ионных пучках. Эта техника была апробирована ранее на слоистых ВТСП материалах [6] и материалах с волной зарядовой плотности [7]. В исследованиях мы использовали монокристаллы графита высокого качества. Анизотропия проводимости вдоль и поперек слоев составляла 3 10⁴ при температурах ниже 10 K. Высокое качество исследованных

монокристаллов было также подтверждено экспериментами по ИК магнетоспектроскопии [8]. Полученные мезы имели латеральные размеры ~ 1 мкм и содержали 20-30 графеновых споев. Проводимость мезы при низких температурах имела туннельный характер [9].

Нами было установлено, что в магнитных полях B = 0.4 - 6 Тл. ориентированных поперек слоев, на межслоевые туннельных спектрах графитовой мезы, проявляются пики, которые могут быть идентифицированы как переходы между уровнями Ландау с номерами N= -1, -2, -3... в валентной зоне на уровни с номерами N'= 1, 2, 3... в зоне проводимости при условии |N'| =|N| [10]. Наиболее явно проявляются пики, соответствующие переходам (-1, 1) (рис. 1а). соответствующие переходам Пики, более высоких порядков, проявляются в полях более 2 Тл. Положение пика по напряжению соответствует удвоенному значению энергии уровня Ландау Е_N. При этом, как следует из эксперимента, E_N оказывается пропорциональна $(NB)^{1/2}$. а ee величина соответствует "релятивистским" уровням Ландау [9], наблюдавшимся на графене в экспериментах по магнетопропусканию [11]. Наши результаты согласуются также с недавними наблюдениями дираковских фермионов в графите с помощью других независимых методик, ARPES [3], STM [4] и магнетопропускания в ИК диапазоне [5, 8] (рис. 1b).



Рис. 1. Межслоевые туннельные спектры dI/dV(V) графитовой мезы #1 при 1.4 К и B= 1T, B//c (a). Стрелками помечены пики, соответствующие переходам (-1,1). Зависимости удвоенной энергии первых трех уровней Ландау, извлеченные из межслоевых туннельных спектров, (сплошные символы) от магнитного поля в сравнении с данными STM [4] (открытые символы) и данными по магнетопропусканию [5] (звездочки) (b). Сплошные линии – теоретические, для дираковских фермионов со скоростью Ферми $v_F = 10^8 \text{см/с}$.

В сильных магнитных полях более 21 Тл, ориентированных поперек слоев, нами воспроизводимо наблюдалась индуцированная полем псевдощель. Она проявляется как провал туннельной плотности состояний на фоне двух симметричных по V максимумов при V= \pm V_{рg} (рис. 2). Величина псевдощели, V_{рg}, слабо уменьшается с ростом поля от 200 мВ при 21 Тл до 150 мВ при 28 Тл. Псевдощелевая особенность воспроизволится также в импульсных магнитных полях до 55 Тл. При В> 30 Тл ее величина практически не зависит от поля. Мы считаем, что псевдощель определяется графеновыми слоями. Ее величина не зависит от числа слоев в мезе, аналогично положению соответствующих переходам пиков, между уровнями Ландау в средних полях. Большая псевдощели указывает величина на ee коллективный характер. Выяснение ее природы требует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

Для сравнения нами были изучены межслоевые туннельные спектры в магнитных полях, параллельных слоям. В сильных полях 25-55 Тл было обнаружено появление локального максимума на спектрах, положение которого линейно росло с величиной магнитного поля и достигало 70-80 мВ при 55 Тл. Качественное объяснение локального максимума в туннельной проводимости и линейной зависимости его положения от поля состоит в следующем.



Рис.2. Межслоевые туннельные спектры, измеренные на графитовой мезе #1, для различных магнитных полей, В//с. Следует отметить появление псевдощели в магнитных полях, превышающих 21 Тл.

При туннелировании из графенового слоя 1 в слой 2 в параллельном поле $B_{//}$ дираковский фермион приобретает дополнительный импульс. Соответствующее изменение его волнового вектора составляет $\Delta k = 2p \ e \ B_{//} \ d \ /(\ h \ c)$, где е-заряд электрона, c – скорость света, d –

расстояние между слоями. Это приводит к смещению его конического спектра E(k) на величину Δk . Условие сохранения энергии и импульса при туннелировании определяется уравнением [12]:

$$E_1(k) + eV = E_2(k + \Delta k), \qquad (1)$$

где V – напряжение смещения на переходе. Вклад в туннельный ток и туннельную проводимость пропорционален области пересечения заполненной $(E < E_F)$ И незаполненной (E>E_F) частей спектров E_{1.2}(k). Из уравнения (1) следует, что, когда при заданном значении Δk (т.е. заданном $B_{\prime\prime}$) смешенный по k спектр $E_2(k+\Delta k)$ перемещается вертикально вверх по V, максимальная область пересечения достигается при некотором значении V*, когда конические спектры Е_{1.2} касаются друг друга по их образующим. При смещении V > V*, конусы оказываются вложенными друг в друга и не дают пересечения, что должно приводить к падению туннельного тока. Учитывая, что $E(k) = hv_F/(2\pi)$ из (1) можно оценить V*: V* $\approx hv_F\Delta k/(2pe)$. Оценка дает при B= 55 Тл величину V* \approx 50 мB, близкую к эксперименту.

Работа была выполнена при поддержке грантов INTAS (No 05-1000008-7972), РФФИ (No 08-02-01093-а, 06-02-72551), а также программы РАН "Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах". Авторы признательны В.А. Волкову, Ю.Е. Лозовику и В.М. Яковенко за обсуждение результатов работы.

[1] K.S. Novoselov et al. Nature 438, 197 (2005).

[2] Y.B. Zhang et al. Nature 438, 201 (2005).

[3] S.Y. Zhou et al. *Nature Physics* 2, 595 (2007).

[4] G. Li and E. Andrei, *Nature Phys.* 3, 623 (2007).
[5] M. Orlita *et al. Phys. Rev. Lett.* 100, 136403 (2008).

[6] Yu.I. Latyshev et al., *IEEE Trans. on Appl. Supercond* 9, 4312 (1999); *Supercond. Sci. Technol.* 19, 51 (2006).

[7] Yu. I. Latyshev et al., J. Phys. A: Math. Gen. 36, (2003) 9323; Phys. Rev. Lett. 95, 266402 (2005).

[8] M. Orlita et al., cond-mat.: 0805.0553v1.

[9] Yu. I. Latyshev et al., *Fullerenes, Nanotubes and Carbon Nanostructures*, **16:5**, 344 (2008).

[10] Yu.I. Latyshev et al., Journal of Physics:

Conference Series **129**, 012032 (2008).

[11] Jiang Z et al. Phys. Rev. Lett., 98, 197403 (2007).

[12] S.K. Lyo et al., Physica E, 34, 425 (2006).

Экспериментальное наблюдение эффекта спинового экранирования в тонкопленочных гетероструктурах сверхпроводник/ферромагнетик

И.А. Гарифуллин¹, Н.Н. Гарифьянов¹, <u>Р.И. Салихов¹</u>, Л.Р. Тагиров²

¹Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра РАН, ул.

Сибирский тракт 10/7, Казань, Россия

²Казанский государственный университет, 420008 Казань, Россия

e-mail: ruslan salikhov@yahoo.com

В последние годы интерес к изучению взаимодействия сверхпроводимости и ферров тонкопленочных магнетизма слоистых системах сверхпроводник/ферромагнетик (С/Ф) или к так называемому эффекту близости С/Ф вновь возрос. Это связано с возможностью использования эффекта близости в качестве принципа работы спинового клапана для сверхпроводящего тока. Кроме того, появились новые теоретические предсказания, которые ждут своего экспериментального подтверждения. К таким предсказаниям, в частности, относится «обратный» эффект близости или так называемый эффект спинового экранирования [1]. Он заключается в том, что спиновая поляризация электронов проводимости в Ф-слое за счет сверхпроводящих корреляций вызывает спиновую поляризацию электронов в С-слое. Эта поляризация имеет обратный знак и характерный масштаб проникновения порядка сверхпроводящей длины когерентности ξ_s . Причина того, почему магнитный момент проникает в сверхпроводник, может быть легко понята на качественном уровне. Спины электронов проводимости в тонком ферромагнитном слое преимущественно ориентированы в одном направлении за счет обменного взаимодействия со спинами остова. Из-за сверхпроводящих корреляций эти электроны имеют куперовских партнеров в сверхпроводящем слое, с противоположным направлением спина, на расстоянии порядка размеров куперовской пары ξ_S от границы раздела С/Ф. Таким образом, в С-слое возникает спиновая поляризация электронов проводимости с направлением противоположным тому, которое существует в ферромагнетике.

Рассмотрение на более формальном уровне показывает, что эффект спинового экранирования пропорционален уменьшению спиновой восприимчивости электронов проводимости Сслоя при сверхпроводящем переходе. В свою очередь, спиновая восприимчивость электронов проводимости является физической причиной сдвига Найта линии ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в металлах. Таким образом, в ЯМР эффекты спинового экранирования проявятся в меру уменьшения найтовского сдвига при переходе системы в сверхпроводящее состояние.

Для того чтобы достичь заметного вклада в

сигнал ЯМР от областей, в которых возникает спиновая поляризация вследствие «обратного» эффекта близости, необходимо ограничить толщину С-слоя размером, несильно превышающим ξ_{s} . Это означает, что число ядер ванадия, участвующих в резонансе, будет чрезвычайно малым. Стандартная техника ЯМР в этом случае оказывается непригодной вследствие недостаточчувствительности. Для ной того, чтобы преодолеть эту проблему нами был создан сверхчувствительный спектрометр ЯМР, работающий в непрерывном режиме на частоте порядка 5 МГц. Мы сильно уменьшили тепловые шумы, используя специальные малошумящие MESFET транзисторы, способные работать при температуре 4 К.

Для измерений ЯМР мы приготовили тонкопленочные трехслойные образцы Ф/С/Ф, используя ванадий как сверхпроводящий слой. В качестве Ф-слоев мы использовали Ni или сплавы Pd с Fe. Всего мы приготовили три трехслойных образца $Pd_{0.98}Fe_{0.02}/V/Pd_{0.98}Fe_{0.02}, Pd_{0.97}Fe_{0.03}/V$ /Pd_{0.97}Fe_{0.03} и Ni/V/Ni. Все образцы были выращены на монокристаллических подложках из MgO(001) методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Чтобы предотвратить окисление образцов, они покрывались защитным слоем палладия. Толщина и качество пленок были исследованы методом малоуглового рассеяния рентгеновского излучения. Значения толщин ванадия d_v и величины шероховатостей б приведены в Таблице 1.

Таблица	1
---------	---

Образец	d_V нм	δ нм	T _C K	RRR	ζ_S нм
V	30	0.3	4.65	11	14
$Pd_{0.98}Fe_{0.02}/V$ / $Pd_{0.98}Fe_{0.02}$	36	1.3	3.02	4.6	8
$Pd_{0.97}Fe_{0.03}/V$ / $Pd_{0.97}Fe_{0.03}$	42	1.3	3.55	6	10
Ni/V/Ni	44	1.6	4.05	4.4	8

Значения верхнего критического поля и температуры сверхпроводящих переходов T_c измерялись на постоянном токе с использованием стандартной четырехконтактной методики. Из значения отношения электросопротивления при комнатной температуре к электросопротивлению

вблизи $T_c RRR=R(300K)/R(5K)$ мы определили остаточное удельное электросопротивление и рассчитали значение длины когерентности ζ_S для сверхпроводящих слоев.

Измерения ЯМР были выполнены на ядрах 51 V в температурном диапазоне 1.4 – 4.2 К. Сигнал ЯМР в нормальном состоянии для образца однослойного ванадия хорошо описывается производной гауссовой линии (рис.1). Сдвиг Найта в нормальном состоянии (отношение сдвига линии ЯМР относительно ее положения в диэлектрике к резонансному полю в диэлектрике), оказывается равным 0.59, что находится в хорошем согласии с ранее измеренной величиной [2]. При понижении температуры ниже T_c резонансная линия сдвигается в сторону высоких полей, слегка при этом уширяясь. Форма линии ЯМР при этом остается гауссовой.



Рис.1. Спектры ЯМР от однослойного образца V в нормальном (а) и сверхпроводящем (b) состояниях в перпендикулярной ориентации внешнего постоянного магнитного поля относительно плоскости образца. Штриховой линией обозначена подгонка спектра гауссовой формой линии

Поведение линии ЯМР в трехслойных образцах Ф/С/Ф при переходе в сверхпроводящее состояние сильно отличается от случая однослойной ванадиевой пленки. Если в нормальном состоянии сигнал поглощения ЯМР в трехслойных образцах также описывался гауссовой формой, то с переходом в сверхпроводящее состояние форма линии ЯМР Возникали заметно искажалась. сильные искажения высокополевого крыла (рис.2). Детальное исследование влияния пиннинга вихревой решетки магнитного поля в наших сверхпроводящих слоях на форму линии ЯМР показало, что пиннинг не может быть причиной уширения высокополевого крыла. Это дает нам основание заключить, что сильное искажение высокополевого крыла линии ЯМР является непосредственным свидетельством наличия эффекта спинового экранирования.

В соответствии с моделью спинового экранирования [1] спиновая поляризация электронов через границу раздела проникает в Сслой и спадает экспоненциально с расстоянием х от границы раздела с характерной длиной ξ_s .



Рис.2 Спектры ЯМР от трехслойных образцов в перпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля относительно плоскости образца в нормальном (2.7 К и 3 К) и сверхпроводящем (1.4 К и 1.8 К) состояниях. (а) - $Pd_{0.98}Fe_{0.02}/V/Pd_{0.98}Fe_{0.02}$; (b) - $Pd_{0.97}Fe_{0.03}/V/Pd_{0.97}Fe_{0.03}$; (c) - Ni/V/Ni.

Вследствие сверхтонкого взаимодействия эта спиновая поляризация индуцирует локальное ядрах ванадия в направлении, поле на противоположном внешнему магнитному полю. Вследствие этого линия ЯМР смещается в сторону высоких магнитных полей. Конволюция распределения локального поля с невозмущенной гауссовой формой линии, определенной из подгонки линии ЯМР в нормальном состоянии, показывает, что линия ЯМР в сверхпроводящем состоянии имеет уширенное высокополевое крыло, сильно напоминающее экспериментальные спектры, наблюдавшееся в трехслойных образцах. Низкополевая часть резонансных линий, в основном, определяется ядрами ванадия, находящимися в глубине слоя ванадия, которая не подвержена неоднородной спиновой поляризании.

Работа выполнена при содействии гранта РФФИ № 08-02-00098.

[1] Bergeret, F. S., Volkov, A. F. and Efetov, K. B., Phys. Rev. B, **69**, 174504 (2004).

[2] Гарифуллин, И. А., Гарифьянов, Н. Н., Салихов, Р. И., Тагиров, Л. Р., Письма в ЖЭТФ, **87**, 367-371 (2008).

Нелинейный отклик наноструктурированных сверхпроводников: диодный эффект и эффекты соизмеримости

<u>А.Ю. Аладышкин</u>^{1,2}, И.М. Нефедов¹, И.А. Шерешевский¹, J. van de Vondel², C.C. de Souza Silva³, V.V. Moshchalkov²

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

² INPAC – Institute for Nanoscale Physics and Chemistry, Nanoscale Superconductivity and Magnetism and

Pulsed Fields Group, K.U.Leuven, Celestijnenlaan 200D, B-3001 Leuven, Belgium

³ Universidade Federal de Pernambuco, Cidade Universitaria, Recife-PE, Brazil

e-mail: aladyshkin@ipm.sci-nnov.ru

Введение. В докладе представлены результаты исследований особенностей динамики вихревой решетки в тонких пленках с периодической модуляцией сверхпроводящих свойств. Эффектами соизмеримости для таких систем с периодическим потенциалом пиннинга называется резонансное изменение термодинамических и транспортных характеристик пленок (таких как намагниченность М, критический ток депиннинга J_{dp} , электрическое сопротивление ρ) при изменении внешнего магнитного поля Н [1]. Хорошо известно, что «резонансные» значения H_n, соответствующие локальным максимумам М или минимумам ρ , определяются площадью элементарной ячейки S двумерной решетки несверхпроводящих дефектов: $H_n = nH_l$, где $H_l = \Phi_0/S$ – поле соизмеримости (matching field), $n=0, \pm 1/2, \pm 1$, $\pm 3/2...$ – целое или полуцелое число и $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ Гс·см²- квант магнитного потока. В представляемой работе [2] мы исследовали особенности генерации высших Фурье-гармоник при пропускании транспортного переменного тока сверхпроводящие мостики с целью изучения эффектов соизмеримости в нелинейном отклике перфорированных пленок.



Рис. 1. Сверхпроводящие пленки с симметричным (слева) и несимметричным потенциалом пиннинга (справа). Изображения получены с помощью атомно-силового микроскопа, показана область размером 10×10 мкм².

Исследованные образцы представляли собой тонкие алюминиевые пленки, в которых методами электронной литографии и lift-off травления создана квадратная периодическая структура отверстий со сложной элементарной ячейкой [2,3]. Элементарная ячейка размером 3×3 мкм² представляла собой совокупность квадратных отверстий большего (1.2×1.2 мкм²) и меньшего (0.6×0.6 мкм²) размера, которые являлись соответственно «глубокими» и «мелкими» потенциальными ямами и, таким образом, служили центрами пиннинга разной эффективности (рис.1). В зависимости от расстояния между центрами указанных подрешеток, результирующий потенциал пиннинга мог быть зеркальносимметричным (по отношению к векторам основных трансляций) или несимметричным.

Нелинейный отклик симметричных структур. Эксперименты были выполнены по стандартной четырехзондовой схеме на перфорированных алюминиевых мостиках шириной 200 мкм и толщиной 50 нм на частоте f=1.11 кГц. Спектральный состав индуцированного на мостике напряжения V был исследован с помощью перестраиваемого селективного усилителя. Среднее напряжение детектировалось с помощью dc-нановольтметра. Было обнаружено существование выраженных минимумов на изотермических зависимостях V_f(H) и максимумов на кривых $V_{3f}(H)$ при $H_n = nH_l$, где V_{nf} – амплитуда Фурье-компоненты напряжения на частоте nf и $H_1 = \Phi_0 / S = 2.25$ Э (рис. 2). Данный факт указывает на то, что наиболее сильный нелинейный отклик обусловлен динамикой соизмеримой решетки вихрей (т.е. при условии, когда на каждую удвоенную ячейку искусственно созданной решетки дефектов приходится один вихрь, два вихря и т.д.). Заметим, что амплитуда среднего напряжения и второй фурье-гармоники не превышала уровня шумов практически во всей области измерений на плоскости Н-Т.

Нелинейный отклик несимметричных структур. Было обнаружено, что спектр отклика сверхпроводящих систем с нарушенной пространственной симметрией содержит как нечетные, так и четные Фурье-гармоники в отличие от симметричных структур. Это является естественным обобщением диодного (ratchet) эффекта на случай высших четных Фурье-компонент. Действительно, для периодических структур без центра инверсии гармоническое возбуждение (с нулевым средним значением) может приводить к направленному движению вихревой решетки в некотором направлении и, соответственно, к появлению среднего напряжения [3,4]. Мы показали, что зависимость амплитуды второй гармоники напряжения V_{2f} от температуры и внешнего поля в общих чертах повторяет температурную и полевую зависимость выпрямленного напряжения V_{θ} , но со значительно разрешением. Это указывает на то, что нелинейные измерения являются удобным инструментом для тестирования симметрии потенциала пиннинга в реальных структурах. Мы ожидаем, что нелинейные свойства сверхпроводящих образцов с пространственно-несимметричным потенциалом пиннинга могут зависеть от направления инжектируемого тока или поляризации электромагнитной волны по отношению к векторам основных трансляции решетки несверхпроводящих дефектов (анизотропия нелинейности).

Соизмеримые вихревые структуры в сверхпроводящих пленках. Для исследования вопроса о равновесной структуре вихревой решетки в мезоскопических сверхпроводниках при наличии локальной модуляции сверхпроводящих свойств была рассмотрена задача о релаксации сверхпроводящего параметра порядка к равновесному значению в рамках нестационарного уравнения Гинзбурга-Ландау [5]. Было показано, что соизмеримая вихревая решетка состоит из одномерных цепочек вихрей, закрепленных на дефектах, и цепочек вихрей, расположенных между рядами дефектов (interstitial vortices). Вопрос о вкладе сильно и слабо запиннингованных вихрей в полный нелинейный отклик образца пока остается открытым.

Динамика одномерной цепочки вихрей в периодической потенциале. Для исследования взаимосвязи симметрии потенциала пиннинга и амплитуд Фурье-гармоник мы рассмотрели динамику цепочки вихрей в одномерном потенциале $U_p(x)$ [3]

 $m\ddot{x}_{i} = -\eta \dot{x}_{i} - \sum_{j \neq i} \nabla V_{\text{int}}(|x_{i} - x_{j}|) - \nabla U_{p}(x_{i}) + F_{L} + \Gamma_{i}$

предполагая как близкодействующий, так и дальнодействующий характер межвихревого взаимодействия: $V_{int}(r)=E_0K_0(r/\lambda)$ и $V_{int}(r)=-E_0\ln(r/\lambda)$, соответственно. Выше введены следующие обозначения: m – масса вихря, η – вязкость, E_0 – параметр, характеризующий эффективность пиннинга, λ – глубина проникновения магнитного поля, F_L – сила Лоренца, Γ – гауссовский тепловой шум. Было показано, что спектр средней скорости вихрей в такой задаче действительно определяется симметрией потенциала пиннинга.

Работа поддержана РФФИ, программой президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», грантом Президента РФ МК-4880.2008.02 и бельгийскими научными фондами (BELSPO и F.W.O–Vlaanderen).

[1]. См., например, А. Hebard, A. Fiory, and S. Somekh, IEEE Transactions on Magnetics **13**, 589 (1977); M. Baert et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 3269 (1995); K. Harada et al., Science **274**, 1167 (1996).

[2]. A.Yu. Aladyshkin, J. van de Vondel, C.C. de Souza Silva, and V.V. Moshchalkov, Appl. Phys. Lett. **93**, 082501 (2008).

[3]. C.C. de Souza Silva, J. van de Vondel, M. Morelle and V.V. Moshchalkov, Nature **440**, 651 (2006).

[4]. C.-S. Lee et al., Nature **400**, 337 (1999); J. F. Wambaugh, Phys. Rev. Lett. 83, 5106 (1999); J. van de Vondel, Phys. Rev. Lett. **94**, 057003 (2005).

[5]. И.А. Шерешевский и др., сборник трудов симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород (2009).



Рис. 2. Типичные зависимости напряжения на основной частоте V_f и на утроенной частоте V_{3f} от внешнего магнитного поля H, измеренные при постоянной температуре и заданной амплитуде инжектируемого тока I_0 =141 мкА. Были выбраны те значения температуры (1.278 K, 1.288 K, 1.301 K и 1.316 K), при которых амплитуда третьей гармоники при $H=nH_1$ максимальна, H_1 = 2.25 Э. Заметим, что кривые $V_f(H)$ аналогичны зависимости dc-сопротивления R на постоянном токе от H.

Гигантский «диодный» эффект и увеличение критического тока в гибридных S-F структурах Nb/Co

<u>С.Н. Вдовичев</u>, Б.А. Грибков, Д.Ю.Водолазов, А.Ю. Климов, В.В. Рогов

Институт физики микроструктур РАН, 603163, Н.Новгород, Россия. e-mail: <u>vdovichev@ipm.sci-nnov.ru</u>

При изучении гибридных структур ферромагнетик сверхпроводник большой вызывает исследование процессов интерес возникновения И пиннинга абрикосовских вихрей в сверхпроводящих пленках пол действием неоднородного магнитного поля ферромагнитных структур, например, магнитных частиц. Одним из наблюдаемых эффектов влияния магнитных частиц на транспортные свойства сверхпроводника является диодный эффект или эффект выпрямления, когда значение критического тока зависит от направления его протекания. Причиной эффекта выпрямления тока является решетка магнитных частиц, выступающих в качестве центров пиннинга с асимметричным потенциалом. Однако, показывают как теоретические эксперименты И расчеты, наблюдение таких эффектов возможно лишь при температурах близких к критической температуре сверхпроводника, когла собственный пиннинг абрикосовских вихрей в сверхпроводящей пленке мал. К тому же, теоретические оценки [1] показывают, что магнитные частицы как центры пиннинга могут обеспечить плотность критического тока не более 10⁴-10⁵ А/ст², что подтверждается многочисленными экспериментами [1,3].

этой работе исследована простая В F-S гибридная система. состоящая ИЗ ферромагнитной полоски нанесенной на сверхпроводящий мост, ширина которой ровна ширине мостика. Эффекты выпрямления тока в узких мостах с магнитной полоской возможны благодаря суперпозиции магнитных полей, индуцированных наномагнитами И транспортным током моста [4]. Представлены результаты работы по измерению критического тока двухслойной гибридной S-F структуры Nb/Co во внешнем магнитном поле.

Известно, что ниобиевые сверхпроводники могут обладать значительным краевым барьером, а магнитное поле создаваемое слоем кобальта сравнимо с термодинамическим критическим полем ниобия, при котором вихри начинают заходить в сверхпроводник. Кобальт покрывал всю поверхность ниобиевого мостика, что должно было приводить к максимальному эффекту.

В эксперименте было обнаружено большое различие в величине критических токов текущих в противоположных направлениях, в случае магнитного поля наклонного к оси, перпендикулярной плоскости изучаемой конфигурации, структуры. B такой параллельная компонента магнитного поля намагничивала первоначально размагниченный результате чего магнит, в возникало однородное по длине мостика магнитное поле ферромагнетика. При одном направлении транспортного тока, оно складывалось с и критический ток магнитным полем тока уменьшался, а при другом направлении тока магнитные поля вычитались, и критический ток увеличивался. В достаточно слабых полях ферромагнетик не был однородно намагничен, и его доменная структура эффективно подавляла критический ток сверхпроводника, текущий в обоих направлениях (в этом случае всегда были области в сверхпроводящем мостике, где магнитные поля тока и доменов складывались).

Оказалось, что наибольший критический ток нашей гибридной структуры превышает критический ток сверхпроводящей пленки без слоя кобальта в широком диапазоне наклонных магнитных полей. Таким образом, впервые экспериментально реализовано значительное усиление критического тока в гибридных S-F структурах при температуре значительно ниже критической температуры сверхпроводящего перехода. Относительный эффект оказался наиболее высоким из всех гибридных структур представленных в литературе.

Теория, учитывающая влияние краевого барьера для входа вихрей и магнитного поля ферромагнитного слоя, позволила количественно описать экспериментальные результаты. Полученные результаты позволяют утверждать, что использование магнитного слоя



Рис.1. (a), (b) Зависимость I_c(H) для Nb мостика с и без магнитного покрытия Со для случаев магнитного поля, приложенного перпендикулярного поверхности образца (a) и под углом 60 к нормали (b).;(c) АСМ изображение мостика; (d) МСМ изображение размагниченного мостика; (e) МСМ изображение намагниченного мостика.

или экрана наиболее эффективно для управления критическим током в сверхпроводниках с ярко выраженным краевым барьером для входа Абрикосовских вихрей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ; программы РАН «Квантовая макрофизика»; С.Н.В. благодарен программе «Фундаментальные исследования и высшее образование – BRHE» Y4-P-01-09 (РНП.2.2.2.3.10005).

[1]. J.I. Martin et al. J. Mag. Mag. Mat., 256, p.449, 2003.

[2]. S.N.Vdovichev et al. J. Mag. Mag. Mat., 300, p.202, 2006.

[3]. A.A.Fraerman et al. Phys. Rev. B 73, p.100503R, 2006.

[4] D. Y. Vodolazov, et al. Phys. Rev. B 72, p.064509, 2005.

Рост АЗВ5 нитевидных нанокристаллов без внешнего катализатора

<u>Г.Э.Цырлин¹⁻³</u>, А.Д.Буравлев²⁻⁴, Ю.Б.Самсоненко¹⁻³, G.Statkute⁴, H.Lipssanen⁴ ¹Институт Аналитического Приборостроения РАН, С.Петербург, Россия

²С.-Петербургский Физико-Технологический Научно-Образовательный Центр РАН, С.Петербург, Россия

³Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН, С.Петербург, Россия

⁴Helsinki Technical University, Espoo, Finland

e-mail: cirlin@beam.ioffe.ru

В настояшее время наблюдается повышенный интерес к исследованию процессов формирования кристаллов нитевидных и исследованию свойств. Нитевидными их нанокристаллами, или нановискерами (HB) называют кристаллы с поперечным размером D порядка 10-100 нм и длиной L, на порядок и более превосходящей поперечный размер. Заметный прогресс в области понимания процессов роста НВ позволяет предположить, что возможно получение НВ полупроводниковых соединений АЗВ5 на поверхности различных подложек с низким уровнем структурных дефектов, недостижимых для массивных слоев. Данное предположение базируется на том факте, что развитая поверхность HB способствует напряжений. связанных релаксации с рассогласованием решеток не за счет образования лефектов структурных (лислокаций несоответствия), а за счет образования роста граней НВ [1]. Обычно НВ выращивают с помощью внешнего катализатора, в большинстве случаев, золота. Однако в ряде случаев атомы золота могут встраиваться в растущий кристалл, что приводит неконтролируемому легированию и деградации оптических и электрофизических свойств HB. В последнее время появилось ряд работ по выращиванию НВ без использования внешнего катализатора (Au) методами молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) И газотранспортной эпитаксии из металлоорганических соединений (ГЭМОС) [2-5]. В данной работе сообщается о формировании GaAs НВ методами МПЭ и ГЭМОС) на различных подложках (Si, GaAs).

Ростовые эксперименты проводились на установках ЭП1203, оснащенными различными эффузионными источниками, в том числе, галлия и мышьяка. Для исследования поверхности во время роста использовался метол дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Энергия зондирующего электронного пучка, используемого для исследования структуры образцов в данной работе, составляла 10 - 20 kV. подложек В качестве использовались полированные пластины кремния КЭФ С ориентацией поверхности (111) с нанесенным слоем SiO₂ толщиной ~20 нм. Ростовая температура составляла 550°С при номинальной скорости роста GaAs 0.7 монослоя в секунду. Рост производился в течение 10 мин.

В случае ГЭМОС роста, GaAs вискеры были выращены в горизонтальном реакторе Thomas Swan MOCVD с использованием в качестве прекурсоров триметилгаллия (TMGa) и трет-бутиларсина (TBAs) и водорода в качестве Первоначально газа-носителя. подложки GaAs(111)В нагревались до температуры 700°С для удаления слоя естественного окисла. После этого производилось формирование капель Ga на поверхности подложки в течение 30 секунд, а затем проводился собственно рост вискеров в течении 6 минут при температуре подложки 480°С. Соотношение потоков V/III равнялось 21, при скорости роста ~ 1.3 монослоя в секунду. После завершения роста подложка охлаждалась до температуры 400°С в присутствии TBAs.

Исследование поверхностной морфологии полученных образцов проводилось методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) на микроскопе Zeiss Supra 40.

Ha рис. 1 приведено типичное изображение одиночного GaAs HB, полученного методом МПЭ. При используемых условиях роста типичная плотность HB составляет ~ 1 HB/мкм², а высота – 1 мкм. Направлением роста НВ является [111], т.е. НВ растут когерентно подложке, при этом не наблюдается выраженных кристаллографических боковых граней. Как следует из химического анализа НВ, вершина представляет собой галлиевую полусферу. В отличие от роста с использованием золота в качестве катализатора, формой НВ является «обратный конус», т.е. диаметр у основания составляет ~ 25 нм, а у вершины – 50 нм.



Рис.1. РЭМ изображение одиночного GaAs HB, выращенных на подложке Si(111).

На Рис.2 приведены РЭМ изображения образца, выращенного методом ГЭМОС, при температуре 480°С. Следует отметить, что, несмотря на относительно малое время роста, высота полученных GaAs вискеров составила порядка 10-12 мкм при ширине основания порядка 4 мкм. Все GaAs вискеры растут вдоль направления <111> и сужение к вершине. Данный факт свидетельствует 0 наличии ярко выраженного бокового роста. Принимая также во внимание, что в отличие от МПЭ при использованных нами технологических параметрах ГЭМОС роста, не наблюдается образование двумерного слоя GaAs на подложке. В данном случае можно предположить, что эффективным аттрактором для разложения прекурсоров является не поверхность подложки, а места нуклеации вискеров. На первоначальном этапе их роль, по-видимому, играют кластеры атомов Ga, а при инициализации роста вискеров местом разложения становятся их боковые грани. Следует отметить, что массив выращенных вискеров транслирует кристаллографическую ориентацию подложки. Ребра граней вискеров перпендикулярны эквивалентным направлениям типа <110> подложки. Вторая половина рисунка 1, в свою очередь, демонстрирует наличие гексагональной симметрии граней вискеров. Также на РЭМ изображении отчетливо видна переброска фаз, по-видимому, типа вюрцит цинковая обманка вдоль направления роста вискеров. Рассмотрение данного вопроса требует проведение более детальных измерения с помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения, которые планируется провести в ближайшее время.





Рис.2. РЭМ изображение образца с GaAs вискерами, выращенных на подложках GaAs(111)В. а) – вид сбоку. б) вид сверху на одиночный вискер.

В заключение, нами продемонстрирована принципиальная возможность формирования GaAs вискеров методами МПЭ и ГЭМОС без использования катализатора. внешнего B зависимости используемой технологии, размеры вискеров латеральные могут варьироваться в диапазоне 25 нм – 4 мкм. Возможные применения подобных структур кремниевая оптоэлектроника, кантелливеры для СЗМ измерений.

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке различных грантов РФФИ, а также научных программ Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред» и «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

[1] F. Glas, Phys.Rev.B, 74, 121302 (2006).

[2] A. Fontcuberta i Morral, C. Colombo, G. Abstreiter, Appl. Phys. Lett. 92, 063112 (2008).

[3] F. Jabeen, V. Grillo, S. Rubini, F. Martelli, Nanotechnology 19, 275711 (2008).

[4] M. Mattila, T. Hakkarainen, H. Lipsanen, Appl. Phys. Lett. 89, 063119 (2006).

[5] M. Moewe, L.C. Chuang, S. Crankshow, C. Chase, C. Chang-Hasnain, Appl. Phys. Lett. 93, 023116 (2008).

Оптический отклик тонких слоев метаматериалов

С. Г. Тиходеев,¹ Н. А. Гиппиус^{1,2}

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

² LASMEA, UMR 6602 CNRS, Université Blaise Pascal, Aubière, France

В последнее время электромагнитный отклик коротко-периодических металлодиэлектрических фотонных кристаллов, метаматериалов, — и возможности для управления светом, которые они предоставляют, привлекают много внимания [1]. Проблема правильного описания электромагнитного отклика метаматериала становится очень важной [2, 3]. Один из распространенных в литературе методов его получения — восстановление эффективных є и μ слоев метаматериалов из измеренных или вычисленных теоретически коэффициентов пропускания и отражения данного слоя [4, 5] — обобщение эллипсометрии. Однако такая процедура дает разные значения восстановленных ε и μ для падения света с разных сторон слоя, при несимметричности диэлектрического окружения. Или, другими словами, оптическая матрица рассеяния в дальнем поле не может быть полностью воспроизведена при помощи одного набора ε и μ .

Вводя эффективный параметр бианизотропии β (и киральности χ , в случае несимметричной киральной структуры) [6–8], можно полностью описать все компоненты матрицы рассеяния в дальнем поле. Например, в случае не-кирального симметричного метаматериала с несимметричным диэлектрическим окружением, параметр бианизотропии вводится как $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} + i\beta(\mathbf{n} \times \mathbf{H}), \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + i\beta'(\mathbf{n} \times \mathbf{E}),$ где \mathbf{n} – единичный вектор нормали к поверхности слоя.

В самом общем случае слоя кирального бианизотропного негиротропного метаматериала, для полного описания нормального падения света на слой необходимо задать *десять* линейнонезависимых эффективных оптических восприимчивостей, связывающих планарные компоненты полей (**D**_{||}, **B**_{||}) с (**E**_{||}, **H**_{||})

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ B_x \\ B_y \end{pmatrix} = \hat{\eta}_{\parallel}(\omega, \mathbf{k}_{\parallel})|_{\mathbf{k}_{\parallel}=0} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\hat{\eta}_{\parallel} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & i\chi_x & i\beta_x \\ \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{yy} & -i\beta_y & -i\chi_y \\ -i\chi_x & i\beta_y & \mu_{xx} & \mu_{xy} \\ -i\beta_x & i\chi_y & \mu_{xy} & \mu_{yy} \end{pmatrix}.$$
(2)

В докладе будет продемонстрирован способ определения всех десяти эффективных восприимчивостей для нормального падения света на слой произвольного метаматериала ε_{xx} , ε_{yy} , $\varepsilon_{xy}, \ \mu_{xx}, \ \mu_{yy}, \ \mu_{xy}, \ \beta_x, \ \beta_y, \ \chi_x$ и $\chi_y,$ основываясь на методе матрицы рассеяния [9-11]. Тот факт, что имеется именно десять восприимчивостей, в точности соответствует числу линейнонезависимых компонент общей матрицы рассеяния слоя метаматериала (в дальнем поле) S. Действительно, с учетом состояний поляризации, S-матрица имеет размерность (4×4) , и является симметричной (вследствие взаимности каналов рассеяния по отношению к обрашению времени). Поэтому из 16 компонент S_{ii} -матрицы только десять, $i \leq j$, являются линейно-независимыми.

В докладе будут приведены примеры различных обсуждающихся в настоящее время конструкций метаматериалов (типа двойной рыболовной сети [12], а также планарных массивов С-резонаторов [13], в том числе киральных структур на их основе — с поворотом направления разреза резонатора при переходе от слоя к слою, см. на Рис. 1). Будет показано, что в случае тонкого слоя метаматериала оптические восприимчивости не являются характеристиками метаматериала только. Они зависят от диэлектрического окружения, таким образом демонстрируя нелокальность оптического отклика таких слоев.

- [1] V. M. Shalaev, Nature Photonics 1, 41 (2007).
- [2] В. М. Агранович, Ю. Н. Гарштейн, УФН 176, 1051 (2006) [Phys.-Uspekhi 49, 1029 (2006)].



Рис. 1: Рассчитанные частотные зависимости 10 линейно-независимых компонент матрицы эффективного отклика $\hat{\eta}_{\parallel}$, Ур. (1), для слоя кирального метаматериала, состоящего из С-резонаторов. Жирные линии с плюсами — $\text{Re}\hat{\eta}_{\parallel}$, тонкие линии — $\text{Im}\hat{\eta}_{\parallel}$. Элементарная ячейка слоя метаматериала, содержащая развернутые на 90° С-резонаторы, показана на вставке слева. Планарные размеры С-резонатора (из золота) 230×230 нм², ширина (по горизонтали) – 90 нм, толщина (по вертикали) – 50 нм, вертикальное расстояние между С-резонаторами 70 нм. Элементарная ячейка повторяется по горизонтали, образуя квадратную решетку с периодами 700×700 нм². С-резонаторы находятся в диэлектрике с $\varepsilon = 2.4$ и помещены на стеклянную подложку ($\varepsilon = 2.25$).

- [3] C. R. Simovski and S. A. Tretyakov, Phys. Rev. B 75, 195111 (2007).
- [4] D. R. Smith, S. Schultz, P. Markoš, and C. M. Soukoulis, Phys. Rev. B 65, 195104 (2002).
- [5] D. R. Smith, D. Schurig, and J. J. Mock, Phys. Rev. E 74, 036604 (2006).
- [6] J. B. Pendry, Science **306**, 1353 (2004).
- [7] X. Chen, B.-I. Wu, J. A. Kong, and T. M. Grzegorczyk, Phys. Rev. E 71, 046610 (2005).
- [8] M. S. Rill, C. Plet, M. Thiel, I. Staude, G. von Freymann, S. Linden, and M. Wegener, Nat. Mater. 7, 543 (2008).
- [9] S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov,

N. A. Gippius, and T. Ishihara, Phys. Rev. B **66**, 045102 (2002).

- [10] A. Christ, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, J. Kuhl, and H. Giessen, Phys. Rev. Lett. 91, 183901 (2003).
- [11] N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, and T. Ishihara, Phys. Rev. B 72, 045138 (2005).
- [12] S. Zhang, W. Fan, N. C. Panoiu, K. J. Malloy, R. M. Osgood, and S. R. J. Brueck, Phys. Rev. Lett. 95, 137404 (2005).
- [13] N. Liu, H. Guo, L. Fu, S. Kaiser, H. Schweizer, and H. Giessen, Nat Mater 7, 31 (2008).

Одномерные фотонные кристаллы, полученные с помощью фотоэлектрохимического травления кремния

 $\underline{E.B.Actpoba}^1$, B.A.Толмачев¹, Г.B. Федулова¹, V.A.Melnikov², T.S.Perova²

¹Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая 26, С.Петербург, Россия ²Department of Electronic and Electrical Engineering, Trinity College, Dublin, Ireland e-mail: <u>east@mail.ioffe.ru</u>

Исследован процесс порообразования в кремнии п-типа (100) с затравками в виде Vобразных канавок на поверхности. Показано, что макропоры в этом случае формируют полурегулярную решетку [1,2] и при определенных условиях могут слиться и образовать глубокие периодические щели (Рис.1). Исследованы условия формирования щелевых структур и качество их стенок в зависимости от удельного сопротивления кремния, периода затравочных канавок и плотности тока травления. Проведены измерения спектров отражения этих структур с помощью Фурье спектрометра, оснащенного ИК микроскопом, в диапазоне λ=1,5-15 мкм. Спектры демонстрируют высокую модуляцию отражения до 95% и фотонные запрещенные зоны высокого порядка (Рис.2), хорошо

совпадающие с расчетом в широком диапазоне длин волн (Рис.3). Особенностью одномерных фотонных кристаллов, полученных этим методом, является «гофрированный» рельеф кремниевых стенок (Рис.1b). Высота этого рельефа зависит от режима травления и периода затравок и в хороших структурах не превышает 0,1 мкм. В случае неполного срастания пор в появление единую щель наблюдается оптической анизотропии и снижение модуляции отражения, особенно в коротковолновой области спектра. Делается вывод 0 перспективности использования такого рода структур, полученных в оптимальных условиях, в качестве одномерных фотонных кристаллов для света, распространяющегося в плоскости кремниевого чипа.



Рис.1 SEM изображение сечения структуры с периодом затравок 4 мкм: (а) поперек и (b) вдоль щелей. Квадрат на рис (b) показывает освещаемую область, которая может сдвигаться по глубине кремниевой стенки.



Рис.2. Спектральная зависимость отражения фотонного кристалла на основе щелевой структуры с периодом 7 мкм на разной глубине (структура 15а7)



Рис.3 Экспериментальный и расчетный спектры отражения для структуры с периодом 5 мкм на глубине 20 мкм (структура 5а5). Цифры над полосами высокого отражения указывают номер запрещенной фотонной зоны.

[1] Е.В.Астрова, А.А.Нечитайлов. ФТП, **42**, 747 (2008).

[2] E. V. Astrova, A. A. Nechitailov, V. A. Tolmachev, V. A. Melnikov, and T. S. Perova. Phys. Stat. Solidi A, (2009) / **DOI** 10.1002/pssa.200881101

Импульсная интерференционная литография перспективный метод наноразмерной модификации материалов для оптики, электроники, биомедицины.

<u>Ю.К.Верёвкин</u>, Э.Я.Дауме, В.Н.Петряков (ИПФ РАН) А.Ю.Климов, Б. Грибков (ИФМ РАН) Ю.Ю.Гущина (НИФТИ, ННГУ)

C. Tan,^b M. Pessa,^b Z. Wang,^c S.M. Olaizola,^d and S. Tisserand^e ^bOptoelectronics Research Centre, Tampere University of Technology, Tampere, Finland ^cManufacturing Engineering Centre, Cardiff University, Cardiff, UK ^dCEIT and Tecnun (University of Navarra), San Sebastian, Spain ^cSILIOS Technologies, Peynier, France

При интерференции когерентного излучения легко реализуются условия локализации энергии в большой набор областей с четверти длины размерами до волны используемого излучения и с периодом до половины длины волны. При использовании излучения эксимерных лазеров или твёрдотельных лазеров с генерацией четвёртой и пятой гармоник размеры отдельной области могут составить величину 40нм-80нм, а период 80нм-160нм. Импульсные источники излучения обеспечивают два важных преимущества по сравнению с непрерывным излучением. Первое это возможность нагрева до нескольких тысяч градусов наноразмерного слоя поверхности и реализации нелинейных механизмов модификации её свойств, что даёт возможность создания структур с размерами существенно меньшими, чем 40нм. Второе преимущество связано с малым временем воздействия на материалы. что существенно уменьшает требования к механической стабильности оптической установки.

Для многих прикладных задач необходимо создание наноразмерных структур на большой площади (от 10см² до более 1000см²). При использовании импульсных источников такая задача решается путём увеличения энергии в квантовых усилителях. В USA эта задача решается с использованием излучения непрерывных лазеров, что приводит к необходимости создания высокостабильной систем сканирования образца или лазерного излучения на расстояния более 10см с точностью лучше 1нм.

Для экспериментальных исследований возможностей наноразмерной модификации материалов в ИПФ РАН используется XeCl эксимерный лазер со следующими параметрами: длина волны 308нм, длина когерентности более 30см, длительность импульсов 10нсек-30нсек, энергия в одном импульсе до 200мДж, расходимость близка к дифракционной. Исследования развиваются в двух направлениях: модификация материалов при прямом воздействии лазерного излучения и при

использовании фоторезистов и полного цикла литографии.

Наиболее интересные, с физической точки прямой лазерной зрения. результаты модификации связаны с обнаруженным авторами эффектом стимулирования самоорганизации поверхностях на монокристаллов и эпитаксиальных пленок. Такие структуры с размерами менее 30нм возникают в каждом максимуме интерференционного поля, что приводит к созданию пространственно-периодических квантоворазмерных островков. рис.1 На показано АСМ изображение участка плёнки InGaAs/GaAs после облучения четырьмя пучками со плотностью средней энергии ~1Дж(см)⁻².



Рис.1. АСМ изображение участка плёнки с одним интерференционным максимумом.

Появление такого рельефа не возможно объяснить чисто тепловой нелинейностью, поскольку такая структура возникает при двойном превышении порога. Развитие такой пространственной неустойчивости можно объяснить наличием на плёнке In_xGa_(1-x)As/GaAs поверхностных напряжений. Пространственный

масштаб напряжений определяется рассогласованием размеров кристаллических решёток In_xGa_(1-x)As и GaAs. На рис.2,3 показаны результаты распределения по размерам диаметров островков внутри периферии И на интерференционного максимума.



Рис.2. Распределение малых островков по диаметру (нм) (построено по обработке более чем 100 островков).



Рис.3. Распределение больших островков по диаметру (нм).

Таким образом, средний диаметр малых островков имеет величину ~6нм, а для больших островков эта величина ~13нм.

В докладе будут приведены результаты создания наноразмерных структур на монокристаллах Si и GaAs, Ge/Si, TiO₂/SiO₂, TiO₂/Si, TeO₂/SiO₂.

В качестве примера использования полного цикла литографии приведём результаты создания наноразмерных ямок на кварце. В этих экспериментах использовалась подложка кварца с плёнкой меди (50нм) и фоторезиста (200-500нм). На рис.4 показан рельеф на фоторезисте, который получился после экспозиции и проявления.



Рис.4. АСМ изображение поверхности фоторезиста после экспозиции 20мДж(см)-2 и проявления.

Получены периодические (400нм*500нм) ямки на всю толщину фоторезиста. Этот рисунок был переведён на плёнку меди (рис.5.).



Рис.5. АСМ изображение поверхности меди после травления.

Через этот рисунок проведено травление кварца. Результаты травления показаны на рис.6.



участка

ACM изображение Рис.6. поверхности кварца после травления.

В докладе приводятся результаты создания фазовых масок и антиотражающих структур на кварце и кремнии.

Авторы благодарность выражают Европейской Комиссии за финансовую поддержку (грант ЕС FP-6 IST-4 №027976).

Диагностика и литография твердотельных наноструктур

А.В. Латышев^{1,2}

¹Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия ²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия e-mail: <u>latyshev@thermo.isp.nsc.ru</u>

Приводится обзор результатов по исследованию атомного строения поверхности, границ раздела и дефектов структуры в полупроводниковых материалах, развитию методов современной электронной и зондовой микроскопии для анализа создания И твердотельных систем пониженной размерности наноэлектроники. Основное для внимание уделено анализу основных закономерностей эпитаксиального роста в системах пониженной размерности и созданию экспериментальных макетов наноэлектроники на основе использования остросфокусированных электронных пучков и зонда атомно-силового микроскопа.

Для решения современных задач диагностики наноструктур проведена адаптация традиционных методов, а также развиты новые, прежде всего локальные методы исследования и анализа свойств и процессов, характерным объектам нанометровой геометрии и системам пониженной размерности. Получены данные об атомном строении поверхности, границ раздела и дефектов структуры в полупроводниковых материалах на основе исследований методами высокоразрешающей отражательной И сканирующей электронной микроскопии, включая оперативный бесконтактный контроль поверхностей кристаллов, диэлектриков. полимеров, биологических материалов методами атомно-силовой микроскопии. Изучение атомных механизмов интердиффузии и реакций точечных дефектов (междоузельных атомов и вакансий) на поверхности и в объеме кристалла при термическом отжиге, адсорбции металлов, гомо- и гетеро-эпитаксиальном росте проведено с помощью методов in situ сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии, и *ex situ* атомно-силовой микроскопии. В частности, изучен механизм формирования фазового контраста в атомносиловой микроскопии при различных условиях взаимодействия осциллирующего зонда с поверхностью. Представлен новый кинетический механизм формирования фазового контраста на поверхности, инициирующийся при увеличении скорости передвижения зонда ACM по поверхности подложки вследствие увеличения силы трения. Применение кинетического фазового контраста АСМ позволяет расширить возможности визуализации поверхностных дефектов.

Зависимость физических свойств нанообъектов от их размеров задает особые требования к методам структурной диагностики, обеспечения единства требуя измерений объектов при различных технологических процедурах. Проблема обеспечения единства измерений решается созданием калибровочных мер нанометрового диапазона. Принимая во внимание практическую сложность создания калибровочных мер в виде периодического рельефа нанометрового размера с достаточной точностью, представляется интересным применение межплоскостного расстояния в атомной решетке кристалла в качестве такой меры. На поверхности кристалла моноатомная ступень имеет высоту в одно межплоскостное



Рис. 1. АСМ-изображение, полученное в режиме сбоя фазы колебаний кантилевера (фазовый контраст), поверхности кремния (111), содержащей эшелоны близко расположенных атомных ступеней (широкие светлые линии) и моноатомные ступени (тонкие светлые линии), разделённые террасами шириной в несколько микрометров (а); топографическое АСМ-изображение участка поверхности, отмеченного штриховым квадратом, (б), статистическое распределение высот внутри квадрата (в). Ошибка измерения высоты террасы составляет величину ~0,04 нм.

расстояние. Следовательно, калибровочный тестобъект для сканирующей зондовой микроскопии может представлять собой систему моноатомных ступеней на поверхности кристалла.

Используемые в данное время сколы поверхности графита или слюды не позволяют воспроизводимо получать моноатомные ступени с необходимой плотностью их распределения по поверхности. По этой причине, прогресс в развитии калибровочных высотных мер нанометрового диапазона определяется эпитаксиальными технологиями. Для калибровки измерений атомно-силовой с помощью микроскопии использовать предлагается специально подготовленные в сверхвысоковакуумной камере вицинальные поверхности кремния (высота ступеней - 0,31 нм для Si(111) и 0,14нм Si(001)), где в качестве сравнительного «эталона» выступает высота отдельной моноатомной ступени. Применение эффектов эшелонирования позволяет перераспределять моноатомные на поверхности кремния (рис.1). Таким образом, предложен тестобъект в виде ступенчатой кремниевой меры для прецизионной калибровки z- координатѕ в атомно-силовой микроскопии в нанометровом и субнано-метровом диапазонах.

Усовершенствованы технологии наноструктурирования полупроводниковых материалов, развиты методики анализа основных закономерностей роста и дефектообразования в системах пониженной размерности и созданы экспериментальные макеты приборов наноэлектроники для изучения квантовых эффектов, эффектов электронной интерференции и одноэлектронных эффектов.

Детальное исследование физикохимических основ электронной литографии пространственное позволило повысить разрешение данного метода литографии до 10 нм минимальной ширине существующих (по элементов и по радиусу скругления углов (рис.2). прямоугольников) Технологические литографии операции электронной И плазмохимического травления кремния сопровождались контролем с нанометровым пространственным разрешением с использованием атомно-силового микроскопа.

На основе разработанной новой технологии наноструктурирования полупроводниковых структур с двумерным электронным газом зондом атомно-силового микроскопа (TINE & MEMO (Tip Induced NanoElectro & MEchanical MOdification)) были изготовлены наноструктуры с глубиной модификации до 100 нм.

Разработка новых технологических приемов создания интерферометров, а также комбинированное применение теоретических, экспериментальных и расчетных исследований позволило определить электронные свойства созданных наноструктур, выяснить влияние технологических допусков на квантовую интерференцию. Расчеты электростатики

использовались также для оптимизации глубины локального анодного окисления, благодаря чему удалось уменьшить радиус кольца до 90 нм, наблюдать осцилляции до рекордно высокой температуры 15K И обнаружить влияние микроскопического состояния образца (зарядового примесей) состояния на температурную зависимость амплитуды В осцилляций Ааронова-Бома. случае литографии КНИ-структурах, на наличие диоксида заглубленного (захороненного) кремния существенно повышает контраст и разрешение электронной литографии за счет эффектов существенного уменьшения внутреннего и внешнего «эффектов близости».



Рис. 2 Типичные СЭМ-изображения наноструктурированной пленки нитрида титана, содержащей периодические отверстия, созданные методами остросфокусированной электронной литографии.

На основе исследования атомных процессов поверхности И границах раздела на оптимизированы условия контролируемого получены синтеза низкоразмерных систем, количественные данные 0 структурных процессах реальных процессов на поверхности, развиты наноструктурирования методы (электронная нанолитография, нанолитография на микроскопии). основе атомно-силовой Полученные данные закладывают основы для управляемого синтеза наноструктур с заданной конфигурацией и необходимыми электронными, механическими и другими свойствами.

Динамика атомов на поверхности с квазипериодическим рельефом: атомы Ge на Si(111)'5×5'-Cu

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

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио 5, Владивосток, Россия e-mail: <u>saranin@iacp.dvo.ru</u>

Изучение динамики адсорбированных атомов на реконструированных поверхностях с помощью экспериментальных методов, позволяющих остлеживать перемещения отдельного атома, привлекает в настоящее время повышенный интерес, так как полученные в этом случае данные позволяют понять базовые процессы формирования наноструктур.

В настоящей работе с помощью метода сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) была исследована динамика поведения атомов Ge, адсорбированных на реконструированной поверхности Si(111)'5×5'-Cu. Эта поверхность представляет собой слой силицида Cu₂Si моноатомной толщины, на поверхности которого формируется квазипериодический рельеф, состоящий из неправильных шестиугольных ячеек со средним размером, равным примерно 5.5 периода подложки Si(111) (Рис. 1).



Рис.1. СТМ-изображение (17×17 нм) поверхности Si(111)'5×5'-Cu.

Наши СТМ-наблюдения показали, что при комнатной температуре происходит захват атомов Ge внутри шестиугольных ячеек рельефа и перескоки атомов из одной ячейки в другую крайне редки. В то же время перемещение атомов между отдельными позициями (число которых обычно составляет 4-6) внутри ячейки происходит достаточно часто. Из-за того, что за время записи СТМ-изображения атом успевает совершить несколько перескоков, на СТМ изображении он выглядит «размазанным». В качестве примера, на Рис. 2 а такой атом отмечен стрелкой. Если в одной ячейке одновременно находится несколько атомов (например, три атома), то они не совершают скачков, а стабильно занимают свои посадочные положения. При понижении температуры неподвижными становятся все атомы Ge, как это показано на Рис. 2 b.

При увеличении покрытия Ge до величины ~ 0.1 монослоя происходит насыщение, когда каждая ячейка содержит от 2 до 5 атомов Ge, образующих димеры, тримеры и т.д. Дальнейшее осаждение германия приводит к формированию массивных островков Ge.



Рис. 2. СТМ-изображения поверхности Si(111)'5×5'-Си после адсорбции: (а) 0.06 МС Ge при 300 К и (b) 0.1 МС Ge при 175 К.

На основе анализа большого набора СТМизображений, полученных при разных температурах, была оценена величина энергетических барьеров, определяющих миграцию атомов Ge на квазипериодическом рельефе поверхности Si(111)'5×5'-Cu.
Самоорганизация проводящих нанопроволок меди на поверхности кремния

<u>А.В. Зотов</u>, А.А. Саранин, Д.В. Грузнев, Д.А. Цуканов, М.В. Рыжкова Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио 5, Владивосток, Россия e-mail: <u>zotov@iacp.dvo.ru</u>

Проведенное исследование нами механизмов роста пленок Си на атомарно чистых и модифицированных медью поверхностях кремния (реконструкциях Si(111)7×7 И Si(111)"5×5"-Си, соответсвенно) показало, что в зависимости от условий роста на поверхности могут быть сформированы различные типы наноструктур, включая массивы нуль-мерных магических атомных кластеров, массивы одномерных нанопроволок, двумерные эпитаксиальные нанопленки Cu(111) И трехмерные наноостровки, имеющие форму усеченных пирамид [1].



Рис. 1. Анизотропия проводимости массива нанопроволок (красная линия), измеренная четырехзондовым методом согласно схеме, показанной в верхней части рисунка.

Среди прочих наноструктур, массив нанопроволок, на наш взгляд, является наиболее интересным объектом [2]. Формирование массива нанопроволок происходит за счет того, что атомы Cu, адсорбированные на поверхности Si(111)"5×5"-Си при комнатной температуре, свободно мигрируют террасам, по но краями ступеней, захватываются где они собираются в островки. Объединяясь вдоль ступеней, островки формируют нанопроволоки. Электрофизические измерения, проведенные in situ с помощью четырехзондового метода, показали, что проводимость вдоль нанопроволок примерно в 5 раз выше проводимости в перпендикулярном направлении (Рис. 1). Это является рекордным значением анизотропии для аналогичных систем. Оценка показывает, что сопротивление сформировавшихся удельное нанопроволок составляет ~8 мкОм см, что также является рекордным значением лля металлических нанопроволок с близкими размерами. Дополнительным преимуществом метода, используемого в настоящей работе для формирования нанопроволок, является возможность формировать не только прямые нанопроволоки, но и другие конструкции на их основе, например, нанокольца (Рис. 2).



Рис. 2. Квази-3D СТМ-изображение нанокольца шириной 15 нм, высотой 1.5 нм и 60 нм в диаметре, сформированного за счет накопления меди вокруг двумерного островка моноатомной толщины, приготовленном заранее на поверхности Si(111)"5×5"-Cu.

[1] A.V. Zotov, D.V. Gruznev, O.A. Utas, V.G. Kotlyar, A.A. Saranin. Multi-mode growth in Cu/Si(111) system: Magic nanoclustering, layer-by-layer epitaxy and nanowire formation // Surface Science Vol. 602, N1, P. 391 (2008).

[2] D.A. Tsukanov, M.V. Ryzhkova, D.V. Gruznev, O.A. Utas, V.G. Kotlyar, A.V. Zotov, A.A. Saranin. Self-assembly of conductive Cu nanowires on Si(111)⁵x5'-Cu surface// Nanotechnology Vol. 19, N24, P. 245608 (2008).

Расшифровка атомной реконструкции Ag(111)-(3×3)-Cl

Б.В.Андрюшечкин¹, Е.В.Гладченко¹, <u>К.Н.Ельцов¹</u>, В.В.Черкез¹, К.Дидье², Б.Киррен², Д.Мальте²

¹ Институт общей физики им.А.М.Прохорова РАН, ул.Вавилова 38, Москва, Россия ² Лаборатория физики материалов, Университет Нанси, Нанси, Франция. E-mail: eltsov@kapella.gpi.ru

В данной работе представлен результат расшифровки атомной структуры, формируемой хемосорбированным хлором на поверхности Ag(111). Попытки точного определения структуры для системы Cl/Ag(111) были начаты еще в середине 1970 х годов. В 1974 году Ровида и Пратези [1] опубликовали картину дифракции медленных электронов (ДМЭ), похожую на представленную нами на рис.1, интерпретировав ее как искаженную структуру «3×3».



рис.1 Картина ДМЭ, полученная при хлорировании Аg(111) при 300 К.

На протяжении последних 30 лет делались неоднократные попытки приписать сложную картину ДМЭ различным сверхструктурам на поверхности [2-6]. Однако, полного понимания структуры до настоящего времени не существовало.

СТМ изображение (5К), соответствующее картине ДМЭ на рис.1, показано на рис.2. Видно, поверхности присутствуют что на приблизительно пересекающиеся островки треугольной формы, окруженные плохо упорядоченной атомной структурой. Локальная периодичность в пределах каждого островка соответствует решетке (3×3). Следует также отметить, что для решетки (3×3) существует 9 неэквивалентных подрешеток на поверхности (111). Анализ СТМ изображений показал, что соседние островки (3×3) являются антифазными, т.е. принадлежат к различным подрешеткам. Кроме того, при увеличении степени покрытия не происходит формирования больших доменов. В результате структура в среднем оказывается несоразмерной. Картина дифракции от подобной системы антифазных доменов (рис.1) оказывается чрезвычайно сложной и содержит группы из пятен вокруг положений (3×3).

Для описания структуры фазы (3×3) на основании СТМ данных и результатов



рис.2 СТМ изображение (5 К, $330 \times 330 \text{ Å}^2$, I_t=1 нА, U_s= -0.5 В), соответствующее степени покрытия 0.40 МС. Отчетливо видны островки фазы с локальной периодичностью (3×3). На вставке показана элементарная ячейка (3×3).

вычислений на основе теории функционала плотности, нами предложена модель, подразумевающая реконструкцию верхнего слоя атомов серебра (рис.3). При реконструкции в пределах ячейки 3×3 формируются два треугольника из атомов серебра. В одном атомы расположены в положениях г.ц.к., а в другом г.п.у. В результате реконструкции формируются адсорбционные места с симметрией 4-го



рис.3 Модель реконструкции поверхности Ag(111)-(3×3)-Cl. Синие шары – атомы Ag второго слоя, голубые - атомы Ag верхнего слоя, красные – атомы Cl

порядка, которые заполняются атомами хлора. Дополнительно атомы хлора помещаются в «дырки» между шестью другими атомами хлора. ТФП расчеты показывают, что минимум энергии структуре, соответствует В которой дополнительные атомы занимают несимметричное положение, смещаясь относительно подлежащего атома серебра (центра дырки) (см. рис.3). Следует отметить, что на СТМ -изображении на рис.2, записанном со стандартным значением туннельного тока ≈1нА, в центре «дырок» атомы практически не



рис.4 СТМ изображение, записанное с «большим» туннельным током (I_t =3 нA, U_s = - 0.5 В). На вставке показано симулированное СТМ изображение на основе данных ТФП.

видны. Однако, как показали ТФП вычисления, при увеличении туннельного тока, атомы в указанных положениях должны проявляться на СТМ - изображениях.

Действительно, как показано на рис.4, при значении туннельного токе, превышающем 3 нА, в центрах «дырок» наблюдаются атомы, смещенные относительно центра. Данное наблюдение является дополнительным свидетельством в пользу предложенной модели реконструкции.

[1] G.Rovida et al., Japan J.Appl.Phys.Suppl. 2, Part 2 (1974) 117.

[2] P.J.Goddard and R.M.Lambert, Surf. Sci. 67 (1977) 180.

[3] Y.Y.Tu and J.M.Blakely, J.Vac. Sci. Technol. 15 (1978) 563.

[4] M.Bowker and K.C.Waugh, Surf. Sci. 134 (1983) 639.

[5] B.V.Andrysuhechkin et al., Surf.Sci. 407 (1998) L633.

[6] A.G.Shard, V.R.Dhanak, J.Phys.Chem. B 104 (2000) 2743.

EUV Lithography Optics Contamination and Lifetime Studies

<u>N. Faradzhev^{1,2}</u>, S. Hill¹, T.Lucatorto¹, B.Yakshinskiy², T. Madey²

¹ National Institute of Standards and Technology (NIST), 100 Bureau Drive, Gaithersbugr, MD 20899, USA

² Rutgers, The State University of New Jersey, 136 Frelinghuysen Road, Piscataway, NJ 08854, USA

email: nadir.faradzhev@nist.gov

Extreme Ultraviolet Lithography (EUVL) is considered as a candidate for the next generation lithography beyond 193 nm utilized presently for manufacturing of high-density chips. At 92 eV (~13.5 nm), a photon energy chosen for EUV stepper prototypes, there are no transparent materials. Therefore illumination and projection optical systems and reticles (photomasks) are based on Bragg-reflective optics consisting of about 50 Mo/Si bilayers capped with a thin protective layer (~1-2 nm). Manufacturing of multilayer mirrors, assembling and aligning them are time-consuming and expensive processes. That is why EUVL optics contamination and lifetime studies attract attention of stepper designers and researchers at national labs and universities. The lifetime of EUV mirror is determined by bulk processes (e.g. silicide formation) and surface phenomena (e.g. surface chemistry induced by ionizing radiation), and the later are in the focus of this work.

There are efficient ways to mitigate ion and neutral debris from discharge- or laser-produced plasma sources. However, oxidation and carbon growth on mirror surface under EUV are still challenging processes reducing optics lifetime considerably. Multilayer structures work in aggressive environment. Stepper is a vacuum setup with a large unbaked surface and multiple sources of outgassing products. Spectrum of residual gases includes water and light hydrocarbons. Interaction of photons with internal surfaces of the lithographic machine and with resist coated wafer leads to emission of large amount of molecules, radicals and other chemically active species. This "molecular soup" will dynamically equilibrate with optical surface, and a chain of chemical reactions initiated by photons and low energy secondary electrons may lead to oxidation of the surface and to growth of the

carbon overlayer. Such alterations of the surface will result in excessive absorption of EUV photons and, hence, to reduction of the tool throughput.

Contamination of the mirror surface is governed by transport of precursor to reaction region (adsorption, desorption, surface diffusion) and its activation (dissociation, formation of strongly bonded species). A key issue in optics contamination concerns the mechanisms by which mirror cap layers become oxidized or carbon covered during EUVL applications. There is extensive discussion whether the dominant cause of hydrocarbon dissociation is bond breaking via direct photoexcitation [1] or the dissociation processes may be caused by low energy secondary electrons [2]. The relative importance of the mechanisms depends on nature of the surface and on molecular dissociation cross sections due to direct photon absorption and secondary electrons. Their relative contributions may switch as the carbon layer grows [3].



Fig.1 Resonant oscillations in the reflectivity of a multilayer mirror as a function of increasing thickness of carbon overlayer (calculations).



Fig.2 Experimental (dots) and calculated (solid line) SEYs as a function of photon energy in the vicinity of the resonance energy of TiO₂ capped mirror without (left) and with carbon overlayer (3.5 and 6.2 nm)

The resonant structure of EUV optics has dramatic influence on the rates of the surface reactions. The constructive interference responsible for the high reflectivity of multilayer mirrors produces a standing wave of intensity that extends into the vacuum. As carbon is deposited during exposure in a hydrocarbon environment, the surface will grow though this standing wave resulting in large changes in the effective intensity and in oscillation of reflectivity as a function of overlayer thickness (Fig.1). This leads to a changing of optics damage rate attributed to direct photo-dissociation processes.

Resonant structure of the mirror has also dramatic influence on the secondary electron yield (SEY). The measured curves exhibited an interference structure (a phase effect) that differs dramatically for various carbon layer thicknesses (Fig.2). We have reproduced this phase effect using a model with several simplifying assumptions. The generation of photo electrons is described by the total atomic photoionization cross section $\mu_i(hv)$ for each element *i*; the electron current density produced by atomic species i at the depth z is proportional to the number density of atom i and the photon intensity at that depth, $E^2(hv,z)$. For the atom *i* the number density is given by the ratio of the mass density $\rho_i(z)$ to the atomic mass $M_i(z)$ of the individual atom. The probability that an electron generated at depth z will make it to the surface is given by the exponential term $exp(-z/\lambda(z))$ where $\lambda(z)$ is electron escape depth. The transport of electron with various energies through vacuum/TiO₂ and vacuum/C interfaces is assumed identical and, thus, the penetration of electrons through solid/vacuum barrier has a constant probability. This results in the following equation:

$$SEY(h\nu) \propto h\nu \times \int_{\infty}^{0} \sum_{i} E^{2}(h\nu, z) \frac{\rho_{i}(z)}{M_{i}(z)} \mu_{i}(h\nu, z) e^{-z/\lambda_{i}(z)} dz$$

We have shown [4] that total SEY can vary by more than a factor of 3 over several nm of carbon growth during narrow, in-band irradiation of a multilayer mirror. This is due to the large oscillation of the intensity of electric field E^2 at a resonance energy hv leading to strong anisotropy of photoelectron production in z direction and, possibly, to strong localization of low energy secondary electrons at positive antinodes of electric field.

Surface concentration of an adsorbate at given condition is the parameter which strongly influences the radiation-induced reaction rates. Temperature programmed desorption (TPD) and Low energy ion scattering (LEIS) can be employed to measure coverage of molecules on surface in equilibrium with gas phase partial pressure [3]. The coverage of several hydrocarbons (e.g. benzene and MMA) at isobaric conditions is found to increases with log of pressure over several decades. This functional form is consistent with the Temkin adsorption isotherm [5], which considers the effects of adsorbateadsorbate interactions on the adsorption energies. The Temkin adsorption isotherm is based on the assumption that the adsorption energy decreases linearly with increasing coverage due to repulsive lateral adsorbate-adsorbate interactions.



Fig.3 Steady state benzene coverage for the low pressure range on clean and carbon-covered TiO_2

Optics contamination rates vary also as the log of partial pressure over several decades of pressure (Fig.4) implying that the damage is not proportional to impingement rate of molecules as is often assumed in models based on Langmuir adsorption isotherm.



Fig.4 EUV induced carbon growth rate as a function of Benzene partial pressure

The studies of fundamentals as adsorption energies, sticking probabilities, magnitude and energy dependence of dissociation cross sections, etc. are very important as they provide key data for modelers of EUV optics lifetime.

- [1] J. Hollenshead and L. Klebanoff, J. Vac. Sci. Technol. B 24, 64 (2006)
- [2] T.E. Madey et al, App. Surf. Sci., 253, 1691 (2006)
- [3] S.Zalkind et al, J. Vac. Sci. Technol. B 26, 2241 (2008)
- [4] S.B. Hill et al, Proc. SPIE, 6921-42 (2008)
- [5] Temkin & Pyzhov, Acta. Physiochim. URSS, 12, 217 (1940)

Новые методы ВУФ диагностики плазмы тяжелых элементов и перспективы использования многослойных структур для рентгеновской спектроскопии (обзор)

Н.Н. Салащенко¹, <u>А.П. Шевелько</u>²

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия ²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект 53, Москва, Россия e-mail: shevelko@rambler.ru

ВУФ спектры плазмы элементов с большим атомным номером А имеют сложную структуру много спектральных содержат линий, и принадлежащих ионам с различной кратностью ионизации. Это значительно затрудняет проведение спектроскопической диагностики такой плазмы. Однако именно эти спектры зачастую представляют огромный интерес для научных исследований, например, спектры Мо и W в плазме токамаков (материал диверторов [1, 2]), спектры W в плазме мощных Z-пинчей (материал проволочных сборок [3]), спектры Sn в плазменных источниках, предназначенных для проекционной ВУФ литографии [4].

В [5] предлагается определять электронную температуру T_e путем сравнения исследуемых спектров со спектрами хорошо диагностируемой лазерной плазмы. Показано, что структура и распределение интенсивности в спектрах очень чувствительны к электронной температуре, что может служить основой для диагностики плазмы. В [5] на примере спектров Fe (A =26) изучена зависимость положения максимума распределения интенсивности В спектре сложных элементов от электронной температуры. Теоретические расчеты показали хорошее согласие с результатами эксперимента. Этот метод был применен для диагностики плазмы Fe, образующейся в конечном анодпромежутке сильноточного катодном импульсного генератора "Z-Machine" (SNL) [5].

Предложенный в [5] спектроскопический метод определения T_e, а также особенности в ВУФ спектрах тяжелых элементов, позволяют выделить узкие участки спектра, представляющие наибольший интерес лля диагностики плазмы (примеры спектров Мо и W приведены в [6]). Эти спектральные области могут быть выделены с помощью многослойных зеркал нормального падения. Формирование изображений с помощью таких зеркал позволит проводить диагностику плазмы как с временным (~нсек), так и с пространственным (~10 мкм) разрешением. В частности, применение такой методики имеет огромное значение для исследования динамики сильноточных Zпинчей. Ранее многослойные зеркала в сочетании с обскурами применялись для

исследования изображений плазмы Z-пинчей при энергии фотонов ~100-800 эВ [7-9]. Плоские многослойные зеркала устанавливались под скользящими углами и служили, по существу, селективными спектральными фильтрами. Изображение формировалось камерамипространственное обскурами. при этом разрешение составляло 100-200 мкм. Получение изображений плазмы с помощью оптических схем, использующих сферические многослойные нормального падения, позволит зеркала пространственное значительно улучшить разрешение (вплоть до нескольких мкм). Это явяляется важным при исследовании неустойчивостей в плазме и механизмов, ответственных за вклад энергии в разряд.





Разработанные в ИФМ РАН новые короткопериодные многослойные структуры (MC) открывают широкие возможности для рентгеновской и ВУФ спектроскопии [10-12]. Развита технология нанесения МС на плоскую поверхность кристалла слюды с последующим изгибом его в виде цилиндра малого радиуса. Продемонстрирована возможность использования таких структур в фокусирующем спектрометре Гамоша для рентгеновской (диапазон длин волн λ =0,8-0,95 нм) и ВУФ (λ =3-4 нм) диагностики лазерной плазмы [13, 14].



Рис. 2. Схема рентгеновского фокусирующего спектрометра, выполненного по схеме Гамоша.



Рис. 3. ВУФ спектр лазерной плазмы углерода, зарегистрированный с помощью Cr-Sn MC [13]. Измеренная температура электронов T_e =60 эВ.

Спектральная область соответствует "водяному окну" (шкала длин волн приведена в нм).

Использование фокусирующих многослойных дисперсионных элементов с различными межплоскостными расстояниями (d = 1 - 13 нм) позволяет проводить исследования как в мягкой рентгеновской, так и в ВУФ областях спектра. где отсутствуют естественные кристаллы. Например, представляет большой интерес проведение исследований источников излучения в спектральной области "окна прозрачности воды" (λ =2,3-4.4 нм) или для проекционной коротковолновой нанолитографии (λ =4.5-13,5 нм).

Спектральные возможности фокусирующих схем существенно возрастают при оптимизации элементного состава и периода МС для каждого конкретного спектрального поддиапазона.

При умеренном спектральном разрешении (λ/δλ ~ 100) такие спектрометры благодаря своим фокусирующим свойствам и применению

нового ПЗС детектора [15] обладают очень большой эффективностью, что особенно важно для диагностики слабоинтенсивных источников, например, фемтосекундной лазерной плазмы.

Работы по многослойным зеркалам и спектрометрам выполнены при поддержке грантов РФФИ.

- [1] K.Asmussen et al., Nucl. Fusion 38, 967 (1998).
- [2] M.J.May et al., Nucl. Fusion **37**, 881 (1997).
- [3] R. B. Spielman, C. Deeney, G. A. Chandler, et al., Phys. Plasmas **5**, 2105 (1998).
- [4] *EUV Sources for Lithography*, Ed. Vivek Bakshi, SPIE Press, Billingham, Washington USA, 2006.
- [5] А. П. Шевелько, Д. Е. Блисс, Е. Д. Казаков, и др., Физика плазмы 34, 1021 (2008).
- [6] А.Шевелько, О.Якушев, С. Бергесон, и др., Настоящий сборник.
- [7] B. Jones, C. Deeney, A. Pirela, et al., Rev. Sci. Instrum. 75, 4029 (2004).
- [8] B. Jones, C. Deeney, C.A. Coverdale. Rev. Sci. Instrum. 77, 10E316 (2006).
- [9] B. Jones, C.A. Coverdale, D.S. Nielsen, et al., Rev. Sci. Instrum. 79, 10E906 (2008).
- [10] N.N.Salashchenko, F. Schafers, S.Yu. Zuev,
- Centr. Europ. Journ.of Phys. 1, 191 (2003).
- [11] M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, A.A. Fraerman, et
- al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 543, 333 (2005).
- [12] Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало. Вестник РАН **78**, 13 (2008).
- [13] Ю.Э.Бороздин, Е.Д.Казаков, В.И.Лучин, и др., Письма в ЖЭТФ **87**, 33 (2008).
- [14] М. С. Бибишкин, Е. Д. Казаков, В. И. Лучин, и др., Квантовая электроника **38**, 169 (2008).
- [15] А.П. Шевелько, О.Ф. Якушев, Настоящий сборник.

Лазерно-плазменный микроисточник пикосекундных импульсов жесткого рентгеновского излучения

<u>А.Б.Савельев</u>¹, В.В.Большаков¹, Д.С.Урюпина¹, Р.В.Волков¹, К.А.Иванов¹, А.А.Воробьев^{1,2}, Е.Д.Казаков³, А.П.Шевелько³, Н.Н.Салащенко⁴, Н.В.Еремин⁵, А.А.Пасхалов⁵

¹Международный учебно-научный лазерный центр и физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, тел. +7(495)9395318, e-mail: <u>ab_savelev@phys.msu.ru</u>

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

³Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

⁴Институт физики микроструктур РАН

⁵НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ имени М.В.Ломоносова

Лазерно-плазменные источники рентгеновского и корпускулярного излучения в настоящее время активно исследуются с точки зрения возможности их применения в самых различных задачах, требующих импульсного излучения с малой длительностью и/или высокой спектральной яркостью. К таким задачам можно отнести диагностику быстропротекающих процессов рентгеновскими методами: микроскопию В области водяного окна прозрачности, дифрактометрию, рентгеновскую и ВУФ литографию, получение изображений в жестком рентгеновском диапазоне для медицины и материаловедения; ионную имплантацию и создание "затравочных" пучков для электронных и ионных ускорителей; импульсную нейтронную диагностику; быстрое инициирование ядерной реакции в плазме; медицинские приложения (например, для протонной терапии раковых опухолей) и т.д.

работе B настоящей представлены результаты по созданию такого рода источника с использованием излучения плотной плазмы, фемтосекундным создаваемой лазерным излучением с интенсивностью 10¹⁷-10¹⁸ Вт/см² на поверхности твердотельной мишени. Эксперименты проводились с использованием субтераваттной лазерной системы на сапфире с титаном ЦКП МЛЦ МГУ (50 фс, 805 нм, 30 мДж, 10 Гц) [1].

Нами исследована зависимость параметров, характеризующих горячие электроны плазмы, от интенсивности, поляризации и контраста воздействующего излучения [2]. Показано, что для твердотельных мишеней при интенсивности свыше 5×10^{16} BT/см² средняя энергия горячих электронов слабо зависит от направления линейной поляризации лазерного излучения и величины наносекундного контраста (см. рис.1 и табл.1).

Проведен цикл исследований особенностей формирования плазмы на поверхности расплавленных металлов [3]. Обнаружено, что для таких мишеней ухудшение наносекундного контраста приводит к резкому росту средней энергии горячих электронов (рис.2).



Рис. 1. Средняя энергия горячих электронов для р- (•) и s- (○) поляризаций лазерного излучения, а также отношение средних энергий горячих электронов Р/S (□) для мишени Si в зависимости от интенсивности лазерного излучения.

Табл.1. Сравнение средней энергии горячих электронов при воздействии лазерного излучения на поверхность мишеней Si и SiO₂ на частотах 1 и 10 Γ ц

Е, кэВ					
Мишень	Si		SiO ₂		
Контраст	4×10^{6}	10^{2}	4×10^{6}	10^{2}	
P/S - v					
Гц					
P-1	18±1	17±1	15±1	18±1	
P-10	14±1	12±1	13±1	15±1	
S-1	16±1	14±1	12±1	16±1	
S-10	11±1	11±1	11±1	12±1	

Обнаружен эффект двукратного увеличения средней энергии горячих электронов при ухудшении наносекундного контраста лазерного излучения от 4×10^6 до 5×10^2 и интенсивности основного импульса порядка 10^{18} BT/cm² [4]. Эффект является пороговым по интенсивности лазерного излучения и наблюдается при интенсивности свыше 5×10^{17} BT/cm² (рис.3).



Рис.2 Зависимость средней энергии горячих электронов от наносекундного контраста лазерного излучения для различных мишеней при интенсивности 150 ПВт/см² и различной поляризации.



Рис.3. Зависимость средней энергии горячих электронов от интенсивности лазерного излучения при различном контрасте.



Рис.4 Схема экспериментальной установки: 1 – фемтосекундный лазерный импульс, 2 – мишень из жидкого металла, 3 – вакуумная камера, 4 – резистивный нагреватель, 5 – рентгеновские детекторы, 6 – ионный время-пролетный спектрометр.

На основе проведенных исследований создан лазерно-плазменный микроисточник импульсного рентгеновского излучения, использующий в качестве мишени кювету с расплавленным металлом (галлий, индий, висмут и пр.). Источник имеет предельно малый размер излучающего пятна (около 3 мкм), высокую долговременную стабильность и не требует смещения или замены мишени в течение нескольких часов работы (см. рис.4). Работоспособность источника была проверена при частоте следования лазерных импульсов в 10 и 1000 Гц. Спектр излучения рентгеновского источника для галлиевой мишени представлен на рис.5.



Рис.5. Спектр рентгеновского излучения плазмы галлия, полученный при частоте следования лазерных импульсов 1 кГц и интенсивности 5х10¹⁶Вт/см².

Данная работа поддержана грантом РФФИ 07-02-00724а.

[1] Большаков В.В., Воробьев А.А., Волков Р.В., и др., Прикладная физика, №3-09, (2009), принято в печать.

[2] Большаков В.В., Воробьев А.А., Урюпина Д.С. и др., Квантовая электроника (2009), послано в печать.

[3] Урюпина Д.С., Курилова М.В., Моршедиан Н. и др., Вестник МГУ, Физика, 63(4), 267 (2008).

[4] Большаков В.В., Воробьев А.А., Савельев А.Б. и др., Письма ЖЭТФ, 88, 415 (2008).

Приборостроение для нанотехнологии – состояние и перспективы развития

В.А. Быков ЗАО «Нанотехнология - МДТ», 124482, Москва, Россия e-mail: vbykov@ntmdt.ru

В наблюдается настоящее время повышенный интерес к нанотехнологиям вообще следовательно и к оборудованию, а И, необходимому для проведения фундаментальных прикладных работ, метрологическому И обеспечению технологических процессов, техническому обеспечению новых производственных мощностей, которые позиционируются как производства, базирующиеся на нанотехнологиях.

Для мелицинских И биологических приложений требуют создания приборов и установок, обеспечивающих возможность клеточной хирургии, диагностики на уровне распознавания отдельных дефектов в клетках, вирусов, молекул белков, возможности чтения генетического кода, модификации отдельных молекул. При этом от приборов и установок требуется простота в управлении, снижающее требования технической грамотности к обслуживающего персонала, высокую надежности и модный дизайн.

требуют Материаловеды создания приборов и технологических установок с различными специальными свойствами, а также обеспечивающими повторяемость технологических процессов, их унификацию, разработку макроязыков, позволяющих легко реализовывать алгоритмы И регламенты технологических процессов. При этом должна быть обеспечена метрологическая составляющая. предполагающая как метрологическую аттестацию приборов и установок, так и наличие необходимых аттестованных мер, позволяющих при необходимости провести сравнительный анализ свойств создаваемых материалов.

Разработчикам МЭМС И НЭМС, современной микроэлектроники, приборов наноэлектроники, также новых а технологических процессов в этих направлениях, интересны нанотехнологические комплексы -НАНОФАБЫ, которые могут быть реализованы в кластерных, многомодульных вариантах, легко перестраиваемых под нужды различных технологических процессов. На таких станциях возможно как моделирование требуемых элементов, так и аналитические исследования как результатов технологических операций, так и свойства самих элементов.

Особый интерес представляют собой исследовательские нанотехнологические комплексы при уникальных установках, таких как синхротроны, импульсные лазеры на свободных электронах. Разработка специальных аналитических модулей, таких как модули электрофизических измерений, совмещенные с модулями рентгеновской спектроскопии и, в высокоразрешающей особенности, рентгеновской микроскопией, позволят наряду с высоким пространственным (порядка 10 нм), получать и высокое временное разрешение, что позволит изучать по крайней мере квазиобратимые динамические процессы в наноструктурах с разрешением до 0,1 нсек на синхротронах и на несколько порядках выше на лазерах на свободных электронах.

Возможные варианты решения поставленных задач, над которыми в настоящее время работают разработчики группы компаний НТ-МДТ будут показаны в представляемом докладе.

Структурные и электрические свойства ансамблей металлических наночастиц Pt, Co и Ni, получаемых методом лазерного электродиспергирования

<u>А.Н.Титков</u>, И.В.Макаренко, П.А.Дементьев, М.С.Дунаевский, Д.А.Явсин, В.М.Кожевин, С.А.Гуревич

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Политехническая 26, Россия e-mail: <u>Alexander.Titkov@mail.ioffe.ru</u>

В настоящее время существует значительный интерес к получению и изучению свойств металлических наночастиц (МНЧ) из металлов с оболочками. недостроенными Одним из успешных методов получения таких МНЧ является метод лазерного электродиспергирования (ЛЭД) [1]. Его возможность получения отличает как разреженных, так и плотных ансамблей не коагулирующих очень маленьких МНЧ различных металлов с характерными размерами в несколько нанометров с примерно такой же дисперсией размеров. Недавно была показана рекордно высокая каталитическая активность получаемых ЛЭД методом Cu, Ni и Pd МНЧ в химических реакциях превращения хлоруглеводородов [2] И Pt МНЧ в электрохимическом катализе в водородных топливных элементах Появились [3]. интересные результаты по применению Pt МНЧ в качестве слоя удержания заряда в подзатворном окисле транзисторов с эффектом памяти [4].

В общем случае, практически важные свойства ансамблей МНЧ зависят от их размеров, величин средних расстояний между ними, зарядового состояния, возможности обмена зарядами между соседними МНЧ, а также с подложкой. В докладе планируется рассмотреть характерные структурные и электрические свойства МНЧ, получаемых методом лазерного электродиспергирования, на примере частиц Pt, Co и Ni.

Получаемые МНЧ имеют линейные размеры на уровне 1 нм. Исследование структурных параметров плотных ансамблей столь малых частиц является сложной задачей. Для ее решения нами были использованы методы просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), атомно-силовой микроскопии (АСМ) и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). Оказалось, что для получения достоверной исчерпывающей информации необходимо параллельное применение всех трех названных методов. В докладе рассмотрены особенности сопоставления результатов, полученных разными методами. Было показано, что размеры получаемых МНЧ лежат в интервале 0.5- 3.0 нм, а их распределения по размерам имеют два

максимума: один ниже 1 нм, а второй вблизи 2 нм по шкале высот (см., например, Рис.1). Вид получаемого ассиметричного распределения частиц по размерам специфичен именно для



Рис.1 СВВ СТМ изображение Со МНЧ на поверхности графита площадью 160х160 нм². Экспозиция 4 сек.

получения МНЧ методом лазерного электродиспергирования. Возникновение более крупных частиц (второй максимум в распределении) связывается с делением заряженных микрокапель металла в плазме лазерного факела в непосредственной близи от поверхности металлической мишени [1]. Происхождение меньших частиц (первый максимум в распределении), как представляется, связан с ростом МНЧ уже на поверхности подложки в результате тепловой диффузии по поверхности атомной фракции наносимого металла.

Было обнаружено, что МНЧ весьма чувствительны к температурному отжигу уже при температурах в разы меньших температур плавления объемных металлов. Для Pt МНЧ на поверхности пиролитического графита было обнаружено, что нагрев до 600 ⁰C (при температуре плавления Pt 1769 ⁰C) приводит к существенному изменению статистики ансамблей Pt МНЧ. Причем, эффект зависит от начальной плотности ансамбля МНЧ. При малой плотности наблюдается формирование планарных островков Pt с толщиной близкой к постоянной решетки кристаллической платины 0.39 нм. При больших плотностях преобладает процесс "созревания" все более высоких МНЧ за счет рассасывания более мелких. Последний процесс отчетливо наблюдается на Рис.2.



Рис. 2 CBB CTM изображения $80x80 \text{ нм}^2$ ансамбля Pt MHЧ после последовательных отжигов при 525 0 C и 700 0 C в течение 40 мин каждый раз.

Наблюдаемые эффекты еще ярче и при более низких температурах проявляются в случае Со и Ni MHЧ. "Созревание" МНЧ при низких температурах связано с изменением их термодинамических свойств по сравнению с объемными материалами и открывает новый путь к изучению этих свойств.

Электрические свойства МНЧ исследовались методами электростатической силовой микроскопии (ЭСМ) в вакууме. Для ансамблей МНЧ, нанесенных на изолирующую (слой SiO₂) и проводящую (графит) подложки, изучались изменение значений поверхностного потенциала и поведение зарядов, локально внедренных из зонда ЭСМ (см. Рис.3), в зависимости от плотности ансамблей МНЧ и природы выбранного металла. Измерение поверхностного потенциала осуществлялось локальным Кельвин-зонд методом. Поведение локально внедренных зарядов отслеживалось по взаимодействия изменению кулоновского

внедренных зарядов с зондом ЭСМ при сканировании им поверхности. Светлые области на Рис. 3 отражают уровень взаимодействия поверхность таким образом, зонд-И, визуализируют области нахождения на поверхности внедренных зарядов. Размеры и амплитуды вышеназванных областей позволяют судить о концентрации зарядов, процессах их ухода в подложку и диффузии вдоль ее поверхности.





Оказалась, что существуют пороги по плотности ансамблей МНЧ, вызывающие скоррелированное резкое изменение в измеряемых значениях поверхностного потенциала и поведении локально внедренных зарядов. Эти изменения объясняются резким vвеличением подвижности зарядов влоль поверхности за счет туннельных перескоков между сблизившимися МНЧ больших размеров. Малые МНЧ оказывают существенно меньший вклад в поверхностную проводимость.

Анализ совокупности полученных наблюдений позволяет заключить, что при плотностях ансамблей МНЧ выше порога, МНЧ находятся, преимущественно, в нейтральном состоянии. При значениях плотности до порога МНЧ несут значительный заряд, вызванный зарядовым обменом с подложкой и зависящий от ее природы.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-00129 и научной школой РФ НШ 2951.2008.2. [1] V.M.Kozhevin, D.A.Yavsin, S.A.Gurevich et al., JVST B18, 1402 (2000)

[2] Ростовщикова Т.Н., Смирнов В.В., Кожевин В.М., Явсин Д.А., Гуревич С.А., Российские нанотехнологии т.2, 29-42 (2007)

[3] Забродский А.Г., УФН 176, 444-448 (2006)

[4] Choi H., Choi B.-S., Chang M., Hwang H.,

Nanotechnology 19, 305704 (2008)

Спинтроника без токов

Пятаков А.П.^{1,2}

 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва
 ²⁾Институт Общей Физики РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38 E-mail: pyatakov@phys.msu.ru

Несмотря на то, что проблема считывания информации в магнитной памяти была успешно решена с помощью датчиков на гигантском магнитном сопротивлении в 90-х годах прошлого века, проблема записи магнитной информации, как в жестких дисках, так и в MRAM, на новом технологическом уровне до пор остается нерешенной сих [1]. Традиционный способ записи с помощью магнитного поля тока препятствует миниатюризации устройств магнитной памяти, поскольку при дальнейшем уменьшении размеров проводников для создания полей той же напряженности потребуется увеличение плотности тока, что приведет к их перегреву и разрушению. Предлагаемая в качестве замены традиционному методу магнитной записи информации запись спиновым током [1] лишь отчасти решает эту проблему, поскольку требуемые величины плотности тока (10⁷A/см²) также велики.

В этой связи привлекательной альтернативой становятся магнитоэлектрические материалы, в которых магнитное поле возникает под действием статического электрического поля, в отсутствие движения носителей заряда или спина. В частности, в последний год появилась целая серия публикаций, в которых сообщается о том, что электрическое поле вызывает изменения в микромагнитной структуре материалов [2-6].

В связи с этим проблема микромагнетизма магнитоэлектрических материалов заслуживает специального рассмотрения. Наличие неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия вида P_iM_i∇_kM_l приводит к тому, что магнитным неоднородностям соответствует распределение электрической некоторое поляризации. Можно показать, что с пространственно модулированными спиновыми структурами, стенками Нееля, магнитными вихрями и линиями Блоха ассоциированы электрические заряды [7-11].

Эти теоретические предсказания нашли свое экспериментальное подтверждение в опытах по перемещению магнитных доменных границ под действием электрического поля в пленках ферритов гранатов [2,6]. Электрическое управление положением доменных границ, реализуемое при комнатных температурах, позволяет говорить об использовании данного эффекта в устройствах памяти, спинтронных магнитооптических затворах ключах, И невзаимных устройствах магнитофотоники. Измерения в импульсных электрических полях [10] дают скорость доменной границы ~100м/с, что при субмикронных размерах устройств (сотни или десятки нанометров) позволит реализовать быстродействие в единицы или десятки ГГц.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (08-02-01068-а).

1. C. Chappert, A. Fert, and F. N. Van Dau, Nature Mater. 6, 813 (2007).

2. Логгинов А.С., Мешков Г.А., Николаев А.В., Пятаков А.П., Письма в ЖЭТФ, **86**, 124 (2007)

3. Chu Y.-H, Martin L. W., Holcomb M. B. et al,

Nature Materials, 7, 478 (2008) 4. Tien-K. Chung, Carman G. P., Mohanchandra

K. P., Applied Physics Letters, **92**, 112509 (2008)

5. V. R. Palkar and K. Prashanthi, Applied Physics Letters, **93**, 132906 (2008)

6. A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev, E.P. Nikolaeva, A.P. Pyatakov, A.K. Zvezdin, Applied Physics Letters, **93**, 182510 (2008) 7. V.G.Bar'yakhtar, V.A. L'vov, , and D.A. Yablonskiy, JETP Lett. **37**, 673 (1983)

8. A. Sparavigna, A. Strigazzi, A.K. Zvezdin, Phys. Rev. B, **50**, 2953 (1994)

9. M. Mostovoy, Phys. Rev. Lett. **96**, 067601 (2006).

10. A. S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev, A. P. Pyatakov, V. A. Shust, A.G. Zhdanov, A.K. Zvezdin, Journal of Magnetism and Magnetic

Materials, **310**, 2569 (2007)

11. I. Dzyaloshinskii, EPL, 83, 67001 (2008)

Магнитосопротивление многослойных ферромагнитных наночастиц

С.Н. Вдовичев, Б.А. Грибков, С.А. Гусев, М.Н. Дроздов, А.Ю. Климов, В.Л.Миронов, В.В. Рогов, <u>А.А.Фраерман</u> Институт физики микроструктур РАН, 603950,ГСП-105, Н.Новгород, Россия.

e-mail: andr@ipm.sci-nnov.ru

Интерес к гальваномагнитным свойствам многослойных систем, содержащих ферромагнитные слои обусловлен, с одной стороны. возможностью создания на их основе новых устройств записи и хранения информации [1]. С другой стороны. недостаточно изученными остаются свойства транспортные систем С неколлинеарным (некомпланарным) распределением намагниченности. Такие магнитные состояния могут реализовываться в многослойных ферромагнитных наночастицах за счет магнитостатического взаимодействия слоев [2].

В данной работе представлены результаты исследования транспортных свойств наночастиц, состоящих ИЗ слоев двух разделенных ферромагнетика (CoFe), немагнитной (TaO_x) прослойкой. Ранее нами было показано [3], что основному состоянию данной системы соответствует антипараллельная ориентация магнитных моментов ферромагнитных слоев. что обусловлено их магнитостатическим взаимодействием. При этом, величина поля взаимодействия может достигать сотен эрстед. Если величина собственной коэрцитивности частиц, зависящая от их формы, меньше поля взаимодействия, то состояние, в котором магнитные моменты слоев сонаправлены, является метастабильным. Таким образом, данная система представляется адекватной для изучения зависимости ее сопротивления от взаимной ориентации магнитных моментов, управляемой внешним магнитным полем.

Многослойные структуры CoFe(11 нм)/TaO_x(1нм)/CoFe(9 нм) изготавливались методом магнетронного напыления в атмосфере Ar при остаточным давлении в камере ~ 10⁻⁶ Торр. Окисление слоя Та между магнитными слоями проводилось в атмосфере кислорода с давлением порядка 10 Торр. Перед напылением многослойной структуры на кремниевую подложку наносилась металлическая пленка (Та) толшиной ~ 50 нм. выполняющая функции «нижнего» электрода. Состав и толщины слоев контролировались методами ионной массспектроскопии (ВИМС) и рентгеновской рефлектометрии.

Для формирования частиц использовались электронной литографии метолы (литографическая приставка ELPHY PLUS). При этом была использована многослойная маска. состоящая ИЗ полимерных и металлических слоев. Этот составной резист обеспечил. возможность ионного (плазмохимического) травления металлических последующего слоев И удаления диэлектрического (Ta₂O₅) слоя в результате "lift-off"процесса. В результате была сформирована система эллиптических частиц (латеральные размеры 300x500 нм) «замурованных» в диэлектрической матрице. После этого формировался «верхний» металлический (на основе Cu) электрод. Таким образом, протекание тока между электродами возможно только через частицу, было перпендикулярно ее слоям (Рис. 2а).

Перед нанесением верхнего электрода, магнитное состояние многослойной частицы исследовалось методом магнитно-силовой микроскопии (вакуумный микроскоп "Solver"). исследования подтвердили Эти основные предположения о характере намагничивания и позволили установить, что при приложении внешнего магнитного поля порядка 300 Э становятся намагниченности слоев сонаправленными. Измерение сопротивления изготовленных структур проводились при температуре комнатной двухконтактным методом. Сопротивление структуры составляло ~10 кОм, измерения проводились при пропускании тока ~ 1-50 µА (падение напряжения 10-500 мВ). Зависимость изменения сопротивления от внешнего магнитного поля, приложенного вдоль длинной оси частицы, представлена на Рис.2 (падение напряжения 100 Величина магнитосопротивления мВ). составила ~ 3% при падении напряжения 10 мВ и плавно уменьшалась с ростом измерительного тока. Провелены измерения зависимости сопротивления от магнитного поля направленного вдоль короткой оси частицы. Эти измерения показывают, что сопротивление системы пропорционально косинусу угла между магнитными моментами слоев.



Рис.1. (а) Схематическое изображение двух устойчивых состояний (b) МСМ изображение устойчивых состояний тестовых частиц. Три частицы находятся в «ферромагнитном» состоянии, а крайняя правая – в «антиферромагнитном».



Рис.2.(а) Схема исследуемой структуры . (b) Зависимость величины сопротивления от внешнего магнитного поля

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 07-02-01321-а) и программ РАН.

[1] Jian-Gang Zhu, Proceedings of IEEE, V.96, N.11, p.1786, 2008.

[2] A. A. Fraerman et al, J. of Appl. Phys. 103, 073916, 2008.

[3] Б.А. Грибков и др. Труды X симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника - 2006", (Н.Новгород, 13-17 марта 2006 г.), с. 225, 2006.

«Топологический" эффект Холла в средах с некомпланарным распределением намагниченности

<u>О.Г. Удалов</u>, А.А. Фраерман, Е.А. Караштин Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

Хорошо известно, что в ферромагнетиках существует вклад в поперечную проводимость, пропорциональный намагниченности системы это аномальный эффект Холла (АЭХ). Он спин-орбитального возникает из-за взаимодействия электронов проводимости. В работ настоящее время В ряде продемонстрировано, что в системах с неоднородным распределением намагниченности может возникать дополнительный вклад в эффект Холла, который связан с наличием в обменного таких средах взаимодействия. Данный эффект обнаружен в кристалле Nd₂Md₂O₇ [1]. Наиболее простое объяснение "топологического" возникновения эффекта Холла (ТЭХ) дано в работе Ааронова, Штерна [2]. В ней рассмотрена модельная задача о движении "классической" частицы с магнитным моментом в неоднородном магнитном поле, и продемонстрировано, что в некомпланарном магнитном поле в гамильтониане электрона возникает эффективный векторный потенциал. потенциал Этот векторный порождает "топологическое" магнитное поле, ответственное за возникновение дополнительного вклада в поперечную проводимость.

ТЭХ может наблюдаться в искусственных системах с неоднородным распределением намагниченности или магнитного поля. Например, в работе [3] предложена система, на разбавленного пленки основе магнитного полупроводника. Неоднородное магнитное поле в полупроводнике создается массивом микромагнитов, расположенным на поверхности пленки.

В данной работе рассмотрена еще одна система, в которой может наблюдаться ТЭХ, а именно, магнитная микрочастица с вихревым намагниченности. распределением работы Особенностью данной является использование простых соображений симметрии для построения феноменологической теории ТЭХ, которая позволяет качественно описать ТЭХ в любой неоднородной магнитной среде, в том числе и в вихревой частице. Кроме того, в данной работе построена микроскопическая теория ТЭХ в вихревой частице, позволяющая сделать оценки этого эффекта.

Рассмотрим среду с распределением намагниченности Пусть амплитуда $\vec{M}(\vec{r})$. намагниченности одинакова во всех точках пространства, может И только $\vec{M}(\vec{r})$ поворачиваться при переходе из одной точки в другую. При этом намагниченность вращается в

Основное пространстве медленно. исследуемой предположение относительно среды состоит что обменное в TOM. взаимодействие является в ней доминирующим и всеми релятивистскими взаимодействиями можно пренебречь. В этом случае говорят, что система обладает обменной симметрией [4].

Проводимость можно представить в виде суммы проводимости однородной среды и поправок, связанных с неоднородностью, и зависящих, соответственно, от пространственных производных намагниченности. Таким образом, плотность тока в среде имеет вид:

$$j = \sigma_0(\vec{E}, |\vec{M}|)\vec{E} + \sigma_M(\vec{M}, \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \vec{M}, ...)\vec{E}$$
 (1)

Е - внешнее электрическое поле. На возможный вид тензора проводимости σ_{M} накладывается два ограничения. Первое связано с тем, что при инверсии пространства знак тока должен меняться на противоположный. Второе ограничение связано с отсутствием в системе релятивистских взаимодействий. Это подразумевает, что при повороте всех магнитных моментов в системе на один и тот же угол гамильтониан системы и, соответственно, любые физические величины не должны меняться [4]. Таким образом, тензор σ_{M} должен быть инвариантен вращения относительно намагниченности.

Единственный тензор, который содержит три вектора намагниченности, и удовлетворят указанным выше требованиям, определяется выражением:

$$\sigma_{ij}^{H} = K_{H} \left(\vec{M}_{ij} \left[\frac{\partial \vec{M}}{\partial x_{i}}, \frac{\partial \vec{M}}{\partial x_{j}} \right] \right).$$
(2)

Из свойств векторного произведения в (2) следует, что σ^{H} является антисимметричным тензором. Таким образом, он описывает эффект типа эффекта Холла. Его называют "топологическим" эффектом Холла.

Применим полученное выражение для анализа ТЭХ в микрочастице с вихревым распределением намагниченности. Вихревое распределение намагниченности описывается выражением:

$$\vec{M} = (\mp \sqrt{1 - m_z^2(\rho)} \sin(\phi), \pm \sqrt{1 - m_z^2(\rho)} \cos(\phi), m_z(\rho)), (3)$$

где ρ, φ, z - цилиндрические координаты. Предполагается, что ось *z* направлена перпендикулярно плоскости диска. Знак ± определяет направление "закрученности" вихря. Подставив выражение (3) в (2) можно убедиться, что тензор σ_{ij}^{H} в вихревой частице имеет только две компоненты - $\sigma_{x,y}^{HV}$ и $\sigma_{y,x}^{HV}$, которые определяются выражением:

$$\sigma_{x,y}^{HV} = -\sigma_{y,x}^{HV} = K_H \frac{1}{\rho} \frac{\partial m_z(\rho)}{\partial \rho}.$$
 (4)

Усредненное по площади частицы значение σ_{xy}^{HV} , определяется выражением:

 $\overline{\sigma_{xy}^{HV}} = -\overline{\sigma_{yx}^{HV}} = \int dx dy \sigma_{xy}^{HV}(x,y) = K_H(M_z(R_d) - M_z(0))$. (5) R_d - радиус вихревой частицы. Видно, что "топологический" эффект Холла в вихревой частице определяется разницей *z* компоненты намагниченности в центре и на краю вихря и при этом не зависит от знака "завихренности". Отметим, что знак ТЭХ не изменится, если вихрь заменить на распределение в виде "ежа" (т.е. поменять местами sin и cos в (3)), но изменится, если вихрь заменить на "антивихрь" (т.е. изменить знак перед x или у компонентой в формуле (3)).

На краю вихревой частицы в отсутствии внешнего поля намагниченность лежит в плоскости диска и поэтому $M_{z}(R_{d}) = 0$. В центре частицы магнитный момент направлен строго по оси z. При приложении внешнего поля вдоль оси z, намагниченность в центре вихря не изменяется, однако на краях частицы у намагниченности возникает z-компонента. Таким образом, при приложении внешнего поля, сонаправленного с намагниченностью кора, ТЭХ будет уменьшаться и обратится в ноль, когда частица станет однородно намагниченной. Если внешнее поле приложено в противоположном направлении, то $\sigma_{x,y}^{HV}$ будет увеличиваться до тех пор, пока под действием магнитного поля кор частицы не изменит направление своей намагниченности. Качественная зависимость величины ТЭХ в вихревой частице от внешнего поля, приложенного вдоль оси z, приведена на рис. 1.



Рис. 1. Петля гистерезиса ТЭХ в вихревой частице

Из рисунка 1 видно, что петля гистерезиса ТЭХ качественным образом отличается от петли аномального эффекта Холла (АЭХ), что может быть использовано для экспериментального обнаружения этого эффекта.

Сделаем оценку величины ТЭХ в вихревой частице. Поведение электронов проводимости

будем описывать на основе квазиклассической модели, предложенной в работе Ааронова, Штерна [2]. Используя формулу (11) работы [2] можно оценить среднее эффективное "топологическое" магнитное поле, действующее на электроны проводимости. Для вихревой частицы это поле направлено перпендикулярно плоскости диска. Его величина составляет:

$$B_{eff} \approx \frac{\Phi_0}{L^2}$$
 (6)

Φ₀ - квант магнитного потока. *L* – латеральный размер частицы. Видно, что в данную оценку не вошла обменная константа, которая определяет силу взаимодействия электронов проводимости с магнитными моментами ионов. Однако, в полуклассической модели Аарона-Штерна знак "топологического" магнитного поля зависит от спина частицы относительно ориентации намагниченности. Поэтому в величину эффекта должен входить параметр (J / ε_f) , который характеризует разницу количества электронов со "сонаправленным" спином, И "противонаправленым" намагниченности. Для кобальтовой частицы размером L=100 нм $B_{eff} \approx \frac{\Phi_0}{L^2} \frac{J}{\varepsilon_f} \approx 200 \ \Gamma c$. Вклад "топологического"

магнитного поля в холловское сопротивление ρ_r^{HV} можно оценить по формуле

$$P_X^{HV} = R_0 B_{eff} \approx \frac{\Phi_0}{L^2} \frac{J}{\varepsilon_f} R_0 = 1.6 \cdot 10^{-10} \text{ OM} \cdot \text{cm.}$$
(7)

Отметим, что в поперечное сопротивление также дает вклад АЭХ. АЭХ пропорционален средней намагниченности частицы. В отсутствие внешнего магнитного поля намагниченность частицы направлена вдоль оси *z*. Ее величина мала, т.к. вклад в нее дает только кор. В отсутствие внешнего магнитного поля величина аномального холловского сопротивления $\rho_{\rm X}^{\rm A}$

может быть оценена по формуле

ŀ

$$\varphi_X^{\rm A} = R_S M_S \frac{L_c^2}{L^2} = 0.8 \cdot 10^{-11}$$
 OM·CM,

где M_s - намагниченность насыщения материала,

из которого изготовлена частица, L_c -

латеральный размер кора вихря (порядка 20 нм). Таким образом, если внешнее магнитное поле не превосходит величину 200 Гс, то ТЭХ будет давать доминирующий вклад в поперечную проводимость "вихревой" частицы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 07-02-01321-а)

[1] Y. Taguchi, Y. Oohara, H. Yoshizawa, et. al, Science, **291**, 2573 (2001)

[2] Ya. Aharonov, A. Stern, Physical Review Letters, **69**, 25, 3593 (1992)

[3] P. Bruno, V. K. Dugaev, and M. Taillefumier, Physical Review Letters, **93**, 9, 096806-1 (2004)

[4] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Теоретическая физика. Т. VIII // Москва, Государственное издательство физико-математической литературы "Наука".- 1963

(8)

«Трехслойные» доменные стенки в фрустрированных спин-вентильных системах

А.И. Морозов, И.А. Морозов

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Россия

Спин-вентильные структуры ферромагнетик антиферромагнетик ферромагнетик, обладающие эффектом гигантского магнетосопротивления, находят сенсоров широкое применение в качестве магнитного поля. считываюших головок жестких лисков элементов и памяти. Характерные магниторезистивной толщины слоев в этих структурах составляют 0,1÷1 nm.

Будем предполагать, что кристаллические решетки слоев слабо отличаются и являются продолжением друг друга. В этом случае основными геометрическими параметрами являются толщины слоев *а* (они предполагаются одинаковыми) и характерное расстояние *R* между краями атомных ступеней на границах их раздела.

Если атомные плоскости коллинеарного двухподрешеточного антиферромагнетика, параллельные границе раздела, являются нескомпенсированными, то наличие атомных ступеней на границе раздела ведет к фрустрации обменного взаимодействия межлу ферромагнитными слоями (смотри, например, обзор [1]). Действительно, по одну сторону края атомной ступени число атомных плоскостей в слое антиферромагнетика четно, а по другую нечетно.

B случае нечетного числа нескомпенсированных плоскостей антиферромагнетика спины ферромагнитных слоев взаимодействуют с ближайшими к ним антиферромагнетика, спинами принадлежащими одной и той же подрешетке. При любом знаке обменного интеграла между соседними спинами, расположенными в различных слоях, энергетически выгодной параллельная является ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев. Если же число атомных плоскостей в антиферромагнитном слое четно, то спины ферромагнитных слоев взаимодействуют с ближайшими спинами ним к антиферромагнетика, принадлежащими к различным подрешеткам, и энергетически выгодной является антипараллельная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев.

Таким образом, атомные ступени на обеих границах раздела разбивают плоскость, параллельную слоям, на области двух типов: в областях первого типа энергетически выгодной

является параллельная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев, а в областях второго типа – антипараллельная.

В обменном приближении трехслойная ферромагнетикфрустрированная система антиферромагнетик-ферромагнетик была рассмотрена нами в работах [2,3]. Обменное приближение соответствует случаю, когда ширина атомных ступеней R намного меньше толщин традиционных доменных стенок в ферро- и антиферромагнетике, определяемых соотношением обменной энергии и энергии анизотропии. Достижения современной технологии, связанные с получением пленок и многослойных структур с большой шириной атомных ступеней на границах раздела, делают актуальным выход за рамки обменного приближения. то есть vчет энергии анизотропии. Учет одноионной анизотропии типа «легкая ось» ведет к существенному усложнению фазовой диаграммы по сравнению с таковой, полученной в рамках обменного приближения.

Ограничимся рассмотрением локализованных квазиклассических спинов в приближении гейзенберговского обменного взаимодействия между ближайшими соседями.

Пусть (к примеру) поверхность слоев (100)соответствует срезу тетрагональной объемноцентрированной решетки с осью намагничивания С. легкого лежашей в плоскости пленки. Для уменьшения числа параметров будем предполагать, что энергии одноионной анизотропии одинаковы в обоих слоях.

Для нахождения равновесного распределения спинов проводилось моделирование их поведения на основе системы уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта.

Наряду с геометрическими параметрами важнейшим параметром $\gamma >>1$ является отношение энергий обменного взаимодействия спинов в ферро- и антиферромагнитном слое.

Если величина *R* превосходит некоторое критическое значение, величину которого мы уточним позднее, то происходит разбиение всех параллельной слоев на ломены с и ориентацией антипараллельной намагниченностей ферромагнитных слоев. Доменная стенка нового типа, порожденная фрустрацией, пронизывает все три слоя, ее координаты в плоскости слоя совпадают с краем

любой атомной ступени на из двух поверхностей раздела. В обменном приближении разворот намагниченностей ферромагнитных слоев в доменной стенке происходит в противоположные стороны на угол 90° (рис.1). Антиферромагнитный параметр разворачивается порядка вместе с намагниченностью того ферромагнитного слоя, граница с которым в данном месте не содержит ступени [1-3].



Рис.1. Доменная стенка в обменном приближении

Структура доменной стенки, порожденная фрустрацией, была предсказана нами в работе [3]. Ее толщина в ферромагнитных слоях остается практически неизменной и равной

$$\delta_f \approx a \gamma^{1/2} >> a \,. \tag{1}$$

Толщина доменной стенки в антиферромагнитной прослойке существенно возрастает по мере удаления от той границы раздела, которая содержит атомную ступень. Легко видеть, что средняя ширина доменной стенки составляет десятки ангстрем, то есть доменная стенка, обусловленная фрустрацией, намного уже традиционной доменной стенки в ферромагнетике.

В обменном приближении полидоменная фаза реализуется при $R > \delta_f$. Это условие выполняется для $a \sim 1$ nm и $\gamma \sim 3$ уже при размере домена порядка 10 nm. Таким образом, можно говорить о нанодоменном состоянии, исследование которого требует тонких методик. Этим можно объяснить отсутствие на данный момент экспериментальных картин разбиения ферромагнитных слоев для трехслойных систем с антиферромагнитной прослойкой.

Как же видоизменится полидоменное состояние с учетом энергии одноионной анизотропии? Если в случае тонких слоев $R \gg \Delta_f$, где Δ_f -толщина традиционной доменной ферромагнетике, стенки в то разбиение слоев на 90° домены перестает быть энергетически выгодным. Действительно, пусть в доменах одного типа намагниченности направлены параллельно «легкой» оси, тогда в доменах второго типа они будут перпендикулярны ей. Налицо возрастание энергии анизотропии. В результате минимум суммарной энергии реализуется, когда и в параллельной ориентацией доменах с намагниченностей ферромагнитных слоев, и в доменах с антипараллельной ориентацией намагниченностей, намагниченности в доменах коллинеарны «легкой» оси. Но структура доменных стенок, перпендикулярных слоям и эти домены, разделяющих изменяется кардинальным образом: становятся они трехслойными.

В первой области происходит разворот обеих намагниченностей в плоскости слоя на угол 45° от «легкой» оси. Толщина этой области порядка толщины традиционной доменной стенки в ферромагнетике Δ_f , и при развороте ферромагнитных намагниченности слоев остаются параллельными друг другу. Вторая область представляет собой описанную выше доменную стенку, порожденную фрустрацией. Ее толщина дается формулой (1), в ней намагниченность одного ферромагнитного слоя разворачивается на 90°, сохраняя направления вращения в первой области, а намагниченность второго слоя разворачивается на 90° в противоположном направлении. В результате развернутся намагниченности от первоначального направления на углы 135° и 45° соответственно, а их ориентация станет антипараллельной. В последней третьей области намагниченности, оставаясь антипараллельными, разворачиваются на угол 45° в том же направлении, что и в первой области. На выходе из стенки они образуют соответственно углы 180° и 0° с «легкой» осью. Антиферромагнитный параметр порядка разворачивается вместе с намагниченностью второго ферромагнитного слоя, граница с которым в данном месте не содержит атомной ступени.

Таким образом, нами предсказан новый доменных стенок, порождаемых тип фрустрациями обменного взаимодействия, -«трехслойные» стенки. доменные Они возникают в слоях нанометровой толщины вследствие существенного вклада энергии одноионной анизотропии в условиях, когда ширина атомных ступеней на границах раздела слоев превосходит толщину традиционных доменных стенок в этих веществах. Поиск таких поверхности спин-вентильных стенок на структур возможен методами спинполяризованной сканирующей туннельной и магнитосиловой микроскопии.

[1] Морозов А.И., Сигов А.С. ФТТ 46, 385 (2004).

[2] Морозов А.И., Сигов А.С. ФТТ **41**, 1240 (1999).

[3] Левченко В.Д., Морозов А.И., Сигов А.С. ЖЭТФ **121**, 1149 (2002).

Эффект инжекционного магнитосопротивления в магнитных наноструктурах

<u>Л.В. Луцев^{1,2}</u>, А.И. Стогний³, Н.Н. Новицкий³ ¹ ОАО НИИ "Феррит-Домен", Черниговская ул., 8, Санкт-Петербург, 196084, Россия.

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург,

194021, Россия.

³ Институт Физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072,

Беларусь

e-mail: lutsev@domen.ru

В данной работе исследуется электронный транспорт В структуре полупроводник / состоящая гранулированная пленка, из диэлектрической матрицы SiO₂ с наночастицами Со. Размеры наночастиц Со зависели от концентрации металлической фазы и лежали в диапазоне 2 - 6 nm. Изучались свойства нового явления - инжекционного магнитосопротивления (IMR). которое состоит в уменьшении протекающего через структуру тока в магнитном поле и в наибольшей степени проявляется при инжекции электронов из гранулированной пленки в полупроводник [1,2]. Для описания эффекта вводится коэффициент IMR = [R(H) -R(0)]/R(0) = [i(0) - i(H)]/i(H), где R(0), i(0) и R(H),*j*(*H*) - сопротивления структуры и плотность протекающего тока, соответственно, без поля и в магнитном поле *H*. Величина коэффициента *IMR* зависит от приложенного напряжения U и для структуры SiO₂(Co)/GaAs достигает 1000 (10⁵ %) при комнатной температуре (Рис. 1), что на 3 порядка выше значений гигантского магнитосопротивления (GMR) для магнитных мультислойных структур И туннельного магнитосопротивления (TMR) для туннельных структур. Эффект наблюдается в узком температурном диапазоне (40 - 80°, Рис. 2). Положение температурного диапазона IMR-эффекта существования определяется концентрацией наночастиц Со И может сдвигаться в зависимости от приложенного электрического поля. IMR-эффект в наибольшей степени проявляется при средних значениях концентрации Со (Рис. 3). Аналогичные пленки SiO₂(Co). напыленные на подложку Si. показывают значительно меньшие величины магнитосопротивления (порядка 4 %), а сами гранулированные пленки SiO₂(Co) обладают магнитосопротивлением, имеющим противоположный знак. Эти экспериментальные факты указывают на роль интерфейса в образовании IMR-эффекта в SiO₂(Co)/GaAs.

Теоретическая модель IMR-эффекта основана на образовании поляризованного обогащенного слоя и существования в нем потенциального барьера для спин-поляризованных электронов, который формируется в полупроводнике вблизи интерфейса полупроводник / гранулированная пленка (Рис. 4) [3]. Барьер формируется RKKY взаимодействием между электронами обогащенного слоя и *d*-электронами наночастиц Со. Его высота зависит от разности химических потенциалов полупроводника и гранулированной пленки $\Delta \mu$. Наибольший вклад



Рис. 1 Коэффициент IMR в зависимости от магнитного поля Н при разных приложенных SiO₂(Co)/GaAs напряжениях Uдля с концентрацией Со 71 at.%. Толщина пленки SiO₂(Co) pabha 95 nm. (1) U = 60 V, (2) 70 V, (3) 80 V, (4) 90 V.



2 Рис. Температурные зависимости коэффициента IMR для SiO₂(Co)/GaAs C концентрацией Co 71 at.% в поле H = 9.98 kOe при напряжениях U: (1) 40 V, (2) 50 V, (3) 60 V, (4) 70 V. Толщина пленки SiO₂(Co) равна 95 nm. Сплошные кривые - теоретические зависимости.



Рис. 3 Коэффициент *IMR* в зависимости от концентрации Со *x* для SiO₂(Co)/GaAs при H = 19.39 kOe и U = 60 V. (1) инжекция электронов в GaAs, (2) обратное направление тока.

в высоту барьера вносят локализованные обменно-расщепленные электронные состояния в обогащенном слое. Благодаря расщеплению $2\varepsilon_{\lambda}^{(\mathrm{exch})}$ происходит сдвиг узлов и пучностей волновых функций Ψ_{λ} , $\Psi_{\lambda}\downarrow$, что приводит к изменению знака эффективного обменного взаимодействия на расстоянии r_0 от интерфейса и образованию спин-зависимого барьера для инжектированных электронов (Рис. 5). Для исследованных структур SiO₂(Co)/GaAs толщина обогащенного слоя составляет 10 - 15 nm, в слое имеются локализованные состояния и наблюдаются высокие значения коэффициента *IMR*. В то же время, для структур SiO₂(Co)/Si толщина обогащенного слоя - порядка 2 nm и локализованные состояния отсутствуют, что резкому приводит понижению к магнитосопротивления. Разные толщины обогащенного слоя в данных структурах подтверждены методами нейтронного рассеяния (GKSS, Geesthacht, Germany) и синхротронного излучения (Grenoble, France). Наличие локализованных состояний проявляется в температурных зависимостях тока. протекающего через эти структуры, и дает характерный пиковый тип температурных зависимостей IMR-коэффициентов (Рис. 2).

Рассматривается применение эффекта IMR в спинтронике. Структуры SiO₂(Co)/GaAs имеют большие значения сопротивления И магнитосопротивления, что дает возможность их применения в датчиках магнитного поля. Одно из самых перспективных направлений - создание спинтронных биодатчиков для биомедицинского анализа [4]. В отличие от современных устройств на основе SQUID-датчиков IMR-латчики работают при комнатной температуре и имеют большую чувствительность по сравнению с

GMR-датчиками. Будет рассмотрена разрабатываемая в настоящее время магнитоуправляемая комнатно-температурная спинтронная НЕМТ-структура (полевой транзистор) со спин-поляризованным каналом. Работа поддержана грантом РФФИ.



Рис. 4 Структура энергетических зон в области интерфейса полупроводник / гранулированная пленка SiO₂(Co). $\Psi_{\lambda,\uparrow}$, $\Psi_{\lambda,\downarrow}$ - волновые функции обменно-расщепленного локализованного состояния λ с энергией расщепления $2\varepsilon_{\lambda}^{(exch)}$.



Рис. 5 Эффективное обменное взаимодействие между *d*-электронами Со и электронами проводимости полупроводника, нормированное на значение взаимодействия на интерфейсе, для структуры с разностью химических потенциалов $\Delta \mu = 150$ meV и плотностью электронов в полупроводнике $n_0 = 1 \times 10^{15}$ cm⁻³ при T = 300 K.

[1] Луцев Л.В., Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Письма в ЖЭТФ, **81**, 636 (2005).

[2] Lutsev L.V., Stognij A.I., Novitskii N.N., and Stashkevich A.A., JMMM, **300**, e12 (2006).

[3] Lutsev L.V., J. Phys.: Condensed Matter, 18, 5881 (2006).

[4] Nordling J. et al. Analytical Chemistry, **80**, 7930 (2008).

Многослойные свободновисящие фильтры с рабочей апертурой до 160 мм для стенда проекционной EUV нанолитографии

Д.Г. Волгунов¹, Б.А. Володин¹, С.А. Гусев¹, С.Ю. Зуев¹, М.Н. Дроздов¹, З.Л. Кожевникова¹, Е.Б. Клюенков¹, <u>А.Я. Лопатин</u>¹, В.И. Лучин¹,

А.Е. Пестов¹, Н.Н. Салащенко¹, Н.Н. Цыбин¹, Н.И. Чхало¹, Л.А. Шмаенок²

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия ² PhysTech, Vaals, Netherlands

e-mail: lopatin@jpm.sci-nnov.ru

На сегодняшний день одним из наиболее перспективных источников излучения лпя высокопроизводительной проекционной литографии диапазона $\lambda = 13$ нм считается лазерно-плазменный источник с оловянной мишенью, облучаемой импульсным СО₂ лазером с высокой средней мощностью и частотой повторения импульсов [1]. Предполагается, что полная мощность источника, приходящаяся на полосу пропускания изображающей оптики, будет достигать величин ~ 100 Вт. Внеполосное излучение, существенно более мощное, должно быть многократно ослаблено установленным в проекционную схему фильтром. Ранее мы разработке тонкопленочных сообшали 0 абсорбционных фильтров Zr/Si с прозрачностью до 76% при λ = 13 нм [2]. Наибольшие размеры таких образцов составляли 20×150 мм².

В настоящей работе методом магнетронного напыления были изготовлены многослойные структуры Zr/ZrSi₂ и на их основе тонкопленочные фильтры Zr/ZrSi2 диаметром 160 мм с пропусканием 65% на длине волны 13 нм. Замена кремния в слоях силицидом циркония позволила увеличить коэффициент отражения от

фильтра ИК-излучения СО2 лазера и тем самым снизить тепловую нагрузку на фильтр в литографической установке. Также возможно снижение темпа изменения оптических характеристик структуры в условиях сильного нагрева, так как одним из факторов такого изменения для Zr/Si фильтров является образование силицидов.

При напылении структур тонкопленочных фильтров нами используются установки, содержащие в одной вакуумной камере до шести магнетронов с различными мишенями, что позволяет формировать в одном цикле многослойную структуру из пары материалов, подслой, требуемый для отделения структуры от подложки, а при необходимости и ряд дополнительных слоев. В качестве основы фильтра опробованы вещества с высоким пропусканием на длине волны $\lambda = 13$ нм: кремний, металлы от молибдена до иттрия, силициды циркония, иттрия и молибдена. Многие из этих материалов удалось получить в виде свободновисящих тонких пленок и охарактеризовать на длинах волн $\lambda = 13$ нм, 633 нм и 10.6 мкм (табл. 1).

Структура образца	Толщина пленки, нм	R _{10.6} , %	T _{10.6} , %	T _{0.633} , %	T _{0.013} , %	ε, %
(Zr-1.6 нм, Si-0.6 нм)*25	55	71.0	-	2.3	75	29 - 31
(Mo-1.6 нм, Si-0.6 нм)*23	51	80.5	1.5	0.54	70	-
Zr – 100 нм	100	85.2	0.27	$2.9 \cdot 10^{-2}$	62.3	-
ZrSi ₂ – 250 нм	250	81.3	0.18	5·10 ⁻⁶	32.6	35 - 38
МоSi ₂ – 90 нм	90	68.4	6.2	0.34	60.7	55 - 61
(ZrSi ₂ -1.4 нм, Si-1.6 нм)*40	120	68.9	4.3	0.42	69	-
(YSi ₂ -1.5 нм, Si-0.7 нм)*60, Zr-10 нм	142	75.3	21.4	1.04	55.4	-
(Zr-2.8 нм, ZrSi ₂ -1.25 нм)*15	61	76.3	2.15	1.1	72.5	-
(Zr-2.8 нм, ZrSi ₂ -1.25 нм)*22.5	90	82.5	0.7	0.12	66.0	-

Таблица 1. Оптические характеристики ряда исследованных образцов.

Коэффициенты отражения и пропускания образцов измерялись с использованием He-Ne и CO_2 лазеров, а при $\lambda = 13$ нм – на светосильном двухзеркальном монохроматоре с рентгеновской трубкой. Для определения излучательной способности є пленка исследуемого материала напылялась на полированную поверхность нагревателя, температура которого в диапазоне 100-600°C контролировалась термопарой. Тепловой поток от нагреваемой в вакууме пленки регистрировался ИК пирометром Metis MB35.

Состав многослойной структуры будущих фильтров выбирался исходя из требований прочности, высокой прозрачности на рабочей длине волны, максимально возможных значений излучательной способности И отражения излучения при $\lambda = 10.6$ мкм. Свободновисящие структуры на основе наиболее прозрачного в рабочей области иттрия не удалось изготовить по применяемой методике, и из металлов на данном этапе был выбран цирконий. Силицид циркония, благодаря оптимальному сочетанию оптических характеристик на 13 нм и в ИК-диапазоне, оказался удачной заменой кремнию в качестве второго компонента многослойной структуры. Фильтр большой апертуры со структурой и оптическими свойствами, приведенными в нижней строке таблицы 1, показан на рис. 1.



Рис. 1. Фотография свободновисящего фильтра с рабочей апертурой 160 мм, толщиной 90 нм и прозрачностью на 13.5 нм T = 65 %.

Фильтр, предназначенный для работы в составе промышленной литографической системы, должен удовлетворять двум главным требованиям: иметь возможно большую прозрачность на рабочей длине волны и сохранять свои оптические свойства и прочность при продолжительной непрерывной работе в условиях высокой тепловой нагрузки. Обратим внимание на проблему, возникающую при намерении увеличить пропускание фильтра за счет уменьшения его толщины. Кроме снижения прочности, падает отражение на длине волны излучения. составляюшего лазерного значительную часть фона. Размерная зависимость коэффициента отражения наблюдалась в наших измерениях и проявлялась структуры, соизмеримой с при толщине величиной скин-слоя (~ 100 нм) на 10.6 мкм. В результате, тепловая нагрузка на очень тонкую пленку оказывается заметно больше, и проблема термостойкости фильтра становится еще острее.

Процессы, происходящие при высоких температурах в $Zr/ZrSi_2$ пленок, изучались в ходе тестовых испытаний образцов при их нагреве в вакууме $(3\div 4)\times 10^{-6}$ Па излучением CO₂ лазера. Образцы выдерживались в пучке в течение 7

часов при плотности лазерной мощности 18 Вт/см². В отожженных образцах наблюдалось значительное просветление пленки в УФ, видимой и ИК областях (рис. 2) и потеря прозрачности при $\lambda = 13$ нм. Так, для образца толщиной 90 нм рабочая прозрачность снизилась с 64.8% до 55.9%.



Рис. 2. Пропускание образца Zr/ZrSi₂ толщиной 60 нм до и после отжига лучом CO₂ лазера.

Ухудшение оптических свойств образцов при отжиге связано, главным образом, с окислением материала многослойной пленки, что подтверждается результатами послойного элементного анализа структуры в отожженной и неотожженной областях (рис. 3) методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС).



Рис. 3. Увеличение, по данным ВИМС, содержания кислорода в пленке Zr/ZrSi₂ в процессе вакуумного отжига.

Таким образом, разработаны фильтры Zr/ZrSi₂, способные выдерживать высокие радиационные нагрузки на длине волны 10.6 мкм. Созданы образцы этих структур с прозрачностью 65% при $\lambda = 13$ нм и с рабочей апертурой до 160 мм, предназначенные для стенда проекционной литографии.

[1] Akira Endo, Hideo Hoshino, Takashi Suganuma et al., Proc. SPIE 6921, 69210T (2008).

[2] M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, S.A. Gusev et al., Proc. SPIE 7025, 702502 (2008).

Свойства многослойной оптики для рентгеновской астрофизики

С. Ю. Зуев¹, С. В. Кузин², А. Я. Лопатин¹, В. И. Лучин¹, <u>В. Н. Полковников¹</u>, Н. Н. Салащенко¹, Л. А. Суслов¹, Н. Н. Цыбин¹,

С. В. Шестов²

¹Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, Россия ²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия e-mail: kiniokop@rambler.ru

Эксперименты ФИАН по наблюдению солнечной короны будут продолжены на спутнике КОРОНАС-ФОТОН [1], где будет установлен комплекс приборов ТЕСИС.[2]

Целью настоящей работы являлась разработка и изготовление оптических элементов (многослойных зеркал и адсорбционных фильтров) для телескопов ТЕСИСа, работающих вблизи длин волн 13.2, 17.1 и 30.4 нм.

Узкополосные зеркала на λ =30.4 нм

Традиционно применявшиеся для этих целей многослойные зеркала на основе пары материалов Мо/Si своими свойствами (в частности невысокой спектральной $\lambda/\Delta\lambda$ не выше 10) не селективностью, удовлетворяют предъявляемым требованиям. В работе [4] в качестве альтернативы предложены и изготовлены образцы структур на основе Mg. При этом экспериментально показано, что наиболее высокие пиковые коэффициенты отражения составили 19% и 36% для Cr/Mg и Si/Mg соответственно при величинах спектральной селективности порядка 40 и 30. Уменьшение толщин переходных границ в структурах путём введения буферных слоёв хрома позволило увеличить пиковый коэффициент зеркал на основе Si/Mg до 40%.

Отражательные характеристики Si/Mg структур оказались нестабильны. После нескольких месяцев хранения в комнатных условиях вследствие окисления плёнки пиковый коэффициент наблюдаемых образцов упал до 14%. Предположительно к окислению структуры приводит влага, проникающая вглубь плёнки.

Для защиты многослойной структуры от окисления была применена технология двойных буферных сверхтонких (толщиной 0.3-1.0 нм) слоёв, заключающаяся в нанесении на границы раздела, когда слой магния должен наноситься на предварительно нанесенный слой кремния {Mg на Si}, слоя хрома Cr, и, когда слой кремния должен наноситься на предварительно нанесенный слой магния {Si на Mg}, слоя карбида бора B₄C.

Материалы буферных слоев выбирались из следующих соображений. 1) Карбид бора не образует химических соединений ни с кремнием, ни с магнием. 2) Зеркала Сг/Мд продемонстрировали высокую стабильность отражательных характеристик с течением времени, что позволяло надеяться на проявление тех же свойств хрома в структурах Si/Mg. Оптимальные толщины буферных слоев определялись экспериментально и составили в итоге 0.3 нм для B₄C и около 1 нм для Cr. Верхний слой кремния основной структуры также одновременно служит защитным покрытием.

Выполненные действия привели к следующему результату: пиковый коэффициент отражения 38%, селективность около 30. Причем в первое время наблюдений (около месяца) эти параметры оставались стабильными. Однако измерения, проведённые спустя год, выявили снижение коэффициента отражения до 28% (рис. 2). Нужно отметить, что при той же селективности ($\lambda/\Delta\lambda \sim 30$) пиковый коэффициент отражения в 28% позволяет подобным структурам являться альтернативой традиционным Mo/Si покрытиям.

Узкополосные зеркала на *д*=17.1 нм

Для синтеза многослойных рентгеновских зеркал, работающих на 17.1 нм, традиционно применялась пара материалов Мо/Si, как универсальная для диапазона $\lambda = 13-35$ нм. В частности изготовленная на её основе оптика для телескопа СРТ-К спутника КОРОНАС-Ф имела пиковый коэффициент отражения 33% и величину спектральной селективности около 11. [3]

Теоретические расчеты показали, что в качестве альтернативы Mo/Si-зеркалам на $\lambda = 17.1$ нм с успехом могут применяться структуры на основе Al, имеющего здесь L-край поглощения, а значит, и относительно малое поглощение в диапазоне длин волн, больших 17.1 нм. В настоящей работе изучались покрытия на основе Al и Zr. Теоретические расчеты предсказывают отражательные характеристики: следующие пиковый коэффициент отражения около 63%, спектральная селективность *λ/∆λ*≈25. Полученные имели образцы пиковый коэффициент отражения R=56%, величину спектральной λ/Δλ≈28 селективности (при оптимальном содержании материалов в структуре: толщина Zr 3.2 нм, толщина Al 5.5 нм).

Узкополосные зеркала на λ=13.2 нм

В диапазоне длин волн вблизи 13 нм оптимальными отражательными характеристиками обладают структуры на основе Mo/Si.

Для зеркал нормального падения суммарный период структуры составляет 6.8 нм. При этом толщина слоя молибдена составляет 2.8 нм (пограничное значение толщины Мо, имеющего здесь наибольшую оптическую плотность, но ещё не кристаллизовавшегося). Таким образом, на долю Si остается 4 нм. Зеркало с таким соотношением толщин материалов и количеством периодов 50 на длине волны 13.2 нм при осаждении на подложку из полированного кремния со среднеквадратичной высотой неровностей поверхности $\sigma \approx 0.3$ нм имеет следующие отражательные характеристики: пиковый коэффициент R=66-67% теоретическом отражения (при пределе 73%) и величина спектральной селективности *λ/∆*λ≈26. Однако на кварцевой подложке с выведенным параболическим профилем поверхности получить R выше 64% не удалось. Это может быть связано как с шероховатостью самой подложки, так и с шероховатостью Cr/Sc пленки, нанесенной на подложку с целью асферизации её формы.

Широкополосные зеркала на λ =30,4 нм

Для XUV спектрогелиографа было изготовлено широкополосное зеркало с центром отражения по спектру на λ =30.4 нм при нормальном падении. Как уже отмечалось выше, в более ранних экспериментах на спутнике КОРОНАС для этих целей применялись зеркала на основе Mo/Si (пиковый коэффициент отражения R=20-25%, спектральная селективность $\lambda/\Delta\lambda$ до 10) и обладают высокой стабильностью во. [5]

Изготовленные для задач эксперимента ТЕСИС Мо/Si-зеркала имеют следующие отражательные характеристики: пиковый коэффициент отражения R=18,5%, спектральная селективность $\lambda/\Delta\lambda \approx 7$.

Кроме широкополосных отражающих покрытий на основе Mo/Si, в ходе экспериментов изучались структуры Mg/B₄C. Теоретические расчеты предсказывают следующие отражательные характеристики таких зеркал: пиковый коэффициент отражения до 50% при величине спектральной селективности около 13. Возникает вопрос об их временной устойчивости.

Соотношение толщин слоев Mg и B₄C в периодах варьировалось в пределах d_{Mg} =13.5-14.3 нм, d_{B4C} =2.8-2 нм соответственно (с сохранением суммарной толщины материалов в периоде структуры). Пиковый коэффициент отражения достиг величины 43.3%, при $\lambda/\Delta\lambda$ =13. Наблюдения в течение трех месяцев после синтеза структур показали неизменность этих характеристик.

Адсорбционные фильтры

В ИФМ РАН, опираясь на богатый опыт в производстве фильтров, были изготовлены комплекты фильтров на жестких опорных сетках. Сетки имели размеры 33:38 мм. Пленки напылялись на подложки с подслоем на установке магнетронного напыления. Далее подслой стравливался, а пленка вылавливалась на рамку с отверстием. Натянутая по периметру отверстия, пленка приклеивалась эпоксидным клеем на опорную сетку. Выбор состава пленок обусловлен высокими коэффициентами пропускания соответствующих материалов в своем рабочем диапазоне длин волн и нашими технологическими возможностями. Толщина определялась из требований заказчика, а именно, коэффициент пропускания на длинах волн около 13.2 нм должен быть не меньше 30 %, на длинах волн 30.4 нм не менее 20%. Измерения прозрачности пленок EUV-диапазоне в проводился на спектрометре-монохроматоре РСМ-500. Прозрачность в видимом диапазоне, на длине волны 633 нм, измерялась на стенде с использованием Не-Ne лазера.

Средняя прозрачность Al/Si фильтра на сетке составляет 20.2% на длине волны 30.4 нм. Для Zr/Si средняя прозрачность на длине 13.6 нм равна 33.3%.

Испытания на механическую прочность фильтров проводились путем создания перепада давления между сторонами пленки. Приведены величины критических перепадов давления, при которых наблюдался разрыв пленок.

Свободновисящие пленки на круглом отверстии Ø = 6 мм:

Al/Si $\Delta p = 0.2$ atm., Zr/Si $\Delta p = 0.6$ atm.

Пленки на опорной сетке, на круглом отверстии Ø = 16 мм:

Al/Si $\Delta p=0.93$ атм., Zr/Si $\Delta p > 1$ атм.

1. Kotov Y.D., Yurov V.N., Sanko N.V. et al. // Proc. of the 27th International Cosmic Ray Conference, Hamburg, Germany, IUPAP. 2001. P. 3034.

2. Кузин С.В., Житник И.А., Бугаенко О.И. и др. // Труды конференции «Актуальные проблемы физики солнечной и звездной активности». Нижний Новгород, 2003. Т. 1. С.

3. Житник И.А., Кузин С.В., Слемзин В.А. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. №1. 1999. С. 19-27.

4. С. С. Андреев, С. Ю. Зуев, А. Л. Мизинов и др. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. №8. 2005. С. 9-12.233.

5. Салащенко Н. Н. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. №1. 1999. С. 50

Многослойная оптика для микроскопии в углеродном окне (4,5 - 5 нм)

<u>И.А. Артюков¹</u>, Е.А. Бугаев², А.В. Виноградов¹, Д.Л. Воронов², Е.М. Гулликсон³, А.Ю. Девизенко², Ю.С. Касьянов⁴, В.В. Кондратенко², Р.М. Фещенко¹

¹ Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский пр-кт 53, Москва, Россия
 ² НТУ «Харьковский политехнический институт», ул. Фрунзе 21, Харьков, Украина
 ³ Национальная лаборатория им. Лоуренса, Сайклотрон роуд 1, Беркли, США
 ⁴ Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, Москва, Россия e-mail: <u>iart@sci.lebedev.ru</u>

.Микроскопия в мягком рентгеновском (МР) диапазоне, как метод исследования биологических объектов, активно развивается в течение последних 20 лет. Существенно расширить область применения методов МР-микроскопии может и появление эффективных и недорогих микроскопов, работающих в спектральной области «углеродного окна», т.е. на длинах волн $4,5 < \lambda < 5$ нм [1] (см. Рис.1).

В этом диапазоне существует уникальная



Рис.1 Примеры рентгеновских изображений биологических объектов, полученных на длинах волн «углеродного окна» [2].

мягкого рентгеновского для излучения возможность исследовать толстые слои и органических объекты И других также углеродосодержащих материалов, а стандартные гистологические использовать средства приготовления образцов. В этом случае можно полностью отказаться от сложных и дорогостоящих криогенных методов фиксации образцов, используемой в МР-микроскопии для структуры сохранения ОТ радиационных разрушений.

Эффективность различных приложений МР-микроскопии существенно повышается при использовании компактного и сравнительно недорогого микроскопа на основе лабораторного источником МР-излучения. Задача создания такого прибора, очевидно, требует разработки светосильных рентгенооптических систем высокого пространственного разрешения.

В качестве таких систем в различных экспериментах, в том числе и по МРмикроскопии хорошо зарекомендовала себя двухзеркальная схема объектива Шварцшильда [3] (Рис.2). Являясь простейшей оптической системой с использованием двух сферических многослойных зеркал, объектив Шварцшильда позволяет получать увеличенные изображения объектов с пространственным разрешением <



Рис.2 Схема 21^х объектива Шварцшильда с указанием размеров: 1 – вогнутое зеркало, 2,3 – многослойные покрытия, 4 – вогнутое зеркало. Размеры указаны в мм.

100 нм в поле зрения около 100 мкм. Однако, светосильного объектива созлание Шварцшильда, работающего в коротковолновой части МР-диапазона (λ < 6 нм), является сложной задачей и требует решения целого ряда специальных вопросов при изготовлении короткопериодных многослойных покрытий зеркал с переменным периодом. Оптимальное многослойное покрытие зеркал. предназначенных для объектива Шварцшильда, должно учитывать как меняющийся по поверхности угол падения, так и связь между углами хода лучей при последовательном от первого и второго зеркал отражении объектива.

В качестве многослойных зеркальных спектрального покрытий лля лиапазона «углеродного» окна» использовалась структура Со-С, которая позволяет получить достаточно коэффициент отражения высокий при нормальном падении и обеспечивает большую спектральную ширину зеркала, что важно при создании многозеркальных систем.

100 пар слоёв структуры Со/С наносились на сверхгладкие подложки (шероховатость около 0,1 нм (RMS)) методом магнетронного распыления на постоянном токе, причём кобальтовый катод был модернизирован для распыления ферромагнитной мишени. Структура слоев и межслоевых границ исследовалась методами малоугловой дифракции рентгеновских лучей (длины волны $\lambda = 0,154$ и $\lambda = 0,166$ нм), просвечивающей электронной микроскопии поперечных срезов и атомно-силовой микроскопии и рентгеноструктурного анализа.

Как известно (см. [2]) аморфная структура слоев Со/С и высокая степень воспроизводства их толщины обеспечивают высокий коэффициент отражения при нормальном падении, до 15% на $\lambda \sim 4,5$ нм. Кроме того, вакуумный отжиг таких зеркал при средних температурах (до 300 ° С) позволяет увеличить их отражательную способность и точно (до десятых долей процента) подстроить период зеркала под необходимое значение.

Изготовление многослойных покрытий Со/С с переменным по диаметру периодом производилось в несколько этапов. На первом этапе многослойное покрытие с центральносимметричным распределением периода наносилось на выпуклую подложку (поз. 1, Рис.2) без использования затеняющих масок и сложного движения подложки над мишенью. На втором этапе определялось распределение периода по поверхности этого зеркала методом малоугловой дифракции рентгеновских лучей. Для дополнительного контроля локальной отражательной способности покрытия в разных точках, проводилось также осаждение и на плоские пластины кремния (3x3 MM^2), расположенные по касательной к сферической поверхности. Для получения градиента периода на вогнутом зеркале (R=100 мм) объектива (поз. 4 Рис.2) в соответствии с измеренным распределением периода на выпуклом зеркале использовались специальные затеняющие маски и контролируемая скорость движения подложки.

Измерения на рабочей длине волны $\lambda \sim 4,5$ нм проводились с использованием канала 6.3.2 источника синхротронного излучения ALS, (США). Кривая отражения зеркал измерялась при сканировании по длинам волн с шагом ~0,02 нм при фиксированном угле падения 5°.



Рис. 3 Измеренное распределение резонансных длин волн Co/C градиентных многослойных покрытий зеркал объектива.

Облучаемая площадь составляла 0,3x0,05 мм² [4].

Ha Рис. 3 представлены точности совпадения кривых отражения выпуклого и вогнутого зеркал объектива Шварцшильда с параметрами, указанными на Рис. 2. На Рис. 4. изменение величины показано пикового коэффициента отражения вдоль поверхности зеркал. На обоих рисунках масштаб выбран так, соответствовали чтобы точки одному оптическому пути лучей между зеркалами.



Рис.4 Изменение пиковой величины отражения вдоль диаметра выпуклого и вогнутого зеркал объектива при угле падения 5^0 на длине волны $\lambda \sim 4,5$ нм.

Из Рис.3 видно, что ошибка между соответствующими точками составляет всего $\Delta\lambda \sim 0,0155$ нм, т.е. периоды зеркал (d $\approx\lambda/2$) совпадают с точностью ~0,008 нм (0,3%). При этом градиент периода выдержан с гораздо большей точностью (менее 0,1%).

Используя полученные данные о локальных кривых отражения зеркал, можно рассчитать лостигнутую суммарную эффективность объектива Шварцшильда (пропускание) в диапазоне «углеродного окна». Она составляет величину порядка 0,25% в пределах всей рабочей апертуры объектива и существенно превышает все известные результаты. Отметим, что разработанный подход, позволяющий очень точно совмещать полосы пропускания зеркал, даёт возможность в дальнейшем увеличить суммарную эффективность в несколько раз до 0,6-0,7% при сохранении нынешнего уровня шероховатости границ раздела..

[1] Артюков, И.А. и др., Квантовая электроника, **34**, 691 (2004).

[2] Artyukov, I.A. et al., Proc. SPIE, **5919**, 59190E (2005).

[3] Артюков, И.А. и др., Квантовая электроника, **22**, 951 (1995).

Физические ограничения точности измерений интерферометров с дифракционной волной сравнения

Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН 603950 ГСП-105 Нижний Новгород Россия E-mail: chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

Традиционные методы интерферометрии, применяемые для измерения формы оптических элементов и волновых деформаций объективов, эталонные использующие поверхности не удовлетворяют современным требованиям точности. предъявляемым оптике К для проекционной нанолитографии (длины волн 13,5 и 193 нм), на 1-2 порядка. Альтернативой этого метола являются интерферометры с дифракционной волной сравнения (ИДВС), в которых, в качестве эталонной выступает сферическая волна, образованная в результате дифракции света на апертурах с размерами, порядка длины волны. Расчеты, выполненные в рамках скалярной теории Кирхгофа и не учитывающие конечную электропроводность, и толщину материала экрана, показывают, что в пределах дифракционного максимума, фазовая дифрагированной поверхность волны представляет собой «идеальную» сферу. На этом основании было создано несколько интерферометров, использующих различные способы формирования дифракционной волны [1, 2, 3]. Однако опыт применения этих интерферометров показал наличие значительных ограничений по точности измерений и по числовой апертуре. Среди источников погрешности измерений ИДВС необходимо выделить:

 деформацию эталонной дифракционной волны;
 деформации эталонной и рабочей волн, возникающие в результате их прохождения через оптические элементы и окно детектора;

- погрешности восстановления волновых фронтов по данным интерферометрии.

В [4, 5] было показано, что основными причинами деформации дифрагированной волны являются шероховатости краев апертуры с масштабами более 5-10 нм, и взаимодействие дифракционной волны с материалом экрана, в котором формируется апертура. В первом случае деформация волнового фронта носит хаотический характер и может проявиться при любых углах наблюдения. Взаимодействие дифракционной волны с материалом экрана приводит к монотонному осесимметричному нарастанию деформации, с увеличением угла наблюдения по отношению к нормали к экрану. Такое объясняется частичным поведение прохождением света через края экрана, а так же возбуждением поверхностных плазмонполяритонных и волноводных мод, приводящие к дополнительному оптическому пути световых лучей.

С учетом выпуклой формы предложенного нами источника сферической волны на основе оптоволокна с зауженной одномодового выходной апертурой [6, 7], можно ожидать ослабления эффектов, связанных с взаимодействием дифракционной волны с материалом экрана.

Другим серьезным фактором, ограничивающим точность измерений ИДВС с отверстием в качестве источника сферической волны, являются аберрации первичной оптики, фокусирующей лазерное излучение на апертуру. Расчет влияния трех основных аберраций кома и сферическая) (астигматизм. производился с помощью дифракционной теории аберраций [8], по следующей методики. Вначале, с учетом выбранной аберрации и ее величины, *r.m.s.*= $\lambda/20$, (необходимо отметить, что в соответствии с критерием Марешаля, достаточной, для получения дифракционного разрешения, волновой аберрацией является величина *r.m.s.*= $\lambda/14$, т.е. даже больше, чем мы берем в расчете) рассчитывались амплитуднофазовый характеристики поля в плоскости отверстия. Далее, с учетом амплитуд и фаз волн плоскости отверстия, рассчитывалось в дифракционное поле за отверстием. Данные расчета продемонстрировали сильное влияние этих аберраций на деформацию дифракционной (эталонной) сферической волны. Наибольший вклад, как и ожилалось, вносит астигматизм. Источник дифракционной волны на основе одномодового оптического волокна лишен этой проблемы, так как возбуждаемая в волноводе мода является собственной и не зависит от способа возбуждения.

Оценка точности восстановления формы поверхности по данным интерферометрии может быть проведена достаточно легко с помощью анализа тестовых математических интерферограмм, которые генерируются с любой наперед заданной точностью. Отметим лишь, что эта точность зависит как ОТ иентерференционной разрядности картины (регистрирующей ССД камеры), так и, в еще большей степени, однородности от интерферирующих интенсивности волн. Например, при обработке расчетной интерферограммы в числовой апертуре *NA*=0,28, соответствующей интерференции «идеальных» волн дифрагированных на отверстиях с диаметром 0,5 мкм, восстановленная волновая деформация составила *r.m.s*=0,5 нм. В то время как для отверстия 0,25 мкм, для которого однородность интенсивности дифрагированной волны существенно лучше, точность выросла более чем на порядок.

В рамках данной работы изучалось влияние деформаций первичной оптики, фокусирующей излучение лазера на апертуру в ИДВС с отверстием в качестве источника эталонной сферической волны, оптики наблюдательной системы, рабочей длины волны интерферометра и поляризации света на точность измерений ИДВС с оптоволоконным источником эталонной сферической волны. Приводятся последние данные по достигнутой к настоящему времени точности измерений, которая, см. рис.1, уже «эталонного» превысила точность ИДВС, установленного на синхротроне ALS, CIIIA. Обсуждаются результаты аппроксимации характеристик эталонной сферической волны, генерируемой оптоволоконным источником, на область оси источника, указывающие на беспрецедентно высокие рабочие числовые апертуры ИДВС на основе этого источника. В заключение приводятся последние результаты, полученные при аттестации асферического зеркала для проекционного объектива нанолитографа.



Рис.1. Усредненные по 9-и зависимостям измеренные с помощь ИФМ-интерферометра суммарные волновые деформации для пары источников сферической волны в зависимости от числовой апертуры (линии с символами) и данные ALS интерферометра [2] (звездочка).

В рамках данной работы получены следующие основные результаты.

1. Показано сильное воздействие аберраций первичной оптики на амплитудно-фазовые характеристики дифрагированного поля, ограничивающие допустимые размеры отверстий и точность измерений ИДВС, использующих в качестве источника сферической волны дифракцию света на отверстии.

2. Оптика наблюдательной системы вносит значительную погрешность при измерении волновых деформаций с помощью ИДВС и для прецизионных измерений, должна быть удалена из регистрирующего плеча интерферометра.

3. Укорочение длины волны с 633 до 530 нм привело к значительному, почти в 2 раза, увеличению точности измерений в области, где волновые деформации фронтов малы (*NA*≅0,1) и мало повлияли в больших *NA*, где результат измерения определяется реальными деформациями фронтов.

4. Продемонстрированы беспрецедентно высокие рабочие числовые апертуры ИДВС на основе одномодового оптоволокна с зауженной выходной апертурой, которые были недоступны

для традиционных ИДВС. Полученные данные по точности измерений являются рекордными на данный момент.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-02-00873-а, 07-02-00190-а и 09-02-00912-а.

1. Sommargren G.E. Laser Focus World, 1996, v. 8, 61.

2. Naulleau P.P., et al. Applied Optics, 1999, v. 38, no. 35, 7252.

3. Климов А.Ю. и др. Поверхность, № 6, 2007, 99.

4. Салащенко Н.Н. и др. Поверхность, №7, 2008, 3.

5. Chkhalo N. I., Dorofeev I.A., Salashchenko N.N., et. al. Proc. SPIE 7025, 702507 (2008).

6. Климов А.Ю. и др. Известия РАН. Серия физическая, 2008, т. 72, №2, 221.

7. Chkhalo N.I., et al. Rev. Sci. Instrum., 2008, v. 79, P. 033107.

8. Борн М., Вольф Э., Основы оптики, изд.2. Перевод с английского. «Наука», Москва, 1973, с.420.

Kinetics of hot electrons in metals and superconductors: Theory and experiments

V. V. Kabanov

Josef Stefan Institute 1001, Ljubljana, Slovenia

In recent years investigations of photo-response functions in advanced materials have gone through a vigorous revival. In particular, laser "pump-probe" techniques, where a second probe pulse is delayed in time with respect to the pump pulse, provide unique information on the strength of electron-electron (e-e) and electronphonon (e-ph) interactions in metals and doped insulators if an adequate theory is in place.

At present detailed experimental data on relaxation processes is available for metals [1] superconductors [2] and high-temperature superconductors [3, 4]. The pumpprobe experiments in metals and in the normal states of superconductors are usually analyzed in the framework of the two temperature model (TTM) [5, 6]. The model is based on the assumption that electrons and phonons are in a thermal quasi-equilibrium (QE) with two different time-dependent temperatures $T_e(t)$ and $T_l(t)$, respectively. The comprehensive analysis of experimental data collected at room temperature [1] allowed for a determination of the electron-phonon (e-ph) coupling constant λ of many metals and superconductors in the framework of TTM. Similar experiments and their analvsis were performed on superconductors. The standard analysis is based on simplified phenomenological set of equations[7]. Here we briefly analyze theoretical concept of TTM and present some analytical results for the kinetics of hot electrons in normal metals. Then we present the results of our analysis of electron-phonon relaxation in high-temperature superconductors in the normal state. In the second part we discuss experimental data of the time-domain spectroscopy in the superconducting state.

TTM assumes that electron-electron collisions in metals are so fast that after very short time the electron distribution function becomes quasi-equilibrium (QE) with some nonequilibrium temperature. This distribution function nullifies the electron-electron collision integrals and therefore is the solution of the kinetic equation without electron-phonon interaction. This idea was proposed by Kaganov, Lifshits and Tanatarov [5]. Then Allen [6] proposed to estimate the second moment of the Eliashberg function trough the measurements of the electron-phonon relaxation. However later on it has been realized that nonthermal effects are essential even on a picosecond scale, comparable with the e-ph relaxation time[8]. Under these conditions, the e-e collision rate becomes strongly suppressed as a result of the Pauli exclusion principle. While numerical integrations of the Boltzmann equation can describe the time evolution of the electron distribution function on any time scale, they require a number of input parameters, which might be unknown a priori. The analytical approach to this longstanding problem was recently developed[9]. The integral Boltzmann equation was reduced to a differential Schrödinger-like equation using an auxiliary-time space and exact analytical time-dependent distributions of electrons was found.

Let us consider a nonthermal relaxation of the electron distribution function $f_{\mathbf{k}}(t)$ caused by electron-electron and electron-phonon collisions, which is described by the standard Boltzmann equation. If the distribution function depends only on energy $f_{\xi}(t)$ (ξ is the electron energy with respect to the equilibrium chemical potential, measured in units of T), we can derive differential linearized equation for a small nonequilibrium correction $\chi(\xi, t)$ to the equilibrium distribution $n_{\mathcal{E}}$:

$$\chi(\xi, t) = (f_{\xi} - n_{\xi}) / \cosh(\xi/2)$$
(1)

$$\tau \dot{\psi}(x,t) = \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\alpha}{\cosh^2(x)} - 1\right] \psi(x,t), \qquad (2)$$

where $\psi(x,t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \chi(\xi,t) e^{ix\xi/\pi}$, $\tau = \tau_e \tau_{ph}/(\tau_e + \tau_{ph})$ and $\alpha = (2\tau_e + 6\tau_{ph})/(\tau_e + \tau_{ph})$. Here $\tau_e = 2/\pi^2 K(k_B T)^2$ and $K \approx \pi \mu_c^2/2\hbar E_F$, Coulomb pseudopotential $\mu_c \equiv V_c N(0)$, V_c is matrix element of the electron-electron scattering and N(0) is the density of states at the Fermi level. $\tau_{ph} = \frac{2\hbar^2 \omega_D}{\pi^3 \lambda(k_B T)^2}$, where λ is the electron-phonon coupling constant and ω_D is the Debye frequency.

If $\tau_e \ll \tau_{ph} \alpha = 6$ and stationary solution of Eq.(2) has the form $\psi(x, \infty) \propto \sinh(x)/\cosh^2(x)$, which is precisely the result of the QE approximation. Indeed expanding the QE distribution function, $f_{QE} = [\exp((E-E_F)/T_e) + 1]^{-1}$ in powers of $T_e - T$, we obtain $f_{QE} = n_{\xi} + (T_e - T)\xi/4T \cosh^2(\xi/2)$.

In the opposite limit $\tau_e \gg \tau_{ph} \alpha = 2$ Eq.(2) has only trivial stationary solution and describes the electronphonon relaxation without electron-electron thermalization. Taking into account definitions of τ_e and τ_{ph} we can estimate $\tau_e/\tau_{ph} = 2E_F/\hbar\omega_D \gg 1$, therefore electronelectron thermalization is impossible at low temperatures.

At high temperature limit $T > \omega_D$ collision integral may be expanded to the differential form leading to the Fokker-Planck equation:

$$\gamma^{-1}\dot{\phi}(\xi,t) = \frac{\partial}{\partial\xi} \left[\tanh(\xi/2)\phi(\xi) + \frac{\partial}{\partial\xi}\phi(\xi) \right], \quad (3)$$

where $\gamma = \pi \hbar \lambda \omega_D^2 / k_B T$. This limit is similar to Allen equation [6]: $\dot{T}_e(t) = \gamma_T (T_e - T)$, where $\gamma_T = 3\hbar \lambda \omega_D^2 / \pi k_B T$. As it is clearly seen from these equations the characteristic times are numerically different. Moreover the first equation describes diffusion in the energy space and has different behaviour as a function of time. The solution of Eq.(3) clearly demonstrates that TTM overestimates the relaxation time approximately by factor of 2 in comparison with high-temperature limit. Therefore more accurate estimate for the relaxation time in high-temperature limit is $\tau^{-1} = 3\hbar \lambda \omega_D^2 / \pi k_B T$

Recent measurements performed in our group [10] with the time resolution better then 20 fs have shown

that electron-phonon relaxation time in optimally doped LASCO is 35 fs and in optimally doped YBCO is 65 fs. Therefore estimated value of λ is 1.2 for LASCO and 0.6 for YBCO.

Starting from the late 80's it was published many papers on ultrafast phenomena in cuprate [4, 11] as well as conventional[2, 12] superconductors. Even though pumpprobe techniques in various configurations have been used to probe the SC state suppression and recovery dynamics extremely good agreement can be found between the data obtained in different laboratories and different samples. On the other hand several theoretical models have been put forward [2, 4, 11, 12] to account for the observed changes in amplitude and relaxation times of the transients as a function of temperature, excitation level, and doping.

Among vast majority of researchers in this field there is a consensus that dynamics of hot quasiparticles and phonons is described by phenomenological Rothwarf and Taylor equations. Rothwarf and Taylor have pointed out that phonon channel should be considered when studying the superconducting relaxation dynamics[7]. When two quasiparticles with energies $\geq \Delta$, where Δ is the SC gap, recombine a high frequency phonon with $\omega > 2\Delta$ is created. This phonon can subsequently break a Cooper pair creating two quasiparticles thus the recovery dynamics is determined by the relaxation of the phonon population [7].

$$dq/d\theta = p - q^2 \tag{4}$$

$$dp/d\theta = -p/2 + q^2/2 - \tilde{\gamma}(p - p_T).$$
 (5)

Here we introduce dimensionless quasiparticle and phonon concentrations, $q \equiv Rn/\eta$ and $p \equiv RN/\eta$, while $\theta = \eta t$ and $\tilde{\gamma} \equiv \gamma/\eta$ are the dimensionless time and phonon decay rate, respectively (*n* is the concentration of quasiparticles, *N* is the concentration of phonons, η is the probability for pair-breaking by phonon absorption, and *R* the bare quasiparticle recombination rate with the creation of phonon). N_T is the concentration of phonons in thermal equilibrium at temperature *T*, and γ their decay rate. This equations have the initial conditions $p(0) = p_0 = RN_0/\eta$, $q(0) = q_0 = Rn_0/\eta$. Here $p_T = RN_T/\eta$ is the dimensionless phonon concentrations of phonons (p_T) and quasiparticles (q_T) satisfy the detailed balance equation $p_T = q_T^2$.

Most of the published results are consistent with this model. Nevertheless there are some issues which are currently under debate. The most important and hot issue is whether high-temperature superconductors are described in terms of Rothwarf and Taylor model in the limit of the strong bottle neck[13]. Nevertheless the situation in the strong bottleneck case requires some clarification. As suggested by us [14] approximate analytical solution of Eqs.(4,5) may be constructed in the strong bottleneck case as well.

One of the most interesting consequence of this solution is temperature and intensity dependence of the relaxation time at low temperature: $\tau^{-1} = 2(q_0 + q_T)\tilde{\gamma}$ Here q_0 is proportional to the intensity of the pump pulse. This formula predicts exponential temperature dependence of the relaxation time in the limit of very weak pump pulse. On the other hand when the number of photoexcited quasiparticles is large in comparison with thermal quasiparticles density the relaxation rate is proportional to the pump intensity. This bahaviour is confirmed experimentally[11, 13].

Another important prediction of this equation in the bottleneck regime is the temperature dependence of the amplitude of the superconducting response: $n_T \propto A^{-1} -$ 1 where A is normalized amplitude of the superconducting response $(\Delta R(T)/R(T))$ where R is reflectivity. This formula is in agreement with the formula proposed in Ref.[4], but does not use explicitly the conservation of energy.

Both this relations allows determination of the value of the superconducting gap if we assume that simple BCS theory is applied to evaluate quasiparticle density n_T . Nevertheless the value of the superconducting gap obtained from the temperature dependence of the amplitude and from the relaxation time may be different by factor of 2. It indicates that equations are to simplified to give better quantitative description of experimental results.

We have demonstrated that widely used two temperature model is inaccurate for the analysis of the hot electron relaxation in metals. It leads to considerable underestimate of the electron-phonon coupling constant in normal metals and superconductors. We have shown that linearized kinetic equation is equivalent to Schrödingerlike equation at low temperatures. The kinetics of hot electrons in the high-temperature limit is described in terms of Fokker-Planck equation.

The kinetics of hot quasiparticles in the superconductors is described on the basis of the phenomenological Rothwarf and Taylor model. It is demonstrated that main experimental observations available up to now are in qualitative agreement with this model.

- [1] S. D. Brorson, et al., Phys. Rev. Lett. 64, 2172 (1990).
- [2] G.L. Carr, R. et al., Phys. Rev. Lett. 85, 3001, (2000).
- [3] S. V. Chekalin, et al., Phys. Rev. Lett. 67, 3860 (1991).
- [4] V. V. Kabanov, et al., Phys. Rev. B **59**, 1497 (1999).
- [5] M. I. Kaganov, et al., ZhETF, **31**, 232, (1956).
- [6] P. B. Allen, Phys. Rev. Lett. 59, 1460 (1987).
- [7] A. Rothwarf, B. N. Taylor, Phys. Rev. Lett., 19, 27 (1967).
- [8] R.Groeneveld, et al., Phys. Rev. B 51, 11433 (1995).
- [9] V.V. Kabanov, A.S. Alexandrov, Phys. Rev. B, 78, 174514 (2008).
- [10] C. Gadermaier et al., (unpublished).
- [11] G. P. Segre, et al., Phys. Rev. Lett. 88, 137001 (2002).
- [12] J. Demsar, et al., Phys. Rev. Lett. 91, 267002 (2003).
- [13] R. A. Kaindl, et al., Phys. Rev. B 72, 060510(R) (2005).
- [14] V. V. Kabanov, et al., Phys. Rev. Lett. 95, 147002 (2005).

Резонансы Фано в спектре примесной фотопроводимости объемного *p*-GaAs и напряженной гетероструктуры *p*-InGaAs/GaAsP

В.Я. Алешкин¹, А.В. Антонов¹, В.И. Гавриленко¹, <u>Л.В. Гавриленко¹</u>, Б.Н. Звонков²

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

ЧИФТИ, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, Россия.

e-mail: aritany@jpm.sci-nnov.ru

Сейчас наблюдается интерес к резонансам Фано в спектрах примесной фотопроводимости и поглощения, как к фундаментальному явлению, и как к способу исследования параметров материалов в особенности в полярных полупроводниках, где резонанс Фано лучше выражен. Однако именно в полярных материалах форма пиков или провалов в спектре фотопроводимости, соответствующих резонансу Фано, подвергается сильному искажению из-за резкого изменения диэлектрической проницаемости материала вблизи энергии оптических фононов. Это обстоятельство осложняет распознавание резонанса Фано в спектрах фотопроводимости и их теоретическое описание. К настоящему времени спектры примесного фототока p-GaAs исследованы тщательно [1], но область энергии вблизи продольного оптического (LO) фонона изучена недостаточно.

Рассматриваемые резонансы Фано связаны с возникновением резонансного состояния "дырка (электрон) в основном состоянии акцептора (донора) +LO-фонон". Такие состояния могут возникать, если дырка, находясь на основном уровне акцептора, поглощает квант электромагнитного излучения с частотой близкой к частоте LOфонона. Затем она испускает LO-фонон и возвращается в основное состояние акцептора. При этом в спектре фототока наблюдается ассиметричная особенность вблизи энергии LO-фонона. Если же дырка возвращается в возбужденное состояние акцептора, в спектре фототока видны особенности при энергии LO-фонона плюс энергия соответствующего возбужденному состоянию акцепторного перехода G, D, C и т.д.

В данной работе впервые обнаружены и исследованы спектральные особенности, соответствующие резонансу Фано, вблизи энергии LOфонона в спектрах примесного фототока *p*-GaAs (C, Be, Zn) и гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) *p*-InGaAs/GaAsP (C).

1. Результаты эксперимента

Были измерены спектры фототока четырех образцов объемного *p*-GaAs, легированных акцепторами C, Be, Zn. Для сравнения исследовался образец *n*-GaAs:Si. Также исследовался спектр фототока гетероструктуры GaAs_{0.9}P_{0.1}/In_{0.05}Ga_{0.95}As *p*-типа (#5189) с 30 периодами: КЯ InGaAs шириной 173А дельта-легированы углеродом ($2 \, 10^{11} \, \text{см}^{-2}$) и разделены барьерами шириной 180А. В Таблице 1 приведены параметры образцов объемного GaAs. Измерения спектров фототока проводились при

T = 4.2K	с	помощью	фурье-спектрометра	BOMEM
DA3.36.				

Таблица 1. Параметры образцов.

N⁰	Примесь	Концентрация, см ⁻³ (300К)	Толщина легированно- го слоя, мкм
GA	Zn	$2 \ 10^{15}$	13
5636	Zn	$1.6 \ 10^{16}$	3-3.5
5638	Be	$1.2 \ 10^{16}$	3-3.5
5640	С	$1.1 \ 10^{16}$	3-3.5
n-GaAs	Si	$8.3 \cdot 10^{14}$	70



Рис. 1. Спектры фототока *p*- и *n*-GaAs и гетероструктуры с КЯ.

На рис. 1 приведены спектры фототока образцов GaAs p- и n-типа, и гетероструктуры с КЯ в области примесных переходы носителей заряда между локализованными состояниями и в области резонанса Фано. Там, где можно ожидать появления резонанса Фано (295 см⁻¹), в образцах p-типа видны широкие пики. Однако неверно делать вывод, что резонанс Фано проявляется в p-GaAs, как пик, следует учесть влияние диэлектрической проницаемости.

2. Особенности спектров примесного фототока вблизи области остаточных лучей

В полярных полупроводниках функция диэлектрической проницаемости имеет вид:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})\omega_{TO}^2}{\left[\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma\right]}$$
(1)

где \mathcal{E}_0 и \mathcal{E}_{∞} - низкочастотная и высокочастотная диэлектрические проницаемости материала, $\omega_{\rm TO}$ и γ частота и постоянная затухания поперечного оптического фонона, соответственно. Рассмотрим нормальное падение электромагнитной волны из вакуума на полубесконечный слой GaAs, при этом электрическое поле в прошедшей волне определяется выражением:

$$E_{GaAs}(\omega) = \frac{2}{1 + \sqrt{\varepsilon_{GaAs}(\omega)}} E_0$$
(2),

Отметим, что сигнал примесного фототока пропорционален квадрату модуля электрического поля на границе GaAs, а не интенсивности прошедшего в GaAs излучения как полагалось в [2]. Это важное замечание, поскольку квадрат электрического поля и интенсивность прошедшего света имеют сильно отличающиеся зависимости от частоты в области остаточных лучей. Благодаря этому в спектре фотопроводимости будет отклик и в зоне остаточных лучей (см. рис.2 -280-295 см⁻¹), где коэффициент отражения близок к единице. На рис.2 приведены спектры $|E|^2$ и коэффициента отражения.



Рис.2 Спектры $|E|^2$ в полубесконечном слое GaAs на глубине *d*, а также в 1-ой и в 30-ой КЯ в гетероструктуре GaAsP/InGaAs. R - спектр коэффициента отражения GaAs, P.C. – измеренный спектр фотопроводимости (образец #5638).

Спектр фототока в GaAs в области резонанса Фано можно записать в виде:

$$J(\omega) = BW(\omega) | E_{GaAs}(\omega)|^2 \int_{L}^{a} \exp[-\eta(\omega)x] dx \quad (3)$$

где B – некоторая постоянная, $W(\omega)$ – вероятность дипольных дырочных переходов под действием света частоты ω , L- толщина обедненной области на границе GaAs, d- толщина легированной области, $\eta(\omega)$ - коэффициент поглощения света колебаниями решетки:

$$\eta(\omega) = 2\omega \operatorname{Im}(\sqrt{\varepsilon_{GaAs}(\omega)})/c$$
,

где *с* - скорость света в вакууме. Используя (3), из экспериментальных спектров на рис.1 можно получить $W(\omega)$. Вычисленные таким образом спектры вероятности дипольных переходов приведены на рис. 3. Область 270-280 см⁻¹ в спектре $W(\omega)$ неинформативна из-за деления спектра фототока на маленькую величину. Видно, что резонансу

Фано в спектре $W(\omega)$ в *p*-GaAs и в гетероструктуре с КЯ соответствуют не пики, как в *n*-GaAs, а провалы (см. рис. 3).



Рис.3 Вероятности примесных дипольных переходов в объемных *p*- и *n*-GaAs и в гетероструктуре с КЯ.

Следует отметить, что в спектре фототока образца GA с наименьшей концентрацией дырок заметны особенности (провалы) при энергиях соответствующих сумме энергии оптического фонона и энергии межуровневых акцепторных переходов (см. рис. 4). Аналогичные особенности наблюдались в p-Si [3].

Таким образом, показано, что резонансы Фано проявляются в спектре фототока *p*-GaAs и гетероструктур с КЯ *p*-типа, как провалы.



Рис. 4. Спектр фототока в образце GA.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (07-02-00549, 08-02-01126), грант Президента Российской Федерации МК-4580.2008.2 (Л. Гавриленко).

[1] R.F. Kirkman, R.A. Stradling, P.J Lin-Chung, J. Phys. C: Solid State Phys. 11, 419 (1978).

[2] В.Я. Алешкин, А.В. Антонов, В.И. Гавриленко, Л.В. Гавриленко, Б.Н. Звонков, ФТТ **50**, 1162 (2008).

[3] H. R. Chandrasekhar, A. K. Ramdas, and S. Rodriguez, Phys. Rev. B 14, 2417 (1976).

Ренормализация вклада электрон-электронного взаимодействия в проводимость двумерного электронного газа

<u>А.В.Германенко</u>¹, Г.М. Миньков^{1,2}, О.Э.Рут¹, А.А.Шерстобитов^{1,2}

¹Уральский государственный университет им. А.М.Горького, Екатеринбург, Россия

²Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

e-mail: Alexander.Germanenko@usu.ru

Температурная зависимость проводимости вырожденного электронного газа объясняется наличием квантовых поправок. Принято различать два типа поправок – интерференционную поправку и поправку, вызванную электрон-электронным (*e-e*) взаимодействием. В настоящей работе исследуются особенности последней. При $k_F l \gg 1$, где $k_F - \phi$ ермиевский квазиимпульс, l – транспортная длина свободного пробега, и $T\tau \ll 1$ эта поправка является логарифмической по температуре [1]:

$$\delta \sigma^{ee} = K_{ee} G_0 \ln T \tau,$$

$$K_{ee} = 1 + 3 \left[1 - \left(1 + \gamma_2 \right) \gamma_2^{-1} \ln \left(1 + \gamma_2 \right) \right],$$
(1)

где $G_{_0}=e^2$ / πh , $\gamma_{_2}-$ амплитуда рассеяния, τ транспортное время релаксации импульса. Как видно, знак коэффициента К определяется величиной параметра γ_2 . В большинстве двумерных систем амплитуда γ_2 такова, что $K_{_{ee}}$ положителен. В этом случае поправка $\delta\sigma^{ee}$, будучи отрицательной, увеличивается по абсолютной величине, приводя наряду с интерференционной квантовой поправкой к диэлектрическому поведению проводимости с $d\sigma / dT < 0$. Однако, согласно результатам ренорм-группового (RG) рассмотрения [2] в том случае, если параметр $k_{\rm F}l$ не очень велик и/или изменение проводимости с температурой немало, то амплитуда γ_2 уже не будет константой, и сама должна зависеть от температуры и текущего значения проводимости. В этом случае температурная зависимость проводимости определяется решением RG-уравнений, которые в однопетлевом приближении имеют вид [3]

$$\frac{d\sigma}{d\xi} = -\left\{n_{\nu} + 1 + \left[4n_{\nu}^{2} - 1\right]\left[1 - \frac{1 + \gamma_{2}}{\gamma_{2}}\ln\left(1 + \gamma_{2}\right)\right]\right\}$$
(2)
$$\frac{d\gamma_{2}}{d\xi} = \frac{1}{\sigma}\frac{\left(1 + \gamma_{2}\right)^{2}}{2},$$

где $\xi = -\ln T\tau$, n_v – количество долин, а σ измеряется в единицах G_0 . Слагаемое n_v в первом уравнении отвечает за интерференционную слаболокализационную поправку. Поскольку γ_2 теперь зависит от σ и T, то при уменьшении температуры характер температурной зависимости проводимости может смениться с диэлектрического на металлический. Именно это свойство RG уравне-

ний было использовано для объяснения природы перехода металл-диэлектрик в Si-MOSFET двумерных системах [4] с двухдолинным энергетическим спектром ($n_v = 2$). Вместе с тем до сих пор неизвестно, описывает ли RG-теория поведение простых двумерных систем с однодолинным спектром.



Рис.1. Температурная зависимость времени релаксации фазы (а), проводимости (b) и *e-е* поправки (c) при $\sigma_0 = 30.8G_0$.Сплошные линии на (b) и (c) – решение (2).

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию квантовой поправки, вызванной е-е взаимодействием, к проводимости двумерного электронного газа в гетероструктурах GaAs/In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs с одиночной квантовой ямой. Исследования проведены при $\sigma = (2-50) G_0$ при $T > 0.4 \, \text{K}$ в магнитных полях до 5 Тл. Исследовались структуры двух типов. Структуры одного типа имели два легирующих бслоя, размещенных в барьерах, структуры другого – один легирующий δ-слой, размещенный в центре квантовой ямы. Полученные результаты качественно одинаковы. Управление концентрацией электронов (проводимостью) осуществлялось путем изменения напряжения на полевом электроде. Из измеренных зависимостей холловского и продольного сопротивления от магнитного поля и температуры были найдены диагональная и недиагональные компоненты тензора электропроводности σ_{xx} и σ_{xy} соответственно, анализ которых позволил выделить вклад электрон-электронного взаимодействия и его зависимость от температуры. Подробно методика экспериментального определения величины $\delta\sigma^{ee}$ описана в [5].

Экспериментальные результаты, приведенные на рис.1 для одного из образцов при сравнительно большой величине друдевской проводимости $\sigma_0 = \pi G_0 k_F l \approx 30 G_0$, показывают, что исследованные образцы являются "нормальными". А именно, экспериментальное поведение проводимости можно хорошо описать в рамках традици-



Рис.2. Температурная зависимость проводимости для разных значений σ_0 : $\sigma_0 = 9.6G_0(a)$ и 6.5G₀ (b). Символы – эксперимент, кривые – онных представлений о квантовых поправках в пренебрежении ренормализацией вклада е-е взаимодействия. Действительно, температурная зависимость времени сбоя фазы, определенного стандартным способом из формы слабополевой положительной магнитопроводимости, вызванной подавлением интерференционной квантовой поправки (см. вставку на рис. 1а), близка к теоретической 1/Т (рис.1а). Температурная зависимость диффузионного вклада е-е взаимодействия, найденная из анализа проводимости в сильных магнитных полях (рис.1с), близка к логарифмической с наклоном $K_{ee} = 0.32$. Найденное значение K_{ee} позволяет замечательно описать температурную зависимость проводимости в отсутствие магнитного поля. Она также является логарифмической и имеет наклон ≈ 1.3 (рис. 1b), что близко к теоретическому значению $1 + K_{ee}$. Сплошными кривыми на рис.1b и 1c показаны результаты численного решения системы уравнений (2), которые, как видно, также хорошо описывают экспериментальные данные.

Температурные зависимости проводимости, измеренные при меньших значениях проводимости, показаны на рис.2. Видно, что даже при $\sigma \approx G_0$ экспериментальные зависимости очень близки к логарифмическим. На том же рисунке линиями показаны решения уравнений (2), полученные с различными начальными условиями. Видно, что при $\sigma_0 = 9.6G_0$ температурную зависимость проводимости с учетом экспериментальной погрешности все еще можно описать RGтеорией. Однако, при $\sigma_0 = 6.5G_0$ это не удается сделать ни при каких начальных условиях – рассчитанные зависимости $\sigma(T)$ при низких температурах демонстрируют металлическое поведение. При расчете использованы следующие начальные условия: при $T\tau = 1$ величина σ выбиралась равной экспериментальному значению σ_0 , а начальное значение γ_2 использовалась в качестве подгоночного параметра.

Для того чтобы понять границы применимости RG-уравнений, полученных в однопетлевом приближении, на рис. 3 мы представили величину параметра γ_{2} при $T = 3 \, \text{K}$, как она найдена экспериментально и рассчитана теоретически, в зависимости от σ при T = 4.2 К. Видно, что теория хорошо описывает экспериментальные результаты только при сравнительно высокой проводимости, $\sigma \ge 15G_0$. При меньших значениях проводимости однопетлевая RG-теория сильно переоценивает ренормализацию амплитуды взаимодействия γ_2 , что собственно и приводит к металлическом ходу теоретических кривых на рис.2. К сожалению, уравнения, полученные в двухпетлевом приближении в [3] и [6] не могут быть использованы для наших систем. В первой из этих работ теория развита для систем с $n_{y} \gg 1$ и $\gamma_{z} \ll 1$, во второй - для однодолинных систем, но с большой величиной γ_2 .



Рис.3. Зависимость амплитуды $\gamma_2(T = 3 \text{ K})$ от величины проводимости при T = 4.2 K.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 07-02-00528 и 08-02-00662).

Altshuler, B.L., Aronov, A.G., in *Electron-Electron Interaction in Disordered Systems*, edited by Efros, A.L., Pollak, M. (North Holland, Amsterdam, 1985) p.1; Finkelstein, A.M., ЖЭТΦ, **84**, 168 (1983).
 Finkel'stein, A. M., *Electron Liquid in Disordered Conductors*, Soviet Scientific Reviews, edited by Khalatnikov, I. M., **14** (Harwood, London, 1990).
 Punnoose, A., Finkel'stein, A. M., Science, **310**,

[3] Punnoose, A., Finkei stein, A. M., Science, **310**, 289 (2005).

[4] Knyazev, D.A., Omel'yanovskii, O.E., Pudalov, V.M., Burmistrov, I.S., Phys. Rev. Lett., **100**, 046405 (2008).

[5] Minkov, G.M., Rut, O. E., Germanenko, A. V., *et al*, Phys.Rev.B, **67**, 205306 (2003).

[6] Kirkpatrick, T.R., Belitz, D., Phys. Rev. B, **41**, 11082 (1990).

О возможности создания терагерцового лазера на одно и двухслойном графене

<u>В.Я.Алешкин¹</u>, А.А.Дубинов¹, В.И.Рыжий²

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия ²University of Aizu, Aizu-Wakamatsu, Japan

Графен является двумерным бесщелевым полупроводником с линейной зависимостью энергии электронов и дырок от импульса в окрестности К-точек зоны Бриллюэна. Такая зонная структура приводит к заметному подавлению Оже рекомбинации по сравнению с другими узкощелевыми полупроводниками, что очень благоприятно для создания лазера в дальнем ИК диапазоне. В последнее время появились сообщения о технологии создания графена на поверхности SiC [1], что делает актуальным анализ возможности создания на графене различных полупроводниковых приборов.

В настоящей работе проанализирована возможность создания лазера дальнего ИК диапазона на однослойном и двухслойном графене. Предполагается, что для возбуждения лазера используется оптическая накачка. Найдены условия для осуществления лазерной генерации. Предложена конструкция волновода, в котором возможно достижение лазерной генерации в терагерцовом диапазоне с использованием одной пленки графена.

В простейшем случае функции распределения электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне в освещаемом светом нелегированном графене равны друг другу и могут быть записаны в виде:

$$f_{\varepsilon}(\varepsilon) = f_{h}(\varepsilon) = \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - F}{k_{B}T}\right)\right]^{-1}$$
(1)

где k_B - постоянная Больцмана, *F*-квазиуровень Ферми, *T*- температура электронного газа.

Действительная часть проводимости $Re\,\sigma(\omega)$ неравновесной электронно-дырочной плазмы в графене, которая определяет коэффициент поглощения фотонов с частотой ω , равна сумме вкладов от внутризонных и межзонных электронных переходов:

$$\operatorname{Re}\sigma(\omega) = \operatorname{Re}\sigma(\omega)^{\operatorname{int}er} + \operatorname{Re}\sigma(\omega)^{\operatorname{int}ra}$$
(2)

Принимая во внимание спиновое и долинное вырождения и используя (1), находим действительную часть межзонной проводимости:

$$\operatorname{Re}\sigma(\omega)^{\operatorname{int}er} = \frac{e^2}{2\hbar} \tanh\left(\frac{\hbar\omega - 2F}{4k_{\scriptscriptstyle B}T}\right)$$
(3)

Аналогичное выражение для случая двухслойного графена имеет вид:

$$\operatorname{Re}\sigma(\omega)^{\operatorname{int}er} = \frac{e^2(\hbar\omega + 2\gamma_1)}{4\hbar(\hbar\omega + \gamma_1)} \operatorname{tanh}\left(\frac{\hbar\omega - 2F}{4k_BT}\right) \quad (4)$$

где $\gamma_l \approx 0.4$ эВ – зонный параметр [2]. Выражение (4) получено при использовании следующего закона дисперсии для электронов и дырок [2]: $\varepsilon(p) = \pm \left(-\gamma_1 + \sqrt{4v^2 p^2 + \gamma_1^2}\right)/2$ (5) где $v = 10^8$ см/с. Для вычисления $Re\sigma(\omega)^{intra}$ можно использовать формулу Друдэ:

$$\operatorname{Re}\sigma(\omega)^{\operatorname{int}ra} = 2e\mu n(1+\omega^2\tau^2)^{-1}$$
(6)

где μ - подвижность, τ - время релаксации импульса, n – концентрация электронов.



Рис. 1 Зависимость $Re\sigma(\omega)$ от энергии фотона однослойного графена для разных температур и подвижностей при F=60 мэВ (а) и для разных температур и разных F (b).

На рис. 1 представлены рассчитанные зависимости $Re\sigma(\omega)$ для разных F и трех температур (4.2, 77 и 300 K) и двух величин подвижности (μ =2×10⁵ см²/Вс [3] и μ =2×10⁴ см²/Вс [4]) для однослойного графена. Как видно из рис. 1 ширина области, где $Re\sigma(\omega)<0$, увеличивается с понижением температуры и увеличением F. Отметим, что при T=300, μ =2×10⁵ см²/Вс K и F=60 мэВ, существует область где $Re\sigma(\omega)<-2\times10^7$ см/с. Ниже будет показано, что величина $Re\sigma$ =-2×10⁷ см/с является пороговой для генерации TM₀ моды в предлагаемом волноводе. На рис. 2 представлены аналогичные зависимости для двухслойного графена.


Рис.2. Зависимость $Re\sigma(\omega)$ от энергии фотона двухслойного графена для разных температур и подвижностей при F=60 мэВ (а), и для разных температур и разных F (b).

Предлагаемый волновод для лазера состоит из утоненной подложки чистого кремния толщиной 10-20 мкм, одна сторона которой покрыта слоем золота, а другая сторона покрыта 300 нм SiO₂. На SiO₂ расположен 80 нм SiC, на котором лежит слой графена, покрытый 300 нм слоем SiO₂ (структура близка к той, которая была получена в работе [1]). Структура волновода показана на рис. 3.



Рис.3 Структура лазера на графене.

На рис. 4 представлены рассчитанные зависимости электрического поля от координаты для TE_0 и TM_0 мод. Хорошо видно, что параметры волновода подобраны так чтобы максимум волны располагался около слоя графена.

На рис. 5 представлены рассчитанные зависимости пороговых проводимостей от толщины слоя Si для TE_0 и TM_0 мод и трех частот (2, 4 и 6 $T\Gamma$ ц).

Из рисунка хорошо видно, что в довольно широком интервале энергий фотонов пороговая величина проводимости (при которой потери



Рис. 4. Зависимость электрического поля от координаты TE_0 моды (штриховая линия) и TM_0 моды (пунктир). Сплошная линия соответствует действительной части показателя преломления

равны усилению) для TM_0 моды составляет около -2×10^7 см/с и несколько больше для TE_0 моды. Оценка пороговой мощности возбуждения при 300 К дает величину 4×10^4 Вт/см² при энергии фотонов 120 мэВ (CO₂ лазер).



Рис. 5. Зависимости величины пороговой проводимости от толщины слоя Si.

Таким образом, проведенное рассмотрение показывает реальность создания лазера терагерцового диапазона с использованием графена в качестве активной среды при оптической накачке. Отметим, что использование в волноводе нескольких пленок графена снижает пороговую мощность накачки.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы президиума РАН, Программы РАН «Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур», госконтракта Минобрнауки № 02.518.11.7031.

M. Suemitsu, Y. Miyamoto, H. Kanda, and A. Konno, Proc. 14th Int. Conf. on Solid Films and Surfaces (ICSFS-14), Dublin, 2008
 E. McCann, V. Fal'ko, Phys.Rev. Lett. 96, 086805 (2006).
 S. V. Morozov, K. S. Novosolov, M. I. Kotma

[3] S. V. Morozov, K. S. Novoselov, M. I. Katsnelson, F. Schedin, D. C. Elias, J. A. Jaszczak, and A. K. Geim, Phys. Rev. Lett. **100**, 016602 (2007).
[4] Y.-W. Tan, Y. Zhang, K. Bolotin, Y. Zhao, S. Adam, E. H. Hwang, S. Das Sarma, H. L. Stormer, and P. Kim, Phys. Rev. Lett. **99**, 246803 (2007).

Магнитофотогальванический эффект в Pb_{1-x}Sn_xTe(In) при воздействии мощного терагерцового лазерного излучения.

<u>Д.Р. Хохлов¹</u>, А.В. Галеева¹, Л.И. Рябова¹, А.В. Никорич², С.Д. Ганичев³, С.Н. Данилов³, В.В. Бельков^{3,4}

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия ² Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Молдова Физический факультет, университет Регенсбурга, Германия

⁴ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

Легирование узкощелевых полупроводников на основе теллурида свинца некоторыми элементами III группы приводит к появлению эффектов, нехарактерных лпя исходного материала. Так, при легировании сплавов $Pb_{1-x}Me_xTe$ (Me = Sn, Ge, Mn) индием наблюдается эффект стабилизации уровня Ферми, а также долговременные релаксационные процессы при низких температурах, вызванные выведением системы из состояния равновесия, в частности, задержанная фотопроводимость [1].

В работе [2] была проанализирована фотопроводимость $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ В под действием терагерцовых лазерных импульсов длительностью около 100 нс с длиной волны, варьирующейся от 90 до 280 МКМ В температурном интервале 4.2 - 300 К. Было показано, что положительная задержанная фотопроводимость, наблюдаюшаяся при 10 К. температурах Т < связана с фотоионизацией метастабильных примесных состояний, в то время как отрицательная фотопроводимость с малым временем релаксации, превалирующая при более высоких температурах T ~ 25 K, обусловлена разогревом свободных электронов лазерным импульсом.

В настоящей работе обнаружен новый эффект – появление разности потенциалов в поперечном магнитном поле в Pb_{1-x}Sn_xTe(In) при воздействии импульсов мощного терагерцового лазерного излучения длительностью около 100 нс. Длина волны лазерного излучения составляла 90, 148 и 280 мкм, температура образца изменялась от 4.2 до 300 К. Исследовалась серия образцов того же состава x = 0.25, $N_{In} = 0.5$ ат.%, [2] которой работе для В изучалась фотопроводимость при воздействии терагерцового лазерного излучения.

При температуре образца Т = 4.2 К зарегистрирован фотогальванический сигнал. практически повторяющий форму лазерного импульса, но с задержкой около 30 нс. (Рис.1) Сигнал возникает только при приложении внешнего магнитного поля. Электрическое поле фотогальванического сигнала перпендикулярно внешнему магнитному полю и меняет знак при изменении направления магнитного поля. При температуре 25 К знак сигнала изменяется на противоположный, а максимум сигнала наблюдается с задержкой в ~ 100-150 нс после максимума мощности лазерного импульса. Амплитуда и знак эффекта не зависят от поляризации падающего излучения. Следует особо отметить, что кинетика магнитофотогальванического сигнала качественно отличается кинетики OT фотопроводимости, для которой характерное время релаксации при T = 4.2 K, как минимум, превышает 1 мс, а при T = 25 К составляет не более единиц наносекунд [2].

Зависимость максимальной амплитуды сигнала от магнитного поля при температурах 4.2 и 25 К приведена на Рис.1. Тенденция к насышению сигнала при H > 0.1 Тл проявляется при T = 4.2 К заметно более отчетливо, чем при Т = 25 К.



Рис.1. Зависимости максимальной амплитуды сигнала от магнитного поля при температурах 4.2 и 50 К.

магнитофотогальваничес-Амплитуда кого эффекта сильно зависит как от длины волны излучения, так и от его интенсивности. На рис.2 максимальной приведена зависимость амплитуды сигнала от количества квантов излучения в единицу времени в магнитном поле Н = 0.195 Тл для излучения с длиной волны 90, 148 и 280 мкм. Видно, что, во-первых, амплитуда сигнала имеет тенденцию к насыщению при высоких значениях мощности излучения, а, вовторых, величина сигнала при том же количестве падающих на образец квантов излучения

уменьшается с ростом длины волны. Последнее обстоятельство указывает на то, что квантовая эффективность материала снижается при увеличении длины волны.



Рис.3. Зависимость максимальной амплитуды сигнала от приведенной мощности лазерного импульса. Н = 0.195 Тл.

Рассматриваемый магнитофотогальванический эффект весьма схож по внешним проявлениям с фотоэлектромагнитным эффектом Кикоина-Носкова [3], который связан с амбиполярной диффузией неравновесных носителей заряда от поверхности. Нелинейность амплитуды сигнала по магнитному полю с явной тенленцией к насыщению при высоких значениях Н, указывает на схожесть механизмов фотоэлектромагнитного появления и наблюдаемого в настоящей работе эффектов.

Следует, однако, обратить внимание на рял особенностей, не характерных лля классического фотоэлектромагнитного эффекта. Прежде всего. длина волны излучения существенно меньше ширины запрещенной Поэтому фотогенерация подвижных зоны носителей заряда разных знаков оказывается невозможной. В работе [2] было показано, что задержанная фотопроводимость при Т = 4.2 К связана с фотовозбуждением электронов с метастабильных примесных состояний. Таким образом, фотоэлектроны являются подвижными, дырки остаются «привязанными» а к кристаллической решетке. Поэтому диффузия неравновесных электронов возможна только в момент после подачи светового первый импульса и до момента установления равновесия между диффузионным потоком электронов и возникающим электрическим полем. Из экспериментальных данных следует, что установление такого равновесия происходит за время порядка 30 нс. Само по себе появление сигнала в таких условиях возможно только если имеется отличная от нуля компонента скорости неравновесных носителей В направлении, перпендикулярном вектору магнитного поля. Такая компонента обеспечивается диффузионным потоком неравновесных электронов. В стационарном состоянии после прохождения светового импульса неравновесные электроны имеются, но их концентрация практически не меняется.. Остаточная фотопроводимость наблюдается, а магнитофотогальванический эффект отсутствует, поскольку он обусловлен именно диффузией электронов от поверхности, которая возможна только при изменении их концентрации в поверхностном слое.

Рассмотрим теперь процессы, происходящие при более высокой температуре T = 25 К. В этом случае фотопроводимость связана со снижением подвижности электронов при разогреве электронного газа лазерным импульсом. Следует особо обратить внимание на то, что концентрация электронов в этом случае остается неизменной как на поверхности, так и в глубине образца. Подвижность электронов в глубине образца выше, чем на поверхности, и две группы электронов с большей и меньшей подвижностью начинают диффундировать по направлению друг к другу. Результирующий поток электронов будет направлен из глубины поверхности, образца его поскольку к подвижность электронов на поверхности ниже, поэтому и знак магнитофотогальванического Время установления эффекта изменяется. равновесия в данном случае должно взаимодействием определяться диффундирующих навстречу друг другу групп электронов и составляет около 100-200 нс. В то же время характерное время фотопроводимости связано со временем энергетической релаксации электронов и не превышает 10 нс. Такой эффект называется фототермоэлектромагнитным [3].

Таким образом, в настоящей работе обнаружен новый эффект - появление разности потенциалов в поперечном магнитном поле в Pb_{1-x}Sn_xTe(In) при воздействии импульсов мощного терагерцового лазерного излучения. фотогальванического Электрическое поле сигнала перпендикулярно внешнему магнитному полю и меняет знак при изменении направления поля. Знак магнитного магнитофотогальванического сигнала при изменяется на противоположный увеличении температуры от 4.2 до 25 К. Механизм эффекта при Т = 4.2 К связан с монополярной диффузией фотовозбужденных носителей заряда вглубь образца, а при более высокой температуре – с интердиффузией разной электронов с подвижностью с поверхности и из глубины образца.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ № 07-02-01406, 08-02-00306 и 08-02-90104.

[1] Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. УФН, **172**, 875 (2002).

[4] D. Khokhlov, L. Ryabova, A. Nicorici, V. Shklover, S. Ganichev, S. Danilov, V. Bel'kov. Appl. Phys. Lett., **93**, 264103 (2008).

[5] И.К. Кикоин, С.Д. Лазарев. УФН, **124**, 597 (1978).

Эмиссия терагерцового излучения из GaN при ударной ионизации доноров в электрическом поле

В.А. Шалыгин¹, Л.Е. Воробьев¹, <u>Д.А. Фирсов</u>¹, В.Ю. Паневин¹,

А.Н. Софронов¹, Г.А. Мелентьев¹, S. Suihkonen², H. Lipsanen²

¹С.-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая 29, Санкт-Петербург 195251, Россия ²Helsinki University of Technology, Tietotie 3, Espoo FI-02150, Finland e-mail: shalygin@ rphf.spbstu.ru, dmfir@rphf.spbstu.ru

В терагерцовом диапазоне частот источники излучения на основе полупроводников с мелкими примесями перспективной альтернативой являются дорогостоящим квантово-каскадным лазерам. Важные результаты уже получены на объемном кремнии. При оптической накачке наблюдалась эмиссия стимулированного терагерцового излучения ИЗ кремния. легированного фосфором [1]. Интенсивная спонтанная эмиссия терагерцового излучения была получена при электрической накачке кремния, легированного Р, В и Ga [2-4]. Было, однако, показано, что максимальная рабочая температура источников излучения, основанных на внутрицентровых оптических переходах в легированном кремнии, не превышает 40 К [4].

В данной работе исследуется возможность создания твердотельного источника излучения терагерцового диапазона на основе эпитаксиальных слоев GaN, содержащих мелкие доноры. Эпитаксиальные слои GaN толщиной 4 мкм были выращены на подложке из сапфира MOCVD. методом Они специально не легировались, но содержали мелкие доноры (SiиO). Концентрация электронов при комнатной температуре составляла 10¹⁷ см⁻³, а их $180 \text{ cm}^2/\text{B}\cdot\text{c}.$ полвижность была около

Исследуемые образцы имели латеральные размеры 5.5×3.5 мм², на поверхности эпитаксиальных слоев *n*-GaN были сформированы Ti/Au контакты с расстоянием между ними 3.4 мм.

В слоях *n*-GaN исследованы вольт– амперные характеристики (ВАХ) и терагерцовая электролюминесценция. Напряжение подавалось на образец в виде импульсов длительностью 2 – 10 мкс.

Исследования ВАХ проволились при температурах 4.2 – 300 К (см. рис. 1). При комнатной температуре, когда почти все примеси термически ионизованы, BAX практически линейна вплоть до полей с ~ 2500 В/см. напряженностью Ввиду относительно малой плотности состояний в зоне проводимости GaN, при охлаждении образца до температуры жидкого азота значительная часть мелких доноров вымораживается. При этом в 500 В/см полях свыше наблюдается сверхлинейное возрастание плотности тока, что увеличение указывает на концентрации электронов за счет свободных процессов ударной ионизации доноров. При температуре жидкого гелия все мелкие доноры выморожены, и участок примесного пробоя на ВАХ виден еще более явно (в области полей 500-2000 В/см).



Рис. 1 Вольт-амперные характеристики n-GaN при различных температурах кристаллической решетки.

В постпробойных полях концентрация свободных электронов постоянна, однако линейный участок на ВАХ весьма короткий, поскольку с ростом поля трансформируется функция распределения электронов в зоне проводимости, и в результате меняется их подвижность. В определенной области полей благодаря интенсивной эмиссии оптических фононов функция распределения электронов становится существенно анизотропной, вытянутой вдоль направления электрического поля (квази-стриминг). Согласно теоретическим расчетам [5], это должно сопровождаться сублинейным ростом дрейфовой скорости электронов с полем, а затем ее насыщением. Видимо, этот механизм отвечает за универсальный характер сублинейности ВАХ, наблюдавшийся в наших экспериментах в постпробойных полях при температурах 4.2 и 77 К. При обеих температурах указанная сублинейность начинается в электрическом поле с напряженностью 3000 В/см, что с точностью 10% совпадает порогом стриминга, с рассчитанным методом Монте-Карло лля *n*-GaN [5].



Рис. 2 Полевая зависимость интегральной интенсивности электролюминесценции из *n*-GaN

Терагерцовая электролюминесценция экспериментально исследована при температуре жидкого гелия, ее интегральная интенсивность регистрировалось фотоприемником Ge:Ga, полоса чувствительности которого охватывает диапазон 40 – 130 мкм. Коротковолновое излучение отсекалось фильтром из черного полиэтилена. Установлено, что электролюминесценция имеет пороговый характер (см. рис. 2) и ее порог близок к порогу процессов ударной ионизации мелких доноров. проведены Были исследования электролюминесценции использованием с фильтров из BaF₂ и кварца, оптическое пропускание которых имеет сильную спектральную зависимость полосе В чувствительности используемого фотоприемника. Анализ этих данных показывает, что обнаруженная эмиссия терагерцового излучения может быть связана с

оптическими переходами электронов из зоны проводимости GaN на основной уровень доноров (c-1s), а также с внутрицентровыми переходами из возбужденного состояния в основное (2p-1s), диаграмма переходов показана на рис. 3. Для донорных атомов кремния эти переходы имеют энергии 30.4 и 22.5 мэВ соответственно, а для кислорода – 33.2 и 24.9 мэВ [6].



Рис. 3 Излучательные переходы в *n*-GaN на основные уровни доноров Si (сплошные стрелки) и O (штриховые стрелки).

Проведенные исследования указывают на перспективность использования эпитаксиальных слоев n-GaN для создания эмиттеров терагерцового излучения, работающих при температуре жидкого азота.

Работа поддержана грантами РФФИ и Министерства образования и науки РФ.

[1] S.G. Pavlov, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, V.N. Shastin, A.V. Kirsanov, H.-W. Hübers, K. Auen, H. Riemann, Phys. Rev. Lett., **84**, 5220 (2000).

[2] P.-C. Lv, R.T. Troeger, T.N. Adam, S. Kim, J. Kolodzey, I.N. Yassievich, M.A. Odnoblyudov, M.S. Kagan, Appl. Phys. Lett., **85**, 22 (2004).

[3] P.-C. Lv, R.T. Troeger, S. Kim, S.K. Ray, K.W. Goossen, J. Kolodzey, I.N. Yassievich, M.A. Odnoblyudov, and M.S. Kagan, Appl. Phys. Lett., **85**, 3660 (2004).

[4] S.A. Lynch, P. Townsend, G. Matmon, D.J. Paul, M. Bain, H.S. Gamble, J. Zhang, Z. Ikonic, R.W. Kelsall, P. Harrison, Appl. Phys. Lett., **87**, 101114 (2005)

[5] E.A.Barry, K.W.Kim, V.A. Kochelap, Appl. Phys. Lett., **80**, 2317 (2002).

[6] P.P.Paskov, B. Monemar, A. Toropov, J.P. Bergman, A. Usui, Phys. Stat. Sol. (c), 4, 2601 (2007).

Возможности нейтронных исследований характеристик магнитного слоя в осциллирующем магнитном поле

Ю.В. Никитенко

Объединённый институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри 6, Дубна, Московская обл., Россия E-mail: <u>nikiten@nf.jinr.ru</u>

Рефлектометрия поляризованных нейтронов является эффективным методом исследований слоистых магнитных структур. В своей стандартной реализации с использованием отражения тепловых поляризованных нейтронов от помещённой в постоянное магнитное поле слоистой структуры под углами скольжения в несколько миллирадиан [1], метод используется для определения пространственного профиля амплитуд ядерного (ядерный профиль) и магнитного рассеяния (магнитный профиль) нейтронов с пространственным разрешением до 1нм. Дополнительные возможности нейтронной рефлектометрии связаны с использованием отражения нейтронов от слоистой структуры, помещённой одновременно В постоянное магнитное поле И магнитное поле, осцилллирующее с некоторой определённой частотой. При совпадении частоты переменного магнитного поля с ларморовской частотой прецессии спина нейтрона вокруг вектора индукции магнитного поля в слоистой структуре реализуется нейтронный магнитный резонанс, вызывающий переход нейтронов с заселённого спинового состояния в незаселённое (спин-флип нейтронов). Это приводит к спин-флипному отражению нейтронов, зависящего от частоты переменного поля и используемого лля повышения точности абсолютных измерений индукции постоянного магнитного поля и магнитной проницаемости в переменном магнитном поле. На рис. 1 приведён пример расчёта прохождения нейтронов через магнитный слой, помещённый в постоянное и переменное магнитное поле. При расчёте использованы формулы, полученные в [2].

Видно из Рис. 1, что коэффициенты отражения примерно на порядок меньше коэффициентов пропускания для одних и тех же спиновых переходов. Изменить соотношение коэффициентов пропускания и отражения в сторону увеличения коэффициентов отражения и уменьшения коэффициентов пропускания можно, если использовать подложку с высоким потенциалом, чтобы нейтрон отражался от неё подбарьерно и проходил магнитный слой дважды.

На рис. 2 приведены зависимости коэффициента отражения $R^+(k_n)$ от перпендикулярной компоненты волнового вектора, которые демонстрируют зависимость отражения нейтронов от положения магнитного слоя M в слое C структуры $A/C_{L-X}/M/C_X/D$.

Видно из Рис. 2, что при изменении положения X магнитного слоя изменяется интенсивность и положение пика. Структуры 1 и 5, в которых позиции магнитных слоёв отличаются на 20 нм, показывают близкие зависимости при периоде стоячей нейтронной волны порядка 37 нм.



Рис. 1. Зависимости коэффициентов пропускания $T^{-+}(F_n)$ (штриховая линия), $T^{++}(F_n)$ (штрихпунктирная линия) и отражения R⁻⁺(F_n)(сплошная линия) и R⁺⁺(F_n)(штрихпунктирная линия) нейтронов от нормированной частоты F_n = F/F(B=1Tл) при волновом векторе нейтрона 0.009 Å⁻¹, толщине магнитного слоя L = 1мкм, индукции постоянного поля в слое 0.5 Тл, амплитуде индукции переменного магнитного поля 10⁻² Тл и напряжённости магнитного поля 10⁻³ Тл. Счёт надстрочных индексов "+(-)" в направлении справо налево.



Рис. 2. Зависимость $R^{+}(k_n)$ для структур: 1 - $A(L=20\,{\rm Hm},\,U_n=1.17{\times}10^{-4}{\mathring{A}}^{-2})/M(L=5\,{\rm Hm},\,B=0.5\,{\rm Tm},\,U_n=2.84{\times}10^{-5}{\mathring{A}}^{-2})/C(L=20\,{\rm Hm},U_n=2.84{\times}10^{-5}{\mathring{A}}^2)/D(U_n=1.17{\times}10^{-4}{\mathring{A}}^{-2}),\,2$ - $A/C(L_1=5\,{\rm Hm})/M/C(L_2=15\,{\rm Hm})/D,\,$ 3 - $A/C(L_1=10\,{\rm Hm})/M/C(L_2=10\,{\rm Hm})/D,\,$ 4 - $A/C(L_1=10\,{\rm Hm})/M/C(L_2=10\,{\rm Hm})/D,\,$

15нм)/М/С(L₂=5нм)/D и 5 - А/С(L=20нм)/М/D. Значения остальных параметров как в подписи к рис. 1.

[1] В.Л. Аксёнов, Ю.В. Никитенко, Нейтронная поляризационная рефлектометрия на импульсном реакторе ИБР-2. Кристаллография, 2007, т. **3**, с. 564-572.

[2] V.K. Ignatovich, Yu.V. Nikitenko, F. Radu, Experimental opportunity to investigate layered magnetic structure with the help of oscillating magnetic field, направлено в NIM, 2009.

Резонансные магнитооптические эффекты в наноперфорированных ферромагнитных пленках

В.В. Курин

Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия. e-mail: <u>kurin@ipm.sci-nnov.ru</u>

Исследованы резонансные механизмы усиления магнитооптических эффектов Керра и Фарадея в перфорированных ферромагнитных пленках. Показано, что магнитооптические эффекты могут быть значительно усилены как из-за замедления волн в нановолноводах, из-за внутренних резонансов, обусловленных отражением от границ пленки, а также из-за резонансных связей между волноводами из-за возбуждения поверхностных плазмонов. Исследованы частотные зависимости магнитооптических эффектов.

Магнитооптические эффекты, заключающиеся в изменении поляризации света при прохождении через ферромагнитный материал, или при отражении от него, интенсивно изучаются уже на протяжении времени И практически длительного используется для магнитооптической записи информации [1]. В данном докладе мы показываем, что магнитооптические эффекты могут быть значительно усилены в наноперфорированных ферромагнитных пленках из-за резонансного возбуждения и взаимодействия как замедленных волноводных мод, так и поверхностных плазмонов, дисперсия которых модифицируется существованием нановолноводов. Будем также считать, что нановолноводы образуют регулярную квадратную решетку и заполнены изотропным материалом с диэлектрической проницаемостью ζ , не зависящей от частоты. Общий вид подобной системы изображен на Рис. 1.



Рис. 1. Нановолноводы в ферромагнитной пленке В оптическом диапазоне частот гиротропия ферромагнетика связана с гироэлектрическим [1], механизмом обусловленным спин-орбитальным взаимодействием. Он проявляется только в недиагональных элементах тензора диэлектрической проницаемости, в то время как магнитная проницаемость равна единичному диагональному тензору $\mu_{ik} = \delta_{ik}$. Будем считать, что оси волноводов и направление намагниченности Μ совпадают и перпендикулярны поверхности пленки. Выбрав систему координат, ось z которой направлена вдоль направления намагниченности, а вектор $\mathbf{r}_{\perp}(x, y)$ лежит в перпендикулярной плоскости, мы придем к следующему выражению тензора диэлектрической проницаемости ферромагнетика

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & ig & 0\\ -ig & \varepsilon & 0\\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}, \tag{1}$$

 ε, η продольная поперечная где И диэлектрическая проницаемости, g - параметр гиротропии, пропорциональный величине намагниченности. Для оценки частотных зависимостей параметров ферромагнетика, примем модель эффективного магнитного поля. спин-орбитальное моделирующего взаимодействие [2]. Такая простая модель может быть получена путем строгого квантоворассмотрения механического в пределе. квазиклассическом Характерная величина этого магнитного поля составляет 100KGs, что дает оценку величины g на уровне 10^{-3} в оптическом диапазоне частот. Диагональные элементы тензора $\varepsilon \approx \eta \sim 1$ Отыскивая решения уравнений Максвелла в форме (**E**, **B**) ~ (**e**, **b**) exp{ $-i\omega t + im\varphi + ihz$ } и сшивая решения в наружной и внутренней областях из требования непрерывности тангенциальных (z, φ) компонент полей, мы получили дисперсионное уравнению, которое в случае слабой гиротропии имеет вид (2). Были введены безразмерные переменные (а-радиус нановолновода)

 $x = q_i a, y = -iq_e a, z = ha, u = \frac{\omega a}{c}, v = \frac{\omega_p a}{c}, \eta = 1 - \frac{v^2}{u^2},$

и сокращенное обозначение для функций

$$\left[\zeta f(x) - \eta F(y)\right] \left[f(x) - F(y)\right] - \frac{m^2 z^2}{u^2} \left(\frac{1}{x^2} + \frac{1}{y^2}\right)^2 = \frac{gm}{y^4 x^2} \left[(2z^2 + x^2)\left(x^2 f(x) + y^2 F(y)\right) + z^2(x^2 + y^2)\frac{\partial y^2 F(y)}{y \partial y}\right]$$
(2)

$$f(x) = \frac{J'_m(x)}{xJ_m(x)}, F(y) = -\frac{K'_m(y)}{yK_m(y)},$$
где J_m, K_m

фунции Бесселя и МакДональда. Левая часть уравнения представляет дисперсионное уравнение для волновода в изотропном, не ферромагнитном металле, правая часть выражает поправки 1-го порядка по *g* из-за гиротропии, снимающие вырождение по азимутальному индексу *m*. Падающей плоской волной могут быть возбуждены только волны с $m = \pm 1$, анализ которых мы и приведем для узких каналов *x*, *y* $\ll 1$. Выражая частоту *u*, продольное волновое число *z* и проницаемость η через поперечные волновые числа, используя невозмущенные дисперсионные соотношения $z^2 = (\zeta - 1)^{-1}(\zeta x^2 + y^2 - \zeta v^2), u^2 = (\zeta - 1)^{-1}(x^2 + y^2 - v^2)$ мы придём к замкнутому уравнению

относительно *x*, *y* , которое при использовании разложений $f = x^{-2} - 0.25$, $F = y^{-2} + \ln 2(\gamma y)^{-1}$,



Рис. 2. Расщепление дисперсионных кривых волноводных мод

справедливых в пределе узкого волновода и малости гиротропии *g* решается явно.

Характерные дисперсионные кривые показаны на Рис.2

При $h \to 0$ частоты мод стремятся к частоте поверхностного плазмона $\omega_{sp} = \omega_p (1+\zeta)^{-1/2}$.

Рассмотрим теперь вращение плоскости поляризации на оси волновода при распространении волны. При малой гиротропии мы можем воспользоваться правильными собственными векторами нулевого приближения и найти, что угол поворота поляризации, дающийся выражением

$$\theta = (h_1(\omega) - h_{-1}(\omega))d \approx \frac{\delta \omega d}{v_g}$$
, аномально велик

из-за сильного замедления волн в нановолноводе. Здесь $\delta \omega$ расщепление дисперсионных кривых с $m = \pm 1$, а v_{a} -

групповая скорость. Следует заметить, что замедление волн увеличивает также и затухание волноводных мод. Их характерная длина пробега порядка нескольких микрон. Рассмотрена задача о прохождении и отражении внешнего электромагнитного излучения при взаимодействии с такой наноперфорированной пленкой. Для этого мы должны решить задачу о возбуждении волноводных мод падающей волной на верхней границе и о возбуждении прошедшей и отраженной волны возникшими волноводными модами. Задача решается следующим образом. Хорошо известно [3], что малое, по сравнению с длиной волны в окружающем пространстве, отверстие в металле, может быть заменено эффективными электрическим и магнитными дипольными моментами, расположенных на обеих сторонах пленки, как показано на Рис. 3. Спецификой рассматриваемой гиротропной системы, в отличие от простого металла, является зависимость магнитных дипольных моментов, так что правильными векторами нулевого приближения являются $m_+ = m_x \pm im_y$ И если



Рис. 3. Отклик нанодырки на внешнее излучение. Эффективные дипольные моменты.

поляризуемость отверстия была бы известна, то рассеянное назад и прошедшее поле нашлось бы как поле излучение диполей. Для нахождения обобщенных поляризуемостей, вообще говоря, необходимо решать задачу самосогласованно. Однако, при сильном отражении волноводных мод от концов и слабой связи с внешним пространством поляризуемость отверстия будет определяться динамикой волн внутри волновода. Отсюда можно сделать вывод о резонансном усилении магнитооптических эффектов Керра и Фарадея в наноструктурированных ферромагнитных пленках, так как отрезок волновода представляет собой резонатор. Кроме того, нетрудно видеть, что расщепление резонансов в поляризациях $m = \pm 1$ будет равно расщеплению $\delta \omega$ дисперсионных кривых на Рис.2 и будет первого порядка по параметру гиротропии g. Работа поддержана РФФИ 08-02-00379-а.

- 1. Д. Мишин, Магнитные материалы, М., Высшая школа, 1991
- Р. Уайт, Квантовая теория магнетизма, М., Мир, 1985, стр. 197
- F.J. Garcia de Abajo, Light scattering by particle and hole arrays, Rev. Mod. Phys. 79, 1267 (2007)
- A. Zharov, V. Kurin, Giant resonant magneto-optic Kerr effect in nanostructured ferromagnetic metamaterials, J. Appl. Phys. 102, 123514 (2007)

Исследования магнитных свойств многослойных пленок с помощью рентгеновского излучения круговой поляризации

<u>М.А.Андреева¹</u>, Е.Е.Одинцова¹, А.Г. Смехова², F. Wilhelm², M. Jergel³,

E. Majkova³, B. Szymanski⁴, C. Dufour⁵, K. Dumesnil⁵, A. Rogalev²

¹ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

² European Synchrotron Radiation Facility, BP220, Grenoble, 38000, France

³ Institute of Physics SAS, Dubravska cesta 9, SK 842 28, Bratislava, Slovak Republic

⁴ Institute of Molecular Physics PAN, M. Smoluchowskiego 17, 60-179, Poznan, Poland

⁵ Laboratoire de Physique des Matériaux, Université H. Poincaré-Nancy I, BP 239, 54506 Nancy, France e-mail: Manreeva1@yandex.ru

Вблизи краев поглощения рентгеновское излучение становится магнитно-чувствительным, поскольку наблюдаемые резонансные переходы для таких энергий задействуют незаполненные внешние оболочки атомов, которые и являются носителями магнитных свойств. Наибольшие магнитные эффекты: круговой и линейный дихроизм (XMCD и XMLD), эффекты Керра, Фарадея, Фойгта и т.д., - наблюдаются для L_{2,3} и M_{4,5} краев поглощения.

Рефлектометрия ультратонких магнитных пленок на излучении, энергия фотонов которого соответствует краям поглощения интересующих нас элементов (то есть рентгеновская резонансная магнитная рефлектометрия - XRMS), применяется для определения не только усредненного магнитного момента резонансных атомов, но и для восстановления профилей изменения магнитного момента резонансных атомов [1-4].

Для проведения таких структурных исследований важно иметь спектральные зависимости компонент тензора восприимчивости для резонансных атомов вблизи краев Ŷ поглощения, и, в частности, «магнитную добавку» к тензору восприимчивости $\Delta \chi_{magn}$, которая не представлена в стандартных таблицах для амплитуд рассеяния [5-7]. Отметим, что даже «немагнитная» восприимчивость $\chi_{o}(\omega)$ вблизи краев поглощения приводится в этих таблицах с большой погрешностью. Измерение оптических констант в этих областях энергий фотонов представляет важную фундаментальную проблему.

Спектры ХМСD позволяют определить Im $\Delta \chi_{magn}(\omega)$, при этом Re $\Delta \chi_{magn}(\omega)$ обычно вычисляют с помощью преобразования Крамерса-Кронига. Экспериментально Re $\Delta \chi_{magn}(\omega)$ можно определить по фарадеевскому вращению рентгеновских лучей, проходящих через тонкую ферромагнитную плёнку [8], либо по смещению брэгговского пика при изменении энергии падающего излучения вблизи края поглощения [9]. Эти методы успешно применяются в случае мягкого рентгеновского излучения.

Мы предложили для случая жесткого излучения использовать рефлектометрические

кривые. Известно, что положение максимумов осцилляций Кизиха [10] вблизи критического угла существенно зависит от преломления в пленке. Метод можно считать аналогом фарадеевского вращения, но для геометрии отражения, поскольку здесь происходит сравнение разности набега фаз излучения с левой и правой круговой поляризацией при двукратном прохождении резонансной пленки.

Эпитакисальная многослойная пленка Nb(4 нм)/YFe₂(40 нм <110>)/Fe(1.5 нм)/Nb(50 нм) была изготовлена в Университете г. Нанси. Известно, что YFe₂ является слабым ферримагнетиком, в котором атомы Y имеют магнитный момент ~0.4 $\mu_{\rm B}$ на атом [11]. XAS, XMCD и XRMS в геометрии L-MOKE (рис.1) измерены на станции ID12 ESRF.



Рис. 1. Рефлектометрические кривые и их асимметрия по знаку круговой поляризации для излучения с энергией вблизи L₃ края поглощения Y. Точки эксперимент, линии – подгонка.

Кривые асимметрии отражения $(R_{+} - R_{-})/(R_{+} + R_{-})$ оказались очень

чувствительны не только к величине $\Delta \chi_{magn}$, но Обработка И $\chi_{\alpha}(\omega)$. данных позволила получить абсолютные значения $\chi_{o}(\omega)$ И $\Delta \chi_{magn}(\omega)$ слоя YFe₂ (рис.2). Результат удивительно хорошо согласуется с соответствующим образом нормированными экспериментальными спектрами XAS и XMCD и их Крамерс-Крониг преобразованиям, однако, Re $\chi_{\alpha}(\omega)$ значительно абсолютные значения различаются.



Рис.2.

Задача восстановления профиля изменения наведенного магнитного момента на резонансных атомах Au решалась для структуры [Co (4.8 нм) / Au (1.2 нм)]₁₀, изготовленной в

условиях UHV (10⁻⁹ мб) на подложке Si/SiO₂ (Институт физики г. Братислава).



Высокое качество многослойки подтверждает наличие брэгговских максимумов 4^х порядков на рефлектометрических кривых (Рис.3). Известно, различные порядки что отражения характеризуют различные слои в периоде повторения структуры. Поэтому асимметрия спектров отражения по знаку круговой измеренная в 4х поляризации, порядках брэгговского отражения (рис.4), позволила восстановить профили изменения наведенного магнитного момента на атомах Аи, которое оказалось несимметричным в интерфейсах и осциллирующим по глубине слоя (рис.5). Результат можно понять, если обратиться к расчетам магнитного момента атомов Аи в атомных монослоях вблизи границы раздела с магнитным слоем Со [12].







Работа поддержана РФФИ (гранты №07-02-00324 и №09-02-01293)

- Seve L., Jaouen N., Tonnerre J. M., et.al., Phys. Rev. B, 60, 9662 (1999).
- [2] Jaouen N., van der Laan G., Johal T. K., et.al., Phys. Rev. B, 70, 094417 (2004).
- [3] Marrows C. H., Steadman P., Hampson A. C., et.al., Phys. Rev. B, 72, 024421 (2005).

- [4] Andreeva M.A., Smekhova A.G., Lindgren B., Björck M. and Andersson G., JMMM 300, e371 (2006).
- [5] <u>http://physics.nist.gov/PhysRefData/</u> /contents.html.
- [6] <u>http://phenix-online.org/cctbx_sources/cctbx/</u>/reference/.
- [7] http://www.esrf.eu/computing/scientific/ /xop2.0/.
- [8] Kortright J. B., Rice M., Carr R., Phys. Rev. B, 51, 10240 (1995).
- [9] Sacchi M., Hague C.F., Gullikson E.M, et.al., Phys. Rev. B, 57, 108 (1998).
- [10] Kiessig H. Ann.der Physik 10, 715 (1931).
- [11] Dumesnil K., Dutheil M., Dufour C., et.al., Phys. Rev. B, 62, 1136 (2000).
- [12] Šipr O., Minár J., Vackář J. and H. Ebert, Phys. Rev. B, 75, 134422 (2007).

Магнитооптические свойства ферромагнитных гетероструктур, содержащих квантовую яму InGaAs/GaAs с туннельно-близким

δ-слоем Мп

<u>С.В. Зайцев¹</u>, В.Д. Кулаковский¹, М.В. Дорохин², Ю.А. Данилов², П.Б. Демина², О.В. Вихрова², Б.Н. Звонков²

¹Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка, Россия

²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, Россия e-mail: szaitsev@issp.ac.ru

Гетероструктуры основе на ферромагнитного (ФМ) полупроводника Ga1-_xMn_xAs заслуживают особого внимания с точки зрения применений. Такие структуры инжекции перспективны для спинсветоизлучающих поляризованных дырок в структурах [1]. δ-легирование диодных гетероперехода атомами Mn позволяет повысить температуру Кюри T_c до 250 К за счет перекрытия волновых функций 2D-дырок с бслоем Mn [2]. Однако попадание Mn непосредственно в 2D канал ведет к низким значениям подвижности носителей (< 10 cm²/В·с), а также к подавлению излучательной рекомбинации. Пространственное разделение 2D канала и дельта-слоя магнитной примеси позволяет преодолеть данную проблему и создавать структуры, сочетающие высокие значения эффективности фотолюминесценции (ФЛ) и подвижности дырок (~ 1000 cm²/В·с) [3].

В работе исследованы магнитооптические свойства структур с квантовой ямой (КЯ) InGaAs/GaAs и туннельно-близким б-слоем Mn (толщиной менее монослоя). Структуры были выращены комбинированным методом МОСгидридной эпитаксии и лазерного распыления. Схемы исследованных структур показаны на вставках рис.1. Изолирующий или легированный буферный слой GaAs (~500 нм), б-слой С и нижний спейсерный слой GaAs (3-10 нм), квантовая яма (КЯ) $In_{x}Ga_{l,x}As$ (x = 0.16-0.26) толщиной 9-10 нм и верхний спейсерный слой GaAs ~ 3 нм растились эпитаксиально при температуре 550°С на подложках *i*-GaAs (001). Затем в том же реакторе при температуре 400-450°С наносились δ-слой Мп и покровный слой GaAs (~30-40 нм) путем лазерного распыления мишеней металлического ИЗ Mn И нелегированного GaAs. соответственно. Контрольная структура (# 4847) содержала бслой углерода вместо Мп. Использование позволяет лазерного метода понизить температуру нанесения марганца до 400°С и таким образом минимизировать диффузию атомов Mn. Диффузия Mn даже при этой температуре процесса приводит к размытию δслоев на расстояние ~ 1 - 2 нм и, следовательно, к проникновению Mn в KЯ, что приводит к существенной деградации ее оптических и транспортных свойств при толщине спейсера ≤ 2 нм.



Рис.1. Спектры фотолюминесценции при T = 8 К.

Изучение транспортных свойств этих структур показало возможность достижения высокой подвижности носителей в 2D канале, на два порядка превосходящей значения для объемного Ga_{1-х}Mn_xAs, сохраняя в то же время влияния ФМ слоя на транспорт носителей [3]. Температурная зависимость сопротивления позволяет оценить значения $T_c \sim 30 - 35$ K [4]. На рис.1 представлены спектры фотолюминесценции (ФЛ) КЯ для исследованных структур при В = 0 и 5 Тл. Ширина линий на полувысоте составляет более 7 мэВ, что свидетельствует о высокой степени беспорядка в КЯ. Интенсивность линии КЯ в структурах с бслоем Mn (3831) на два порядка ниже, чем в структуре 4847, что позволяет сделать вывод о доминирующем вкладе именно δ-слоев Mn в безызлучательную рекомбинацию. В магнитном поле во всех структурах о-поляризованная

компонента выше по энергии, чем σ^+ компонента (рис.1). В структурах с б-слоем Мп степень циркулярной поляризации ФЛ Р_С(В) имеет положительный знак и превышает 20% при B = 5 Тл в области температур до 20 К. В то же время в немагнитной структуре $P_{C}(B) < 0$ и мало по абсолютной величине(<1%). Во всех магнитных структурах при энергии ~ 1.41 эВ наблюдалась линия, соответствующая переходу электрон-нейтральный акцептор Mn, с четкими ТА- и LO-повторениями (рис.1), характерная для сильно разбавленного Ga_{1-х}Mn_xAs. Мы относим эту линию к рекомбинации фотовозбужденных электронов в GaAs барьере на нейтральных акцепторах Mn (e-A^O), продиффундировавших из δ-слоя Мп.

На рис. 2 видно, что при низких температурах $P_C(B)$ структуры с δ -слоями Мп (# 4831-4838) демонстрирует быстрый рост в магнитных полях < 0.5-0.7 Тл и слабых медленный при В > 1 Тл. Отметим, что структуры легированным буфером с демонстрируют более резкий рост $P_C(B)$, что, повидимому, связано с особенностями зонной схемы. Отсутствие насышения $P_C(B)$

свидетельствует о микроскопической неоднородности δ-слоя Mn и разбиении его на ΦM и парамагнитные области, аналогично толстым (> 100 нм) ΦM эпитаксиальным слоям Ga_{1-x}Mn_xAs [5].

С ростом температуры быстрый рост в малых полях исчезает. Такое поведение характерно для полупроводников с Mn, в которых расщепление уровней электронов (дырок) в магнитном поле определяется их обменным взаимодействием с ионами Mn. Так, в образце #4838 величина Р_С(В) слабо изменяется вплоть до T~15 К. Такое поведение свидетельствует том, что поляризация 0 носителей в КЯ происходит вследствие их взаимодействия с ионами Mn в ферромагнитном δ-слое, удаленном от КЯ на расстоянии 3 нм, а не с парамагнитными ионами Mn. продиффундировавшими в КЯ во время роста структуры. Спиновое расщепление оптических переходов $\Delta E(B)$, в отличие от немагнитной структуры, также демонстрирует нелинейное поведение с быстрым ростом в слабых полях, что коррелирует с поведением $P_C(B)$ (рис. 2).



Рис. 2. Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации ФЛ и расщепления оптических переходов.

- [1] Ohno Y., Young D.K., Beschoten B. *et al.*, Nature **402**, 790 (1999).
- [2] Nazmul A.M., Amemiya T., Shuto Y. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 017201 (2005).
- [3] Б.А. Аронзон, А.С.Лагутин, В.В. Рыльков и др., Письма в ЖЭТФ 87, 192 (2008).
- [4] S.V. Zaitsev, V.D. Kulakovskii, M.V. Dorokhin *et al.*, Physica E (2009), принята в печать.
- [5] V.F. Sapega, M. Ramsteiner, O. Brandt *et al.*, Phys. Rev B **73**, 235208 (2006).

Осаждённые из лазерной плазмы наноразмерные слои ферромагнитных полупроводников и сплавов Гейслера на основе кремния, германия и 3d- металлов Cr, Mn, Fe и Co

<u>Е.С.Демидов¹</u>, В.В.Подольский², В.П.Лесников², М.В.Сапожников³, Б. А. Грибков³, Д.О. Филатов¹, С. Н. Гусев¹, С. А. Левчук¹

¹⁾Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского,

проспект Ю. Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия

²⁾Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, проспект Ю. Гагарина, 23, Нижний

Новгород, Россия

³⁾Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

e-mail: <u>demidov@phys.unn.ru</u>

Разбавленные ферромагнетики на основе легированных 3d-примесями группы железа III-V соединений И элементарных полупроводников германия и кремния вызывают большой интерес в связи с перспективами создания на их основе новых устройств спинтроники. Ранее [1-5] показана возможность получения осаждением из лазерной плазмы тонких (толщиной 50-110 нм) споёв магнитных полупроводников разбавленных на основе соединений $A^{3}B^{5}$ (PMII) антимонидов галлия и индия, арсенида индия, с примесью Mn, Ge и Si с примесями Mn или Fe на монокристаллических положках арсенида галлия или сапфира, в которых при температурах до 500 К проявлялись признаки ферромагнетизма. В последнее время существенный прогресс в реализации GMR с эффективностью 40-200% при комнатной температуре был достигнут в туннельных структурах спинового клапана на основе монокристаллических эпитаксиальных слоёв сплавов Гейслера – интерметаллических соединений 3d- металлов с кремнием: Co₂MnSi [6], Fe₂CrSi [7], Co₂Mn_{1-x}Fe_xSi [8], Co₂FeSi [9], $Co_2FeAl_{0.5}Si_{0.5}$ [10]. В настоящем докладе представлены результаты исследования наноразмерных слоёв РМП Ge:(Mn,Al)/GaAs Ge:(Mn,Al)/Si и сплавов Гейслера Co₂MnSi/Si, CoCrFeSi/Si, Co₁₋xMn_xSi/Si И Co_xSi_y/Si, осаждённых при температурах 150-500°С.

Лазерного напыление слоёв толщиной 30-100 нм производилось как и в [1-5] на 20-570°C подогретые пластины до монокристаллического GaAs, кремния или сапфира на лазерной установке LQ 529 нового поколения Белорусской фирмы «Солар ЛС» с АИГ:Nd активным элементом на И возможностью испарения мишени излучением на второй и третьей гармониках. Содержание 3dрентгеновской контролировалось примеси фотоэлектронной спектроскопией (РФЭС) и Оже спектроскопией. Проводились измерения ФМР в полях до 1.5 Тл на ЕМХ Bruker ЭПР спектрометре, эффекта Холла И электропроводности в полях до 0.75 Τл совместно с данными магнитооптического эффекта Керра (МОЭК), атомно-силовой (АСМ) и магнитно-силовой (МСМ) зондовыми микроскопиями.

Установлена интересная возможность лазерного синтеза при низкой температуре роста ферромагнитных слоёв Ge:(Mn, Al)/GaAs или Ge (Mn, Al)/Si с 13 ат. % марганца с T_c> 300К. Эти слои отличаются неожиданной, необычной угловой зависимостью ФМР с усилением вместо ослабления намагниченности при нормальной ориентации магнитного поля. Такое поведение свидетельствует 0 сильной внутренней анизотропии в плёнках Ge:(Mn, Al)/GaAs с осью лёгкого намагничивания, ориентированной нормально к её плоскости. Природа этой анизотропии связана может быть с сушествованием в плёнках иглоподобных областей с повышенной намагниченностью, ориентированы перпендикулярно которые плоскости магнитного слоя. Наноразмерные иглообразные включения состава Ge_{0.83}Mn_{0.17} непосредственно наблюдали авторы [11] С помощью НТМЕ в осаждённых МВЕ при 80°С слоях Ge_{0.95} Mn_{0.05}/Ge(100). Наличие такого рода намагниченности перпендикулярно плоскости слоя в наших образцах подтверждается данными МСМ бокового скола.

Сильный ферромагнетизм 50 нм слоёв сплава Гейслера Со₂MnSi осаждённых при 300°С как на кремниевых подложках с ориентацией (100) или (111), так и на GaAs(100)проявился в анизотропном ФМР (Рис.1), АЭХ при 77К и 293К, нелинейном и гистерезисном МОЭК при 293К. По данным ФМР концентрация магнитных ионов марганца равна 5·10²¹ см⁻³. Температурная зависимость ФМР на рис.1 показывает, что точка Кюри составляет величину около 500K. Гальваномагнитные измерения показали полуметаллическую дырочную проводимость с $(4-9) \cdot 10^{21}$ концентрацией дырок CM^{-3} . 10-30 см²/ $B \cdot c$, нелинейным подвижностью АЭХ и отрицательным безгистерезисным магнетосопротивлением (0.6-1)·10⁻³ в поле 0.75 Тл при 77 и 293К.

Во втором варианте осаждённых из лазерной



Рис.1 Спектры ФМР 50 нм слоя сплава Гейслера Co₂MnSi/GaAs сверху при комнатной температуре при двух ориентациях магнитного поля, снизу температурная зависимость ФМР того же образца нормальной при ориентации магнитного поля.

плазмы при 300°С 50 нм слоёв сплава Гейслера Fe₂CrSi на подложках GaAs при 293К наблюдалась характерная плоского для угловая анизотропия ферромагнетика в поглощении СВЧ с ростом магнитного поля. Ферромагнетизм проявился и в АЭХ при 77 и 293К с коэрцитивной силой ≈300 Гс. При 293К слои характеризуются металлической дырочной проводимостью с концентрацией носителей тока $4 \cdot 10^{22}$ см⁻³ и подвижностью 1 см²/В·с. С понижением температуры до 77К концентрация дырок уменьшалась на порядок, подвижность возрастала до 8 см²/В·с.



Рис.2. Магнитно-полевая зависимость холловского сопротивления слоёв CoSi/Si(100) при 77К – серые кривые и комнатной температуре – чёрные кривые.

Обнаружено ферромагнитное поведение в осаждённых из лазерной плазмы слоях CoSi. Замечательно, что наиболее сильный гистерезисный АЭХ наблюдался в случае слоёв осаждённых на кремниевую подложку с ориентациями (100)И (111).Рис.2 демонстрирует АЭХ при 77 и 293К. Как видно, при обеих имеет место температурах нелинейный гистерезисный АЭХ. Коэрцитивная сила при комнатной температуре 0.01 Тл, при 77К особенно велика и составляет около 0.3 Тл. характеризуются полуметаллической Слои дырочной проводимостью с концентрацией дырок $1.6 \cdot 10^{21}$ см⁻³ и сравнительно высокой их подвижностью $\approx 30 \text{ см}^2/\text{B·c.}$

Обнаружена аномальная угловая зависимость ФМР в слоях Ge:Mn, осаждённых при пониженной температуре 150°C. свидетельствующая о наличии иглообразных ферромагнитных включений, ориентированных нормально к плоскости плёнки. Показана возможность успешного лазерного синтеза наноразмерных слоёв сплавов Гейслера Co₂MnSi с точкой Кюри 500К и Fe₂CrSi с точкой Кюри свыше комнатной температуры. Обнаружен ферромагнетизм в осаждённых из лазерной плазмы на кремниевую подложку слоях CoSi с гистерезисным АЭХ нелинейным И и сравнительно высокой подвижностью дырок. Такие слои особенно интересны лля совместимой с кремниевой технологией спинтроники.

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-17362, 08-02-01222, МНТЦ G1335, Рособразования РНП 2.1.1/2833, частично выполнялась в сотрудничестве с Курчатовским институтом по контракту с ФАИ № 02.513.11.3176 от 20.04.2007 (шифр 2007-3-1.3-07-07-098).

- [1] Данилов Ю. А., Демидов Е. С., Дроздов Ю. Н. и др., ФТП, **39**, 8 (2005).
- [2] Danilov Yu. A., Demidov E. S., Drozdov Yu. N. et al., JMMM, **300**, e24 (2006).
- [3] Демидов Е. С., Данилов Ю. А., Подольский В. В. и др., Письма в ЖЭТФ, **83**, 664 (2006).
- [4] Демидов Е. С., Подольский В. В., Лесников
- В. П. и др., ЖЭТФ, **133**, 1 (2008).
- [5] Demidov E.S., Aronzon B.A., Gusev S.N, et al, JMMM (2009) (accepted, in print).
- [6] Ishikava T. et al, J.Appl.Phys, **103**, 07A919 (2008).
- [7] S. Yoshimura et al, J.Appl.Phys, **103**, 07D716 (2008).
- [8] Schmalhorst J et al, J.Appl.Phys, **104**, 043919 (2008).
- [9] Gercsi Z. et al, Appl. Phys. Lett., **89**, 082512 (2006).
- [10] Tezuka N. et al, Appl. Phys. Lett., 89, 252508 (2006).
- [11] A.P. Li, C. Zeng et al, Phys. Rev. B, 201201® (2007).

Влияние кислородных вакансий на ферромагнетизм магниторазбавленных оксидных полупроводников

<u>Р.И. Хайбуллин^{1*}</u>, В.В. Базаров¹, Ю.Н. Осин¹, Ш.З. Ибрагимов², Л.Р. Тагиров^{1,2}

¹ Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, ул. Сибирский тракт 10/7, г. Казань, Россия ² Казанский государственный университет, ул. Кремлевская 18, г. Казань, Россия

*e-mail: rik@kfti.knc.ru

Синтез И исследование магнитных полупроводников является одной из актуальных задач современной физики. Недавно было установлено, что широкозонные полупроводники оксидного ряда, такие как TiO₂, ZnO и др., содержащие в качестве примеси 3d-элементы (1-10 ат.%), проявляют ферромагнитные свойства при комнатной температуре [1,2]. Однако, физическая природа ферромагнетизма в этом новом классе магнитных материалов, известных в научной литературе как магниторазбавленные оксидные полупроводники, является предметом острых научных дискуссий. Не ясно, в какой степени ферромагнетизм обусловлен непрямым обменным взаимодействием между магнитными ионами примеси (Co²⁺, Fe³⁺, Mn²⁺ и др.) в структуре оксидного полупроводника, например, через электрон, локализованный на кислородной вакансии, и в какой степени - преципитацией примеси в форме магнитных наночастиц, диспергированных в полупроводниковой матрице [1,2]. С целью внести ясность в этот вопрос, МЫ разработали методики no пространственному контролируемому перемещению имеющихся (или инжекции новых) кислородных вакансий в заданную оксидного полупроводника область путем приложения электрического потенциала.

В качестве объекта исследований служили образцы магниторазбавленного оксидного полупроводника Со_{0 015} Ті_{0 985}О_{2-б}, полученного имплантацией ионов путем кобальта в монокристаллические пластинки рутила TiO₂ с оригинальных использованием приемов, описанных в работе [3]. Образцы проявляли ферромагнитный отклик вплоть до температуры T_c~830 К с характерной для ферромагнитных пластин анизотропией "легкая плоскость".

В результате наших экспериментов по перемещению кислородных вакансий в данном ферромагнитном полупроводниковом материале или инжекции в его объем новых вакансий, нам удалось создать в нем пространственно разделенные области, как с повышенным, так и с пониженным содержанием вакансий. Магнитные измерения показали, что величины спонтанного магнитного остаточного момента, и регистрируемые при комнатной температуре, в среднем в 3-4 раза больше для области материала с повышенным содержанием вакансий, чем это

имеет место для области с пониженным содержанием последних (см. рис.1). Области с усиленным ферромагнетизмом проявляют необычную по отношению к исходному материалу магнитную анизотропию "тяжелая плоскость", при этом, согласно данным микроанализа, электромиграция элементного примеси кобальта не наблюдается.





В эксперименты заключение, наши указывают на значительную роль кислородных вакансий на проявление ферромагнетизма в TiO₂, содержащем имплантированную примесь величины кобальта. Методика контроля ферромагнитного отклика в магниторазбавленных оксидных полупроводниках путем обратимого процесса перемещения кислородных вакансий может найти применение при конструировании новых приборов спинтроники.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 07-02-00559а, и "Физика Программы ОФН РАН новых материалов и структур".

[1] Janisch R., Gopal, P. and Spaldin, N.A., J. Phys.: Condens. Matter., 17, R657 (2005).

[2] Chambers, S. A., Surf. Sci. Reports 61, 345 (2006).

[3] Хайбуллин, Р.И., Тагиров, Л.Р., Базаров, В.В., Ибрагимов, Ш.З., Файзрахманов, И.А. Заявка № 2007141337 на выдачу патента РФ.

Нейтроны в нанодиагностике и исследованиях наноматериалов

В.Л.Аксенов^{1,2}

¹ Российский научный центр «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова 1, Москва, Россия ² Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна, Моск. обл., Россия e-mail: <u>aksenov@kiae.ru</u>, <u>aksenov@nf.jinr.ru</u>

Использование нейтронов позволяет контролировать реализацию условий получения наноматериалов, то есть производить нанодиагностику, а также исследовать происходящие в них явления. В ряде случаев возможности нейтронов являются уникальными, что обусловлено особенностями взаимодействия нейтронов с веществом.

- Нейтроны взаимодействуют с ядрами, а не с электронными оболочками. Длина рассеяния может сильно отличаться для изотопов одного элемента. Отсюда следует мощный метод изотопного контраста, а также возможность видеть легкие атомы на фоне тяжелых. Особенно ярко возможности нейтронографии проявляются в системах, содержащих водород, таких как полимеры, биологические системы, органические и водные растворы.
- Нейтрон имеет собственный магнитный момент. Поэтому нейтронография – прямой метод диагностики магнитных структур, как в объеме, так и на поверхности. Особенно эффективны пучки поляризованных нейтронов.
- Нейтрон взаимодействует с веществом слабо, поэтому он не разрушает даже деликатные биологические системы и может глубоко проникнуть в образец, что важно при изучении объемных свойств.
- Благодаря высокой проникающей способности нейтрона нейтронография имеет широкие возможности использования непосредственно в эксперименте устройств, дополнительных таких как камеры высокого давления, печи, сложные криостаты, электромагниты.

В основе нейтронной нанодиагностики лежит нейтронная оптика и спектроскопия. В настояшее время особенно активно используются все разделы нейтронной оптики дифракция. малоугловое рассеяние и рефлектометрия (рассеяние при скользящем угле падения). При этом надо заметить, что развитие рефлектометрии непосредственно связано с наносистемами и нанотехнологиями. Она начала активно развиваться после того, как в 1980-х годах были разработаны технологии получения слоистых наноструктур.

В последнее десятилетие помимо техники зеркального отражения, которая дает

информацию о структуре по глубине образца, успешное развитие получила техника незеркального (диффузного) рассеяния, которая дает информацию об изменениях структуры в плоскости образца по одной из координат. Наконец, в последние годы начала развиваться техника малоуглового рассеяния вблизи угла скольжения, которая дает информацию об изменениях структуры в плоскости образца по другой координате. Таким образом, появляется возможность полного исследования структуры низкоразмерных систем на наноуровне.

R качестве примера нейтронной нанодиагностики обсуждается исследование магнитной полимерной слоистой структуры, представляющей собой симметричную полистерин-блок-полиметалкрилат (дейтерированный) P(s-d-MMAd) ламеллярную тонкую пленку, являющейся самоорганизованной матрицей для ламеллярного расположения наночастиц магнетита Fe₃O₄. Самоорганизующиеся пленки полимерные являются весьма перспективными искусственно создаваемыми функциональными материалами, в которых полимерная матрица служит средой для наночастиц с различными свойствами.

В рассматриваемом примере материал получается с помощью послойного перемешивания компонент вращением (spincoating). Базовая матрица в виде ламеллярной структуры образуется в результате отжига. Магнитные наночастицы, введенные в один из диблок сополимеров, образуют нанолисты, размеры которых зависят от концентрации наночастиц. Задача состоит в исследовании устойчивости структуры такой композитной полимерной пленки. Проблема стабильности получаемых в результате самосборки структур является общей для нанотехнологий. Когда найдены условия стабилизации нового материала, можно начинать изучать его физические свойства, нашем случае в магнитные.

Как видно из рис. 1, наночастицы магнетита собираются в PS слоях и тем самым уходят от взаимодействия с PBMA. Это новое явление. Еще в 1907 г. Пиккеринг установил, что смеси стабилизируются наночастицами, которые располагаются по границам раздела компонент. Здесь же наночастицы упорядочиваются в нанолистах внутри слоев сополимерной многослойной пленки.



P(d-S-b-BMA) + Fe₃O₄, отжиг при 160° С в течение 3-х час.

Рис.1 Распределение наночастиц магнетита (точки) в P(d-S-BMAd) в зависимости от их концентрации, полученное из экспериментальных данных по зеркальному и незеркальному рассеянию нейтронов

С структурной точки зрения введение примесей приводит к следующим изменениям. Увеличивается полная толщина композитной пленки D. Это увеличение обусловлено увеличением толщины каждого бислоя L, что в свою очередь вызвано увеличением толщины L_{ps} слоя PS.

Наблюдается заметное увеличение параметра шероховатостей σ , что означает ослабление устойчивости композита. Об этом же свидетельствует поведение корреляционной длины в слое (размер в плоскости домена) ξ . Уменьшение параметра Е означает, что меняются параметры границ между слоями и что упругость у между двумя полимерами уменьшается. Это служит еще одним указанием на уменьшение устойчивости композита. Уменьшение параметра комформности ζ означает увеличение несовпадения границ шероховатостей между слоями и доменов.

Использование нейтронной оптики в исследованиях нанометериалов рассмотрены на примере изучения влияния сверхпроводимости (СП) на ферромагнетизм (ФМ) в слоистых наноструктурах. В пионерских экспериментах с использованием ферромагнитного резонанса [1] наших экспериментах И затем в по поляризованных рефлектометрии нейтронов [2, 3] было показано, что в системе СП/ФМ при определенных составах и толщинах слоев ниже температуры сверхпроводящего перехода намагниченность ФМ слоя заметно уменьшается - до 60% в [1], что может свидетельствовать о переходе ФМ слоя в криптоферромагнитное состояние в результате эффектов близости.

Однако, как показывают нейтронные исследования, картина изменения магнитного состояния является более сложной.

В докладе обсуждаются недавние эксперименты, проведенные на реакторах ИБР-2 в Дубне и HFR в Гренобле с изготовленной в ИФМ РАН системой СП Nb(50нм) - ФП ⁵⁷Fe(3.9нм) – СП [Si(3.4нм)/Mo(3.4нм)]₄₀ при температурах от 2 до 60 К и внешних магнитных полях H = 225, 500, 750, 1000 Э. Средняя намагниченность в ФМ слое уменьшается на 30% после первого (9.2 К) и на 95% после второго СП перехода ($T_c = 4.5$ K). Магнитное состояние ФМ слоя меняется как вглубь структуры, так и в ее плоскости. Уменьшается локальный магнитный момент в отдельном домене, а также возрастает степень разупорядоченности направлений магнитных моментов в различных доменах. При T = 2 Kнаблюдаются вихри Абрикосова, линейный размер которых равен 10 нм.

Обсуждаются механизмы влияния СП на ФМ состояние. Предложен новый метод измерения слабых магнитных сигналов в слоистых наноструктурах, основанный на резонансном усилении поля стоячих поляризованных нейтронных волн.

- [1] Garifullin, I. A., Tikhonov, D. A., Garif'yanov,
- N. N. et al., Appl. Magn. Reson., 22, 439 (2002).
- [2] Aksenov, V. L., Jernenkov, K. N., Khaidukov, Yu. N. Et al., Physica B, **356**, 9 (2005).
- [3] Аксенов, В. Л., Никитенко, Ю. В., Петренко,
- А. В. и др., Кристаллография, **52**, 403 (2007).

Современные экспериментальные исследования по перемагничиванию наноструктур спин-поляризованным током

А.А.Бухараев

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, ул. Сибирский тракт 10/7,

Казань, Россия.

Казанский государственный университет, ул. Кремлевская 18, Казань, Россия e-mail: a bukharaev@kfti.knc.ru

В последнее время активно изучаются процессы взаимодействия спин-поляризованного (СП) тока с магнитными материалами [1-8]. Эти исследования были стимулированы работами Slonczewski [9] и Berger [10], в которых было показано, что СП ток, инжектированный в магнитный слой, будет воздействовать на намагниченность этого слоя благодаря обменному взаимодействию между инжектированными электронами И локализованными электронами решетки. Согласно теории Слончевского-Берже спиновый передается от инжектированных момент электронов к локализованным электронам решетки магнитной В виде вращающего (spin torque), что (крутильного) момента приводит к прецессии или переориентации магнитных моментов атомов решетки. Этот квантовый эффект принято называть эффектом спиновой передачи момента STT (spin transfer torques). Дальнейшие теоретические исследования показали, что изменение ориентации намагниченности возможно также и за счет эффективного магнитного поля, которое формируется в слое из-за неравновесной спиновой поляризации, возникающей при инжекции в него СП тока [4]. Величина такого поля зависит от плотности СП тока.

Исследования последних лет показали, что эффект STT может быть использован при создании элементной базы спинтроники (спиновой электроники), в которой основой для функционирования различных логических и устройств запоминающих является не количество проходящих через них электронов, а Больше всего ориентация их спинов [3]. привлекает возможность создания на его основе устройств со сверхплотной магнитной памятью произвольной адресации MRAM (Magnetic Random Access Memory), в которых отдельные магниторезистивные ячейки памяти скачком изменяют свое сопротивление не за счет изменения приложенного внешнего магнитного поля, а при преодолении током, протекающего некоторого порогового значения через них, через них, некоторого порогового значения (порядка 10⁸ A/cm²) [1]. На первых этапах исследований казалось, что такая плотность тока представляется чрезмерно высокой. Однако если размеры магнитной структуры (ячейки памяти) уменьшить до нескольких десятков нанометров, то она вполне достижима. Например, в наноразмерых контактах с баллистической проводимостью можно достигать плотности тока до 10⁸ A/см² без их термического разрушения [11].

В России в этом направлении ведутся преимущественно теоретические исследования экспериментальных [4-7]. Проведение исследований осложнено необходимостью использования самых современных методов нанолитографии при создании многослойных структур, высокими требованиями к качеству образцов (в частности, толщина чередующихся слоев магнитных и немагнитных металлов задаваться субнанометровой должна с точностью).

С точки зрения практического использования эффекта STT наиболее актуальными остаются задачи уменьшения величины плотности критического тока и размеров структурных элементов, увеличение скорости их переключения и устойчивая работа при комнатной температуре [3].

За рубежом экспериментальные исследования STT эффекта в различного типа наноструктурах ведутся широким фронтом [1-3]. Большое внимание привлекает перемагничивание СП током изолированных магнитных наночастиц с квантованными уровнями энергии [12, 13]. Наличие таких уровней приводит к заметному увеличению времени спиновой релаксации и, как следствие, к уменьшению величины критического тока.

Одним из экспериментальных методов, который успешно используется для изучения перемагничивания СП эффектов током наночастиц, является SP STM (spin-polarized scanning tunnelling microscopy) [14]. В нем источником СП обычно тока является ферромагнитная игла сканирующего туннельного микроскопа (СТМ). Из-за крутой экспоненциальной зависимости туннельного тока от величины зазора между кончиком иглы СТМ и поверхностью образца диаметр канала, по которому течет СП ток, составляет около 0.5 нм, что обеспечивает плотность тока 2.5×10^8 A/cm² [15]. ло Нелавно было продемонстрировано, что с помощью СП туннельного тока в вакууме при низких температурах перемагничивать можно наночастицы железа с размерами от 2 до 6 нм. Важно, что величина тока, протекающего между ферромагнитной иглой и магнитным нанообъектом на поверхности, зависит от взаимной ориентации их магнитных моментов [14]. В силу этого с помощью SP STM можно определять направление намагниченности не только в наночастицах, но даже у отдельных атомов ферромагнитных металлов, адсорбированных на поверхности [16].

Достаточно широко используются при формировании и исследовании STT точечные контакты (point contact), в которых острая ферромагнитная игла механически касается ферромагнитной поверхности [17,18]. При этом диаметр контакта, через который течет СП ток, может достигать 100 нм. Этого достаточно, чтобы добиться плотности тока 6х10⁸ А/см² [18]. Для того, чтобы исключить взаимное перемагничивание иглы и поверхностного слоя между ними размещается немагнитный металл (медь, например) или туннельно-прозрачный слой диэлектрика (обычно AlO_x или MgO) [3].

С технологической точки зрения наиболее отработаны методы получения структур с эффектом STT виде в «наностолбиков» (nanopillars), диаметром порядка 100 нм, в которых чередуются ферромагнитные И неферромагнитные слои нанометровой толщины. Исследованию таких структур посвящена основная часть экспериментальных работ [1,19, 20].

В последнее время появляется все больше работ, посвященных созданию и исследованию наноструктур с STT эффектом, перспективных для производства на их основе конкурентоспособных устройств памяти. В 2008 году Южно-Корейская и Американская компании (Hynix Semiconductor Inc. и Grandis Inc.) объявили об объединении своих усилий в устройств памяти STT-MRAM. создании Предполагается, что уже в 2010 году на рынке появятся первые коммерческие STT-MRAM устройства, а к 2012 году они вытеснят, например, современные NOR флешки [21].

Наиболее перспективными для создания реальных STT-MRAM элементов памяти на данный момент оказались структуры, в которых свободный и фиксированный ферромагнитные разделены туннельно-прозрачной слои прослойкой из MgO [3]. На их основе уже сейчас созданы первые реальные устройства памяти емкостью до 2 Mbit, с размерами одного элемента памяти 200 нм, скоростью записи информации 100 нсек, считывания - 40 нсек [21]. Критическая плотность тока перемагничивания свободного слоя составляла всего 2×10⁶ А/см². Предполагается, что в самом ближайшем будущем удастся еще в 2 раза понизить величину плотности критического тока и перейти к технологии 65 нм, а в перспективе и 45 нм [21].

Как уже упоминалось выше, при взаимодействии СП тока с магнитными моментами атомов в свободном слое возможна их прецессия в мегагерцовом и гигагерцовом диапазонах частоты (в зависимости от величины дополнительного пропускаемого тока И внешнего магнитного поля МгГц) [22]. Это открывает возможность создания наноразмерных перестраиваемых генераторов в СВЧ диапазоне [3, 7] с очень узкой полосой излучения. Однако до создания практически ценных структур здесь еще пока далеко, так как максимальная достигнутая мощность в отдельном STT элементе не превышает 100 pW, тогда как для их практического использования, например в гигагерцовых устройствах связи, необходима мощность в несколько микроватт [3].

Таким образом, очевидно, что перемагничивание наноструктур СП током, представлявшее ранее в основном лишь теоретический интерес, имеет реальную перспективу лля его практического использования в устройствах спинтроники.

Работа выполнена при частичной поддержке Программ ОФН РАН и РФФИ (09-02-00568).

[1] Ralf, D.C., Stiles, M.D., JMMM, **320**, 1190 (2008).

[2] Sun, J.Z., Ralf, D.C., JMMM, **320**, 1227, (2008).

[3] Katinea. J.A., Fullerton, E. E., JMMM, **320**, 1217 (2008).

[4] Гуляев, Ю.Г., Зильберман, П.Е., Эпштейн,

Э.М., УФН, 178, 433 (2008).

[5] Звездин, А.К., Звездин, К. А., Хвальковский, А.В., УФН, **178**, 436 (2008).

[6] Гуляев, Ю.Г. и др., Радиотехника и

электроника, **53**, 1426 (2008).

[7] Корнеев, В.И., Попков, А.Ф., Чиненков, М.Ю., ФТТ, **51**, 118 (2009).

[8] Гомонай, Е,В. И др., ФНТ, **34**, 256 (2008).

[9] Slonczewski, J.C., JMMM, 159, L1 (1996).

[10] Berger, L., Phys.Rev.B., 54, 9353 (1996)

[11] Гатиятов, Р. Г., Зиганшина, С. А., Бухараев,

А. А., Письма в ЖЭТФ, 86, 470 (2007).

[12] Wang, X. J., Zou, H., Ji, Y., Appl. Phys. Lett., **93**, 162501 (2008).

[13] Ernult, F., et al., J. Phys.: Condens. Matter, **19**, 165214 (2007).

[14] Bode, M., Rep. Prog. Phys., 66, 523 (2003).

[15] Krause. S. et al., Science **317**, 1537 (2008).

[16] Meier, F. et al., Science, **320**, 82 (2008).

[17] Rippard, W. H. et al., Phys. Rev. Lett., **92**, 027201(2004)

[18] Chen, T. Y., Ji, Y., Chiena, C. L., Appl. Phys. Lett., **84**, 380 (2004).

[19] Katin, J.L. et al., Phys.Rev.Lett., **84**, 3149 (2000)

[20] Krivorotov, I.N. et al., Phys. Rev. Lett., **93**, 166603 (2004).

[20] Huai, Y., AAPPS Bulletin, 18, 33 (2008).

[21] Kawahara, T. et al., IEEE J. of Solid-State Circuits, **43**, 109 (2008).

[22] Silva, T.J.,. Rippard, W.H., JMMM, **320**, 1190 (2008).

Эффекты индуцированной спиновой поляризации квантовых состояний в низкоразмерных слоистых системах на основе магнитных и немагнитных металлов

А.М. Шикин

Санкт-Петербургский Государственный Университет, ул. Ульяновская 1,С.-Петербург, 198504, Россия e-mail: shikin@paloma.spbu.ru

Эффекты спиновой поляризации квантовых состояний вызывают в последнее повышенный интерес исследователей время вследствие их существенной роли в современной спинтронике, основанной на разделении состояний с различным направлением спина и модификации состояний. Квантовые этих состояния таких системах зачастую в модулируют свойства формируемых низкоразмерных систем. Слоистые магнитные системы с чередующимися слоями магнитных и металлов, характеризующиеся немагнитных эффектами осциллирующего обменного магнитного взаимодействия и эффектами гигантского магнитного резонанса сопротивления возможностью с их устройствах использования в записи И считывания информации, являются примерами подобных систем, в которых именно спиновая поляризация квантовых состояний приводит к изменению их магнитных свойств.

В первой части доклада будут коротко обсуждены условия формирования квантовых состояний в слоистых металлических системах. Будут проанализированы основные закономерности формирования спектров квантовых состояний в зависимости от толщины металлических слоев, а также зависимостей электронной и кристаллической структуры адсорбированных немагнитных металлов и подложки, в том числе на основе магнитного металла [1].

Во второй (основной) части доклада будут проанализированы возможности спиновой поляризации квантовых состояний. формируемых в слоистых низкоразмерных системах на основе магнитных и немагнитных металлов. В докладе будет показано, как контакт (благородного) немагнитного металла с ферромагнитным металлом вызывает индуцированную спиновую поляризацию квантовых состояний в слое благородного [2-4]. Наличие индуцированных металлов квантовых состояний, формирующихся в слоях немагнитных металлов на уровне Ферми, к резонансному взаимодействию приводит между слоями магнитных металлов и, как следствие, общей модуляции магнитных свойств системы в зависимости от толщины слоев немагнитных (благородных) металлов [4]. В докладе будет показано, как формирующиеся спектры квантовых состояний при условии их

локализации на уровне Ферми приводят к контролируемым эффектам осциллирующего взаимодействия гигантского магнитного И резонанса магнитного сопротивления, отмеченным выше. На рис. 1 и 2 для систем Cu/Co(100) Co/Cu/Co(100)показана и соответствующая корреляция между прохождением квантовыми состояниями (спинполяризованными) через уровень Ферми с изменением толщины слоя Си (с периодом 6 монослоев) и изменением типа магнитного взаимодействия модуляцией общего И магнитного момента системы.



Рис. 1. Зависимость энергий квантовых состояний в системе Cu/Co(100) от толщины слоя Cu [2]. Можно выделить периодичность по толщине пленки момента пересечения квантовыми состояниями уровня Ферми, равную 6 монослоям.



Рис. 2. Изменение типа магнитного взаимодействия с ферромагнитного на антиферромагнитное и модуляция общего магнитного момента системы Co/Cu/Co(100) с изменением толщины слоя Cu [2], происходящие с периодом 6 монослоев.

Другой спиновой возможностью поляризации квантовых состояний, которая будет обсуждена в докладе, являются эффекты спин-орбитального взаимодействия, приводящие спиновой поляризации состояний к на поверхности и в тонких пленках немагнитных металлов [5,6]. В докладе будут проанализированы закономерности спинорбитального расщепления поверхностных состояний соответствующих эффектов и индуцированной спиновой поляризации квантовых состояний в тонких металлических пленках, исходя из модели Рашба для двумерного электронного газа и с позиций асимметрии волновых функций, обусловленной ограничивающим поверхностным потенциалом. Будет проанализирована зависимость эффектов индуцированного спин-орбитального расщепления квантовых состояний OT особенностей электронной структуры подложки атомного и ee номера (т.е. металла, индуцирующего спиновую поляризацию), а также особенностей электронной структуры адсорбируемого металла и его атомного номера котором наблюдается индуцированная (в спиновая поляризации) и его толщины, будет обсуждена возможность резонансного индуцированной распространения спиновой поляризации квантовых состояний в слоях металлов с квантовой электронной структурой.

На рис. З показана индуцированная спинорбитальная поляризация квантовых состояний,



Рис. 3. Фотоэлектронные спектры с угловым и спиновым разрешением, измеренные при $K_{II} = 0.43 \text{\AA}^{-1}$ для слоев Au – (a) и Ag – (b) различной толщины на поверхности W(110) [6]. Состояния, соответствующие различным направлениям спина показаны разнонаправленными треугольниками и разнонаправленными стрелками.

формируемых в слоях Аи и Ад различной толщины на поверхности W(110), показывающая, что индуцированная на границе "пленкаподложка" спиновая поляризация квантовых состояний может без ослабления передаваться к пленки поверхности (посредством этих квантовых состояний), что может быть использовано для резонансного распространения спиновой поляризации с возможностью модуляции спинового расщепления на уровне Ферми путем изменения толщины слоя благородного металла.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ 07-02-00809. [1] А.М. Шикин, В.К. Адамчук, ФТТ, 50, 1121 (2008).

[2] F.J. Himpsel et al. Adv. Phys. 47, 511 (1998)

[3] J.F. Ortega, F.J. Himsel, Phys. Rev. Lett. 69, 844 (1992)

[4] C. Carbone et al., Phys. Rev. Lett. 71, 2805 (1999).

[5] A.M. Shikin et al., Phys. Rev. Lett. 100, 057601 (2008).

[6] A. Varykhalov et al., Phys. Rev. Lett. 101, 256601 (2008).

Плазмонное усиление одиночных экситонных переходов в InGaN

А.А. Торопов, Т.В. Шубина, В.Н. Жмерик, С.В. Иванов

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

Y. Ogawa, F. Minami

Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Tokyo, Japan

Возможность контроля над излучением одиночного квантового эмиттера является функционирования необходимым элементом приборов, использующих принципы квантовой электродинамики, например, однофотонных источников. Перспективным типом структур, позволяющих практическую реализацию таких приборов, являются эпитаксиально выращенные квантовые точки. В частности, с использованием одиночных квантовых точек на основе широкозонных полупроводников CdSe¹ и GaN^2 получены однофотонные источники, работающие до температур ~200 К. Для повышения рабочей температуры вплоть до комнатной необходимо увеличение скорости спонтанной рекомбинации, что может быть осуществлено с использованием эффекта Пурселла, например, при помещении одиночной квантовой точки в 3-мерный оптический микрорезонатор.³ К сожалению, современная технология не позволяет воспроизводимое изготовление структур такого типа с необходимыми характеристиками.

В данной работе мы экспериментально демонстрируем увеличение скорости рекомбинации спонтанной одиночных локализованных экситонов в пленке твердого раствора In_xGa_{1-x}N (0.2<x<0.5) в результате ближнепольного взаимодействия с плазмоном, локализованным в золотой наночастице. Для контролированного помещения плазмонной частицы вблизи поверхности InGaN использовалась система низкотемпературного ближнепольного оптического микроскопа с зондами, изготовленными из утонченного стеклянного волокна с золотой частицей

диаметром ~100 нм, прикрепленной на конце. Важным условием достижения существенного усиления явилась шероховатость пленки на шкале длин, сравнимых с размерами плазмонной частицы, т.к. только помещение плазмона в углублении рельефа позволяет реализовать поляризационную конфигурацию, необходимую для наблюдения эффекта. Другое важное условие - резонанс энергий экситона и плазмона, достигалось вариацией содержания In в InGaN при напылении пленки методом молекулярно-пучковой эпитаксии. При соблюдении всех необходимых условий, локальное взаимодействие с плазмоном приводит к многократному усилению (до 40 раз при 300 К) излучения небольшого числа экситонов, оказавшихся в ближнем поле частицы. В отдельных случаях тщательное позиционирование плазмонной частины позволяло выделять и усиливать излучение отдельных экситонов с низкотемпературной спектральной шириной линии 1-2 мэВ. Можно надеяться, что развитие данной методики позволит изготовить однофотонные источники, работающие вплоть до комнатной температуры.

¹ K. Sebald, P. Michler, T. Passow, D. Hommel, G. Bacher, and A. Forchel, Appl. Phys. Lett., **81**, 2920 (2002).

² S. Kako, C. Santori, K. Hoshino, S. Götzinger, Y. Yamamoto, and Y. Arakawa, Nat. Mater. **5**, 887 (2006).

³ P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, L. Zhang, E. Hu, A. Imamoğlu, Science **290**, 2282 (2000).

Плазмонные эффекты в нелинейно-оптическом отклике магнитных наноструктур

<u>Т.В. Мурзина¹</u>, И.А. Колмычек¹, А.А. Никулин¹, Е.А. Ганьшина¹, О.А Акципетров¹, А. Cebollada², G. Armelles²

¹ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия ² Instituto de Microelectrónica de Madrid. IMM (CNM-CSIC), 28760 Tres Cantos, Madrid, Spain

Магнитооптические нелинейные И магнитооптические свойства наноструктур являются в последнее время объектом пристального внимания, вызванного, в первую практического очередь, возможностью их использования в записывающих устройствах. С вопрос этой точки зрения усиления магнитооптического отклика наноструктур представляет особый интерес. Одним ИЗ возможных механизмов такого усиления является возбуждение локальных поверхностных плазмонов в магнитных металлических наноструктурах. Как было показано еще в 1987 г. в [1], в ферромагнитных металлах ожидается усиление магнитооптического эффекта Керра (МОКЭ) вблизи плазменной частоты. Это видно, например, из выражения для комплексного угла поворота плоскости поляризации в полярном МОКЭ: $\Theta_{K}+i\chi_{K}=i\varepsilon_{xx}/\{(\varepsilon_{xx})^{1/2}(\varepsilon_{xx}-1)\}$: величина Θ_{K} будет возрастать в окрестности плазменной частоты, когда действительная часть диагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости стремится к нулю, Re Exx=0. В системах малых металлических частиц можно усиления ожидать значительного магнитооптического отклика при возбуждении в них локальных поверхностных плазмонов (ЛПП). В то же время, экспериментальных работ по изучению таких эффектов немного, что связано, в первую co сложностями в изготовлении очередь, магнитных наноструктур, обладающих одновременно высокой магнитооптической активностью плазмонными свойствами. И ферромагнитных металлах поскольку В возбуждения эффективность ЛПП мала $(|\text{Re}(\varepsilon)/\text{Im}(\varepsilon)| \le 1)$ [2]. В данной работе представлены результаты исследований нелинейно-оптических свойств композитных магнитных плазмонных наночастиц.

Исследования проводились для двух типов наноструктур: планарных двумерных ансамблей нанодисков состава Au/Co/Au (толщины слоев 6,10 и 16 нм, соответственно), со средним диаметром 60 нм и 110 нм, изготовленные методом коллоидной литографии ИЗ трехслойной сплошной Au/Co/Au пленки, и так называемых core-shell наночастиц, состоящих из магнитного «ядра» Fe₂O₃ со средним диаметром 20 нм, защищенных слоем золота толщиной около 2 нм. В спектрах поглощения обоих типов

структур наблюдается максимум в области 520-550 нм, связанный с возбуждением в них локальных поверхностных плазмонов. Спектры поглощения нанодисков представлены на Рис. Особенностью данного типа структур 1 является возможность вариации резонансной частоты локальных поверхностных плазмонов путем изменения геометрических параметров нанодиска. На вставке к Рис. 2 приведен спектр поглощения core-shell наночастиц, демонстирующий наличие максимума поглощения при длине волны ≈ 560 нм, связанного с резонансным возбуждением ЛПП.

Нелинейно-оптические свойства структур были исследованы методами генерации второй оптической гармоники (ВГ) и нелинейнооптического магнитного эффекта Керра, в качестве накачки использовалось излучение YAG:Nd³⁺ лазера с длиной волны 1064 нм, излучение ВГ которого попадает в полосу плазмонного резонанса изучаемых наноструктур.



Рис. 1. Спектры поглощения нанодисков со средним диаметром 60 нм и 110 нм.

Магнитооптические свойства нанодисков были исследованы методом спектроскопии экваториального магнитооптического эффекта Керра [3]. Спектры магнитного контраста МОКЭ для сплошной Au/Co/Au пленки и нанодисков демонстрируют существенные различия в области энергий 1.8-2.1 эВ, что соответствует диапазону возбуждения ЛПП в наночастицах.

В наноструктурах в спектральной окрестности плазмонного резонанса был

экваториальный исследован магнитный нелинейно-оптический эффекта Keppa: измерены зависимости магнитного контраста интенсивности ВΓ соответствующего И магнитоиндуцированного сдвига фазы волны ВГ. Магнитный контраст ВГ, описывающий нечетное по магнитному полю изменение интенсивности ВГ, определяется следующим образом: $\rho_{2\omega} = (I_{2\omega}(H+)-I_{2\omega}(H-))/(I_{2\omega}(H+)+I_{2\omega}(H-))/(I_{2\omega}(H+))/(I_{2\omega}(H+))/(I_{2\omega}(H-))/(I_{2\omega}(H+))/(I_{2\omega}(H-$)), где $I_{2\omega}(H+)$ и $I_{2\omega}(H-)$ – интенсивность ВГ, измеренная для магнитного поля противоположных знаков [4]. При возбуждении ЛПП следует учитывать геометрические и спектральные зависимости факторов локального поля для магнитной и немагнитной (кристаллографической) компонент поляризации на удвоенной частоте (соответственно P^M и P^{cr}), а также сдвига фаз, *ф*, между ними. Приближенно выражение для магнитного контраста интенсивности ВГ может быть представлено в следующем виде: $\rho_{2\omega} \sim |\mathbf{P}^M| / |\mathbf{P}^{cr}| \cos \varphi = F(2\omega, \Theta) \cos \varphi,$ где введен фактор $F(2\omega, \Theta)$, описывающий относительную величину магнитоиндуцированного вклада в поляризацию на частоте ВГ.



Рис. 2. Зависимость магнитного контраста ВГ от напряженности экваториального магнитного поля. На вставке – спектр поглощения пленки с core-shell наночастицами.

Экспериментально показано, что генерация ВГ в core-shell наночастицах наблюдается в форме гипер-релеевского рассеяния, т.е. диффузно и деполяризовано. Зависимость магнитного контраста ВГ от напряженности магнитного поля приведена на Рис. 2. Видно, что в полях вплоть до 3 кЭ не наблюдается насыщения величины $\rho_{2\omega}$, максимальные значения магнитного контраста составили около 25 %.

Напротив, в образцах нанодисков наблюдается генерация преимущественно когерентной и поляризованной ВГ. Для

зеркальной компоненты ВГ были измерены зависимости $\rho_{2\omega}$ и фазы ϕ от угла падения излучения накачки на образец, на основании которых получены зависимости фактора $F(\Theta)$ для нанодисков и сплошной Au/Co/Au пленки (Рис. 3). Видно, что эти зависимости различны, а именно, в первом случае наблюдается рост величины F с увеличением Θ , в во втором – ее уменьшение, что соответствует результатам феноменологического рассмотрения лпя сплошной магнитной пленки. Для угла падения накачки $\Theta = 60^{\circ}$ величина фактора *F* в образце с нанодисками приблизительно в два раза превышает аналогичное значение для референсного образца.



Рис. 3. Зависимость фактора *F* от угла падения излучения накачки для сплошной Au/Co/Au структуры (сплошная линия, заполненные символы) и нанодисков (штриховая линия, незаполненные символы).

Механизм наблюдавшихся эффектов связан с различными спектральными и геометрическими особенностями магнитного и кристаллографического факторов локального поля на частоте ВГ в спектральной окрестности возбуждения локальных поверхностных плазмонов в магнитных наночастицах.

 H. Feil, C. Haas, Phys. Rev. Lett, 58, 65 (1987).
 V.I. Safarov, V.A. Kosobukin, C. Herrmann, et.al., Phys. Rev. Lett., 73, 3584 (1994).

3. Е.А. Балыкина, Е.А. Ганьшина, Г.С. Кринчик. ЖЭТФ, **93** (5) 1879 (1987).

4. T.V. Murzina, E.M. Kim, R.V. Kapra et.al., Phys. Rev. B, **73**, 140404(R) (2006).

Exact solution of the phase problem in *in-situ* x-ray reflectometry of a growing layered structure

Igor Kozhevnikov¹, Luca Peverini², and Eric Ziegler²

¹ Institute of Crystallography, Leninsky pr. 59, Moscow, Russia ² European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France E-mail: ivk@ns.crys.ras.ru

Nowadays X-ray reflectometry is widely used to determine the depth distribution of the dielectric constant within a layered system. However, the solving of this inverse problem is often hampered by the ambiguity in the solution, essentially due to the absence of information about the phase of the amplitude reflectivity [1, 2]. Manifestly, the phase retrieval problem, i.e., the determination of the phase of the reflected wave from X-ray reflectivity measurements, cannot be solved uniquely in the general case. Moreover, in the phase retrieval method commonly used, which is based on the analysis of the reflectivity curve in the frame of the simplified Born or Distorted-Wave Born approximations, such an ambiguity on the evaluation of the phase persists [1]. Therefore, the possibility of inferring an exact solution of the problem, even in specific cases, is of special interest.

We developed a method of exact phase retrieval that is applicable to a layered film for which the reflectivity has been measured *in-situ* during growth, so that, at a point t in time, both the reflectivity $R(t) = |r(t)|^2$ and the derivative dR/dt are known. In this case, both the real Re[r(t)] and imaginary Im[r(t)] parts of the amplitude reflectivity r(t) can be pinpointed exactly [3].

Using the first order nonlinear differential equation describing variation of the amplitude reflectivity with the film thickness we deduced the following accurate equation for variation of the reflectivity with time [3]

$$\frac{dR}{dt} = A(q, f, R) \cdot \operatorname{Re}[r(t)] + B(q, f, R) \cdot \operatorname{Im}[r(t)] \quad (1)$$

where the real functions A and B are known. They do not explicitly contain the film's parameters, and depend on the reflectivity R(t), the incident flux of particles q(t) and their chemical composition via the complex atomic scattering factor f(t), where q and f can vary with time. When R and dR/dt are known, Eq. (1) is not any more a differential equation for the function R(t), but represents a linear algebraic equation for unknown real and imaginary parts of the amplitude reflectivity. After solving Eq.(1) together with the obvious relation

$$R(t) = \left[\operatorname{Re}(r(t))\right]^{2} + \left[\operatorname{Im}(r(t))\right]^{2}$$
(2)

we determine both Re[r(t)] and Im[r(t)] directly from the experimental data, without using any model for describing the reflection from the media.

Equations (1)-(2) show clearly that knowing R and dR/dt at a point t in time we determine immediately the phase of the reflected wave at the same point, i.e., the phase can be found without any knowledge of the pre-history of the structure growth, and independently of the chemical composition inside the structure, independently of the presence of interlayers, as well as the material of the substrate, etc.

In the same way, let us consider the case of a substrate composed of an unknown complex layered structure. If a thin film is deposited on top of this structure and the reflectivity is measured in-situ in the last stage of the deposition, then the phase of the amplitude reflectance of the total system can be determined.

Equation (1) was deduced under two important assumptions of (a) the material polarizability to be proportional to the density (usual case for X-rays) and (b) the dielectric permeability inside the film to remain unchanged. Hence, this equation is invalid during (very short typically) temporal intervals, where implantation of atoms and their diffusion due to chemical reactions take place.

The reflectivity (17.5 keV X-rays energy, 0.5° grazing angle) measured in-situ at the BM05 beamline of the ESRF [4, 5] during the growth of a tungsten film on a Si substrate is shown in Fig.1 (circles). The incident flux $q = 7.26 \cdot 10^{13}$ atom/cm²/s results in a typical growth rate of 12 pm/s. The measurements were performed every 7 s which corresponds to an increase of the film thickness of about 80 pm, equivalent to one third of a monolayer of tungsten. The phase of amplitude reflectivity extracted from the experimental curve R(t) is presented in Fig.2, circles. As Eq.(2) has a quadratic form, there are two possible solutions for the phase retrieval problem (curves 1 and 2). Curve 3 in Fig.2 and curve 2 in Fig.1 were calculated in the frame of the simplest model possible, i.e., assuming a constant film density with depth. Since curve 1 and 3 in Fig.2 are close to each other, we retain curve 1 as the solution to the phase retrieval problem that corresponds to reality. Nonetheless, both reflectivity and the phase inferred from the experimental data differ noticeably from the model calculation,

suggesting that this simplest model is not fully correct.

To be convinced in it, we reconstructed the depth-distribution of the tungsten density using the approach described in [2], which is based on analysis of the angular dependence of the reflectivity measured after deposition of 24.6 nm thick film. There are two features observed clearly on the density profile (Fig.3, curve 2): (a) reduced tungsten density in a region about 2 nm thick near the substrate and (b) exponential decrease of tungsten concentration over a depth of about 1 nm within the Si substrate, what is caused by diffusion and implantation. These two features proved to explain totally both the reflectivity and the phase curves.



Fig.1. Reflectivity versus deposition time from a growing tungsten film measured at an X-ray energy of 17.5 keV and with a grazing angle θ = 0.5° (dots). The solid curve was calculated assuming constant density in the depth of the film.



Fig.2. Two solutions of the phase retrieval problem (curves 1 and 2). Curve 3 shows the phase evolution calculated assuming a uniform tungsten film with constant density.

In addition, Eq.(1) shows that once the amplitude reflectivity is found, we can establish the variation of the film density with the deposition time as well [6]. Curve 1 in Fig.3 demonstrates variation of tungsten density with depth, which was deduced

directly from experimental reflectivity curve shown in Fig.1. Profiles 1 and 2 in Fig.3 are very similar, although reconstructed from quite different experimental data and theoretical approaches: profile 1 was evaluated from the temporal dependence of the reflectivity at fixed grazing angle (Fig.1) while profile 2 was obtained from the angular dependence of the reflectivity at fixed film thickness.



Fig.3. Depth-distribution of the tungsten density extracted with the use of Eqs.(1)-(2), curve 1 and with the approach developed in Ref. [2] (curve 2). The substrate surface position is set to z = 0.

It is evident that the potentialities of the approach would be incomparably superior if the reflectivity curve versus grazing angle $R(\theta,t)$ could be measured at any point in time. If this were possible, we would be able to find the phase versus angle, to solve the inverse problem of X-ray reflectometry more correctly and to analyze the variations of the complex dielectric constant profile with time. Such an angular-dispersive and time-resolved setup was built earlier for use with a laboratory X-ray source [7]. An equivalent setup combined with a powerful synchrotron source would improve the temporal sampling rate.

I. Kozhevnikov acknowledges the support of the ISTC (project #3124).

[1] Tolan, M., X-Ray Scattering from Soft-Matter Thin Films, Springer, Berlin, 1999.

[2] Kozhevnikov, I. V., Nucl. Instrum. Methods A, **508**, 519 (2003).

[3] Kozhevnikov, I., Peverini, L., and Ziegler, E., Optics Express, **14**, 144 (2008).

[4] Peverini, L., Ziegler, E., Bigault, T., and Kozhevnikov, I., Phys. Rev. B, **72**, 045445 (2005).

[5] Peverini, L., Ziegler, E., Bigault, T., and Kozhevnikov, I., Phys. Rev. B., **76** 045411 (2007).

[6] Kozhevnikov, I., Peverini, L., and Ziegler, E., J. Appl. Phys., **104**, 054914 (2008).

[7] Lüken, E., Ziegler, E., and Lingham, M., SPIE Proc., **2873**, 113 (1996).

Влияние пространственной когерентности рентгеновского излучения на зеркальное отражение от многослойных зеркал

В.А. Бушуев, А.Г. Шабалин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия e-mail: <u>vabushuev@yandex.ru</u>

Рассмотрена задача о влиянии степени пространственной когерентности рентгеновского излучения на дифракционное отражение этого излучения от многослойного зеркала, а также на поперечную функцию пространственной когерентности (ФПК) отраженного излучения. Показано, каким образом изменяются форма этой функции и длина пространственной когерентности (ДПК) в зависимости от статистических характеристик падающего излучения и параметров многослойной периодической структуры (МС). Показано также, что даже такой простейший оптический элемент, как щель, приводит к достаточно нетривиальному изменению ФПК на произвольном расстоянии z от щели, а именно - к ФПК вида $\Gamma(x, x + \rho; z)$, т.е. к появлению статистической неоднородности в поперечном сечении прошедшего пучка.

Введение

Дифракционное отражение рентгеновского и синхротронного излучения от МС широко используется для монохроматизации и коллимации излучения. Известно, что электромагнитные поля, излучаемые нелазерными источниками излучения, являются случайными (как правило, гауссовскими) [1]. Когерентные свойства рентгеновского излучения существенным образом влияют как на статистические характеристики этого излучения по мере его распространения в свободном пространстве, так и на формирование дифракционного и фазоконтрастного изображения различных кристаллических, аморфных и медико-биологических объектов [2-4].

1. Отражение случайного пучка

Рассмотрим задачу об отражении от МС частично когерентного излучения с полем в виде $E_0(x, z) = A_0(x, z) \times \exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{r})$, где $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ - длина волны, $A_0(\mathbf{r})$ – комплексная случайная амплитуда поля, ось x направлена вдоль поверхности МС, а ось z - в глубь МС; $k_{0x} = k_0 \cos\theta$, $k_{0z} = k_0 \gamma_0$, $\gamma_0 = \sin\theta$, θ - произвольный угол падения пучка по отношению к поверхности МС.

Поле отраженной волны имеет вид: $E_R(x, z) = A_R(x, z; \theta) \exp(i\mathbf{k}_R \mathbf{r})$, где $\mathbf{k}_R = (k_{0x}, -k_{0z})$, комплексная случайная амплитуда

$$A_{R}(x, z; \theta) = \int R(k_{0x} + q) A_{0}(q) \exp[i\Phi_{1} + i\Phi_{2}] dq, \quad (1)$$

$$A_{0}(q) = (1/2\pi) \int A_{0}(x) \exp(-iqx) dx, \quad (2)$$

 $R(k_x)$ – амплитудный коэффициент отражения, $\Phi_1(x, z, q) = (x - |z| \operatorname{ctg} \theta) q, \Phi_2(z, q) = q^2 z / 2k_0 \gamma_0^3.$

Статистические свойства поля описываются

поперечной ФПК $\Gamma_F(x_1, x_2)$ и нормированной на единицу степенью когерентности $\gamma_F(x_1, x_2)$ [1]:

$$\Gamma_F(x_1, x_2) = \langle A_F(x_1) A_F^*(x_2) \rangle, \tag{3}$$

$$\gamma_F(x_1, x_2) = |\Gamma_F(x_1, x_2)| / [I_F(x_1)I_F(x_2)]^{1/2}, \qquad (4)$$

где F = 0, R; $I_F(x) = \langle |A_F(x)|^2 \rangle = \Gamma_F(x, x)$ – интенсивность поля в точке x; угловые скобки означают статистическое усреднение; $0 < \gamma_F(x_1, x_2) < 1$. Полная интенсивность пучков определяется как $W_F = \int I_F(x) dx = 2\pi \int \Gamma_R(q) dq$, где $\Gamma_F(q) = \langle |A_F(q)|^2 \rangle$ спектральная плотность, $A_R(q) = R(k_{0x} + q)A_0(q)$,

 $\Gamma_0(q) = (2\pi)^{-2} \iint \Gamma_0(x_1, x_2) \exp[-iq(x_1 - x_2)] dx_1 dx_2.$ (5)

Кривая отражения $P_R(\theta) = W_R/W_0$ представляет собой свертку $|R(k_{0x} + q)|^2$ с функцией $\Gamma_0(q)$, которую можно трактовать как аппаратную функцию. Следует особо подчеркнуть, что статистические характеристики поля входят в $P_{R}(\theta)$ интегральным образом и определяются в основном шириной q₀ функции спектральной плотности $\Gamma_0(q)$. Эта ширина зависит от размера падающего пучка, регулярной фазы поля и ДПК(см. в [6]), которые не могут быть определены из измеренной кривой отражения. В отличие от этой ситуации ФПК и профиль интенсивности отраженного пучка более чувствительны к этим параметрам, что ярко проявляется в экспериментах по регистрации фазоконтрастных изображений объектов, помещенных в отраженном пучке [3, 4, 6].

Рассмотрим, как изменяется ФПК и ДПК при отражении от МС случайной плоской волны с ФПК $\Gamma_0(\rho) = \exp[-(\rho/\rho_0)^2]$, где $\rho = (x_2 - x_1)\gamma_0$.



Рис. 1. КДО (1) и спектральные плотности $\gamma_0(q_z)$ для плоских случайных волн с ДПК $\rho_0 = 0.1 \, \mu m$ (2) и $\rho_0 = 0.02 \, \mu m$ (3); излучение Си K_{α} .

На рис. 1 изображены КДО $P_R = |R(k_{0z} + q_z)|^2$ в окрестности первого брэгговского максимума и спектральные плотности $\gamma_0(q_z) = \Gamma_0(q_z)/\Gamma_0(0)$ при двух значениях ДПК падающего излучения ρ_0 , где $q_z = -q$ сtg θ_B . Расчет КДО проводился по формулам Парратта для МС W(0.1 нм)/C(0.3 нм)/Si, 40 бислоев. Видно, что в случае слабокогерентного излучения только часть широкого углового спектра 3 может эффективно отражаться от MC.



Рис. 2. Нормированные ФПК $\gamma_0(\rho)$ (кривые *1*) и $\gamma_R(\rho)$ (кривые *2*) для падающего излучения с ДПК $\rho_0 = 0.1 \ \mu m$ (а) и $\rho_0 = 0.02 \ \mu m$ (b).

На рис. 2 приведены ФПК отраженного излучения. При падении излучения с достаточно большой ДПК форма ФКП и ДПК отраженного излучения практически совпадают (рис. 2а). В случае же относительно малой ДПК ρ_0 интегральная ДПК отраженной волны возрастает почти в 5 раз (рис. 2b). Однако более важным является то, что заметно меняется форма ФПК $\gamma_R(\rho)$ – появляются достаточно протяженные осциллирующие "хвосты" (рис. 2b, кривая 2). Ясно, что это обстоятельство необходимо учитывать при дальнейшем использовании отраженного излучения в качестве падающего на какие-либо исследуемые объекты или последующие элементы рентгеновской оптики (МС, кристаллы).

2. Влияние щели на ФПК

Модель частично когерентного излучения с коэффициентом корреляции в виде функции Гаусса $\gamma_0(\rho) = \exp[-(\rho/\rho_0)^2]$ является наиболее привычной и широко используемой в статистической оптике [1] и рентгеновской голографии [3, 4]. В этом разделе будет показано, что даже ограничивающая пучок щель, которая в обязательном порядке присутствует во всех рентгеновских экспериментах, приводит к статистической неоднородности прошедшего излучения, т.е. к зависимости коэффициента корреляции $\gamma(x, x + \rho)$ от x. Наибольшую актуальность эти вопросы приобретают в связи с использованием источников синхротронного излучения, где расстояния между оптическими элементами составляют единицы и десятки метров [3].

Пусть плоская случайная волна с амплитудой $A_0(x)$, интенсивностью $\langle |A_0(x)|^2 \rangle = 1$ и ФПК $\gamma_0(\rho)$ падает на щель с функцией пропускания S(x) = 1 при $|x| \leq r_0$ и S(x) = 0 при $|x| > r_0$, где $2r_0$ – полная ширина щели. ФПК излучения, прошедшего через щель, имеет вид:

$$\Gamma(x, x + \rho; z) = \iint G(x - \xi) G^*(x + \rho - \xi') \times \\ \times \gamma_0(\xi - \xi') d\xi d\xi', \tag{6}$$

где $G(x - \xi) = (i\lambda z)^{-1/2} \exp[i\pi(x - \xi)^2/\lambda z] - функция Грина [5], интегрирования проводятся от <math>-r_0$ до $+r_0$. Степень когерентности $\gamma(x, x + \rho; z)$ определяется соотношением (4). Если $\rho_0 >> r_0$, то такую волну можно считать полностью когерентной.

На рис. 3 представлены изображения щели $I(x) = \Gamma(x, x; z)$ при различных ДПК ρ_0 . Видно, что уменьшение ρ_0 приводит к сглаживанию и уширению изображения.



Рис. 3. Избражения щели с размером $r_0 = 50 \,\mu\text{m}$ при ДПК $\rho_0 \rightarrow \infty$ (1), $\rho_0 = 20 \,\mu\text{m}$ (2), $\rho_0 = 5 \,\mu\text{m}$ (3) и функция пропускания щели S(x) (4). Расстояние $z = 5 \,\text{м}$, Си K_{α} -излучение.



Рис. 4. Степень когерентности $\gamma(x, x + \rho; z)$ в плоскости z = 5 м в точках x = 0 (1), $x = 0.5r_0$ (2) и $x = 1.0r_0$ (3); Кривая 4 - исходная ФПК $\gamma_0(\rho)$ с ДПК $\rho_0 = 20$ µm (a) и $\rho_0 = 5$ µm (b).

Из рис. 4 видно, что в центральной части прошедшего пучка стенень когерентности является симметричной функцией (кривые l), близкой к таковой для падающей волны. Однако при приближении к краям функции $\gamma(x, x + \rho; z)$ становятся резко асимметричными (кривые 2 и 3), а их интегральные ДПК достаточно сильно превышают исходную длину ρ_0 . Аналогичный эффект был предсказан ранее в [6] в случае брэгговского отражения гауссовского пучка от монокристалла.

Авторы признательны И.В. Кожевникову за полезные обсуждения. Работа выполена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-00324-а, № 09-02-01293-а) и ISTS (Project No. 3124).

[1] Ахманов, С.А., Дьяков, Ю.Е., Чиркин, А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику, М.: Наука, 1981, 640 с.

[2] Cloetens, P., Barrett, R., Baruchel, J. *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys., **29**, 133 (1996).

[3] Kohn, V., Snigireva, I. and Snigirev, A., Phys. Rev. Lett., **85**, 2745 (2000).

[4] Vartanyants, I.A. and Robinson, I.K. Optics Commun., **222**, 29 (2003).

[5] Виноградова, М.Б., Руденко, О.В., Сухоруков,

А.П. Теория волн, М.: Наука, 1990, 432 с.

[6] Бушуев, В.А., Известия РАН. Серия физическая, **73**, 56 (2009).

Исследования в области создания фокусирующих многослойных рентгеновских зеркал

А.Д. Ахсахалян

Институт физики микроструктур РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия e-mail: akh@ipm.sci-nnov.ru

В работе рассматриваются зеркала в форме эллипсоида вращения (ЭВ) в сравнении со скрещенными системами Киркпатрика – Байеза (К-Б) для жесткого рентгеновского диапазона (λ≈0,1 нм). Приводятся методы исследования формы и отражательных характеристик зеркал. Представлена развитая технология изготовления зеркал в форме ЭВ. Рассматриваются альтернативные методы их изготовления.

Для фокусировки излучения квазиточечных источников используются скрещенные зеркальные системы К-Б, состоящие из двух цилиндрических зеркал с общим фокусом, образующие которых взаимно перпендикулярны. Каждое из зеркал обеспечивает фокусировку излучения в плоскости, перпендикулярной образующей зеркала. Частным случаем системы К-Б является симметричная уголковая (СУ) система, состоящая из двух одинаковых рядом расположенных зеркал. Светосила такой системы в четыре раза превосходит светосилу классической системы К-Б, что делает ее весьма привлекательной для практического использования [1]. Однако, из-за симметрии в ней появляются специфический тип аберраций, что накладывает определенные ограничения на ее применение.

Кроме систем К-Б, для фокусировки излучения квазиточечных источников могут применяться зеркала в форме в форме ЭВ. Такие зеркала по светосиле могут значительно превосходить эллиптические системы К-Б. Кроме того, ЭВ зеркала обладают меньшими по сравнению с системами К-Б аберрациями. Изготовление таких зеркал является весьма сложной задачей из-за огромной разницы в радиусах кривизны вдоль и перпендикулярно оптической оси.

Развитие технологии изготовления фокусирующих зеркал в ИФМ РАН шло по трем направлениям: теоретическое изучение зеркал и зеркальных систем с точки зрения получения максимальной светосилы при минимальных аберрациях; развитие метрологии – методов измерения локального периода и локальной кривизны зеркал; изготовление и исследование характеристик зеркал и зеркальных систем.

Светосила и аберрации зеркальных систем

Развиты методы расчета скрещенных систем К-Б и зеркал в форме ЭВ. Установлено, что для обоих типов зеркал заданной длины L, установленных на заданном расстоянии X_c от

источника размера Δ существует оптимальный направляющей =b/a. параметр k_{opt} максимальную обеспечиваюший выходную мощность Р_{тах} (b и а – малая и большая полуоси эллипса). Получены аналитические выражения для расчета k_{opt} и P_{max} в зависимости от L, $X_c u \Delta$. Показано, что светосила зеркал в форме ЭВ может в десятки раз превосходить светосилу эллиптической системы К-Б с тем же k, и это отношение растет обратно пропорционально длине зеркал. Установлено, что светосила зеркал растет с ростом их длины [1].

Исследовано распределение интенсивности излучения рентгеновского в плоскости изображения СУ систем и зеркал в форме ЭВ. Получены формулы, позволяющие рассчитать это распределение в зависимости от отношения полуосей эллипса, положения зеркала относительно источника, размера источника и величины микрошереховатости поверхности зеркала. Показано, что если в фокус зеркала поместить источник диаметром δ , то в плоскости изображения будет наблюдаться следующая картина. В центре будет квазиоднородно засвеченная область шириной $\Delta_l = \Gamma_2 \cdot \delta$, а по краям - спадающие хвосты шириной $\Delta_2 = \Gamma_1 \cdot \delta$, где $\Gamma_{1,2} = (a - z_{1,2})/(a + z_{1,2})$ - локальное увеличение в начальной z₁ и в конечной z₂ точке зеркала. Таким образом, чем меньше длина зеркала, тем меньшими будут аберрации, но, одновременно, тем меньше его светосила [2].

СУ Изучены аберрации систем эллиптического типа. Установлено, что в таких системах наряду с аберрациями, связанными с конечной длиной зеркал, имеются поперечные аберрации, связанные с симметрией системы, которые проявляются в раздвоении изображения предмета в плоскости изображения (ПИ). Предложен алгоритм расчета формы аберрационного пятна в ПИ. Исследованы аберрации СУ систем для источника в виде диска конечного радиуса в зависимости от длины расположения системы, ee относительно источника, отношения полуосей эллипса, радиуса микрошероховатости степени лиска И поверхности зеркал. Определены условия, при которых уголковая система конечной длины может считаться изображающей. Найдены ограничения на длину СУ системы, при которой аберрации обоих типов одинаковы [3].

Метрология зеркал и зеркальных систем

Прогресс в развитии методов изготовления фокусирующих многослойных зеркал в значительной степени определяется прогрессом в развитии методов измерения основных параметров зеркал – локального периода многослойной структуры, локальной кривизны поверхности и ее микрошероховатости. Методы измерений цилиндрических зеркал как правило не пригодны для измерений зеркал вращения. В большинстве случаев приходится разрабатывать новые методы измерений зеркал вращения.

Разработан и изготовлен стенд для фокусирующих измерения свойств рентгеновских зеркал в жестком диапазоне длин волн λ≈0.1 нм, позволяющий измерять как форму, так и распределение периода по зеркала. состоит Стенд поверхности ИЗ квазиточечного рентгеновского источника, стола для юстировки образца и детектора в виде ПЗС матрицы с разрешением 13 мкм. Большой размер матрицы (~1*1 см) в сочетании с высокой точностью измерений (~10 мкм) позволяет не только легко юстировать образец, но и получать дополнительную информацию о распределении интенсивности рентгеновского излучения как в фокальной плоскости, так и в промежуточных плоскостях [4].

На базе измерительного микроскопа разработан прибор для измерения локального диаметра выпуклых поверхностей вращения. Измерения проводятся по дифференциальной схеме, точность измерений – 1 мкм на длине 100 мм.

Для измерений поверхностей вращения широко используется интерференционный микроскоп белого света фирмы Taylor/Hobson "Talysurf CCI 2000". Микроскоп позволяет измерять профиль поверхности с точность 0,4 нм. Максимальное поле обзора 1×1 мм², но перемещая образец и сшивая результаты можно получить профиль на длине до 60 мм. Кроме прибор позволяет того измерять микрошероховатость поверхности.

В работе [5] была предложена методика измерений локального периода и локальной кривизны зеркал в расходящемся пучке от линейного рентгеновского источника. Идея метода опирается на селективный характер брэгговского отражения: из расходящегося от источника пучка лучей от зеркала отражаются лишь те, для которых выполняется условие Брэгга. В [6] эта методика развита применительно к тем случаям, когда образующая цилиндрического зеркала не совпадает с осью гониометра.

Изготовление зеркальных систем

На основе метода реплик нами разработана лабораторная технология изготовления многослойных зеркал в форме эллипсоида вращения для жесткого рентгеновского диапазона длин волн λ ≈ 0,1 нм. Изготовлен опытный образец зеркала в виде сектора эллипсоида вращения. Изучены его форма и отражательные характеристики. Установлено, что макроскопическая форма поверхности с высокой точностью совпадает с расчетной, тогда микропрофиль поверхности имеет как волнообразный характер с несколькими характерными расстояниями между волнами -20, 5 и 1 мкм. Похожий характер поверхности наблюдался и у шаблона. Проведено сравнение фокусирующих свойств зеркала в форме эллипсоида вращения и СС скрещенной системы с одинаковыми параметрами и апертурами [7].

Кроме метода реплик нам представляются перспективными следующие пути изготовления поверхности ЭВ.

В последнее время мы активно изучаем процесс реактивного ионно-лучевого травления. Главной его особенностью является то, что в процессе травления кремния, стекла и кварца на глубину до 10 мкм микрошероховатость исходно гладкой на атомном уровне поверхности не меняется. Этот факт в сочетании с высокими (до 0,3 мкм/минуту) скоростями травления, делает метод перспективным для изготовления как цилиндрических поверхностей, так и поверхностей в форме ЭВ.

Идея второго метода состоит в том, чтобы использовать вращающуюся жидкость, которая полимеризуется в процессе вращения. Форма сосуда, в котором находится жидкость подбирается так, чтобы за счет усадки при полимеризации форма параболоида вращения перешла в ЭВ.

Кроме того, нами изучаются возможности использования сил поверхностного натяжения для формирования поверхности в форме ЭВ.

Работа поддержана РФФИ, проект 07-02-00249.

[1] Ахсахалян А.Д., Клюенков Е.Б., Муравьев В.А., Салащенко Н.Н. Поверхность, **2**, 28 (2005).

[2] Ахсахалян А.Д., Муравьев В.А., Салащенко Н.Н. Поверхность, **5**, 1 (2007).

[3] Ахсахалян А.Д., Муравьев В.А., Салащенко Н.Н. Матер. Симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника". Нижний Новгород, 10-14 марта 2007г., 329 (2007).

[4] Ахсахалян, А. А., Ахсахалян, А. Д., Клюенков, Е. Б. и др. Поверхность, **7**, 1 (2007).

[5] Ахсахалян А.Д., Муравьев В.А. Поверхность, **10**, 1 (2007).

[6] Ахсахалян А.А., Ахсахалян А.Д., Вайнер Ю.А. и др., Матер. Симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника". Нижний Новгород, 16-20 марта 2009г. (2009).

[7] Ахсахалян А.А., Ахсахалян А.Д., Клюенков Е.Б. и др. Известия РАН. Сер. физическая, **71**, №1, 69 (2007).

Дифракция рентгеновских лучей на многослойных пористых структурах

<u>В.И. Пунегов</u>¹, А.А. Ломов², Д.В. Сивков¹

¹Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая 24, Сыктывкар, Россия ²Институт кристаллографии РАН, Ленинский пр. 59, Москва, Россия e-mail: <u>punegv@rambler.ru</u>

Повышенный интерес к пористым структурам связан с перспективностью их широкого использования в современной оптике, электронике, биологии, медицине, создании компактных источников тока [1] и т.д. В случае кристаллов полупроводников как одиночные пористые слои, так и многослойные системы с толщинами слоев от сотых долей до нескольких десятков микрон легко могут быть получены электрохимическим травлением в режиме анодирования. В зависимости от технологических условий в приповерхностных слоях образуются различные по структурным параметрам поры и кристаллиты, которые существенно меняют электрофизические свойства анодированных областей. Наиболее широко анодирование применяется для кремния. В последние годы интенсивно ведутся работы по созданию пористых систем германия и соединений АЗВ5. Как уже было показано, высокоразрешающая рентгеновская дифрактометрия весьма чувствительна к изменению внутренней структуры пористых слоев [2-4]. Однако для извлечения обширной информации из рентгеновских данных необходимо развитие адекватных теоретических подходов для таких систем.

Настоящая работа посвящена разработке теории рассеяния рентгеновских лучей от многослойной пористой структуры в рамках формализма статистической динамической теории дифракции и применению этой теории для анализа экспериментальных данных.

Рассмотрим на основе подхода [5] многослойный пористый кристалл, состоящий из Nслоев. Нумерацию слоев проведем снизу вверх. Каждый такой слой, например, с номером n, имеет свои структурные характеристики: P_n – пористость слоя, относительную деформацию кристаллической решетки ε_n , статический фактор Дебая-Валлера f_n . Пористость слоя связана с относительной плотностью слоя $v_n = \rho_n/\rho_0$ соотношением $P_n=1$ - v_n , где ρ_0 и ρ_n - плотности слоев до и после анодирования.

Амплитудный коэффициент отражения от *N*-слойной пористой системы можно записать в виде рекуррентного соотношения

$$R_N(q_x, q_z) = \frac{S_{N-1}^{(1)} b_N^{(2)} - S_{N-1}^{(2)} b_N^{(1)}}{S_{N-1}^{(1)} - S_{N-1}^{(2)}} \Phi(q_x), \quad (1)$$

где, $S_{N-1}^{(1)} = (R_{N-1} - b_N^{(1)}) \exp(i\xi_N l_N)$, $S_{N-1}^{(2)} = (R_{N-1} - b_N^{(2)})$, $b_N^{(1,2)} = \xi_N^{(1,2)} / a_{-h} (1 - P_N) f_N$, R_{N-1} - амплитудный коэффициент отражения от (N-1) нижних слоев. Параметры $\xi_N = \sqrt{(-q_z - \varepsilon_N h)^2 - 4a_h a_{-h} (1 - P_N)^2 f_N^2}$, $\xi_N^{(1,2)} = ((q_z - \varepsilon_N h) \pm \xi_N)/2$ зависят от деформации решетки, пористости слоя и статического фактора Дебая-Валлера. Здесь q_x, q_z - компоненты вектора q, определяющего отклонение вектора рассеяния $k_h - k_0$ от узла обратной решетки h, где $k_{0,h}$ - волновые векторы падающего и дифракционного рентгеновского пучка. Параметр $\Phi(q_x)$ связан с шириной засветки рентгеновским пучком поверхности образца.

Если поры в соседних слоях не имеют вертикальной пространственной корреляции, то диффузное рассеяние от произвольного слоя, например, с номером *n*, не зависит от структурных характеристик соседних слоев и может быть записано в виде

$$I_{n}^{d}(q_{x},q_{z}) = |a_{h}|^{2} P_{n}^{2} (1-f_{n}^{2}) S_{0} l_{n} \tau_{n}(q_{x},q_{z}), \quad (2)$$

где S_0 – площадь засветки рентгеновским пучком поверхности кристаллического слоя, l_n толщина слоя, $\tau_n(q_x, q_z)$ - корреляционная площадь, которая для модели цилиндрических пор имеет вид [2]:

$$\tau(q_x, q_z) = l_z \frac{\left(\operatorname{sinc}(q_z l_z / 2)\right)^2}{2\pi} S_R(q_x) L(q_x),$$

здесь $\operatorname{sinc}(x) = \sin(x)/x$,

$$S_{R}(q_{x}) = \int_{-2R}^{2R} d\rho_{x} \exp(iq_{x}\rho_{x})P_{R}(\rho_{x},0),$$

$$P_{R}(\rho_{x}) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \arcsin\left(\sqrt{1 - \frac{\rho_{x}^{2}}{4R^{2}}}\right) - \frac{\sqrt{\rho_{x}^{2}}}{\pi R}\sqrt{1 - \frac{\rho_{x}^{2}}{4R^{2}}}, \ \rho_{x} \le 2R \\ 0, & \rho_{x} > 2R \end{cases}$$

R – радиус пор, l_z – длина пор, $L(q_x)$ – фактор, учитывающий корреляцию пор в латеральном направлении [4]. Если поры расположены под углом к поверхности пористой структуры, в выражении для корреляционной площади следует произвести преобразование координат [3] При существовании вертикальной корреляции пор в многослойной системе вместо решения (2) для интенсивности диффузного рассеяния получается более сложное выражение [6].

В рамках изложенной выше теории проведено численное моделирование углового распределения интенсивности рассеяния рентгеновских лучей в обратном пространстве от четырехслойной пористой структуры InP. Изображение сканирующей электронной микроскопии скола образца показано на рис. 1



Четырехслойная пористая структура имеет разные толщины слоев. Верхний слой, в котором зарождается нуклиация пор, имеет отличающуюся морфологию по сравнению с нижними слоями. Если в нижних слоях поры имеют колончатую структуру, то в верхнем слое наблюдается неоднородное и хаотическое расположение пор. Как видно из рисунка 1, интерфейсы между слоями не имеют строгой планарности и содержат наклонные поры. Особенности строения пор учитывались при численном моделировании интенсивности рассеяния.

Экспериментальна карта (рис. 2) интенсивности рассеяния рентгеновских лучей вблизи узла обратной решетки (004) InP была получена на синхротронном источнике DEZY с использованием излучения 10 кэВ.

Модель пористой системы выбрана в виде четырехслойной структуры с толщинами слоев, начиная сверху, 960 nm, 1470 nm, 1320 nm и 1640 nm. Численные расчеты карты распределения интенсивности выполнены с учетом когерентного и диффузного рассеяния.

Алгоритм вычислений учитывал статистический разброс радиуса пор, их длины, а также угла наклона оси пор к поверхности образца. Статистическое усреднение по указанным структурным характеристикам проводилось с использованием логарифмического нормального распределения [4].

Теоретическая карта распределения интенсивности рассеяния рентгеновских лучей в обратном пространстве изображена на рис. 3. В результате численного моделирования получены следующие структурные характеристики: средний радиус пор в слоях 2-4 составлял 45 nm, в первом (верхнем) слое 60 nm; средняя длина пор в слоях 2-4 равна 800 nm; дисперсия статистического разброса размеров пор составляла 50% от соответствующей характеристики. В основном поры в слоях располагаются нормально к поверхности с небольшим угловым разбросом, однако имеются поры, лежащие под углами 50-60 угл. градусов к поверхности образца. Наличие таких пор приводит к появлению тяжей приблизительно под углом 35° к горизонтальному направлению (рис.2,3)







рис.3

Авторы выражают благодарность Д. Нохавике за предоставление образцов, Д. Новикову и А. Карцеву за обсуждение результатов и помощь в экспериментальных измерениях, А. Васильеву за предоставление изображений сканирующей электронной микроскопии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-00090-а) и Программы Президиума РАН № 27

[1]http://www.greencarcongress.com/2008/11/3dporous-silic.html

[2]Ломов А.А. и др., Кристаллография. **51**, №5, 49 (2006)

[3] Punegov V.I, Lomov A.A., Shcherbachev K.D. Phys. Stat. Sol. (a). **204**, 2620 (2007)

[4] Пунегов В.И., Ломов А.А. Письма в ЖТФ, 34, В. 6, 30 (2008).

[5] Punegov V.I. Phys. Stat. Sol. (a). **136**, 9 (1993)

[6] Пунегов В.И. Письма в ЖТФ, **34**, В. 20, 8 (2008).

МЕЖВЕТВЕВОЕ РАССЕЯНИЕ В СИЛЬНО ИСКАЖЕННОЙ ОБЛАСТИ УПРУГОГО ПОЛЯ ДЕФЕКТА

Э.В.Суворов, И.А.Смирнова

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская область, Россия e-mail: suvorov@issp.ac.ru

Дифракция рентгеновских лучей на неоднородностях кристаллической решетки, связанных с дефектами, исследуется давно. Имеется множество публикаций на эту тему, достаточно посмотреть, например, монографии [1, 2]. Интерес к этой проблеме связан с одной стороны с чисто фундаментальной точки зрения – имеется в виду развитие динамической теории рассеяния реального кристалла, а с другой знания особенностей дифракции позволяют количественно анализировать рентгеновский контраст дифракционный дефектов кристаллической решетки. Прямая залача теории рентгеновского изображения решается довольно просто - уравнения Такаги позволяют получить трехмерную карту волнового поля, если известно выражение для функции поля смещений кристаллической решетки вблизи дефекта. Решение обратной задачи в общем виде, т.е. получение поля смещений (или точнее функцию локальных разориентаций решетки) экспериментальному по рентгеновскому дифракционному изображению, не представляется возможным. Интерпретация и анализ дифракционных изображений существенно упрощается для случаев, когда ось дефекта совпадает с одной из осей системы

координат. Полученные проекции получили в литературе название особых положений дефекта. В представленной работе исследованы закономерности дифракции рентгеновского излучения для случая, когда ось дефекта располагается параллельно вектору дифракции. Дислокации в данном случае являются лишь удобной моделью для изучения рассеяния рентгеновского волнового поля на локализованных деформациях в реальных кристаллах. Кроме названной причины особый интерес представляет изучение особенностей когерентного рассеяния рентгеновских лучей на деформациях, локализованных вдоль вектора дифракции. Дело в том, что именно в этой геометрии наиболее ярко проявляется роль межветвевого рассеяния (по терминологии А.Отье [3] - inter-branch scattering) в формировании рентгеновского дифракционного изображения дефектов. Именно это явление, как показывают немногочисленные, имеющиеся в литературе, исследования, вносит наиболее существенный вклад дифракционное в изображение и, как это не удивительно, именно это явление оказалось наименее исследованным, как экспериментально, так и теоретически.



Рис.1 Экспериментальные секционные топограммы и рассчитанные на ЭВМ рентгеновские волновые поля в плоскостях рассеяния и изображения.

Ha рис.1(а) приведены типичная секционная топограмма, полученная на излучении МоКа, расчеты волновых полей в плоскости рассеяния (б) и соответствующая расчетная топограмма (в). Анализ изображений на топограммах и особенно волновых полей в треугольнике рассеяния показывает, что в вблизи оси дислокации происходит образование новых волновых полей, интерференция которых приводит к возникновению изображений.

Наиболее интересным и информативным здесь является тонкая структура прямого изображения, которая непосредственно связана с видом поля локальных разориентаций дислокации и определяется межветвевым рассеянием. На рис.1(в) в качестве примера приведен рассчитанный на ЭВМ вид прямого изображения винтовой дислокации. Многолепестковый паучок в центре формируется из-за дополнительной разности фаз волн, приобретаемой в упругом поле дислокации.

В случае сильного поглощения (рис.2а) вид волнового поля в треугольнике рассеяния заметно меняется. Все волновое поле оказывается сосредоточенным в средней части треугольника рассеяния (эффект Бормана) [1,2]. На рис.2(б) показаны распределения волновых



Рис.2 Секционная топограмма кристалла, приведенного на рис. 1, полученная на излучении CuKα, и вид волнового поля в плоскости рассеяния, рассчитанный при помощи уравнений Такаги.

Из анализа рисунка хорошо видно, как исчезают осцилляции поля по мере роста поглощения или толщины кристалла, и до оси дислокации DD' доходит практически одна аномально проходящая мода. В сильно искаженной области вблизи ядра дислокации эта аномальная волна вызывает межветвевое рассеяние, и под дислокацией вновь распространяются две моды - нормальная и аномальная. Возникает их интерференция, и вновь появляются интерференционные полосы. Далее нормальная мода опять постепенно затухает за счет интерференционного поглощения, волновое поле концентрируется в средней части треугольника рассеяния, а изображение дислокации превращается просто в светлую тень под дислокацией (рис.1(а)).

Необходимо особо подчеркнуть, что каждая точка дислокации (точнее каждая точка сильно искаженной области), попадая в распространяемое волновое поле, в треугольнике рассеяния в области лауэвского отражения, становится источником нового волнового поля, те будут возникать нормальная и аномальная волны и образуется новый треугольник рассеяния. Это и есть межветвевое рассеяние (inter-branch scattering). Сильно искаженная область вблизи ядра взаимодействии дислокации при с рентгеновским волновым полем в треугольнике рассеяния действует наподобие рентгеновского зеркала [5, 6] с той лишь разницей, - какая бы мода не взаимодействовала с таким зеркалом, всегда возникают снова две моды в новых рассеяния. Когерентное треугольниках взаимодействие этих новых волновых полей между собой и со старым полем и приводит к образованию рентгеновского изображения.

В данном случае реальной границы в кристалле, конечно, нет, но вблизи ядра дислокации разориентации кристаллической решетки меняются очень сильно на малых расстояниях. Поэтому локальные участки кристаллической решетки выхолят ИЗ отражающего положения и это создает для распространяющейся волны достаточно резкую границу раздела. Общий вид контраста определяется формой и ориентацией оси дислокации, т.к. каждое вновь образованное волновое поле распространяется ИЗ определенной точки треугольника рассеяния и имеет свою определенную начальную фазу.

Таким образом, схема образования дифракционного изображения дефектов выглядит так. Если идеальная периодичность кристалла нарушена упругим полем дефекта, блоховские волны, описывающие волновое поле в кристалле, уже не являются собственными решениями волновых уравнений [4]. В этой ситуации удобно ввести понятие локальной дисперсионной поверхности, когда блоховские волны полстраиваются к локальным отклонениям кристаллической решетки и их траектории искривляются. Это приближение справедливо. когда искажения кристалла расстояниях меняются плавно на экстинкционной длины, которая определяется расщеплением дисперсионной поверхности. дефекта Если упругое поле меняется значительно на расстояниях экстинкционной длины, блоховские волны уже не успевают отслеживать изменения кристаллической решетки, происходит дифракция волн на сильных искажениях кристалла и возникает межветвевое рассеяние. Точное решение задач межветвевого рассеяния удается получить только для самых простых случаев, например, однородно изогнутого кристалла, или для случая дефекта упаковки в геометрии двукристальных схем [7-8].

[1] Authier A., Dynamical Theory of X-Ray

Diffraction, Oxford: Science Publications, 734 P, (2001)

[2] D.Keith Bowen, Brian K.Tanner High

Resolution X-Ray Diffractometry and Topography, Taylor & Francis 275 P, (1998)

[3] Authier A., Bull.Soc.Franc.Mineral.Cryat., 84, P.51, P.115, (1961)

[4] Takagi S., J. Phys.Soc.Japan, 26, 5, 1239, (1969)

[5] Borrmann G., Lehmann K. Z.Crystallogr. 1967, V.125, P.234

[6] Э.В.Суворов, И.А.Смирнова, Шулаков Е.В. Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед. 1996. №7. С.32

[7] Инденбом В.Л., Слободецкий И.Ш., Труни К.Г. ЖЭТФ 66, 1110, (1974)

[8] Петрашень П.В., Чуховский Ф.Н. ЖЭТФ 69, 477, (1975)

Исследование сегнетоэлектрических доменных структур в кристаллах LiNbO₃ и LiTaO₃ с использованием лабораторных и синхротронных источников рентгеновского излучения

<u>Д.В. Рощупкин</u>¹, Д.В. Иржак¹, Д.В. Пунегов¹, Р.Р. Фахртдинов¹, А.І. Erko², L. Ortega³

¹Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432 Черноголовка, Московская область, Россия ²BESSY GmbH, Albert-Einstein Strasse 15, 12489 Berlin, Germany ³Institut Neel CNRS, 25 Rue des Martyrs, BP 166, F-38042 Grenoble cedex 09, France

Регулярные доменные структуры (РДС) в сегнетоэлектрических кристаллах LiNbO3 и LiTaO₃ применяются оптов И акустоэлектронике. формирования Для доменных структур можно использовать как ростовые, так и послеростовые методы, которые позволяют создавать доменные структуры с доменной шириной до десятых долей микрометра. Для исследования ломенных структур наиболее оптимальными являются рентгеновской методы топографии И дифрактометрии использованием с лабораторных и синхротронных источников рентгеновского излучения. Высокая чувствительность рентгеновского излучения к деформациям кристаллической решетки позволяет не только визуализировать доменные структуры, но и исследовать деформации, возникающие на доменных границах. Особый интерес представляет И возможность исследования доменных структур в условиях приложения к кристаллу внешнего электрического поля [1]. В данном случае пьезоэлектрического вследствие обратного соседних доменах происходит эффекта в противоположное изменение межплоскостных расстояний за счет продольного деформаций, а деформации приводят сдвиговые к противоположному наклону отражающих плоскостей в соседних доменах. Использование электрического поля позволило внешнего впервые наблюдать доменные структуры в Xсрезах кристаллов LiNbO3 и LiTaO3, где невозможно визуализировать доменные структуры ни оптическими, ни электронномикроскопическими, ни методами химического травления.

Следует отметить, что в неполярных LiNbO3 Х – срезах кристаллов И LiTaO₃ соседние домены не имеют различий и обладают одинаковыми скоростями химического травления, что не позволяет их визуализировать ни оптическими, ΗИ электронномикроскопическими, ни рентгеновскими методами. Приложение внешнего электрического поля E₁ вдоль оси X вызывает вследствие обратного пьезоэлектрического эффекта сдвиговые деформации между осями Х и Z $(r_5 = d_{15} \times E_1)$ и сдвиговые деформации между осями X и Y ($r_6 = -2d_{22} \times E_1$). Отметим, что в соседних доменах ось X имеет противоположные направления, а приложение внешнего электрического поля вызывает в соседних доменах сдвиговые деформации, противоположные по знаку. Анализ матрицы пьезомодулей также демонстрирует, что в отличие от *Y* – и *Z* – срезов приложение электрического поля к *X* – срезу вызывает только наклон отражающих плоскостей, не изменению межплоскостных приводя к расстояний. В случае дифракции на X-срезе рентгеновское излучение будет чувствительно только к деформации r₆, вызывающей наклон отражающих плоскостей между осями Х и У. Наклон отражающих плоскостей можно определить из выражения

$$\delta \Theta = r_6 = -2d_{22} \times \frac{U}{D}, \qquad (1)$$

где $d_{22} = 20.7 \times 10^{-12}$ Кл/Н,²¹ D - толщина кристалла, U - напряжение, прикладываемое к кристаллу. Приложение к Х – срезу кристалла LiNbO₃ толщиной D=1 мм напряжения U = +2кВ должно приводить согласно выражению (1) к наклону отражающих плоскостей на $\partial \Theta = r_6 = 10.7".$ Ha 1 представлены рис. исследования RDS результаты метолом рентгеновской топографии. В отсутствии внешнего электрического поля рентгеновская топография не позволяет наблюдать в кристалле доменную структуру из-за полного отсутствия различий между соседними доменами [рис. 1(а)]. Приложение к кристаллу внешнего электрического поля U = +2 кВ позволило обратного пьезоэлектрического вследствие эффекта визуализировать доменную структуру за счет противоположного наклона отражающих плоскостей в соседних доменах [рис. 1(б)].

Возможность использования синхротронного излучения позволяет


Рис. 1. Рентгеновские топограммы *X*-среза кристалла LiNbO₃ с РДС: (а) U = 0 кВ, (б) U = 2 кВ. Отражение (220), $\Theta_B = 36.789^\circ$.

использовать для изучения доменных структур и рентгеновские спектральные методы. Ha источнике синхротронного излучения BESSY исследования доменных лпя структур В был использован метод кристаллах LiTaO₃ EXAFS спектроскопии при энергии рентгеновского излучения E=10 кэВ (вблизи Lкрая поглощения Та). Использование EXAFS спектроскопии позволило наблюдать различие в положении атомов Та в элементарных ячейках в соседних доменах. Более того, в условиях приложения внешнего электрического поля к кристаллам метод EXAFS позволяет наблюдать смещение атомов Та в элементарной кристаллической ячейке. Следует отметить, что именно положение атомов Та в элементарной ячейке отвечает за величину спонтанной поляризации в кристалле LiTaO₃. На рис. 2 представлена рентгеновская топограмма исследуемого Z-среза кристалла LiTaO₃ с РДС. Ширина доменов составляет 250 мкм, а вектора спонтанной поляризации \vec{P}_{S} в соседних доменах антипараллельны между собой и нормальны к



Рис. 2. Рентгеновская топограмма Z -среза кристалла LiTaO₃ с РДС. Отражение (006).



Рис. 3. Распределение электронной плотности в соседних доменах Z-среза кристалла LiTaO₃ при различных значениях внешнего электрического поля: (а) вектор спонтанной поляризации \vec{P}_S направлен к поверхности кристалла, (б) \vec{P}_S направлен от поверхности кристалла.

поверхности кристалла. Применение EXAFS спектроскопии позволяет исследовать распределение электронной плотности в элементарных кристаллических ячейках в соседних доменах. На рис. 3 представлено распределение электронных плотностей в элементарных ячейках в соседних доменах (а) и (б). Как видно из рисунка распределения электронной плотности различаются в соседних доменах, что связано с различием положения атомов Та относительно кислородных слоев. Также было исследовано влияние внешнего электрического поля на распределение электронной плотности. Ha рис. 3 продемонстрировано, что внешнее электрическое поле приводит к изменению электронной плотности, причем в соседних доменах наблюдается инверсионное изменение электронной плотности элементарных в кристаллических ячейках.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 07-02-00318-а).

[1] Irzhak D., Roshchupkin D., Punegov D., Investigation of the piezoelectric effect in $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$ crystals by x-ray diffraction, Ferroelectrics (2007) **351** 163-175.

Многократное Андреевское отражение в массивах сверхпроводящих контактов

N. Chtchelkatchev^{1,2,3}, A. Glaz³, T. Baturina⁴ and V. Vinokur³

Институт Теоретической Физики им. Л.Д. Ландау РАН¹ Московский Физико-Технический Институт² Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439,USA³ Институт Физики Полупроводников, 630090 Новосибирск, РФ⁴

Теоретические исследования неравновесного транспорта в неупорядоченных сверхпроводящих джозефсоновских структурах, например, типа сверхпроводник (S) нормальный металл (N) – сверхпроводник обычно сложны тем, что приходится иметь дело с матричными функциями Грина (в Келлышевском И Намбу пространствах). нетривиально зависящими от двух времен, и удовлетворящими существенно нелинейным и неоднородным в координатном пространстве уравнениям частных производных. в Аналитическое решение этих уравнений можно найти только в ограниченном числе случаев, и эти решения обычно имеют такую же ценность, например, аналитические решения как Навье-Стокса уравнений или уравнения Шредингера. Некоторое продвижение в аналитическом исследовании транспорта в SNS контактах сделано в работе [1], где показано, что можно частично решить уравнения для функций Грина, используя схемотехнику, еспи нормальные части контактов «длинные». Это значит, что их характерные размеры значительно превышают характерный масштаб спадания волновой функции куперовских пар вглубь нормального металла, меньше но соответствующей длинны энергетической релаксации электронов. В этом случае, в равновесии термодинамическом эффект близости между сверхпроводниками почти полностью подавлен (например, стационарный эффект джозефсона экспоненциально мал по размеру нормальных областей). Известно, что в неравновесном случае, когда межлу сверхпроводниками длинного SNS контакта имеется конечная разность потенциалов, эффект близости в некотором смысле восстанавливается: в вольтамперной характеристике появляются субгармонические особенности, связанные с многократным Андреевским отражением (МАР) боголюбовских квазичастиц от NS границ. МАР в сверхпроводящих контактах, о которых выше шла речь, принято называть некогерентным, так как эффекты, связанные с интерференцией волновых функций боголюбовских квазичастиц в нормальном металле, не дают вклада в электронный транспорт (в отличие от обычного эффекта Джозефсона в «коротких» сверхпроводящих контактах). К сожалению, подход работы [1] верен только для



Рис.2 ВАХ линейного массива из двух длинных SNS контактов. Особенности на напряжениях соответствующих полуцелым 2Δ/V не бывают в ВАХ одиночных SNS контактов. Здесь Δ--щель сверхпроводников, V--напряжение на границах массива.

симметричных в пространстве SNS контактов, этот подход неприменим для массивов контактов, ибо он приводит в этом случае к линейным системам уравнений с даже не счетным, а с континуалным числом элементов... В последнее время экспериментально найдено много интересных эффектов, связанных с некогерентным MAP в массивах SNS контактов [2]. Эти экспериментальные работы стимулировали поиск ответа на вопрос, можно ли добиться успеха в аналитическом описании квантового транспорта в несимметричных SNS контактах или в случае массивов таких контактов. Разработана техника [3,4], позволяющая сводить задачу нахождения тока в данных системах к исследованию распределения некой эффективной тока по сетки сопротивлений. Например, на рис. 1 изображена схема, иллюстрирующая прохождение электрондырочного тока из одного нормального металла в другой через сверхпроводящий островок. Узлам схемы соответствуют не напряжения, а квазичастичные функции распределения. Двухцветные сопротивления описывают андреевское отражение И андреевское прохождение через островок сверхпроводника. На рис.2 показано, что субгармонические особенности ВАХ могут появляться не только при напряжениях на границе сетки, таком что $2\Delta/eV$ -целое число, но и при промежуточных значениях напряжений.

[1] E.V. Bezuglyi, E.N. Bratus', V.S. Shumeiko *et al*, Phys.Rev. B **62**, 14439 (2002).

[2] T.I. Baturina, Yu. A. Tsaplin, A.E. Plotnikov *et al*, JETP Lett. **81**, 10 (2005); T.I. Baturina, D.R. Islamov, Z.D. Kvon, JETP Lett. **75**, 326(2002). T.I. Baturina, Z.D. Kvon, A.E. Plotnikov, Phys. Rev. B **63**, 180503 (2001).

[3] N.M. Chtchelkatchev, "Multiple Andreev Reflection in arrays of SNS junctions", JETP. Lett. 83, 294 (2006).

[4] N.M. Chtchelkatchev, A. Glaz, T. Baturina and V. Vinokur, Некогерентный электронный транспорт в сверхпроводящих контактах, (in preparation).

Мезоскопические флуктуации кондактанса в SNS-структурах

<u>М.Л.Полянский</u>^{1,2}, Т. Йесперсен², К.Соренсен², К. Фленсберг², Й. Нюгард²

¹ Niels Bohr International Academy, Niels Bohr Institute, Blegdamsvej 17, DK-2100 Copenhagen, Denmark ² Nano-Science Center, Niels Bohr Institute, Universitetsparken 5, DK-2100 Copenhagen, Denmark

e-mail: <u>polian@nbi.dk</u>

Вследствие интерференции волновых фукций кондактанс G=dI/dVэлектронов, при низких температурах флуктуирует от образца к образцу (мезоскопические флуктуации). Важным масштабом в таких случайных системах является энергия Таулесса $E_{\rm Th}$, и сдвиг химического потенциала на $\mu_{\rm c} \sim E_{\rm Th}$ обычно достаточен для получения нового образца. Изменения химпотенциала в одном образце позволяют производить мезоскопическое усреднение (обозначенное (...)) любых транспортных свойств.

Обычно кондактанс G выражается суммой прозрачностей всех проводящих каналов $\mathcal{T}_i \leq 1$ данного образца, $G=(2e^2/h)\Sigma_i\mathcal{T}_i$. Мезоскопические флуктуации Var $G \equiv \langle G^2 \rangle - \langle G \rangle^2$ дают информацию о статистическом распределении прозрачностей $\rho(\mathcal{T})$ и их взаимодействии. При высоких температурах Т неупругие процессы с характерной скоростью $\gamma_{\phi} = h/\tau_{\phi} \gg E_{\text{Th}}$ приводят к дефазировке и подавляют флуктуации, но при низких температурах, γ_{ϕ} T $\ll E_{\text{Th}}$, Var G увеличиваются до $\leq (e^2/h)^2$ независимо от силы беспорядка. Это явление получило название универсальных флуктуаций кондактанса (УФК) [1,2], которые при низких температурах насыщаются и практически не зависят от слабой дефазировки $\gamma_{\phi} \ll E_{\text{Th}}.$

Ситуация существенно усложняется, когда контакты нормального образца (N) становятся сверхпроводящими (S) и сверхпроводящая щель Δ открывается вблизи поверхности Ферми. Электроны с энергией меньше Δ не могут проникнуть в сверхпроводник и когерентно отражаются как дырки (Андреевское отражение). Теперь кондактанс зависит не от суммы \mathcal{T}_i , а от спектра Андреевских состояний, который определён значениями \mathcal{T}_i [3]. Переходы Ландау-Зенера, между этими уровнями, вызванные напряжением $eV \ll \Delta$, Рис. 1(а), приводят квазичастичному току, наибольший вклад в который вносят каналы с *T*→1. Это приводит к важным следствиям в статистике кондактанса SNS структуры.

Наша работа анализирует низкотемпературные флуктуации в коротком ($\Delta \ll E_{\text{Th}}$) SNS-образце Nb/InAs/Nb, Рис. 1(b), и сфокусирована на этом интригующем взаимодействии процессов Андреевского отражения на границе и интерференции внутри образца. Мы систематически изучили зависимость $\langle G \rangle$, Var G и μ_c от температуры T и напряжения eV и нашли, что универсальный предел УФК существенно превышен в SNS-транспорте. Оказалось, что Var G продолжают сильно зависеть от температуры, даже когда Var G уже достигли низкотемпературного насыщения в нормальном образце. Теоретически мы нашли, как дефазировка γ_{ϕ} подавляет распределение почти идеальных каналов с \mathcal{T} =1. Этот результат может объяснить, почему Var G в SNS-структурах намного чувствительнее к слабой дефазировке, чем обычные УФК. Более того, как функция eV Var G расходятся по степенному закону при $eV \rightarrow 0$, и мы впервые наблюдали появление пиков в Var G и μ_c из-за многократного Андреевского отражения [4]. Экспериментальные данные находятся в хорошем качественном согласии с вычислениями теории случайных матриц для многоканальных квантовых точек с неидеальными контактами при *T*=0, Рис. 1(с). Мы делаем вывод, что наши результаты характерны для мезоскопических SNSструктур вообще.



Рис.1 (а) Фазовая зависимость Андреевских состояний при различных \mathcal{T} . Стрелками обозначены переходы Ландау-Зенера, вызванные зависимостью $\phi=2eVt$. (b) Кондактанс $G(V_g)$ при различных температурах, графики сдвинуты на ne^2/h . Вставка: микроснимок образца. (c) Теоретическая модель.

Наиболее важным результатом работы является сильная температурная зависимость данных, представленных на Рис. 2, и её объяснение. Флуктуации в SNS при T<2К сильно отличаются от нормальных флуктуаций при Т>2К. Действительно, последние уменьшались при понижении от T=100 К и насыщались вблизи T~E_{Th}≈5K. Переход контактов в сверхпроводящее состояние характеризовался резким повышением Var G, которые в отличие от $\langle G \rangle$ продолжали расти вплоть до Т=100 мК и достигали $\sim 2.5 (e^2/h)^2$, в 30 раз выше своего значения в нормальном состоянии (вставка Рис. 2 подчёркивает рост Var G в линейном масштабе G).

Теретически мы объясняем ЭТУ сильную зависимость от температуры следующим образом. Аверин и Бардас [5] нашли, что при слабом еV для $\phi \approx \pm \pi, 3\pi, 5\pi, \ldots$ переходы Ландау-Зенера между парами уровней $\varepsilon_{\pm i} = \pm \Delta (1 - \mathcal{T}_i \sin^2 \phi)^{1/2} \approx 0$ [3] для каналов с почти идеальной прозрачностью, Рис. 1(a), вносят вклад в ток $I(V) \sim exp(-\pi \Delta (1-T)/eV)$. Суммарный ток в SNS при eV≪∆ становится экспоненциально чувствителен к особенностям распределения каналов вблизи T=1. С помощью [6] на простейшем примере открытой одноканальной квантовой точки мы нашли, что дефазировка изменяет плотность распределения вблизи $\mathcal{T}=1$ как ln $\rho(\mathcal{T})\propto -\gamma_{\phi}/(1-\mathcal{T})$, т.е. γ_{ϕ} действует на \mathcal{T} около \mathcal{T} =1 как отталкивающий потенциал. Похожим образом в многоканальной точке слабая дефазировка $\gamma_{\phi} \ll E_{\text{Th}}$ формирует *щель* $\mathcal{T}_{+}=1-\gamma_{\phi}/2\pi E_{\text{Th}}$, так что существуют только значения $0 \leq \mathcal{T} < \mathcal{T}_+$. Таким образом, понижение температуры T уменьшает $\gamma_{\phi}(T)$ и этим открывает идеальные каналы и экспоненциально влияет на ток. В этом коренное отличие SNSтранспорта от нормального, где, например, поправка к УФК из-за конечной дефазировки мала лишь как - $\gamma_{\phi}/\pi E_{\rm Th} \ll 1$.

К похожему появлению щели в распределении \mathcal{T} может также привести асимметрия в прозрачности контактов $\Gamma_{L,R}$ слева/справа, Рис. 1(с). Несмотря на малую проводимость симметричных контактов с $\Gamma_{L,R} \ll 1$, идеальные каналы с $\mathcal{T}=1$ всё же существуют благодаря многократной интерференции внутри образца. Расчёт показывает, что когда асимметрия $\Gamma_L \neq \Gamma_R$ невелика, $|\Gamma_L - \Gamma_R| < \Gamma_L \Gamma_R$, она не приводит к появлению щели, но сильно подавляет распределение $\rho(\mathcal{T}) \propto (1-\mathcal{T})^{-1/2}, \mathcal{T} \rightarrow 1$. Одновременный учёт контактов и дефазировки на распределение взаимного отталкивания \mathcal{T} , остаётся пока нерешённой проблемой.

Мы также рассматриваем зависимость флуктуаций от *eV* при низких температурах. Обычно

многоканальные структуры мезоскопические с $\rho(\mathcal{T}) \propto (1 - \mathcal{T})^{-1/2}, \mathcal{T} \rightarrow 1$ распределением имеют нелинейный кондактанс, $G(V) \propto (\Delta/eV)^{1/2}, eV \ll \Delta$ [7]. Однако, расчёт флуктуаций возможнен в основном численно при T=0. В то время, как при слабом напряжении экспериментально Var $G \propto V^{0.8}$, $eV \ll \Delta$, аналитический расчёт для мезоскопических проволок и точек с идеальными контактами даёт Var $G \propto 1/V^2$. При учёте неидеальной проводимости контактов, численно Var $G \propto 1/V$, $eV \ll \Delta$, что качественно гораздо ближе экспериментальной к зависимости. Количественное сравнение теории и эксперимента должно обязательно учитывать как подавление флуктуаций дефазировкой, так И асимметрию контактов, подавляющую каналы с идеальной прозрачностью.



Рис. 2 Температурная зависимость $\langle G \rangle$ (\Box), Var G (\circ) и μ_c (Δ), и щели $\Delta_{BCS}(T)$ (пунктир). Затушёванные символы соответствуют измерениям при магнитном поле B=0.5T, подавляющем сверхпроводимость. Вставка: зависимость Var G(T) в линейном масштабе.

[1] Б. Л. Альтшулер и Д. Е. Хмельницкий, Письма в ЖЭТФ **42**, 291 (1985).

- [2] P. Lee and A. Stone, Phys. Rev. Lett. 55, 1622 (1985).
- [3] C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. Lett. 67, 3836 (1991).

[4] E. N. Bratus', V. S. Shumeiko, and G. Wendin, Phys. Rev. Lett. **74**, 2110 (1995).

[5] D. Averin and A. Bardas, Phys. Rev. Lett. **75**, 1831(1995).

[6] P. W. Brouwer and C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. B 55, 4695 (1997).

[7] D. Averin and A. Bardas, Phys. Rev. B 56, R8518 (1997).

Эффективное рассеяние с переворотом спина в диффузных SN и SF системах с магнитным беспорядком

Д.А. Иванов¹, <u>Я.В. Фоминов</u>², М.А. Скворцов², П.М. Островский^{3,2}

¹ Institute of Theoretical Physics, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), CH-1015 Lausanne, Switzerland

² Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, просп. Акад. Семенова 1а, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

³ Institut für Nanotechnologie, Forschungszentrum Karlsruhe, 76021 Karlsruhe, Germany e-mail: <u>fominov@landau.ac.ru</u>

Рассмотрена задача об эффекте близости в диффузной системе, составленной из сверхпроводящих и нормальных (или ферромагнитных) областей с магнитным беспорядком. В случае слабого магнитного беспорядка на масштабах много больше его корреляционной длины, эффект магнитного беспорядка может быть описан локальным членом в уравнениях Узаделя, соответствующим переворотам спина (спин-флип). Мы получаем член, соответствующий процессам с переворотом спина в общем случае трёхмерного зеемановского поля с произвольной корреляционной длиной. В данной задаче можно выделить три основных режима: точечные примеси (корреляционная длина меньше, чем фермиевская длина волны), среднемасштабный беспорядок (корреляционная длина больше фермиевской длины волны, но меньше длины свободного пробега) и крупномасштабный беспорядок (корреляционная длины больше длины свободного пробега). Мы обсуждаем эти три режима, используя три типа описания: уравнения Узаделя, нелинейная сигма-модель и диаграммное разложение. Полученные общие результаты согласуются с частными случаями, изучавшимися ранее.

Локальная плотность состояний в вихревых структурах в мезоскопических сверхпроводниках

<u>Д.А. Рыжов</u>, А.С.Мельников, М.А.Силаев Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105, Россия e-mail: ryzhov@ipm.sci-nnov.ru

В мезоскопических сверхпроводниках (с размерами несколько длин когерентности ξ) граничные эффекты оказывают сильное влияние как на свойства куперовских пар (структуру сверхпроводящей щели), так и на свойства квазичастичных возбуждений. В частности, меняя внешнее магнитное поле можно получать в мезоскопических сверхпроводниках различные вихревые состояния, которые не существуют в массивных сверхпроводниках (например, многоквантовые вихри). Квазичастичный спектр многоквантовых вихрей [1] существенно отличается от спектра одноквантовых вихрей Абрикосова [2]. Даже в случае одноквантовых вихрей нормальное отражение квазичастиц от границ мезоскопического образца сильно меняет электронную структуру смешанного состояния [3]. Также необходимо учитывать и туннелирование квазичастиц, локализованных в корах близко расположенных вихрей [4].

В работе изучена модификация электронной структуры смешанного состояния мезоскопического сверхпроводника, происходящая при изменении внешнего магнитного поля. Основное внимание уделялось анализу низкоэнергетической (энергия меньше сверхпроводящей щели) части локальной плотности состояний (LDOS), связанной с аномальными ветками спектра, пересекающими уровень Ферми. Взяв в качестве примера смешанное состояние с двумя вихрями, мы с помощью уравнений Эйленбергера исследовали трансформацию LDOS при расщеплении двухквантового вихря на два изолированных одноквантовых вихря, происходящую при уменьшении внешнего магнитного поля. Как известно, в массивном сверхпроводнике распределение LDOS в вихре имеет ярко выраженный пик, положение которого совпадает с центром вихря (точкой сингулярности фазы сверхпроводящей щели) [5]. В случае двухквантового вихря распределение LDOS представляет собой кольцо радиуса порядка ξ [6]. При распаде двухквантового вихря на кольце LDOS образуются два максимума (Рис.1b), при этом координаты максимумов не совпадают с координатами вихрей. С увеличением расстояния между вихрями кольцо LDOS исчезает и образуются два пика расположенные в центрах одноквантовых вихрей (Рис.1а).

Также рассмотрено влияние отражения квазичастиц от границ образца на локальную плотность состояний в случае слабого магнитного поля, когда вихрь подходит близко к границе сверхпроводника. Используя аналог метода изображений можно показать, что вихрь, расположенный на расстоянии a/2 от плоской границы, эквивалентен системе вихрь–антивихрь, находящимся на расстоянии a друг от друга. Мы показали, что пик LDOS смещается от центра вихря в сторону границы по мере приближения вихря к боковой поверхности, что вызвано интерференцией падающих и отраженных от границ квазичастичных волн (Рис. 2а). Когда расстояние от вихря до границы становится порядка размера кора вихря (длины когерентности ξ) пик LDOS располагается на границе сверхпроводника, а не в центре вихря (Рис. 2b).



Рис. 1 Распределение локальной плотности состояний (LDOS) для двух вихрей расположенных на расстоянии $a/\xi=1.5$ (а) и $a/\xi=1$ (b). Положение вихрей отмечено крестами. Локальная плотность состояний нормирована на плотность состояний двумерного нормального металла $N_0=k_F^{2}/(4\pi E_F)$ ($\hbar k_F$ – импульс Ферми, E_F – энергия Ферми).

Нормальное отражение квазичастиц от границ мезоскопического сверхпроводника может быть существенно даже в случае одноквантового вихря, находящегося в центре образца. Как было показано авторами [3], нормальное отражение приводит к осциллирующей зависимости спектра квазичастиц от их углового момента. Это приводит к трансформации пика LDOS в кольцо малого радиуса локализованного вокруг центра вихревой линии.



Рис. 2 Распределение локальной плотности состояний для системы вихрь-антивихрь расположенных на расстоянии $a/\xi=2$ (а) и $a/\xi=1.5$ (b). Положение вихрей отмечено крестами. Система вихрь-антивихрь эквивалента вихрю у границы: область сверхпроводника x>0, расстояние от вихря до границы a/2.

В эксперименте поведение локальной плотности состояний может быть изучено, в частности, с помощью сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). В работе на основе теории Боголюбова – де Жена рассчитаны распределения LDOS и туннельное сопротивление для различных положений СТМ зонда относительно центра вихря. Показано, что пик дифференциальной туннельной проводимости (dI/dV) при нулевом смещении (zero-bias conductance) существующий для вихря в массивном сверхпроводнике (Рис.3а), трансформируется в кольцо радиуса порядка $\xi exp(-R/\xi)$ для вихря в мезоскопическом сверхпроводнике радиуса R (Рис.3b).



Рис. З Зависимость дифференциальной туннельной проводимости dI/dV от напряжения и расстояния от центра вихря в сверхпроводнике радиуса $R=7\xi$ (а) и $R=2\xi$ (b). Проводимость рассчитана для температуры $T=0.005\Delta_0$ и нормирована на туннельную проводимость образца в нормальном состоянии $(dI/dV)_N$, напряжение – на величину Δ_0/e (Δ_0 – значение сверхпроводящей щели вдали от вихря). Выбрана величина $k_F\xi=200$.

Работа поддержана РФФИ, программой президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред» и фондом «Династия».

- [1] G.E. Volovik, Письма в ЖЭТФ **57**, 233 (1993); A.S. Mel'nikov, D.A. Ryzhov, M.A. Silaev, Phys. Rev. B **78**, 064513 (2008).
- [2] C. Caroli, P.G. de Gennes, J. Matricon, Phys. Lett. 9, 307 (1964).
- [3] N.B. Kopnin, A.S. Mel'nikov, D.A. Ryzhov, I.A. Shereshevskii, V.I. Pozdnyakova and V.M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. 95, 197002 (2005).
- [4] A.S. Mel'nikov, M.A. Silaev, Письма в ЖЭТФ 83, 675 (2006).
- [5]. S. Ullah, A.T. Dorsey, L.J. Buchholtz, Phys. Rev. B 42, 9950 (1990).
- [6] S.M.M. Virtanen and M.M. Salomaa, Phys. Rev. B 60, 14581 (1999); K. Tanaka, I. Robel, B. Janko, Proc. Nat. Acad. Sci. (USA) 99, 5233 (2002); A.S. Mel'nikov, V.M. Vinokur, Nature, 415, 60 (2002); Phys. Rev. B 65, 224514 (2002).

Tunneling conductance and local density of states in chiral superconductors under the influence of an external magnetic field

Mihail A. Silaev¹, Takehito Yokoyama², Jacob Linder³, Yukio Tanaka², and

Asle Sudbø³

¹Institute for Physics of Microstructures, RAS, 603950 Nizhny Novgorod GSP-105, Russia

²Department of Applied Physics, Nagoya University, Nagoya, 464-8603, Japan

³Department of Physics, Norwegian University of Science and Technology, N-7491 Trondheim, Norway

e-mail: msilaev@ipm.sci-nnov.ru

Recently, considerable attention has been devoted to the chiral superconducting phase which is believed to be realized in the p-wave triplet superconductor1 Sr₂RuO₄. The chiral state of a p-wave superconductor corresponds to a nonzero projection $l_{z} = \pm 1$ of the Cooper pairs angular momentum 1 along the z axis, and thus breaks time-reversal symmetry. Also time-reversal symmetry breaking order parameters have been proposed to exist near surfaces and within vortex cores in high-Tc superconductors. In this case, it has been suggested that the relevant order parameter is either d + is- or d + id'- wave. While the experimental data so far clearly indicates an order parameter which breaks time-reversal symmetry, the question of whether the symmetry is d + is- or d + id'-wave remains unsolved. Clearly, experimental signatures that may distinguish these two types of pairings would be highly desirable.



FIG. 1: Plot of the surface states spectrum for (a) chiral p + ip-wave superconductor, (b) d + is- wave and (c) d + id-wave superconductors. Spectrum in zero magnetic field is shown by solid lines. Dash-dotted and dash lines correspond to the spectrum transformation due to magnetic field directed along and opposite to z axis correspondingly.

One of the important features of unconventional superconductors is the possibility for the existence of surface Andreev bound states. They occur in the vicinity of the scattering interface between a superconductor and an insulator, if the incident and reflected quasiparticles with different momentum directions see different phases of the order parameter. Under the influence of an applied

magnetic field, screening currents and vortices may be generated in a superconductor. To understand the effect of an externally applied magnetic field on the surface DOS, let us consider a spectrum of Andreev bound states near a flat surface of a time-reversal symmetry breaking superconductor occupying the half-space x > 0. We focus on the p + ip-wave, $d_{xy} +$ is- and d_{xy} + $id_{x_2-y_2}$ -wave cases for concreteness. The transformation of these spectra due to the Doppler shift effect is shown in Fig.1. As can be seen, the transformation of the spectrum depends on the direction of magnetic field. Abrikosov vortices located near a superconducting surface generate an essentially inhomogeneous superfluid velocity field, which leads to a non-trivial electronic structure of the surface bound states. Thus the quasiparticle density of states (DOS) near a flat surface was should depend on the orientation of magnetic field with respect to the chirality as well as on the vorticity in case when the Abrikosov vortex is pinned near the surface of superconductor.

In Fig.2 we show the local DOS (LDOS) profile near the surface of a chiral p-wave superconductor in the presence of a single vortex, positioned at some distance a from the surface. When the vortex is positioned far from the surface $a \ge 2\xi$ the LDOS profile follows the behaviour, expected from the picture of local Doppler shift. Depending on the relative value of vorticity and chirality, the surface LDOS is either increased (Fig.2a) or decreased (Fig.2b). At smaller distances $a \le 2\xi$, the behaviour of LDOS changes drastically. In the case of opposite vorticity and chirality, the surface LDOS grows at a $\leq 2\xi$ due to the overlapping with the peak of vortex core states. In case of equal vorticity and chirality the same overlapping occurs, but on the contrary it leads to reduction of DOS. Then the peak of the LDOS at the surface transforms into a dip-and-peak structure as the vortex comes close to the surface.

This is illustrated in Fig.3(a), where we plot the LDOS at the surface point (0, 0), which is the nearest point to the vortex in Fig.2. At large distances a » ξ the LDOS is a monotonic function of a, either increasing or decreasing depending on the relation between vorticity and chirality. At smaller distances $a \le 2\xi$, the extremum of LDOS appears. In the case of opposite vorticity and chirality [lower curve in Fig.3(a)], the surface LDOS grows at $a \le 2\xi$, due to the overlapping with the peak of vortex core states.



FIG. 2: Plot of the normalized zero-energy LDOS N(0) in the presence of a vortex near the surface of a chiral p-wave superconductor. (a) and (c) correspond to equal vorticity and chirality, (b) and (d) correspond to opposite vorticity and chirality. The distance from vortex to the surface is $a = 2\xi$ for (a) and (b) and $a = \xi$ for (c) and (d).

In case of equal vorticity and chirality [upper curve in Fig.3(a)] the same overlapping leads to reduction of LDOS.

To investigate the influence of vortices on the transport properties of normal metal/ chiral p- wave superconductor junction we solve the generic problem of the influence of a single vortex near the normal metal/superconductor (N/S) surface on the zero-bias conductance of the junction. A numerical plot of the conductance G as a function of a distance of vortex to the junction interface is shown by the solid lines in Fig.3(b) for equal (upper curve) and opposite (lower curve) values of chirality and vorticity. The conductance G_{sh} .

In chiral d+is and d+id superconductors the LDOS and conductance appears to also be vorticity sensitive. Numerical plot of the N/S junction conductance as a function of distance fromvortex to surface is shown in Fig.4 for the d+is and d+id cases. Comparing Fig.4a and Fig.4b one can see that the conductance behaviour is qualitatively different for s and d- wave symmetry of the additional gap function component. For d + is- wave, the conductance has a sharp peak for one vortex orientation (upper curve in Fig.4a) and it is a flat function of a for another vortex orientation (lower curve in Fig.4a).

The origin of the conductance enhancement is a formation of Andreev bound states at the Fermi level which are localized near the superconducting surface. As one can see from the Fig.1b, the zeroenergy Andreev bound states can appear only for a certain direction of superfluid velocity flowing along the superconducting surface.



FIG. 3: (a) Plot of the normalized zero-energy LDOS at the point on the surface which is closest to the vortex core. Different curves correspond to different vorticities. (b) Plot of the vortex-induced conductance in chiral p+ip-wave superconductor for equal and opposite values of vorticity and chirality. Large distances asymptotics for N and G are shown by dash lines.

When the distance is decreased, the conductance is suppressed (see Fig.4a, upper curve). The decrease of conductance can be attributed to the gap at the Fermi level which appears due to the interaction of vortex and surface states in a similar way as for the p + ip- wave case

In a d + id-wave superconductor, zero-energy Andreev bound states may exist even in the absence of vortex. When the vortex approaches the superconducting surface, the conductance is either suppressed (lower curve in Fig.4b) or slightly enhanced (upper curve in Fig.4b). The decrease (increase) of conductance corresponds to the transformation of spectrum shown qualitatively in Fig.1c by dash (dashdotted) lines. As the vortex approaches the surface further, there appears an extremum of the conductance. Such behaviour can be explained by a conductance enhancement due to the tunneling of QP into the vortex core states. A sharp decrease of the upper curve in Fig.4b can be attributed to the opening of an energy gap at the Fermi level due to the interaction of vortex and surface states.



FIG. 4: Plots of the vortex-induced conductance in case of (a) chiral d+is superconductor and (b) d+id superconductor. Different curves on each plots correspond to different vortex orientations with respect to the z- axis.

This report is based on works [1,2].

[1] M. A. Silaev, T. Yokoyama, J. Linder, Y. Tanaka, and A. Sudbø, Arxive:0901.1222 [2] M. A. Silaev, JETP, Letters **97**, 511 (2008)

[2] M. A. Silaev, JETP Letters, 87, 511 (2008).

Необычные свойства неоднородных контактов Джозефсона с ферромагнитной прослойкой и их массивов

М.Ю. Куприянов, <u>Н.Г. Пугач.</u> А.В. Ведяев *МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва*

В данной работе рамках в линеализованного Узаделя [1,2] уравнения Джозефсона, рассматривался контакт состоящий из сверхпроводящих берегов (S), разделенных ферромагнитной прослойкой (F), покрытой тонким слоем диэлектрика (I). При этом прозрачность F/S границы считалась неоднородной, предполагалось, что она изменяется скачком вдоль контакта. К ферромагнетику также был добавлен слой немагнитного металла (N), тогда неоднородной считалась N/S граница.

Показано, что неоднородность границы приводит к неоднородному распределению плотности критического тока вдоль контакта. характерный Причем размер этой ξ_N для неоднородности порядка SIFNS структуры, значительно превышает масштаб неоднородности в SIFS контакте, который определяется величиной ξ_F [3,4]. (ξ_N , ξ_F – длина когерентности в немагнитном или магнитном металле, соответственно). Это результат корреляции в плоскости контакта, наведенной в ферромагнетике благодаря соседству с нормальным металлом [5,6]. Эта приводит к тому, что при неоднородность определенной толщине ферромагнетика, зависимость максимального джозефсоновского тока через контакт от внешнего магнитного поля І_{тах}(Н) имеет не фраунгоферову форму, однородного характерную для контакта Джозефсона. При определенных условиях вблизи неоднородности может возникать мини 0-т контакт, у которого критический ток возрастает с увеличением внешнего магнитного поля [3,4]. Этот эффект может быть

использован для создания чувствительных магнитных датчиков, которые могут регистрировать не только вариацию магнитного поля, но и его абсолютное значение.

Сравнительно большой размер неоднородности плотности критического тока (~ ξ_N) создает возможность для создания периодических структур с заланной неоднородностью такого масштаба. Был рассмотрен массив, представляющий собой длинный SIFNS контакт Джозефсона с периодически изменяющейся прозрачностью N/S границы. Показано, что такие структуры должны иметь не фраунгоферову форму зависимости *I_{max}(H)* (Рис.1) при любой толщине ферромагнитной прослойки. На их основе могут быть созданы квантовые интерференционные фильтры нового типа, содержащие F-слой.

Авторы благодарят за поддержку РФФИ (гранты 08-02-90105-Мол_а и 07-02-00918-а).

[1] A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).

[2] І. Buzdin, Rev. Mod. Phys., 2005, v.77, р. 935.
[3] Куприянов М.Ю., Пугач Н.Г., Хапаев М.М., Ведяев А. В., Голдобин Э.Б., Кёлле Д., Кляйнер Р., Известия РАН. Сер. Физ. 72, N.2, 165 (2008).
[4] М.Yu. Kupriyanov, N.G. Pugach, М.М. Khapaev, Vedyayev A.V., Goldobin E.B., Koelle D., Kleiner R., Письма в ЖЭТФ 88, 45 (2008).
[5] Т. Yu. Karminskaya, М.Yu. Kupriyanov, Письма в ЖЭТФ 85, 343 (2007).

[6] Т. Yu. Karminskaya, М.Yu. Kupriyanov, Письма в ЖЭТФ **86**, 65 (2007).



Рис. 1 $I_{max}(H)$ массива

Двойное подавление сверхпроводимости в бислоях Nb/CuNi

A.C. Сидоренко¹, В.И. Здравков¹, J. Kehrle², R. Morari¹, G. Obermeier², S. Gsell², M. Schreck², C. Müller², S. Horn², В.В. Рязанов³, <u>Л.Р. Тагиров⁴</u>, R. Tidecks²

¹Институт электронной инженерии индустриальных технологий АНМ, Кишинев MD2028, Молдова ²Institut für Physik, Universität Augsburg, Augsburg D-86159, Germany

³Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка 142432, Россия

⁴Кафедра физики твердого тела, Казанский государственный университет, Казань 420008, Россия

*e-mail: <u>ltagirov@mail.ru</u>

В слоистых системах сверхпроводникферромагнитный металл (С/Ф) сверхпроводящая парная функция не только экспоненциально затухает вглубь ферромагнитного металла, а одновременно осциллирует. Наличие фазы у волновой функции приводит к интерференционным явлениям, а плоскопараллельный слой ферромагнитного материала исполняет интерферометра. Если толщина слоя ферромагнитного металла меняется, то меняются условия интерференции парной волновой функции на С/Ф границе. Соответственно модулируется поток куперовских пар из сверхпроводника в ферромагнетик, то есть связь между С и Ф слоями, и температура сверхпроводящего перехода T_C становится зависящей от толщины ферромагнитного слоя.



Наиболее яркое явление, предсказанное теорией, возвратное поведение это сверхпроводимости, которое мы наблюдали в работе [1]. Для достижения высокой однородности толщины слоев применялась техника движущегося магнетрона (см. сечение образца на первом рисунке), а для получения серии образцов с переменной толщиной слоя -В напыление клина. настоящей работе сообщается о первом наблюдении повторного подавления сверхпроводимости в бислоях из Nb ферромагнитного сплава Cu(1-x)Ni(x)И $(x \simeq 0.59)$. На втором рисунке приведены результаты измерений Т_с для 3-х серий образцов с толщиной d{Nb}~14.1 нм, d{Nb}~7.8 нм и d{Nb}≃6.2 нм. В серии с толщиной d{Nb}≃14.1 нм сверхпроводящего слоя температура перехода уменьшалась с ростом d{CuNi}, выходя после неглубокого минимума на плато. Такое поведение $T_C(d{CuNi})$ наблюдалось и ранее [2]. В серии с толщиной сверхпроводящего слоя d{Nb}≃7.8 нм температура перехода уменьшалась почти до полутора градусов, затем T_C значительно возрастала, превышая 2.5 К при толщине d{CuNi} ≈ 30 нм. Наконец, в серии с толщиной сверхпроводящего слоя d{Nb}≃6.2 нм порядка сверхпроводящей длины когерентности слоя Nb, наблюдалась двукратное подавление сверхпроводимости: в диапазоне d{CuNi}=1-3.5 нм Т_с резко падала до нуля, затем при d{CuNi}>24 нм сверхпроводимость восстанавливалась, а потом снова обращалась в ноль при d{CuNi}~37.5 нм. Квазиклассическая теория достаточно хорошо воспроизводит основные особенности экспериментальных данных (кривые на рисунке).



Работа выполнена при фининсовой поддержке грантов SFB-484, РФФИ 07-02-00963-а, 08-02-90105-Мол_а и программы РАН «Спинтроника».

- V.I. Zdravkov, A.S. Sidorenko, G. Obermeier *et al.*, Phys. Rev. Lett., **97**, 057004 (2006).
- [2] A.I. Buzdin, Rev. Mod. Phys., 77, 935 (2005).

Сверхпроводящие фазовые инверторы и их применение в цифровой и квантовой логике

<u>В.В. Рязанов¹</u>, В.А. Обознов¹, В.В. Больгинов¹, В.С. Столяров¹, А.К. Феофанов², А.В. Устинов²

¹Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела, Черноголовка, Россия ²Институт физики Университета Карлсруэ, Германия

e-mail: ryazanov@issp.ac.ru

В докладах, представленных на прошлых симпозиумах [1,2] (см. также [3-5]). обсуждались эксперименты по реализации джозефсоновских контактов с инверсией токофазового соотношения j_s= - j_c sinφ [6]. В работах [7-9] предложено использовать такие инверторов π-контакты в качестве сверхпроводящей фазы в цепях сверхпроволяшей цифровой и квантовой логики. В сверхпроводниках аналогом разности потенциалов, поддерживающей ток в резистивных обычных цепях, является разность фаз сверхпроводящей волновой функции, которая определяет бездиссипативный ток в сверхпроводящих структурах. π-контакты, которые имеют разность фаз π в основном состоянии, могут быть использованы в качестве источников сверхпроводящих смещения в цепях. Настоящая работа посвящена экспериментальной проверке концепции самофрустрированных (с внутренним смещением) являющихся основой цепей, новой сверхпроводниковой логики. которые включают обычно используемые как туннельные джозефсоновские контакты, так и инверторы сверхпроводящей фазы, основанные на переходах сверхпроводникферромагнетик-сверхпроводник (SFS πконтактах). Включение инверторов фазы в существующую архитектуру цифровой сверхпроводящей (джозефсоновской) электроники позволяет использовать новые алгоритмы, не связанные с наличием в логических ячейках геометрической индуктивности.

Одним ИЗ важных достоинств реализованных SFS *п*-контактов Nb-CuNi-Nb [1-5] является то, что они имеют ниобиевые тонкопленочные сверхпроводящие электроды, как и в случае обычно используемых в существующей сверхпроводниковой электронике (RSFQ-логике [10]) туннельных элементов (Nb-AlO_x-Nb переходов). Таким образом, эти новые элементы легко могут быть инкорпорированы в существующие архитектуры сверхпроводниковой RSFOлогики. (RSFQ-logic – Rapid Single Flux Быстрая ОдноКвантовая Quantum logic: логика.) Сравнительно большой размер RSFQ-

ячейки, обеспечивающий индуктивность петли L~10⁻¹² Гн, необходим для работы цифровой RSFQ логики. Для удержания кванта магнитного потока Φ_0 , переносящего бит информации, в стандартной ячейке RSFQлогики необходимо, чтобы LI_c, произведение индуктивности сверхпроводниковой ячейки и величин критических токов используемых джозефсоновских контактов, превосходило Ф₀. Использование л-контактов, позволит довести масштаб RSFO-элементов до субмикронных размеров за счет замены, необходимой в обычном случае геометрической индуктивности L, фазовым сдвигом, аналогичным присутствию в ячейке половины кванта магнитного потока.



Рис.1 Сверху: схематические изображения а) традиционной RSFQ-ячейки, b) фазовосмещенной π-контактом комплементарной (π-SFQ)-ячейки. Крестами изображены джозефсоновские туннельные контакты, SFS звездочкой π-контакт. Снизу: полупериодический сдвиг характеристики (зависимости критического тока от магнитного поля) π-SFQ-ячейки относительно характеристики традиционной RSFQ-ячейки [2].

Первые эксперименты по использованию π-контактов в качестве внутренних источников смещения, обеспечивающих полупериодный сдвиг, проводились на сравнительно больших ячейках ~100 х 100 мкм² [2]. Для оценки минимально возможного размера SFS *п*-контакта, обеспечивающего точную инверсию фазы, необходимо было выполнить ряд исследований. Одна из проблем связана с возможностью возникновения дополнительных фазовых сдвигов в SFS контактах, обусловленных неусредненной макроскопической магнитной индукцией в F-слое. В ферромагнитных слоях с достаточно большой площадью магнитная хорошо усреднена, благодаря индукция доменов различными возникновению с направлениями намагниченности. При контакта приближении размера SFS к характерному размеру доменов полное усреднение собственной магнитной индукции ферромагнитном слое становится невозможным. Непосредственная доменной визуализация структуры в используемых слабоферромагнитных слоях Си_{0.47}Ni_{0.53} была осуществлена с помощью прецизионной методики низкотемпературного декорирования ферромагнитными частицами [11]. Оказалось, что пленки сплава Си₀₄₇Ni₀₅₃ имеют лабиринтную доменную структуру, свойственную материалам перпендикулярной магнитной анизотропией, при этом характерный размер доменов составляет всего 100 нм. Столь мелкая доменная структура позволяет рассчитывать на отсутствие влияния макроскопической магнитной индукции на разность фаз вплоть до латеральных размеров SFS сэндвичей ~0.3-0.5 мкм.

Другая проблема, особенно важная для использования π-контактов в качестве фрустрирующих элементов в сверхпроводящих квантовых битах (кубитах), связана с оценкой шумов, вносимых SFS контактом. Была выполнена прецизионная технологическая работа по "врисовыванию" SFS контактов в существующую архитектуру джозефсоновского фазового кубита, разработанного в Эрлангене и Карлсруэ (Германия). Исследование когерентных характеристик делалось специально в защищенном от шумов рефрижераторе растворения в Эрлангене. На фазовый кубит, являюшийся макроскопической двухуровневой квантовой системой. подавались микроволновые возбуждающие импульсы с увеличивающейся длительностью. Затухание возникающих Раби-осцилляций есть характеристика времени когерентности кубита. Структура с SFS контактом показала характерное время затухания (~10 нс) близкое к времени затухания фазового кубита без SFS контакта, что свидетельствует о том, что

основные источники декогерентности связаны не с шумами SFS контакта, а, как предполагается, с флуктуациями заряда в используемых в схеме слоях изолятора. В настоящее время авторы настоящего сообщения работают над реализацией "потоковых" джозефсоновских кубитов, в которых π-контакты могут играть более существенную функциональную роль ПО смещению кубита в рабочую точку.



Рис.2 Схема сверхпроводящего фазового кубита с SFS π-контактом и структурой считывания квантовых состояний, основанной на dc-сквиде.

Работа поддержана грантами РФФИ, ОФН РАН и Немецкого Министерства науки.

[1] Рязанов В.В., Обознов В.А., Больгинов В.В., Феофанов А.К., *Материалы симпозиума* «НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА» Нижний Новгород, **т.1**, стр.56, март 2005 г.

[2] Рязанов В.В., Обознов В.А., Больгинов В.В., Феофанов А.К., Кошелец В.П., Дмитриев П.Н., *Материалы симпозиума* НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА» Нижний Новгород, **т.1**, стр.63, март 2006 г.

[3] Ryazanov V.V., Oboznov V.A., Rusanov A.Yu., Veretennikov A.V., Golubov A.A. and Aarts J., Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).

[4] Oboznov V.A., Bol'ginov V.V., Feofanov A.K., Ryazanov V.V. and Buzdin A.I., Phys. Rev. Lett. **96**, 197003 (2006).

[5] Frolov S.M., Stoutimore M.J.A., Crane T.A., Van Harlingen D.J., Oboznov V.A., Ryazanov V.V., Ruosi A., Granata C., and M. Russo M., Nature Physics **4**, 32 (2008).

[6] Buzdin A.I., Rev. Mod. Phys. 77, 935 (2005).

[7] Terzioglu E. and Beasley M.R., IEEE Trans. Appl. Supercond. **8**, 48 (1998).

[8] Blatter G., Geshkenbein V.B., and Ioffe L.B., Phys. Rev. B **63**, 174511 (2001).

[9] Ustinov A.V. and Kaplunenko V.K., J. Appl. Phys. **94**, 5405 (2003).

[10] Likharev K.K. and Semenov V.K., IEEE Trans. Appl. Supercond. **1**, 3 (1991).

[11] Вещунов И.С., Обознов В.А., Россоленко А.Н., Прокофьев А.С., Винников Л.Я., Русанов А.Ю., Матвеев Д.В., Письма в ЖЭТФ **88**, 873 (2008).

[12] Lisenfeld J., Lukashenko A., Ansmann M., Martinis J.M., Ustinov A.V., Phys. Rev. Lett. **99**, 170504 (2007).

Создание аккумуляционных нанослоев на поверхности n-GaN(0001) и n-InGaN(0001)

<u>Г.В. Бенеманская</u>, С.В. Иванов, М.Н. Лапушкин, С.Н. Тимошнев, Н.М. Шмидт Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия e-mail : Galina.Benemanskaya@mail.ioffe.ru

Обнаружено индуцированное формирование аккумуляционного нанослоя (AC) на поверхности n-GaN *n*-InGaN при и субмонослойной Cs. адсорбции Найдена фотоэмиссия электронов зоны проводимости из АС при возбуждении светом в области прозрачности. Установлено, что глубиной потенциальной ямы АС можно целенаправленно управлять. Проведены расчеты матричного элемента фотоэмиссии, получены энергетические параметры АС. Найден высокий фотоэмиссии выход ИЗ квантовый AC Обнаружен новый для фотоэмиссии эффект спектрах осцилляционной появление в структуры, природа которой связана с интерференцией Фабри-Перо и наличием АС.

Аккумуляционный слой является достаточно новым нанообъектом, который возникает на поверхности полупроводника *n*типа, когда изгиб зон достаточно велик, так что край зоны проводимости на поверхности оказывается ниже уровня Ферми Е_F. При этом (наноразмерная) образуется узкая потенциальная яма. В этом случае в потенциале ограничение AC происходит движения электронов по нормали z к поверхности и наблюдается эффект размерного квантования. Вдоль поверхности (xy) движение электронов не ограничено, и соответствующие компоненты энергии не квантуются. Такие электронные состояния являются двумерным электронным газом. В настоящее время возрастает интерес к поиску АС, что связано с обнаружением АС на поверхности ряда узкозонных Іп-содержащих полупроводников (99-05гг.). Для широкозонных полупроводников AC впервые был сформирован нами на поверхности n-GaN [1-2]. Исследования AC вызваны фундаментальными задачами и очевидной актуальностью для технического применения в наноэлектронике.

По структурной организации поверхность Ш-группы нитридов отличается 0T традиционных III-V полупроводников. Природа развитого рельефа поверхности III-нитридов связана с тем, что атомные плоскости доменов могут быть развернуты наклонены И относительно Особенности друг друга. морфологии поверхности GaN И InGaN обуславливают необычные крайне 2Dэлектронные свойства. Однако, исследований крайне недостаточно.

Выполнены детальные исследования электронных свойств поверхности для ряда образцов n-GaN(0001) и n-In_{0 1}Ga_{0 9}N(0001) при субмонослойной адсорбшии Сs. Использовался метод пороговой фотоэмиссионной спектроскопии $(\Pi \Phi C)$ при Sи pвозбуждении поляризованном [3-4]. Морфология поверхности изучалась с помощью АСМ, ТЕМ и электронной микроскопии.

Эксперименты проводились *in situ* в условиях высокого вакуума $P \sim 5 \times 10^{-11}$ Торр. ПФС является прямым методом исследования AC. Поляризованное s- и p- возбуждение позволяет проводить исследования двумя зондами: 1) s- свет позволяет сканировать приповерхностную область ~ 30 нм, 2) p- свет - исследовать непосредственно поверхность ~ 0.5 нм. На рис. 1 для пороговой области энергий возбуждения приведены спектры фотоэмиссии



Рис. 1 Спектры фотоэмиссии $I_S(h\nu)$ для различных Cs покрытий на n-InGaN. 1 - 0.3 ML, 2 - 0.4 ML, 3 - 0.7 ML.



Рис. 2 Зависимость работы выхода для интерфейсов Cs/n-GaN и Cs/n-InGaN.

I_S(hv) при различных Cs покрытиях на n-InGaN. Покрытия Cs были в пределах монослоя 1ML. Аналогичные результаты аномального появления фотоэмиссии в области прозрачности получены для Cs/n-GaN.

Таким образом обнаружено, что адсорбция Сs вызывает неординарное изменение электронных свойств приповерхностной области n-GaN(0001) и n-InGaN(0001): 1) возникает фотоэмиссия при возбуждении в области прозрачности, 2) при увеличении Сs покрытия наблюдается резкий сдвиг порога в длинноволновую сторону.

Отметим, что GaN и In_{0.1}Ga_{0.9}N относятся к широкозонным полупроводникам с Eg ~3.4эB и Eg~3.1эВ. Поэтому фотоэмиссия при возбуждении в области прозрачности не может быть вызвана возбуждением электронов зоны. Обнаруженный валентной эффект отличие подчеркивает принципиальное природы фотоэмиссии для Cs/n-GaN и Cs/n-InGaN от фотоэмиссии для всех известных фотокатодов, где происходит возбуждение электронов валентной зоны.

Данные показывают, что обнаружена "нетрадиционная" фотоэмиссия, природа которой связана с возбуждением электронов зоны проводимости при возникновении аккумуляционного слоя AC.

Формирование AC вызвано локальным взаимодействием адатомов Cs и оборванных связей Ga на поверхности GaN и происходит за счет изгиба зон, когда край зоны проводимости на поверхности сдвигается ниже E_F. AC возникает уже при малых Cs покрытиях < 0.1 ML и глубина потенциальной ямы AC растет



Рис. 3 Схема потенциала аккумуляционного слоя для Cs/n-GaN (справа) и плотности электронных состояний в плоскости поверхности (ху) для уровней размерного квантования E₁ и E₂ (слева).

монотонно с увеличением Cs покрытия до монослоя - 1 ML.

Таким образом, для интерфейсов Cs/n-GaN и Cs/n-InGaN фотоэмиссия происходит из квазиметаллических состояний зоны проводимости. Следовательно, порог фотоэмиссии соответствует работе выхода. На рис. 2 показаны кривые изменения работы выхода. Точки на кривых получены из аппроксимации спектров $I_S(hv)$. На рис. 3 представлена схема AC с максимально достижимыми параметрами для Cs/n-GaN, которые оценены по данным расчета спектров фотоэмиссии при 1 ML покрытия Cs.

Впервые в спектрах пороговой фотоэмиссии обнаружено появление ярко выраженных осцилляций (рис. 1, 4). Найдено, что период осцилляций зависит от толщины образца. На рис. 4 приведены спектры отражения и фотоэмиссии, полученные *in situ* на одном образце при возбуждении в области прозрачности.



Photon energy, eV

Рис. 4 Осцилляции в спектре отражения (1) и фотоэмиссии (2) для интерфейса Cs/n-InGaN.

Данные доказывают интерференционную природу осцилляций. Кроме того, необходимым условием является наличие АС. При этом фотоэмиссия из АС возбуждается светом, который падает как со стороны вакуума, так и многократно со стороны плоскопараллельной пластины GaN.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ # 07-02-00510 и гранта программы Президиума РАН.

- Benemanskaya G.V., Vikhnin V.S., et al., Appl. Phys. Lett. 85, 1365 (2004).
- [2] Бенеманская Г.В., Шмидт Н.М., и др. Патент на изобретение № 2249877, 2005.
- [3] Benemanskaya G.V., Ivanov S.V.,
- Lapushkin M.N., Sol. St. Comm. **143**, 476 (2007). [4] Бенеманская Г.В., Франк-Каменецкая Г.Э.,
- Шмидт Н.М., и др., ЖЭТФ **130,** 550 (2006).

Диагностика наноразмерных систем и структур на основе нитридов

<u>Я.В. Домрачева</u>, М.В. Заморянская, Т.Б. Попова

Учреждение Российской Академии Наук Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,

ул. Политехническая, д.26, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: <u>y.domracheva@mail.ioffe.ru</u>

Нитриды элементов III группы являются одним из наиболее перспективных материалов для создания новых типов оптоэлектронных приборов, работающих в широком диапазоне длин волн (от инфракрасной до дальней ультрафиолетовой области спектра), а также мощных СВЧ устройств, способных функционировать при повышенных температурах и в агрессивных средах.

Несмотря на значительный прогресс в создании и коммерциализации эффективных светоизлучающих диодов, расширение спектрального лиапазона их работы в длинноволновую область (> 525 нм), а также область дальнего УФ (<350 нм), является актуальной задачей и требует детального изучения свойств системы GaN-InN-AlN. В процессе отработки технологии получения тонких слоев, квантовых ям и светодиодных структур на основе нитридов появилась необходимость создания новых неразрушающих исследования методик для И анализа выращенных структур.

данной работе нами предложен В комплексный подход, позволяющий определять состав тонких слоев, квантовых ям и барьерных однородность слоев в ростовом слоев; направлении; степень легирования слоев, выход люминесценции, особенности переноса излучения в гетероструктуре. Предложенный нами подход может быть также использован для исследования широкого класса структур на основе других материалов ($A^{3}B^{5}$, $A^{2}B^{6}$ и т.п.).

Предложенный подход основан на совместном использовании рентгеноспектрального микроанализа (РСМА) и локальной катодолюминесценции (КЛ).

Методы КЛ и РСМА традиционно использовались для исследования массивных образцов с латеральным разрешением от 1 мкм. Нами впервые было показано, что чувствительность РСМА достаточна для определения состава наноразмерных слоев, находящихся на различной глубине от поверхности структуры. Для определения состава этих слоев необходимо принципиальная модификация метода. базирующаяся на моделировании взаимодействия электронного пучка с структурой при многослойной вариации энергии электронного зонда с использованием И расчетов методом Монте-Карло математической обработки результатов эксперимента [1, 2].

На основе математического моделирования нами были разработаны две экспериментальные методики PCMA: 1) для определения состава тонких слоев, находящихся на поверхности "толстого" буферного слоя [1]; 2) для определения состава тонких слоев (квантовых барьерных ЯМ, слоев в гетероструктурах, слоев имплантированных атомов и проч.), находящихся на заданной глубине от поверхности образца [2]

Для расчета состава тонких поверхностных слоев необходимо было учитывать теоретические расчеты глубины генерации рентгена. Использование описанного в [1] подхода позволило нам измерить состав тонких слоев InGaN, толщиной от 50 нм и более [3]. В ходе исследований в слоях с большим составом (In_{0.2}Ga_{0.8}N и более) и достаточной толщиной (более 100 нм) был обнаружен эффект обогащения индием в верхней приповерхностной области, толщиной ~20 нм. Также, используя комбинированные измерения РСМА-КЛ мы смогли произвести количественную оценку изменения состава в ростовом направлении [4]. Как показано на Рис. 1, сдвиг КЛ в красную область соответствует увеличению концентрации In на 2-3% ат.



Рис. 1. Спектры КЛ толстого слоя In_{0.13}Ga_{0.87}N: A) спектр КЛ однородной пленки; B) спектр КЛ In-обогащенного приповерхностного слоя толщиной 20 нм.

Для расчета состава тонких слоев находящихся на глубине от поверхности образца при моделировании делались априорные предположения о характере распределения концентрации по глубине, а численные параметры распределения определялись из условия наилучшего совпадения экспериментальных и расчетных зависимостей [2].

Использование такого подхода позволило впервые измерить состав одиночной квантовой ямы InGaN толщиной 5 нм. Причем чувствительности предложенного метода хватает для определения разницы в составах двух квантовых ям: $In_{0.04}Ga_{0.96}N$ и $In_{0.08}Ga_{0.92}N$. (Квантовые ямы InGaN, выращенные методом РА МВЕ при различных температурах, располагались на глубине 100 нм в матрице GaN).

Было показано, что для светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN/AlGaN, можно определять не только состав квантовых ям, но и состав барьерных слоев. Например, наши измерения для двух структур с барьерными слоями AlGaN толщиной $30\div40$ нм расположенными на глубине ~ 170 нм показали, что концентрация алюминия отличалась в два раза: $Al_{0.05}Ga_{0.95}N$ и $Al_{0.09}Ga_{0.91}N$.

Использование комплексного подхода на базе РСМА и КЛ очень эффективно для выявления неоднородности состава не только в ростовом, но и в латеральном направлении; причем использование метода КЛ позволяет определять, как влияет изменение состава в микрообъеме на люминесцентные характеристики структуры, что особенно актуально для разработки светодиодов на основе нитридов [4].

Применяя предлагаемый подход для характеризации светодиодных гетероструктур InGaN/GaN/AlGaN, выращенных методом МОСVD, можно определять, как влияет изменение технологии роста (состава и/или толщины слоев в гетероструктуре) на квантовый выход структур; а также оценивать эффективность барьеров и уровень легирования слоев, выявлять неоднородность по составу или размерам квантовых ям (Рис. 2). Анализируя положения, максимумы и полуширину пиков КЛ, можно сделать следующие выводы. Выход люминесценции структуры С-1 выше, так как интенсивность максимума люминесценции КЯ C-1 выше. По положениям максимумов люминесценции квантовых ям (2.79 эВ для С-1 и 2.82 эВ для С-2) можно сказать, что содержание In в квантовых ямах InGaN меньше. Различие в положениях пиков от слоя GaN:p (3.12 эВ и 3.16 эВ) соответствует более высокой степени легирования барьера p:GaN в структуре С-1. Так как в спектрах структуры С-2 проявилась полоса люминесценции 2.29 эВ, связанная с дефектами в n:GaN, то это означает, что в буферном слое n:GaN структуры C-2 присутствуют дефекты. Эффективность барьерного слоя AlGaN в структуре *C-1* выше, так как при одинаковых условиях измерения носители в структуре С-2 проникают в буферный слой n:GaN и на спектрах появляется соответствующая полоса люминесценции с максимумом 3.4 эВ.

Наши исследования показали, что использование метода КЛ в данном комбинированном подходе позволяет также дополнительно характеризовать дефектную структуру исследуемого микрообъема: можно определять тип дефектов, распределение дислокаций, изменение плотности дефектов по глубине, эффективность передачи энергии безызлучательным центрам рекомбинации.

Таким образом, данной работе В приведены результаты исследований, показывающие, что предложенный подход является актуальным методом для диагностики слоев и структур на основе нитридов третьей К группы. несомненным достоинствам предлагаемого подхода нужно отнести то, что используемые методы измерений являются неразрушающими, а также нет необходимости проводить предварительную пробоподготовку.



Рис.2 Спектры КЛ двух светодиодных гетероструктур.

Работа выполнена на базе ЦКП "Материаловедения и диагностика в передовых технологиях" при поддержке аналитической ведомственной целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы" 2.1.1/988. Авторы благодарят В.Н. Жмерика, Д.А. Баумана и Д.А. Закгейма за предоставленные структуры.

[1] Попова, Т.Б., Бакалейников, Л.А., Заморянская, М.В., Флегонтова, Е.Ю. ФТП, 42, 6, 686-691 (2008)

[2] Бакалейников, Л.А., Домрачёва, Я.В., Заморянская, М.В., Колесникова, Е.В., Попова, Т.Б., Флегонтова Е.Ю. ФТП, 43, 4, 568-573 (2009).

[3] Domracheva, Ya.V., Bakaleinikov, L.A., Flegontova, E.Yu., Jmerik, V.N., Popova T.B., and Zamoryanskaya M.V. Michrochim.Acta, 161, 3-4, 371-375 (2008).

[4] Domracheva, Ya.V., Jmerik, V.N., Popova T.B., and Zamoryanskaya M.V J. Mat. Science: Mat. in Electronics

Анизотропия донорного состояния электрона на фосфоре в напряженных кластерах в кремнии при низких температурах

А.А. Ежевский, А.В. Сухоруков, Д.В. Гусейнов, А.В. Гусев*

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия

*ИХВВ РАН, ул. Тропинина, 49, Нижний Новгород, Россия

e-mail: ezhevski@phys.unn.ru

В эпитаксиальных слоях кремния, природного изотопного состава И обогащенного изотопом Si-28, выращенных кремниевой подложке природного на изотопного состава, облученных ионами фосфора и отожженных 1000°C при обнаружен анизотропный спектр ЭПР при Т=4К, ранее не наблюдавшийся в кремнии. Спектр состоял из трех линий (рис. 1,2), соответствующих различным компонентам дфактора, gx,gy,gz (о двухосной анизотропии спектров ЭПР в Ge:As и Si/SiGe структурах с пониженной размерностью с существенно меньшим параметром анизотропии сообщалось в работах [1-3]). Центральная линия спектра перекрывалась с изотропной линией, совпадающей по g-фактору с линией электронов проводимости в кремнии. Форма линий спектра свидетельствовала о том, что спектр образован парамагнитными центрами, находящимися в случайно ориентированных кластерах с трехосной анизотропией g. В ЭПР спектроскопии такая форма линии известна

как "спектр порошка". Кроме этих спектров наблюдался спектр ЭПР от электронов, локализованных на донорном атоме фосфора характерной сверхтонкой структурой, С образованной взаимодействием электрона со спином ядра фосфора (I=1/2). Линии этого спектра имели малую ширину линии (0.19G) из-за меньшего вклада суперсверхтонкого взаимодействия с ядрами Si-29 [4] в изотопнообогащенных слоях Si-28 (99.99%) и существенно более низкую интенсивность по сравнению с другими спектрами. По предположению, природа анизотропного спектра ЭПР, связана с локализованными на донорах электронами, которые расположены напряженных кластерах в кремния. Напряжения вызваны либо не полностью отожженными дефектами после имплантации фосфора (E=40keV, $D=2.10^{14} \text{ cm}^{-2}$ Тотж=1000°С, 1ч.), либо самими атомами или кластерами фосфора.



Рис. 1. Спектры ЭПР в легированных фосфором эпитаксиальных слоях кремния природного изотопного состава, измеренные при различных температурах (а) и в слоях кремния, обогащенного изотопом Si-28, записанные при различных мощностях микроволнового поля (b).

Была исследована зависимость параметра анизотропии gx-gz от температуры и величины микроволнового поля при постоянной температуре (рис. 1-3). Оказалось, что анизотропия быстро уменьшается как с ростом температуры, так и величины микроволнового поля.



Рис. 2. Расстояние в единицах магнитного поля между х и у компонентами в спектре ЭПР донорного электрона в кремнии, обогащенном изотопом Si-28 в зависимости от величины электрической компоненты микроволнового поля в резонаторе.

Такое поведение можно объяснить либо уменьшением времени пребывания электрона доноре вследствие увеличения на вероятности прыжка электрона с донора при увеличении температуры или электрической компоненты микроволнового поля, либо с уменьшением времени жизни спинового состояния из-за релаксации, скорость которой увеличивается с ростом температуры и микроволновой мощности. Малость значений электрических полей, развиваемых в резонаторе (рис.3), свидетельствует, повидимому в пользу второго механизма. Таким образом, появляется возможность управления спиновыми состояниями, что является актуальной проблемой спинтроники. Измерения проводились на спектрометре Bruker EMX plus 10/12 с использованием гелиевого криостата с системой контроля температуры (3.8-300К) ER 4112 HV. Работа выполнена при поддержке РФФИ: грант 08-02-00964.

[1] А.Г Забродский, А.И. Вейнгер/ XI Международный симпозиум Нанофизика и наноэлектроника 2007, т.2 с. 557.

[2] A.F. Zinoveva, A.V. Dvurechenski et al. Phys. Rev.B, 2008, v.77, p. 115319.

[3] C.F.O. Graeff, M.S. Brandt, M. Stutzmann, et al. Phys.Rev. B 59 (1999) p. 13242.

[4] D.V. Guseinov, A.A. Ezhevskii, C.A.J. Ammerlaan, Physica B 395, (2007) 65-68.

Влияние нейтронного облучения на электрофизические и оптические свойства низкоразмерных GeSi/Si гетероструктур

З.Ф.Красильник¹, К.Е. Кудрявцев¹, Д.Н.Лобанов¹, <u>А.В.Новиков</u>¹,

С.В.Оболенский², В.В.Платонов³, Д.В. Шенгуров¹, А.Н.Яблонский¹

¹Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП–105, Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, пр. Гагарина 23,

Нижний Новгород, Россия

³ Саровский физико-технический институт, г. Саров

e-mail: <u>anov@ipm.sci-nnov.ru</u>

В настоящее время SiGe гетероструктуры используются, как для создания на кремниевой подложке быстродействующих транзисторов, так и для разработки различных элементов кремниевой оптоэлектроники [1, 2]. Особое привлекают внимание к себе SiGe низкоразмерные структуры, так как пространственная локализация носителей заряда в них приводит к существенному отличию электрофизических и оптических свойств низкоразмерных структур по сравнению со свойствами объемных полупроводников. В частности, структуры с Ge(Si)/Si(001)самоформирующимися наноостровками рассматриваются в качестве одного ИЗ перспективных материалов для создания на Si подложках источников [3] и приемников [4] излучения на диапазон длин волн 1.3-1.55 мкм. Наблюдение в одной структуре с Ge(Si)/Si(001) островками, как сигнала электролюминесценции (ЭЛ), так и сигнала фотопроводимости (ФП) в этом диапазоне длин волн [5] делает возможным разработку на этих структурах оптоэлектронной пары на область длин волн, в которой коэффициент поглощения света в объемном Si мал.

Ранее проведенные исследования показали [6, 7], что сигнал фотолюминесценции (ФЛ) от Ge(Si) островков характеризуется повышенной радиационной стойкостью по сравнению с сигналом ФЛ от объемного Si и SiGe квантовых ям. Рост радиационной стойкости связывается с локализацией пространственной носителей заряда в Ge(Si) островке и его окрестности, которая препятствует диффузии носителей безызлучательной заряда к центрам рекомбинации. созданным радиационными дефектами [7]. В данной работе представлены результаты исследования влияния нейтронного радиационного воздействия на ЭЛ и ФП многослойных Ge/Si гетероструктур c квантовыми ямами (КЯ) И самоформирующимися наноостровками.

Исследованные многослойные диодные GeSi структуры с КЯ и самоформирующимися наноостровками были выращены при 600⁰С методом МПЭ на подложках Si(001). Подробное описание параметров и условий роста структур приведено в работах [5, 8]. Измерения спектров ЭЛ структур проводились в импульсном режиме с использованием решеточного монохроматора и охлаждаемого Ge детектора. Спектры ФП были измерены с помощью Фурье-спектрометра BRUKER VERTEX 80V без подачи внешнего смещения на структуры. SiGe структуры подвергались радиационному воздействию нейтронами с энергией E~ 100 кэВ и E~1 МэВ дозами до 10¹⁵ см⁻².

Все исследуемые структуры с Ge(Si) наноостровками до облучения демонстрировали при комнатной температуре сигнал ЭЛ в области длин волн 1.3÷1.7 мкм (рис. 1а). Данный сигнал связывается с излучательной рекомбинацией дырок, локализованных в Ge(Si) островках, и электронов, находящихся Si матрице на гетерогранице с островком. Внешняя квантовая эффективность сигнала ЭЛ от Ge(Si) островков комнатной температуре достигала при значения 10⁻⁴ [8]. У части структур, с толстыми Si слоями, разделяющими соседние слои с островками, в спектрах ЭЛ при комнатной температуре в области 1.15 мкм присутствовал слабый сигнал от Si (рис. 1a).

спектров ЭЛ структур, Исследования подвергнутых облучению нейтронами с различными энергиями, показали более высокую радиационную стойкость сигнала ЭЛ островков, по сравнению с сигналом от от объемного Si (рис. 1a). Сигнал от Si в спектрах ЭЛ полностью исчезал уже после нейтронного обучения с дозами 10^{13} см⁻², в то время как интенсивность сигнала ЭЛ от островков оставалась существенной и после доз облучения $\sim 10^{15}$ см⁻² (рис. 1а). Более высокая радиационная стойкость сигнала ЭЛ от островков по сравнению с сигналом от объемного Si, как и в случае ФЛ исследований, связывается с пространственной локализацией лырок в бездефектных Ge(Si) островках. Эффективная локализация дырок в островках вплоть до комнатной температуры препятствует их диффузии к центрам безызлучательной рекомбинации, связанным с радиационными дефектами.

Сравнение воздействия на исследуемые структуры нейтронами с энергиями Е~ 100 кэВ и Е~1 МэВ показало более высокую чувствительность сигнала ЭЛ от островков к высокоэнергетичному облучению. Данный факт ростом вероятности образования вызван радиационных кластеров дефектов (разупорядоченных областей) в облученных структурах при росте энергии нейтронов. Вероятно, созданные при высокоэнергетичном



Рис. 1. (а) – Спектры ЭЛ структуры с Ge(Si) наноостровками до облучения (1) и после облучения нейтронами дозой 10^{13} см⁻² (2), $3.8 \cdot 10^{14}$ см⁻² (3) и 10^{15} см⁻² (3). Спектры измерены при комнатной температуре при токе накачки 200 мА. Спектры нормированы на максимум сигнала ЭЛ от островков до облучения.

(b) – Спектры ФП структур с островками (кривые 1 и 2) и слоями Ge (кривые 3 и 4) до облучения (кривые 1 и 3) и после облучения нейтронами дозой 10^{15} см⁻² (кривые 2 и 4). Спектры измерены при комнатной температуре без внешнего смещения.

нейтронном облучении кластеры радиационных дефектов служат эффективными центрами безызлучательной рекомбинации носителей заряда. Максимальное падение интенсивности сигнала ЭЛ от островков наблюдалось после облучения нейтронами с E~1 МэВ дозой ~10¹⁵ см⁻² и составляло один порядок (рис. 1а). Данное значение меньше, чем наблюдаемое ранее падение интенсивности сигнала ФЛ от InAs квантовых точек [9].

Проведенные исследования влияния нейтронного облучения на спектры ФП структур с Ge(Si) островками показали существенный рост сигнала ФП в области длин волн > 1.1 мкм в облученных структурах (рис. 1b). Данный рост наблюдается только в структурах с Ge(Si) островками и отсутствует в структурах с Ge КЯ (рис. 1b), что не позволяет связать обнаруженный рост длинноволновой ФП с радиационными дефектами. Для установления физических причин роста в облученных структурах с Ge(Si) островками сигнала ФП в области длин волн > 1.1 мкм необходимо проведение дополнительных исследований. В отличие от длинноволнового сигнала ФП, сигнал ФП, связанный с объемным Si (в области длин волн < 1.1 мкм), значительно уменьшается в результате облучения.

Высокая радиационная стойкость сигнала ЭЛ от Ge(Si) островков и рост сигнала ФП в области 1.3÷1.55 мкм в облученных структурах с Ge(Si) островками (рис. 1) делает эти структуры перспективными для создания на их основе радиационно-стойких оптоэлектронных элементов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-97043р_поволжье_а) и Рособразования (проект 2.1.1/617).

- [1] D. J Paul, Semicond. Sci. Technol., **19**, R75 (2004).
- [2] K. Brunner, Rep. Prog. Phys., 65, 27 (2002).
- [3] V.G. Talalaev, G.E. Cirlin, A.A. Tonkikh, et. al., Phys. Stat. Sol. (a), 198, R4 (2003).
- [4] А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, А.И. Никифоров и др., ФТП, **37**, 1383 (2003).
- [5] А.В.Антонов, Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник,
- и др., Материалы XII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 10–14 марта 2008 г., Нижний Новгород, Россия, т.1, стр.31.
- [6] A. Fonseca, N. A. Sobolev, J. P. Leitao, et. al., J. Luminescence 121, 417 (2006).

Е.В.Киселева,

- [7] В.Я.Гавриленко,
- 3.Ф.Красильник, и др., Материалы Симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 10-14 марта 2007 г. Нижний Новгород, стр. 420.
- [8] Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, К.Е.Кудрявцев, и др., ФТП, **43**, 332 (2009).
- [9] R. Leon, G. M. Swift, B. Magness, et. al., Appl. Phys. Lett., **76**, 2074 (2000).

Однофотонные приемники оптического и инфракрасного излучения на основе NbN наноструктур.

<u>К.В.Смирнов</u>^{1, 2, *}, Ю.Б.Вахтомин^{1, 2}, А.В.Дивочий^{1, 2}, Р.В.Ожегов^{1, 2}, И.В.Пентин¹, Е.В.Сливинская², М.А.Тархов^{1, 2}, Г.Н.Гольцман¹

¹ Московский педагогический государственный университет, 119992 Москва, ул. М.Пироговская 29; ² ЗАО «Сверхпроводниковые нанотехнологии», 119021 Москва, ул. Россолимо 5/2, www.scontel.ru * e-mail: smirnov@scontel.ru

коллективом МПГУ Исследование эффекта электронного разогрева в тонкопленочных сверхпроводниковых наноструктурах привело к созданию целого ряда новых типов детекторов [1,2], и к их широкому использованию при решении как фундаментальных, так и прикладных задач многими научно-исследовательскими группами [3-5]. В настоящей работе мы представляем создания приемных результаты систем оптического и инфракрасного излучения оптимизированных для телекоммуникационных и квантово-криптографических применений с использованием оптоволоконной техники.

Приемные системы были реализованы на основе сверхпроводниковых детекторов [6,7], изготовленных из пленок NbN толщиной 3-4 нм, имели один или два идентичных канала (в случае проведения корреляционных измерений). Однофотонный детектор эффекте на электронного разогрева представляет собой узкую (~100 нм) И длинную полоску сверхпроводника, заполняющую лля эффективного согласования детектора с излучением, с максимальной плотностью как можно большую площадь.



Рис.1. Фотография SSPD полученная на электронно-сканирующем микроскопе. Светлые участки – полоски сверхпроводника, темные – зазор между полосками.

Так при использовании стандартного одномодового волокна с диаметром светопроводящей жилы 9 мкм, полоска сверхпроводника была сформирована в виде меандра покрывающего площадь 10×10 мкм²; длина полоски составила около 0.5 мм (рис.1).

В рабочем состоянии при температуре ниже температуры сверхпроводящего перехода (Т_с) детектор смещается постоянным током близким к критическому. Поглощение фотона и последующее электрон - электронное взаимодействие, сопровождающееся диффузией горячих электронов, образует горячее пятно, содержащее несколько сотен квазичастиц. Это подавляет сверхпроводимость в области пятна и выталкивает сверхток смещения на периферию, где его плотность становится больше критической. Все сечение сверхпроводниковой полоски переходит в нормальное состояние и возникает падение напряжения, которое может быть легко зарегистрировано. Продолжающаяся диффузия горячих квазичастиц приводит к быстрому остыванию горячего пятна и возврату в сверхпроводящее состояние.

Эффективный режим работы детектора достигается тогда, когда плотность тока протекающего по полоске сверхпроводника в любом ее сечении близка к критической. Указанное условие предполагает создание сверхпроводниковой полоски, ширина которой испытывает отклонения не более чем на 5 нм [6].

Проведенное изучение распределения мощности в одномодовом волокне показало, что около 90 % мощности сосредоточено в области диаметром менее 7 мкм. Это позволило изготовить детектор площадью 7×7 мкм² значительно уменьшив длину сверхпроводящей полоски (более чем в два раза) и сохранив при квантовой этом высокое значение эффективности приведенной к входу одномодового волокна. Для прецизионного совмещения детектора с одномодовым волокном нами была использована установка микросовмещения Fineplacer-96 Lamda OT компании Finetech, Германия.

Измерения, проведенные для трех длин волн – 0.94 мкм, 1.3 мкм, 1.55 мкм – показали, что квантовая эффективность достигает значения 30 % при уровне темнового счета менее 10 отсчетов в секунду (рис.2). Под квантовой эффективностью в данном случае понимается отношение числа срабатываний детектора или количества импульсов на выходе приемной системы к количеству фотонов попадающих на оптический вход приемника – стандартное одномодовое волокно.



Рис.2. Зависимость темнового счета и квантовой эффективности приемной системы на длине волны 0,94 мкм, 1,3 мкм, 1,55 мкм от тока смещения детектора. Измерения выполнены при температуре T=1.8 К.

Выбором тока, протекающего через детектор, возможно изменение соотношения между квантовой эффективностью приемника и уровнем темнового счета. Так как для длин волн 0.94 мкм и 1.3 мкм квантовая эффективность слабо зависит от тока смещения в области токов близких к критическому, целесообразно рабочего установление меньшего тока смещения и достижение меньшего уровня темнового счета, например, 0.1 отсчетов в секунду, при сохранении высокого значения квантовой эффективности.

Отметим, что созданный однофотонный приемник является широкополосным и имеет высокое значение квантовой эффективности во всем рабочем диапазоне частот оптического волокна, фактически до длины волны 2 мкм. Другие измеренные характеристики приемной системы составили:

- длительность выходного импульса напряжения - ≤5 нс;
- временная нестабильность переднего фронта выходного импульса напряжения (jitter) - ≤40 пс;
- величина импульса выходного напряжения ->0.2 В (импульс может быть как положительной, так и отрицательной полярности);
- максимальная скорость счета >70 МГц.

Приемные системы были выполнены в виде вставки в гелиевый транспортный сосуд Дьюара. Рабочая температура (~1.8 К) достигалась путем откачки паров гелия из теплоизолированного от гелиевой ванны объема внутри вставки, соединенного капилляром с гелиевым объемом (рис.3). Первоначальное достижение рабочей температуры происходит в течение ~1.5 часов; повторное охлаждение детекторов, благодаря разработанной системе регуляции давления, требует не более 15 минут. Стандартный 40 литровый транспортный сосуд Дьюара обеспечивает непрерывную работу приемной системы в течение приблизительно одного месяца.

Электрическое питание детекторов и усилительный тракт конструктивно объединены в единый электронный блок, позволяющий также контролировать температуру и давление внутри откачиваемого объема. Предусмотрено полное компьютерное управление электронным блоком, с возможностью запоминания используемых режимов работы приемника.



Рис.3 Схематическое устройство приемника оптического и инфракрасного излучения реализованного на основе вставки в гелиевый транспортный сосуд Дьюара.

В настоящее время сотрудниками МПГУ и ЗАО «СКОНТЕЛ» ведутся работы по созданию однофотонных приемников оптического и инфракрасного диапазона волн на базе машин замкнутого цикла, а также приемников, способных определять количество фотонов в импульсе излучения и обладающих быстродействием более 1 ГГц.

[1] A. Divochiy, F. Marsili, D. Bitauld et al., Nature Photonics, vol. 2, pp.302–306, (2008). [2] Финкель М.И., Масленников С.Н., Гольцман Г.Н., Известия ВУЗов. Радиофизика, т.48, №10-11, стр.964, (2005). [3] R. Hostein, A. Michon, G. Beaudoin, et al., Appl. Phys. Lett. 93, 073106, (2008). [4] H. Takesue, S. Nam, Q.Zhang et al., Nature Photonics, vol. 1, pp.343-348, (2007). [5] P.Planken, NATURE, Vol.456, pp.454-455, (2008); A. J. Huber, F. Keilmann, J. Wittborn et al., Nano Lett., vol. 8 (11), pp.3766-3770, (2008). [6] G. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova et al., Applied Physics Letters, v. 79, pp. 705-707, (2001). [7] G.N. Gol'tsman, K. Smirnov, P. Kouminov et al., IEEE Trans. Appl. Supercon., v.13, no.2, pp.192-195, (2003).

Углеродные структуры на поверхностях никеля

<u>Д.Ю. Усачёв</u>¹, В.К. Адамчук¹, А.М. Добротворский¹, А.М. Шикин¹,

A.Ю. Варыхалов^{1,2}, O. Rader²

¹Санкт-Петербургский Государственный Университет, ул. Ульяновская 1,С.-Петербург, 198504, Россия ²BESSY, D-12489 Berlin, Germany

e-mail: <u>usachov.d@mail.ru</u>

Взаимодействие углерода с поверхностью никеля издавна привлекает большое внимание исследователей. Изначально такой интерес был вызван явлением закоксовывания никелевых катализаторов, считающимся в промышленности крайне нежелательным. В ходе исследований открылись и положительные стороны этого явления – возможность синтеза различных углеродных материалов, среди которых графен и углеродные нанотрубки, представляющие теперь большой интерес в физике наноструктур. В работе представлены ланной результаты исследований некоторых низкоразмерных углеродных поверхностях структур на монокристаллического никеля с помощью сканирующей туннельной микроскопии (СТМ).

Одним из наиболее широко используемых методов синтеза наноструктур является самоорганизация адсорбируемых на поверхность атомов или молекул в результате взаимодействия с подложкой. В работе показана возможность использования поверхностей никеля лля формирования упорядоченных массивов углеродсодержащих структур на примере адсорбции молекул пентацена С22H14 и фуллеренов С₆₀. Также исследованы некоторые поверхностные фазы углерода на никеле, в том числе графен.

Пентацен на Ni(110).

В качестве подложки для адсорбции пентацена была выбрана поверхность Ni(110), прямоугольную поскольку она имеет способствует элементарную ячейку, что упорядочению молекул. CTM изображение поверхности Ni(110) с субмонослойным покрытием пентацена показано на рис. 1а. Напыление проводилось комнатной при температуре.



Рис. 1. СТМ изображение пентацена на Ni(110). Шкала приведена в нанометрах.

Видно, что все молекулы на поверхности ориентированы в одном направлении [110], вдоль рядов атомов Ni, но не упорядочены. Такое поведение сохраняется при увеличении покрытия вплоть до одного монослоя (рис. 16). Минимальное латеральное расстояние между соседними молекулами составляет два ряда атомов Ni или 7Å.

$Фуллерены C_{60}$ на Ni(755).

Для того чтобы получить упорядоченную структуру адсорбата мы выбрали ступенчатую Ni(755). поверхность При комнатной температуре эта поверхность характеризуется регулярными ступенями с относительно большой периодичностью 25 Å, что позволяет с легкостью различать отдельные ступени и делает эту поверхность удобной для создания упорядоченных массивов наноструктур. СТМ изображение субмонослойного покрытия молекул С₆₀, адсорбированных на поверхности Ni(755), дано на рис. 2.



Рис. 2. СТМ изображение C₆₀ на Ni(755).

Видно, что молекулы адсорбируются на краях ступеней и формируют одномерные цепочки. При увеличении покрытия такое поведение сохраняется до тех пор, пока остаются свободные края ступеней. Нагрев системы в диапазоне температур до 350°С не меняет структуры системы.

Графен и поверхностные фазы углерода на поверхностях Ni.

Никель примечателен тем, что параметры решетки его кристаллической грани (111)



Рис. 3. СТМ изображение (а) фасетированной поверхности системы графен/Ni(771), (б) фазы (4x1) углерода на Ni(771), (в) поверхности Ni(771), частично покрытой графеном.

практически совпадают с параметрами решетки графена, что позволяет легко синтезировать на ней графен с кристаллической структурой наиболее близкой к идеальной. На других гранях никеля также возможен синтез графена, но в зависимости от структуры грани структура графена может существенно изменяться. Например, наши исследования [1] показывают, что на поверхности Ni(110) графен оказывается гофрированным, повторяя рельеф подложки, а графен, синтезированный на ступенчатых поверхностях никеля, приводит к сильному фасетированию подложек (рис. 3а).

Известно, что если в объеме никеля растворено некоторое количество углерода, то углерод на поверхности при термодинамическом равновесии может находиться преимущественно в трех возможных состояниях: атомарный углерод, графен (монослой графита) и графит. В зависимости от температуры углерод на поверхности претерпевает обратимые фазовые переходы из одного состояния в другое [2]. На поверхности чистого никеля возможно создать лишь две фазы: графен и атомарный углерод. Как будет показано далее, фазовые переходы между ними необратимы.

В данной работе графен формировался на ступенчатой поверхности Ni(771) посредством крекинга пропилена C₃H₆ при температуре никеля 500°С и давлении пропилена 10⁻⁶ mbar в течение 10 мин. В ходе синтеза графена поверхность претерпевает фасетирование преимущественно по граням (110) и (331) (рис. 1а). При нагреве такой системы до температуры около 600°С графен разрушается. Вместе с ним разрушаются и фасетки. На поверхности остаются ступени преимущественно моноатомной высоты. При этом большая часть углерода растворяется в объеме кристалла, а оставшийся на поверхности углерод образует структуру (4×1) (см. рис. 3б). В направлении [110] эта структура имеет периодичность 4 межатомных расстояния никеля, а в направлении [001] (горизонтальное направление на рис. 3б) периодичность ступеней поверхности (771). Поскольку террасы ступеней поверхности Ni(771) образованы плоскостью (110), то существует корреляция между поверхностными фазами углерода на этих гранях. Поверхностная фаза (4×1) на Ni(771) соответствует углерода известной фазе (4×5) на поверхности Ni(110). Поскольку в направлении [110] эти грани имеют одинаковую структуру, то и периодичность структуры фаз этом в направлении оказывается одинаковой.

На рис. Зв показано СТМ изображение поверхности системы при ее отжиге в течение часа при температуре 500°С. При такой температуре на поверхности опять начинает формироваться графен, но из-за того, что часть углерода оказалась растворена в объеме никеля, на поверхности не хватает углерода для того, чтобы графеном покрылась вся поверхность. На изображении отчетливо видны области фасетированной поверхности, соответствующие образовавшимся островкам графена. Ha Ni(110) поверхности картина фазовых превращений аналогична, с тем лишь отличием, что графен формируется на плоской поверхности, а атомарный углерод образует фазу (4×5). Таким образом, на поверхности Ni(110) и смежных с ней ступенчатых поверхностях из-за диффузии углерода в объем никеля фазовые переходы графит – атомарный углерод оказываются лишь частично обратимыми.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 08-03-00410 и 09-08-01088.

[1] D. Usachov, A.M. Dobrotvorskii, A. Varykhalov, O. Rader, A.M. Shikin and V.K. Adamchuk, Phys. Rev. B **78**, 085403 (2008)

[2] M. Eizenberg and J.M. Blakely, Surf. Sci. 82, 228 (1979)

Создание и исследование наноразмерных областей в аморфной полимерной пленке зондовыми методами

А.М. Ярыжнов, В.М. Корнилов, А.Н. Лачинов

Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, пр. Октября, 151, г. Уфа, Россия e-mail: <u>lachinov@anrb.ru</u>

Существующие к настоящему времени методы создания органических квазиодномерных (КПС), проводящих структур например. полимерных нанопроводов [1] и углеродных нанотрубок [2], основаны на использовании достаточно сложных технологических принципов. При этом рост КПС происходит случайным образом, что затрудняет не только их дальнейшее использование, но и проведение исследования их свойств. Целенаправленное формирование КПС в местах заданного позиционирования важная задача, имеющая большое научное и практическое значение.

В настоящей работе использовано явление шнурования тока, происходящее при электронном бистабильном переключении В пленках функциональных полимеров [3]. Идея эксперимента основывалась нескольких на известных свойствах этого явления. Во-первых, в результате переключения в полимерном материале возникают электропроводящие домены в виде квазиодномерных нитей, поперечные размеры которых по разным оценкам могут достигать нескольких нанометров [4]. Во-вторых, при бистабильном переключении высокая электропроводность сохраняется и при отсутствии напряжения на образце (эффект памяти) [5]. В третьих, аномально низкое рассеяние носителей заряда в нитях [6], вследствие чего существует возможность локализации места выделения Джоулева тепла на участке поверхности, окружающей место контактирования проводящей нити с подложкой (эффект растекания).

В качестве объекта исследования была выбрана пленка полидифениленфталида, полимера из группы полигетероариленов, в ранее наблюдались которых эффекты переключения при различных внешних Из воздействиях. этих полимеров можно изготовить сплошные и однородные пленки в широком диапазоне толщин методом центрифугирования (в данном эксперименте исследовались пленки толщиной от 130 до 450 нм). Использование подложек из полированного кремния позволяет свести к минимуму влияние шероховатости подложки исключить и диффузию металла в полимер. Верхний электрод (острие) изготавливался из медной проволоки метолом косого среза. Электрофизические измерения проводились как при атмосферном давлении, последовательно с образцом было включено балластное сопротивление для

ограничения измеряемого тока в режиме переключения.

Увеличение напряжения на образце до 70-110В (в зависимости от толщины полимера) приводило к скачкообразному необратимому увеличению тока в измерительной цепи. Величина напряженности электрического поля в этом случае близка к значению пробойной напряженности, типичной для полимерных материалов.

Во всех случаях после регистрации резких изменений тока проводилось исследование полимера поверхности методом ACM. Исследования были выполнены на сканирующем мультимикроскопе СММ-2000Т, (ООО «Завод ПРОТОН-МИЭТ», Москва, Зеленоград). Было установлено, что в местах, где происходило переключение, образуются дефекты округлой формы. Чем больше ток, протекающий сквозь образец при переключении, тем больше диаметр дефектной ограничивался области. Ток величиной балластного сопротивления И составлял 1 ÷ 200 мкА.

На рис. 1 представлена серия изображений поверхности полимера в зависимости от тока, протекающего в момент величины переключения. Видно, что при величине тока >100 мкА (рис.1, а) происходит обширная (несколько МКМ диаметром) деструкция полимерной пленки. При уменьшении тока до 40-50 мкА образуются дефекты округлой формы диаметром 1-5 мкм (рис.1, б) и глубиной, близкой к толщине полимерной пленки. В центральной части такого дефекта всегда существует возвышенный участок диаметром 0,5-1,5 мкм. Если протекающий ток уменьшается до величины 1-5 мкА, формируются структуры типа кратера с центральной возвышенной частью, поперечным размером 0,5-1,0 мкм, глубиной меньше, чем толщина полимерной пленки (рис. 1, в, г). Детальное исследование центральной части «кратера» на рис. 1, д) позволило обнаружить особенности поверхности размером от 10 до 50 нм высотой 4-8 нм (рис. 1, e)

Характер деструкции полимерной пленки позволяет предположить, что в месте протекания тока полимерная пленка имела температуру существенно меньшую, чем в прилегающей области. То есть деструкция полимера была обусловлена не процессами, происходящими собственно в полимере, а сильным локальным нагревом подложки. Можно предположить, что



Рис. 1 Изображение поверхности полимера в зависимости от величины тока переключения.

именно в возвышенной области образовались один или несколько проводящих каналов. Оценка диаметра проводящего канала была основана на применении модели растекания тока. Была использована упрощенная формула для определения сопротивления растекания вида: $R_p = \rho/(2\pi r_0)$. При $\rho \sim 4,5$ Ом·см, и вычисленном $R_p \sim 2,25 \cdot 10^6$ Ом, диаметр проводящего канала составил порядка $2r_0 \sim 6,4$ нм.

Для сравнения отметим результаты работы [7], в которой исследовался пробой пленки полиимида толщиной 12 мкм в структуре с плоскими электродами. Оказалось, что при ограничении тока до 0,1 мкА следы пробоя представляют собой круглые сквозные отверстия диаметром 3-30 МКМ. Однако, никаких особенностей в центре отверстия не было отмечено. По-видимому, в той работе регистрировался диэлектрический пробой по механизму, свойственному массивным образцам (толщина пленок составляла более микрометра). При переходе к пленкам субмикронной толщины (в данной работе 130-250 нм) можно ожидать изменения механизма переноса заряда [9], и, как следствие, наблюдение эффектов переключения, и формирования квазиодномерных структур. Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Физика новых материалов и структур» и гранта РФФИ № 08-02-97003.

- [1] Алешин А.Н. ФТТ, 2007, т.49, №11, с.1921.
- [2] Кудашов А.Г., Окотруб А.В., Юданов Н.Ф. и др. ФТТ, 2002, т.44, №4, с.626.
- [3] Лачинов А.Н., Воробьева Н.В. УФН, 2006, т.176, №12, с.1249.
- [4] Скалдин О.А., Жеребов А.Ю., Делев В.В., Лачинов А.Н., Чувыров А.Н. Письма в ЖЭТФ 1990, т.51, №3, с.141.
- [5] Жеребов А.Ю., Лачинов А.Н., Genoe J., Тамеев А.Р., Ванников А.В. Письма в ЖТФ, 2008, т.34, №11, с.46.
- [6] Лачинов А.Н., Жеребов А.Ю., Корнилов В.М. ЖЭТФ, 1992, т.102, №1(7), с.187.
- [7] Ельяшевич А.М., Ионов А.Н., Тучкевич В.М. и др. Письма в ЖТФ, 1997, т.23, №14, с.8.
- [8] Закревский В.А., Сударь Н.Т. ФТТ, 2005,т.47, №5, с.931.

Туннельная спектроскопия тонких оксидных пленок на поверхности поликристаллического титана.

М.В. Гришин, А.К. Гатин, Ф.И. Далидчик, С.А. Ковалевский

Институт химической физики им. Н.Н.Семенова РАН

Москва, 119991, ул. Косыгина

Изучение строения и свойств тонких пленок оксида титана актуально как в связи с созданием защитных покрытий так И многочисленными применениями в катализе, фотокатализе [1]. Было показано [2], что при комнатной температуре при экспозициях титана в кислороде (1-100 Ленгмюр) на поверхности регистрируются ионы титана в различной степени окисления (0, +2, +3, +4). При повышении температуры доминирующими окислами на поверхности становятся TiO₂ и Ti_2O_3 . В достаточно сильных полях (~ 10 ⁷ B/ см) химический состав образующейся на титана окисной поверхности пленки существенно зависит не только от температуры, давления и экспозиции в кислороде, но и от полярности и напряженности электрического работе В приводятся результаты поля исследования адсорбции кислорода на поликристаллической поверхности титана. полученные методом туннельной спектроскопии. Описаны процессы структурной модификации оксидной пленки под влиянием электрического поля СТМ.

Изучался рост оксидной пленки на острие СТМ, изготовленном из поликристаллической титановой проволоки (чистота 99.9%), образцом являлась поверхность графита (0001). При напуске кислорода электронное строение графита остается постоянным, так как кислород на этой поверхности не адсорбируется, а изменения проводимости наноконтакта связаны с изменениями электронного строения острия. Эксперименты проводились в сканирующем туннельном микроскопе «Омикрон» при давлении остаточных газов 2×10⁻¹⁰ Торр и комнатной температуре. Острия СТМ очищались длительной бомбардировкой ионами аргона.

На Рис 1 приведены зависимости проводимости туннельного контакта OT напряжения на образце, dJ/dV-V, измеренные после экспозиции титанового острия СТМ в кислороде (10 Ленгмюр) при различных напряжениях на острии, V_t. Как видно из этого рисунка, в случае если адсорбция кислорода проводилась при потенциале острия относительно образца $V_t = -7,5$ B, то на dJ/dV-V зависимости наблюдается запрещенная зона шириной примерно 1эВ (кривая В). Запрещенная зона увеличивается до 1,5 эВ, если адсорбция осуществляется при напряжении на острии $V_t = -10$ В (кривая Г). В случае отсутствия электрического поля и при положительном напряжении на острии запрещенная зона не образуется (кривые А, Б на рис. 1). Это указывает на образование проводящих форм оксида титана, в которых ионы титана находятся в низкой степени окисления. Такими являются оксиды:Ti₂O и TiO.

При отрицательном напряжении на острии образуется диэлектрическая форма оксида, характеризующаяся значительной запрещенной зоной. Таким оксидом может являться TiO₂, имеющий запрещенную зону 3,0 эВ. Величина запрещенной зоны в TiO₂ определяется концентрацией дефектов.

Для того, чтобы выяснить возможность модифицирования электронного строения оксидной пленки с помощью электрического поля был проведен следующий эксперимент. На острие в отсутствии электрического поля была получена проводящая оксидная пленка после экспозиции его в кислороде 50 Ленгмюр. Измеренная dJ/dV-V зависимость приведена на Рис.2 (кривая А). Затем кислород скачивался до остаточного давления ~1×10⁻⁹ Торр и на острие было приложено напряжение V_t = -10 В в течении 5 минут. Измеренная после этого dJ/dV-V зависимость (кривая Б) показала образование в оксиде запрещенной зоны около 1.5 эВ. Эта запрещенная зона исчезла после приложения к острию напряжения V_t =+10 В в течении 20 минут (кривая В). На острие снова было подано отрицательное напряжение $V_t = -10$ В в течении 20 минут. На dJ/dV-V зависимости опять появилась небольшая запрешенная зона около 0.5 эВ. Эти результаты можно объяснить моделью Мотта-Ергенсона [3], согласно которой скорость роста оксидной пленки определяется транспортом анионов через оксидную пленку, а электрическое поле влияет на величину миграционного барьера.

Работа поддержана грантами РФФИ № 08-03-00225 и 08-03-00408.

2. Azoulay A., Shamir N., Fromm E., Mintz M.N. // Surf.Sci. 1997. V.370. P.1.

3 Jorgensen P.J.// J.Chem.Phys. 1962. V.37. P.874.

^{1.} Diebold U. // Surf.Sci.Rep. 2003. V.48. P.53.



Рис.1. Зависимости проводимости туннельного тока от напряжения, измеренные после адсорбции кислорода при различных потенциалах острия СТМ.



Рис.2. Зависимости проводимости туннельного тока от напряжения, измеренные после выдержки острия при различных потенциалах.

Микроскопия проводящего полимера полианилин с нанометровым пространственным разрешением

Б.Н. Миронов, <u>С.А. Асеев</u>, С.В. Чекалин

Институт спектроскопии РАН, 142190 Московская обл., г. Троицк, ул. Физическая, 5 e-mail: <u>isanfemto@yandex.ru</u>

изучению Интерес к проволящих полимеров в значительной степени вызван широким спектром их возможных применений в различных областях. С технологической точки зрения особое место в этом ряду занимает полианилин (ПАн) [1], который характеризуется сравнительно высокой химической устойчивостью к воздействиям окружающей среды и достаточно низкой стоимостью сырья. При исследовании внутренней структуры ПАн особый интерес представляет анализ пространственного распределения редоксгетерогенности (РГ) в полианилиновых слоях (т.е. областей, отличающихся степенью окисления), т.к. РГ оказывает основное влияние [2]. Ранее с на проводимость полианилина Кельвин-микроскопии помощью были исследованы пленки ПАна с пространственным разрешением на уровне ~ 50 - 100 нм.

Нами с помощью фемтосекундного лазерного проекционного микроскопа [3] получено фотоэлектронное изображение фрагмента проводящего полимера и достигнуто нанометровое пространственное разрешение. В микроскопе остриё с нанесённым на него образцом отображается на позиционночувствительный детектор заряженных частиц в результате радиального движения Поэтому фотоэлектронов. В плоскости детектора получается увеличенное в $10^4 \div 10^6$ раз фотоэмиссионное изображение облучаемой Облучение поверхности. острия фемтосекундными лазерными импульсами позволяет осуществить лазерномногофотонную индуцированную эмиссию фотоэлектронов без существенного теплового нагрева образца.

Капиллярное остриё имеет ряд преимуществ по сравнению с классической, топографически более простой, иглой. Воапертуры изображение первых, может рассматриваться в качестве удобного реперного сигнала, позволяющего экспериментально увеличения определить коэффициент Во-вторых. микроскопа. диэлектрический микрокапилляр в ряде случаев является весьма удобным инструментом (микропипеткой) для манипулирования органическими образцами.

Для исследования использован полимер, синтезированный в группе Иванова В.Ф. из Института электрохимии им. Фрумкина А.Н. РАН. Эксперимент выполнен на установке с безмасляным вакуумом выше 10-7 мм рт. ст., укомплектованной позиционно-чувствительным детектором заряженных частиц. В качестве использован 1-мкм стеклянный острия микрокапилляр. Капилляр обмакивается в 10⁻² М водный раствор интерполимерного комплекса полианилина (ПАн) и поли-2-акриламидо-2метил-1-пропан-сульфоновой кислоты состава содержащий поверхностно-активное 1:2, додецилсульфат натрия вещество в концентрации 10⁻⁴ М, а затем высушивается. Процедура повторялась два раза. Также слой ПАна наносится на боковую поверхность капилляра, в результате чего он приобретает бледно-зеленый цвет. Вакуумный ввод позволяет подводить электрический потенциал U_{tip} к капилляру. В эксперименте детектор находится под нулевым электрическим потенциалом, а $U_{tip} \approx -0.7$ кВ. Подготовленное остриё облучается лазерным излучением с $\lambda \cong$ 0.8 мкм длительностью импульса $\tau_p \cong 35$ фс и плотностью энергии около 10⁻² Дж/см² в импульсе.

При исследовании поведения проводящего полимера в сильных световых полях необходимо учесть его вероятное "выгорание", что может проявляться как обесцвечивание образца. При этом свойства образца меняются необратимым образом. Это накладывает определённые требования на проведение эксперимента. С одной стороны при высокой интенсивности лазерного света деградация может проистекать достаточно быстро, а с другой стороны при низкой интенсивности – скорость многофотонных процессов падает, что создаёт трудности при накоплении сигнала. Работа выхода для полимера ПАн (≅ 4.8 эВ) превышает энергию ИК-кванта с $\lambda = 0.8$ мкм (1.55 эB) приблизительно в три раза.

В наших условиях в процессе облучения образца наблюдалось монотонное уменьшение фотоэлектронного сигнала. Однако этот процесс носил обратимый характер. После паузы в ~ 5 минут, когда лазерное излучение не попадало на остриё, фотоэмиссионная способность катода восстанавливалась. Полагаем, что за это время осуществлялся приток заряда от источника питания к кончику капилляра.

Фотоэлектронное изображение представлено на рис. 1. Наиболее яркая часть

фотоэмиссионного сигнала имеет форму дуги окружности. Этот сигнал передаёт изображение части 1-мкм апертуры капилляра, что позволяет экспериментально определить коэффициент увеличения микроскопа равный К $\approx 1.7 \times 10^5$. Отдельно нами проверялось, что при облучении диэлектрического капилляра лазером без нанесённого на него полимера фотоэмиссия отсутствовала. Важно отметить, что формирование изображения диэлектрического острия, покрытого проводящим полимером, наблюдалось только в режиме фотоэмиссии. Попытки получить автоэмиссионное изображение острия путём увеличения электрического потенциала U_{tip} приводили к разрушению острия, что, по-видимому, связано с деформациями материала капилляра в сверхсильных статических электрических полях.



Рис. 1. Фотоэлектронное изображение острия 1мкм стеклянного капилляра, покрытого тонким слоем ПАн.

Сечение фотоэлектронного изображения, показанного на рис. 1, по оси х приведено на рис. 2-а. Эти данные демонстрируют наличие фрагмента с пространственно-периодическим распределением фотоэмиссионных центров. При этом можно предположить, что области с высокой плотностью фотоэмиссионного сигнала участкам соответствуют полуокисленной формы (эмеральдиновой) полианилина, поскольку эмеральдин имеет интенсивное поглощение при 1.5 эВ. С другой стороны, фотоионизация неокисленной (лейкоэмеральдиновой) формы, имеющей максимум поглощения при ≅ 3.2 эВ, за счет возбуждения двухфотонного на длинноволновом спаде полосы поглощения, соответствует областям с малой плотностью фотоэлектронного сигнала. Отметим, что достигнутое пространственное разрешение (единицы нм) недостаточно для выделения отдельных фрагментов полимерной цепи полианилина, близких по размеру к отдельному полимерному звену.

Регулярное чередование фотоэмиссионных центров может свидетельствовать о наличии определённой самоорганизации в соответствии с представлениями о формообразовании в химических и биологических системах, развитыми Тьюрингом [4] и другими авторами.



Рис. 2. Координата фотоэмиссионного центра х как функция порядкового номера центра N (а) для упорядоченных участков ПАн. Линейная аппроксимация экспериментальных результатов на упорядоченном участке (б).

Для определения пространственного периода внутри наблюдаемого фрагмента на рис. 2-б отложена зависимость координаты фотоэмитирующего центра по оси х от его номера N. При порядкового этом предполагается, что фотоэмиссионный центр с N = 6 не проявляется в явном виде. Приведенное на этом рисунке распределение описывается линейной зависимостью х от N. B результате находим, что расстояние между соседними центрами ≈ 5 нм.

Авторы выражают глубокую благодарность Летохову В.С. и Иванову В.Ф. Данное исследование выполнено при финансовой поддержке грантов РФФИ (№ 08-02-00655-а, а также № 09-02-01077-а).

 [1] MacDiarmid A.J., Synth. Met., **125**, 11 (2001).
 [2] Иванов В.Ф., Грибкова О.Л., Ванников А.В., Электрохимия, **42**, 304 (2006).
 [3] Асеев С.А., Миронов Б.Н., Чекалин С.В., Летохов В.С., Письма ЖЭТФ, **80**, 45 (2004).

[4] Tjuring A., Phyl. Trans. Roy. Soc., **237**, 137 (1952).

Низкотемпературная самоорганизация атомов хлора на поверхности Au(111)

<u>Б.В.Андрюшечкин¹</u>, В.В.Черкез¹, К.Дидье², Б.Киррен², Д.Мальте²

Институт общей физики им.А.М.Прохорова РАН, ул.Вавилова 38, Москва, Россия ² Лаборатория физики материалов, Университет Нанси, Нанси, Франция.

E-mail: andrush@kapella.gpi.ru

Известно, что молекулярный хлор диссоциирует на поверхности Au(111), формируя упорядоченную атомную решетку $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})$ R30° при температурах ниже 230 K и степени покрытия 0.33 MC [1,2].



рис.1 СТМ изображения на начальной стадии адсорбции хлора. (а) поверхность Au(111) (б) вицинальная поверхность Au(778). Температура поверхности при измерениях 5 К.

В данной работе изучались субмонослойные (< 0.33 МС) структуры хлора на поверхности Au(111). Алсорбция проводилась при температуре 300 К, а все СТМ-измерения – при охлаждении до 5 К. Было установлено, что на стадии адсорбции атомы первой хлора декорируют атомные ступени, которые являются естественными дефектами поверхности монокристалла (см. Рис.1). Этот эффект виден

более отчетливо для вицинальной поверхности (778), которая характеризуется эквидистантными параллельными ступенями. Как видно на рис.16, на поверхности формируется система упорядоченных нанопроволок из атомов хлора толщиной в один атом.

увеличении При дальнейшем степени покрытия происходит заполнение адсорбционных мест на террасах. Ввиду того, что поверхность золота (111) реконструирована, адсорбция не является однородной. Атомы хлора предпочтительно адсорбируются в середины доменов г.ц.к., раздвигая при этом доменные стенки (рис.2а). В конечном счете, при степени покрытия ≈0.09 МС реконструкция поверхности золота исчезает, а на поверхности возникает система упорядоченных колец из атомов хлора (рис.2б). Расстояния между соседними атомами хлора в кольце, в основном, составляют ≈ 5.0 Å, что соответствует параметру решетки $(\sqrt{3}\times\sqrt{3})R30^\circ$, наблюдаемой при степени покрытия 0.33 МС (рис.2в).

На рис.2г показано преобразование Фурье СТМ-изображения для системы атомных колец. Четкие пятна свидетельствуют о наличии явной периодичности. Среднее расстояние между центрами колец оказалось равным 3.7 нм, а средний диаметр 3.05 нм. Таким образом, можно говорить о явлении самоорганизации для данной системы.



рис.2 Адсорбция атомов хлора на атомных террасах (а) зародышеобразование структуры колец. (б) почти завершенная система колец из атомов хлора – степень покрытия ≈0.08 МС. (в) строение стенки кольца. (г) Преобразование Фурье для системы атомных колец Cl/Au(111) и параметры сверхструктуры.

0= 0.09 MC

θ = 0.13 MC

0 = 0.20 MC



рис.3 Эволюция СТМ изображений при увеличении степени покрытия хлора в диапазоне 0.09-0.20 МС.

Интересной особенностью обнаруженной самоорганизации является возможность менять периодичность системы, варьируя степень покрытия в диапазоне 0.09-0.20 МС. Согласно данным, представленным на рис.3, происходит уменьшение, как диаметра колец, так и расстояния между их центрами. Таким образом, возникает потенциальная возможность использовать систему Cl/Au(111) в качестве шаблона для технологических приложений при создании упорядоченного массива нанообъектов, связана с геометрией колец (см. рис.4а). На рис.4б показаны карты дифференциальной проводимости, которые наглядно демонстрируют возможность регистрации различных мод такого «атомного резонатора».

Учет поверхностных состояний позволяет построить модель, которая может объяснить наблюдаемое сокращение расстояния между центрами колец при увеличении степени покрытия. Если принять, что барьер из атомов хлора имеет конечную величину, то состояния из





рис.4 СТМ изображение (a) и карты дифференциальной проводимости (dI/dV) (б) для различных напряжений на образце, демонстрирующие картины стоячих электронных волн.

V = -1.0 V

которые могут быть локализованы внутри колец. Согласно данным дифракции медленных электронов система упорядоченных колен возникает на поверхности при температуре ниже 180 К, которая легко достижима при использовании жидкого азота при технологических приложениях.

Для установления движущей силы наблюдаемой самоорганизации необходимо

соседних квантовых ям могут взаимодействовать. При уменьшении размера квантовых ям, положение энергетических уровней смещается в сторону больших энергии. Чтобы компенсировать этот избыток энергии, атомы хлора перестраиваются, уменьшая расстояния между центрами квантовых ям. При этом возрастает перекрытие соседних состояний, в результате чего, как при формировании

V = + 0.35 V

V = -0.10 V





принять во внимание наличие поверхностных электронных состояний для Au(111). Для поверхностных электронов система упорядоченных колец может быть рассмотрена как система связанных квантовых ям. Внутри каждой квантовой ямы возникают локализованные состояния, энергия которых ковалентной связи, возможно понижение энергии связанного состояния (см. качественную схему на рис.5).

[1] G.N.Kastanas et al, Appl.Surf.Sci. 64 (1993) 235
[2] W.W.Gao et al, JACS. 130 (2008) 9005

Влияние статического заряда на формирование ACM-изображений поверхности диэлектриков

<u>Р.В.Гайнутдинов</u>, А.Л.Толстихина, М.Л.Занавескин, К.Л.Сорокина, Н.В.Белугина, Ю.В.Грищенко

Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Ленинский пр. 59, Москва, Россия

Атомно-силовая микроскопия (ACM) основывается на измерении взаимодействия между зондирующим острием и поверхностью образца. Отображаемый сигнал - это сила, действующая между атомами иглы и поверхности, которая конвертируется в электрический сигнал. Отсутствие ограничения на проводимость исследуемого объекта и высокое пространственное разрешение метода АСМ привели к повсеместному использованию метода на практике для изучения рельефа поверхности различных материалов. Как известно, в силовое взаимодействие между кантилевером и поверхностью вносят вклад не только силы отталкивания и силы Ван-дердальнодействующие Ваальса, но И электрические И магнитные силы; специализированные модификации микроскопии целенаправленно используют данный факт. Однако вклад этих сил в формирование контраста собственно топографических изображений поверхности диэлектрических материалов при контактном и прерывисто-контактном режимах работы микроскопа изучен в недостаточной мере. Как оказывается, при исследовании диэлектриков может иметь место значительное ухудшение потенциального разрешения микроскопа вплоть ЛО появления специфических артефактов изображений, связанных с наличием на поверхности статического заряда [1]. Проблема устранения статических зарядов с поверхности диэлектриков также актуальна для атомносиловой микроскопии, как и для электронной микроскопии.

В работе изучено влияние статического на поверхности диэлектрических заряда материалов (ситалл, лейкосапфир) на АСМизображения, полученные в контактном и прерывисто-контактном режимах работы атомно-силового микроскопа. Исследуемым объектом была поверхность полированных сверхгладких (с высотой шероховатости менее 1 нм) подложек ситалла и лейкосапфира. Объект изучался с помощью сканирующего зондового микроскопа NTEGRA Prima (НТ-МДТ), который был помещен в чистой зоне класса ИСО(100) "TRACKPORE ROOM 05" с контролируемыми параметрами воздушной среды: температурой, влажностью и чистотой. Точность поддержания влажности в боксе в диапазоне 30-70 % составляет ± 1%. Точность поддержания температуры в диапазоне 25±5 °C составляет ± 0.05 °C. Высокая стабильность поддерживаемых рабочих vсловий в контрольно-измерительном комплексе, предназначенном проведения лля фундаментальных исследований с помощью АСМ, а также экранирование акустических существенно помех позволяют повысить точность определения метрических параметров поверхности исследуемых образцов (по сравнению с измерением в обычном помещении).





Рис.1. Зависимость амплитуды колебаний кантилевера (Mag) от изменения расстояния между острием и поверхностью образца (ΔZ): а – в отсутствии статического заряда и б – при его наличии.



Рис.2 ACM-изображения сверхгладкой поверхности лейкосапфира: по мере сканирования в режиме реального времени накапливается статический заряд (а) - топография, (б) - фазовый контраст.

C помощью данного аппаратурного комплекса стало возможным применить для АСМ известный в полиграфии способ снятия увлажнения статического заряда путем воздушной среды и модифицировать его, найдя критерии наличия статического заряда на исследуемой поверхности. В результате была разработана методика снятия статического заряда с поверхности наноструктурированных диэлектрических материалов. Наличие статического заряда на поверхности диэлектрика определялось прерывистов контактном режиме АСМ по характеру амплитудных кривых (рис.1), разительно отличающихся друг от друга при отсутствии (а) и наличии (б) статического электричества на поверхности диэлектрика. Измерение амплитудных кривых осуществлялось при одинаковых условиях съемки.

Наши исследования четко демонстрируют степень влияния статического заряда на поверхности на разрешающую способность АСМ. Наличие на поверхности статического заряда приводит к существенному снижению разрешающей способности АСМ. Процесс сверхгладкой накапливания заряда на поверхности лейкосапфира по мере сканирования показан на рис. 2 в режиме реального времени для топографического изображения (а) и изображения фазового (б). обеих иллюстрациях контраста Ha отчетливо видно: верхняя часть изображения размывается, теряются тонкие детали, что связано с образованием поверхностного заряда во время сканирования. При обеспечении стекания заряда во время эксперимента данный эффект исчезает, и оба изображения сохраняют свою четкость на всем протяжении сканирования. Критической становится роль

эффектов электростатического размывания изображения при определении метрических характеристик сверхгладких поверхностей. В равномерно случае заряженного слоя более дальнодействующего вследствие характера электростатического взаимодействия, по сравнению с взаимодействием Ван-дер-Ваальса. острие зонла эффективно взаимодействует с большей по площади областью поверхности. Интегральный эффект взаимодействия острия зонда с большим участком образца нивелирует тонкие детали рельефа, АСМ-изображение размывается, и измеряемый размах высот становится меньше существующего действительности. в Эффективная площадь, с которой происходит взаимодействие, определяется величиной и плотностью заряда поверхности и материалом зонда. При расчете величины шероховатости по мере увеличения размера скана эффект потери разрешения АСМ-изображений будет ослабляться. поскольку линейный размер плошали взаимодействия становится сопоставимым с шагом сканирования.

Разработанный эффективный новый снятия статических зарядов способ с при поверхности диэлектриков ACMисследованиях, проводимых в воздушной среде, позволяет снизить погрешности измерений методом АСМ и устранить характерные артефакты топографических изображений поверхности диэлектрических материалов. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 08-02-00600) и НШ-1955.2008.2.

[1] Толстихина А.Л., Гайнутдинов Р.В., Занавескин М.Л. и др. Кристаллография. 2007. Т.52,№5. С.939-946.
Кинетика нанодоменных структур в сегнетоэлектриках

В.Я. Шур

Уральский центр коллективного пользования «Современные Нанотехнологии», Уральский государственный университет им. А.М. Горького, пр. Ленина 51, Екатеринбург, Россия e-mail: <u>vladimir.shur@usu.ru</u>

В работе представлен обзор новейших результатов по экспериментальному изучению самоорганизованных формирования нанодоменных структур в сегнетоэлектриках при сильном отклонении от равновесных условий переключения. Математическое моделирование позволило подтвердить возможность объяснения всех экспериментально полученных эффектов в рамках единого подхода, учитывающего роль остаточных электрических полей, возникающих в процессе переключения при запаздывании экранирования деполяризующих полей. Установлено, что самоорганизация обусловлена электростатическим взаимодействием между изолированными нанодоменами, имеющими заряженные доменные стенки.

Моделирование зарождения и роста нанодоменов проведено в рамках кинетических подходов с учетом неполного экранирования деполяризующих полей. Рассчитано влияние диэлектрического поверхностного зазора на эффективность экранирования. Особое внимание уделено запаздыванию экранирования.

Кинетика реальной доменной структуры, представляющая собой образование, рост и слияние взаимодействующих доменов, может быть исследована только с использованием методов компьютерного моделирования. Только в этом случае могут быть детально изучены особенности отдельных стадий эволюции доменной структуры. Эти исследования особенно актуальны в связи с появлением экспериментальных позволяющих методов, изучать кинетику доменов с высоким пространственным и временным разрешением.

Современные методы сканирующей зондовой микроскопии открыли возможность наблюдения нанодоменов, роль которых в кинетике переключения поляризации ранее не принималась во внимание. Особый интерес представляют собой обнаруженные эффекты самоорганизации при росте нанодоменных ансамблей и образование нанодоменных цепей при слиянии микродоменов.

R качестве модельного материала использованы монокристаллы одноосного сегнетоэлектрика ниобата лития LiNbO3 (LN) с простой доменной структурой и оптически визуализируемыми доменами. Выбор LN обусловлен также тем. что он является одним из наиболее широко используемых нелинейнооптических кристаллов.

Моделирование воспроизводит кинетику доменов при переключении поляризации с учетом пространственно неоднородного распределения переключающего электрического поля. В качестве объекта моделирования была выбрана вырезанная перпендикулярно полярной оси пластина одноосного сегнетоэлектрика со сплошными электродами на полярных гранях. Принималась во внимание пространственная неоднородность распределения спонтанной поляризации вблизи полярной поверхности сегнетоэлектрика.

модели В учитывалось наличие приповерхностного диэлектрического зазора, толщиной от десятков нанометров до единиц микрон. Существование зазора приводит к тому, что создающие деполяризующее поле связанные отделены от локализованных заряды, на электродах зарядов внешнего экранирования. В результате быстрое внешнее экранирование не быть полным. что приволит может к существенному влиянию на кинетику доменов мелленного объемного экранирования и формированию самоорганизованных регулярных доменных структур за счет коррелированного зародышеобразования.

Кинетика роста нанодоменной структуры, полученная в результате моделирования, может быть представлена в трехмерном виде (Рис. 1). При этом можно изучать прямое прорастание взаимодействующих доменов.

Детальный анализ экспериментально наблюдаемых стадий формирования остаточных нано-доменов при слиянии доменных стенок показывает, что нанодомены выстраиваются вдоль «следа» доменной стенки, образующегося во время паузы в ее движении.



Рис. 1. Формирование нанодоменной структуры. Результаты моделирования.

Образование остаточных нанодоменов объясняется возрастанием деполяризующего поля вблизи переключенного участка, что затрудняет переключение при запаздывании экранирования. Если при слиянии параллельных доменных стенок непереключенные участки оказываются окруженными переключившейся областью (Рис. 2), то рост деполяризующего поля не позволяет им переключиться.



Рис. 2. Результаты моделирования формирования цепи остаточных изолированных нанодоменов при слиянии доменов.

Для визуализации нанодоменных структур использована совокупность экспериментальных методов, среди которых ведущее место занимают различные моды сканирующей зондовой микроскопии. Впервые продемонстрирована возможность непосредственной визуализации нанодоменов в объеме кристалла с помощью сканирующей конфокальной микроскопии комбинационного рассеяния.

Визуализация доменной структуры LN конфокальной микроскопией комбинационного рассеяния заключается в записи набора спектров комбинационного рассеяния в точках на поверхности образца и на различной глубине. Затем при помощи компьютерной обработки определяются центральные частоты, амплитуды и спектральные ширины линий Е(ТО1). Е(ТО6) и Е(ТО8). Деформация кристаллической решетки вблизи доменной стенки приводит к изменению указанных параметров. Пример визуализации в одномерном случае показан на Рис. 3. Измерение спектров проводилось при сканировании поперек периодической доменной структуры. Резкое уменьшение амплитуды линии E(TO8) вблизи доменной стенки позволило получить контраст.

Важно отметить, что пространственного оптической разрешения этой метолики достаточно для визуализации нанодоменных структур, поскольку возникающие вблизи доменных границ искажения решетки, деполяризующими полями, создаваемые достаточно протяженны.

Для реализации сильнонеравновесных условий переключения использовались лва экспериментальных метода: 1) увеличение толщины поверхностного диэлектрического слоя за счет модификации поверхности кристалла методами протонного обмена И ионной имплантации, 2) получение неоднородного пироэлектрического поля В результате локального импульсного поверхностного нагрева кристалла без электродов.



Рис. 3. Изменение интенсивности линии E(TO8) при сканировании перпендикулярном доменным стенкам (длина волны 514 нм).

Установлено, что увеличение толщины диэлектрического слоя приводит к уменьшению эффективность внешнего экранирования, а неоднородное пирополе позволяет локализовать рост нанодоменов.

Формирование остаточных нанодоменных цепей при циклическом переключении изучено экспериментально в CLN модифицированном протонным обменом. Установлено, что кинетика доменной структуры существенно изменяется, поскольку остаточные нанодомены служат зародышами при циклическом переключении. Показано, что эффект усталости при циклическом переключении вызван увеличением площади «замороженных» доменов.

Впервые экспериментально и методами компьютерного моделирования систематически изучен одномерный рост доменов (анизотропный рост цепей, состоящих из изолированных нанодоменов), и выявлены механизмы, объясняющие изменение направлений преимущественного роста в различных экспериментальных условиях.

Использование полученных эффектов в доменной инженерии позволит существенно улучшить периодичность прецизионных структур с микронными периодами и заложить основы нано-доменной инженерии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гр. 08-02-12173-офи, 08-02-90434-Укр-а, 08-02-99082-р-офи, 07-02-96033-р-Урал-а, 05-02-19648-НЦНИЛ).

[1] Shur V. Ya., in "Advanced Dielectric, Piezoelectric and Ferroelectric Materials - Synthesis, Characterization & Applications", ed. by Z. G. Ye, 622 (Woodhead Publishing Ltd, 2008). [2] Shur V. Ya., Ferroelectrics, 373, 1 (2008). [3] Kuznetsov D. K., Shur V. Ya., Negashev S. A., Lobov A. I., Pelegov D. V., Shishkin E. I., Zelenovskiy P. S., Platonov V. V., Ivanov M. G., and Osipov V. V., Ferroelectrics, 373, 133 (2008). [4] Lobov A. I., Shur V. Ya., Kuznetsov D. K., Negashev S. A., Pelegov D. V., Shishkin E. I., Zelenovskiy P. S., Ferroelectrics, 373, 99 (2008). [5] Eliseev E. A., Morozovska, A. N. Svechnikov G. S., Rumyantsev E. L., Shishkin E. I., Shur V. Y., Kalinin S. V., Phys. Rev. B, 78, 245409 (2008).

Формирование упорядоченного массива InAs квантовых точек на поверхности n-GaAs с использованием метода локального C3M оксидирования

<u>В.В. Гончаров^{1,2},</u> П.Н. Брунков^{1,2}, Н.Ю. Гордеев¹, В.М. Лантратов¹, Н.А. Калюжный¹, С.А. Минтаиров¹, Е.С. Семенова¹, С.Г. Конников¹

¹ ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия ² СПбГПУ, ул. Политехническая 29, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: VadimVG2002@mail.ru

В последнее время большое внимание уделяется применению структур с квантовыми точками в конкретных приборах, таких как однофотонные эмиттеры лля квантовой коммуникации Для практического [1]. применения таких структур важно получать наноструктуры с упорядоченным массивом высококачественных квантовых точек низкой поверхностной плотности. Процессы самоорганизации для формирования подобных массивов не могут быть применены, т.к. не обеспечивают постоянства расстояний между квантовыми точками и параметров самих точек.

В данной работе проводилось исследование роста оксидных наноточек режимов на поверхности n-GaAs с помощью сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) для формирования пространственно упорядоченного массива квантовых точек InAs методом металлоорганической газофазной эпитаксии (МО ΓΦЭ).

Упорядоченный массив оксидных наноточек формировался на атомно-гладкой поверхности проводящего эпитаксиального слоя n-GaAs толщиной 100 нм, легированного кремнием на уровне 5×10^{17} см⁻³, выращенного на n-GaAs (100) подложке.

Рост оксидных точек проводился с помощью зондов SCM-PIC фирмы NanoWorld Ltd. Со., покрытых проводящим слоем PtIr, на установке C3M Dimension NanoScope V при атмосферных условиях. Для защиты от внешних воздействий и подержания постоянных условий в рабочей области C3M оснащен массивным теплоизолирующим колпаком.

В обычных атмосферных условиях поверхности зонда и образца покрыты слоем адсорбированной воды, толшина которого зависит от атмосферного давления и температуры воздуха и составляет несколько нанометров [2]. При проведении оксидирования влажность в рабочей области находилась в пределах 30-45 %.

При подводе зонда к образцу образуется водяной мениск, служащий источником гидроксильных групп для электрохимических реакций, протекающих при подаче на зонд отрицательного постоянного напряжения смещения [3]:

 $\begin{aligned} &2GaAs + 6H_2O + 12h^- \rightarrow Ga_2O_3 + As_2O_3 + 12H^+ \\ &6H_2O + 12h^+ \rightarrow 3O_2 + 12H^+ \\ &12H_2O + 12e^- \rightarrow 6H_2 + 12OH^- \\ &12H_2O + 12e^- \rightarrow 6H_2 + 12OH^- \end{aligned}$

 $12\mathrm{H}^{+} + 12\mathrm{OH}^{-} \rightarrow 6\mathrm{H}_{2}\mathrm{O}$

Образующиеся оксиды Ga₂O_x и As₂O_x обладают меньшей плотностью, чем материал подложки, что приводит к формированию локально под зондом оксидной наноточки.

На рис. 1 представлен фрагмент сформированного на поверхности упорядоченного массива оксидных наноточек и профиль поперечного сечения одной из них. При приложении импульса напряжения амплитудой V = -4 В длительностью 30 сек, полуширина образующихся оксидных наноточек составляет около 50 нм и воспроизводится с высокой точностью.

Было показано, что размеры оксидных наноточек зависят от силы прижима зонда к поверхности образца, а также от длительности и амплитуды приложенного напряжения смещения.



Рис. 1 Упорядоченный массив оксидных наноточек на поверхности n-GaAs (a) и профиль поперечного сечения одной из них (б).



Рис. 2 Поверхность образца после стравливания окисла в атмосфере водорода (а) и профиль поперечного сечения образовавшейся ямки (б).

После формирования на поверхности образца массива оксидных точек и линий было произведено удаление окисла с его поверхности в процессе нагревания в реакторе установки ΜΟΓΦЭ. Нагрев производился потоке в высокочистого водорода при небольшом парциальном давлении арсина, необходимого для предотвращения коррозии поверхности. В результате поверхность образца была полностью дезоксидирована, и на месте оксидных наноточек получены топографические ямки (рис. 2).

После удаление оксида на поверхность образца методом МОГФЭ осаждалось 4?5 монослоев InAs для формирования квантовых точек в образовавшихся топографических ямах.

На рис. 3. представлен фрагмент массива квантовых точек InAs, сформированного на точно ориентированной (100)±0.5⁰ поверхности n-GaAs, и их поперечные сечения. Рост квантовых точек осуществляется на границах топографических ям. При этом наблюдается также неполное заполнение наноразмерных топографических ям осаждаемым материалом.

Таким образом, с помощью СЗМ был сформирован упорядоченный массив оксидных наноточек на поверхности GaAs, После удаления оксида топографические ямы были использованы в качества центров формирования упорядоченного массива InAs квантовых точек с низкой поверхностной плотностью.

Работа выполнена с использованием оборудования регионального ЦКП "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях" при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий И наноматериалов» И Программы развития научного потенциала высшей школы.

[1] E. Waks, K. Inoue, C. Santori, D. Fattal, J. Vuckovic, G.S. Solomon, Y. Yamamoto, Nature (London) **420**, 762 (2002);

[2] D.R. Baselt, J.D. Baldeschwieler, J. Appl. Phys. **76**, 33 (1994).

[3] J.S. Kim, M. Kawabe, N. Koguchi, J. Crystal Growth **262**, 265 (2004).



Рис. 3. Модифицированная поверхность n-GaAs после удаления окисла в атмосфере водорода и формирования квантовых точек InAs (а) и профили поперечного сечения квантовых точек (б). Профили разнесены по вертикали на 2 нм для ясности.

Дискретные резистивные состояния в ультратонких сверхпроводящих пленках NbN и MoRe

<u>М.Ю.Михайлов</u>¹, А.С.Похила¹, А.Г.Сиваков¹, В.П.Колесник³,

В.А.Селезнев², М.А.Тархов², Г.Н.Гольцман²

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины,

пр. Ленина 47, 61103 Харьков, Украина

²Московский педагогический государственный университет,

ул. М. Пироговская 29, 119992 Москва, Россия

³Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского "ХАИ",

ул. Чкалова 17, 61070 Харьков, Украина

e-mail: mikhailov@ilt.kharkov.ua

В работе [1] был предложен новый механизм детектирования единичных фотонов ИКдиапазона с использованием ультратонкой пленки сверхпроводника, находящейся при температуре ~0.5T_с и смещаемой транспортным током, близким к критическому току пленки при данной температуре. Предложенный механизм предполагает образование центров проскальзывания фазы у краев пленки при увеличении плотности сверхпроводящего тока под влиянием горячего пятна (hot spot), образовавшегося в центре пленки при поглощении фотона. На основе предложенного механизма был создан ряд однофотонных детекторов ИК-диапазона из ультратонких пленок NbN с рекордными параметрами [2]. Строгого теоретического описания механизма однофотонного детектирования в настоящее время не существует, однако предполагается, что процессы образования центров проскальзывания фазы в таких тонкопленочных наноструктурах играют существенную роль в механизме однофотонного детектирования. Прямых наблюдений центров проскальзывания фазы и детального исследования механизмов резистивности в наноструктурах, сформированных из ультратонких пленок NbN в [1,2] проведено не было.

Целью данной работы было исследование особенностей резистивного состояния микроструктур, сформированных из ультратонких пленок NbN и MoRe (нового перспективного материала для изготовления однофотонных детекторов [3]). Исследованы пленки NbN толщиной 4 нм и пленки MoRe толщиной 10 нм, изготовленные методами реактивного магнетронного и магнетронного распыления на подложках из сапфира. Пленки NbN имели следующие характеристики: $T_c=11K$, $j_c=6\times10^6$ A/cm² (4.2K), $R_{sq}=450$ -550Ω/sq. Для пленок MoRe - T_c=9,7K, j_c=10⁶A/cm² (4.2К), R_{sq}=26-29Ω/sq. Из пленок были сформированы микромостики, для которых выполнялось условие d>>ξ (где d - ширина мостика, ξ - длина Были исследованы когерентности). вольтамперные характеристики (ВАХ) в режиме заданного тока. В некотором диапазоне температур вблизи Т_с наблюдалась ступенчатая структура ВАХ с особенностями, характерными для линий проскальзывания фазы [4], а именно: скачки на-

пряжения на ВАХ разделены участками с линейным дифференциальным сопротивлением с избыточным током (рис. 1). Для подтверждения дискретности резистивных участков и определения их пространственной локализации были проведены эксперименты по визуализации резистивного состояния методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии (НТСЛМ) [5]. Образцы смещались транспортным током заданной величины и сканировались модулированным по интенсивности (с частотой 1-100 кГц) лазерным лучом (λ=663 нм), сфокусированным в пятно диаметром около 1 мкм. В случае сверхпроводящей пленки с током, находящейся в резистивном состоянии, локальное воздействие лазерного зонда вызывает изменение температуры и параметра порядка в облучаемой точке и приводит к появлению на образце отклика в виде переменного напряжения δV(x,y) на образце. Величина отклика регистрировалась с помощью lock-in усилителя на частоте модуляции интенсивности лазера и представлялась в виде двумерных карт сканирования (рис.3).



Рис.1. Вольт-амперные характеристики микромостика размерами 12×28 мкм, изготовленного из пленки МоRe при температурах, близких к критической температуре. Температура T₁>T₆.



Рис. 3. Двумерные карты сканирования (1-16), полученные методом НТСЛМ и иллюстрирующие распределение резистивных областей по площади микроструктуры. Светлые области на картах сканирования (1-16) соответствуют участкам образца, находящимся в резистивном состоянии. Максимальная величина отклика на лазерное облучение соответствует белому цвету. 17 – изображение образца, полученное в канале отражения. Размер области сканирования - 35×70 мкм. Образец – микромостик MoRe размером 12×28 мкм.

Привязка наблюдаемых двумерных карт сканирования к реальным координатам образца осуществляется путем одновременной записи сигнала при помощи канала отражения. На рис. 3 приведен пример визуализации дискретной структуры резистивного состояния одного из исследованных образцов, а на рис. 2 указаны значения транспортного тока, при которых записаны двумерные карты сканирования.



Рис.2. Вольт-амперная характеристика микромостика размерами 12×28 мкм, изготовленного из пленки MoRe. Точками на ВАХ (1-16) обозначены значения транспортного тока, для которых на рис. 3 приведены двумерные карты визуализации резистивного состояния.

Линии проскальзывания фазы [4] проявляются как светлые области на картах сканирования, имеющие дискретную структуру и расположенные поперек образца, перпендикулярно направлению тока. С увеличением транспортного тока, число линий проскальзывания фазы растет, и они стремятся расположиться однородно по длине образца.

Таким образом, исследование методом НТСЛМ подтвердило дискретную структуру резистивного состояния и позволило наблюдать динамику возникновения линий проскальзывания фазы с увеличением транспортного тока в исследованных образцах.

[1] A.D.Semenov, G.N.Gol'tsman, A.A.Korneev. Phys. C, **351**, 349 (2001).

[2] G.N.Gol'tsman, O.Okunev, G.Chulkova, A.Lipatov, A.Semenov, K.Smirnov, B.Voronov, A.Dzardanov, C.Williams, R.Sobolewski. Appl. Phys. Lett., **79**, 705 (2001).

[3] V.A.Seleznev, M.A.Tarkhov, B.M.Voronov, I.I.Milostnaya, V.Yu.Lyakhno, A.S.Garbuz, M.Yu.Mikhailov, O.M.Zhigalina, G.N.Gol'tsman. Supercond. Sci. Techn., **21**, 115006 (2008).

[4] В.Г.Волоцкая, И.М.Дмитренко, А.Г.Сиваков, Физ. Низк. Темп., **10**, 347 (1984).

[5] A.G.Sivakov, A.P.Zhuravel, O.G.Turutanov, I.M.Dmitrenko. Appl. Surf. Sci., **106**, 390 (1996).

Сверхпроводящие свойства двухслойных полупроводниковых гетеростуктур и сверхрешеток А^{IV}В^{VI} с наноразмерными проводящими интерфейсами.

С.В.Бенгус^{1,2}, М.Ю.Михайлов¹, Е.И.Бухштаб³, Н.Я.Фогель³, А.Ю.Сипатов⁴,

А.Ю.Аладышкин⁵, Е.Е.Пестов⁵, Ю.Н.Ноздрин⁵, <u>О.И.Юзефович^{1,2,3}</u>

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина, 61103 Харьков, Украина ²International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, 53-421, Wroclaw, Poland

³Solid State Institute, Technion, 32100 Haifa, Israel

⁴Национальный технический университет ХПИ, 61002 Харьков, Украина ⁵Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105, Россия

В представленной работе речь идет о сверхпроводящих наноструктурах, самоорганизоанных на интерфейсах полупроводниковых гетероструктур. Гетероструктуры – это эпитаксиально выращенные сверхрешетки (СР) и двухслойные сэндвичи, состоящие из полупроводниковых материалов А^{IV}В^{VI} с разными периодами кристаллической решетки. «Стыковка» кристаллических решеток полупроводников происходит за счет образования на интерфейсе периодической сети дислокаций несоответствия. Сама сверхпроводимость является необычным свойством этих объектов, т.к. отдельные пленки, входящие в состав гетеростуктур, не являются сверхпроводящими. Сверхпроводимость этих систем связана с инверсией зон в узкощелевых полупроводниках, обусловленной неоднородными напряжениями, создаваемыми сеткой дислокаций несоответствия, возникающей на интерфейсах [1-3]. при эпитаксиальном росте Сверхпроводящий слой на интерфейсе (при наличии регулярной сетки КДН) представляет собой наносеть, характерные размеры которой задаются периодом сетки дислокаций несоответствия зависят параметров И OT полупроводников, входящих в состав гетероструктуры. Период наносети для гетероструктур А^{IV}В^{VI} может варьироваться в интервале 3-25nm [3].

Проведено комплексное исследование сверхпроводящих И структурных свойств двухслойных гетеросистем с разными толщинами полупроводниковых слоев И сравнение их свойств co свойствами сверхрешеток. Установлена корреляция между

структурными и сверхпроводящими свойствами гетероструктур PbTe/PbS двухслойных с разными толщинами слоев. Показано, что двухслойные структуры условно можно разделить на 3 категории (Рис.1). К первой категории относятся образцы с относительно сеткой совершенной дислокаций несоответствия, покрывающей весь интерфейс, которые проявляют металлический тип проводимости в нормальном состоянии И демонстрируют полный переход в сверхпроводящее состояние. Ко второй категории относятся образцы с несплошной сеткой дислокаций несоответствия, имеющей местами разрывы, у которых возможен как металлический тип проводимости, так И полупроводниковый, но независимо от типа проводимости при низких температурах есть переход в сверхпроводящее состояние. Третья категория содержит островковую сетку дислокаций несоответствия, обнаруживает полупроводниковый тип проводимости и соответствующие образцы либо совсем не переходят в сверхпроводящее состояние, либо демонстрируют незаконченный переход с критической температурой меньше 1К.

Критическая температура T_c и характер сверхпроводящего перехода двухслойных гетероструктур PbTe/PbS зависят от толщины полупроводниковых слоев d и напрямую связаны с качеством сеток дислокаций несоответствия на интерфейсах (количеством и типом структурных дефектов в сетках) (Рис.2).

Найдены существенные отличия в поведении двухслойных гетеростуктур и сверхрешеток.



Рис.1. Электронно-микроскопические изображения двухслойных гетероструктур PbTe-PbS/KCl с толщинами слоев PbTe, равными 1 нм (а), 3 нм (б) и 30 нм (с). Толщина слоя PbS – 40 нм.



Рис.2. Резистивные переходы двухслойных гетероструктур PbTe/PbS ($1 - d_1=30$ нм, $d_2=40$ нм; $2 - d_{1,2}=60$ нм; $3 - d_{1,2}=70$ нм; $4 - d_{1,2}=80$ нм; $5 - d_{1,2}=80$ нм; $6 - d_{1,2}=100$ нм) и одной сверхрешетки ($7 - d_{1,2}=120$ нм, n=8) в нулевом магнитном поле.

Минимальная толщина полупроводниковых слоев, при которой появляется сверхпроводимость, для сверхрешеток существенно меньше, чем для двухслойных гетероструктур (Рис.3). Практически все сверхрешетки проявляют металлический тип обнаруживают проводимости И полный сверхпроводящий переход. Это обусловлено тем обстоятельством, что сетки краевых дислокаций несоответствия на более удаленных от подложки интерфейсах, даже в случае сверхрешеток с малыми толщинами полупроводниковых слоев, оказываются более совершенными.



Рис.3. Зависимости критических температур от толщины полупроводникового слоя d_{Pbs}: о – двухслойные гетероструктуры с неполным переходом свехпроводящее состояние, в * - двухслойные гетероструктуры с полным переходом в свехпроводящее состояние, ▲ – трехслойные сэндвичи, ● – симметричные $d_{\rm PbS} = d_{\rm PbTe}$, и ∎- несимметричные $d_{\rm PbS} \neq d_{\rm PbTe}$ сверхрешетки PbTe/PbS.

Локальный СВЧ метод, позволяющий бесконтактно регистрировать критическую температуру сверхпроводников, подтверждает наличие сверхпроводимости в двухслойных гетероструктурах, обнаруженной резистивным методом. Интенсивность пика нелинейного СВЧ отклика для сверхрешеток намного больше, чем для двухслойных гетероструктур, что связано с большим количеством интерфейсов, а, следовательно, с большим количеством сверхпроводящего материала в образце (Рис.4).



Рис.4. Температурные зависимости мощности третьей гармоники $P_{3\omega}$ при разных значениях магнитного поля и резистивные переходы в нулевом магнитном поле: а) двухслойная гетероструктура PbTe/PbS $d_{1,2}$ =200 nm, 1 – 0T, 2 – 1.2 мT, 3 – 2.5 мT, 4 – 3.75 мT, 5 – 15 мT; б) CP PbTe/PbS, $d_{1,2}$ = 130 нм, n = 8, 1 – 0 T, 2 – 1.25 мT, 3 – 1.85 мT, 4 – 2.5 мT, 5 – 3.75 мT, 6 – 6.25 мT, 7 –27.5 мT.

Верхние критические магнитные поля H_{c2} двухслойных систем более анизотропны. В области температур, близких к T_c , для сверхрешеток наблюдается 3D-поведение, а ее понижение приводит к кроссоверу 3D-2D. Для двухслойных структур 2D-поведение начинается непосредственно от T_c , и обнаруживается кроссовер типа 2D-1D с резкой расходимостью H_{c2} , характерной для сверхпроводящих сеток.

Показано, что размерность и период самоорганизованных сверхпроводящих наноструктур в полупроводниковых гетероструктурах можно изменять подбором типа полупроводников, толщиной и количеством полупроводниковых слоев.

1. N.Ya.Fogel et.al., Phys.Rev.Lett. 86, 512 (2001)

2. N.Ya.Fogel et.al., Phys.Rev.B66, 174513 (2002)

3. N.Ya.Fogel et.al., Phys.Rev.B73, RC161306-1 (2006)

4. О.И.Юзефович и др., ФНТ, т.34, №12, 1249 (2008)

Многоконтактные джозефсоновские системы: от квантовых источников постоянного напряжения до генераторов ТГц излучения

<u>А.М. Клушин</u>¹, В.А. Маркелов², М.Ю. Левичев², В.В. Курин²

¹Institute for Bio- and Nanosystems, Forschungszentrum Jülich GmbH, Jülich, Germany ²Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия e-mail: a.klushin@fz-juelich.de

Джозефсоновские контакты (ДК) ИЗ высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) представляют большой интерес для использования как в квантовой метрологии для создания стандартов постоянного и переменного напряжения и мощности, так и для создания источников терагерцового (ТГц) излучения. Основными преимуществами ВТСП по сравнению с низкотемпературными сверхпроводниками являются более высокая характерная высокая частота ДК, а также рабочая температура. Для достижения этих температур дешёвые могут быть использованы криоохладители замкнутого цикла. В обоих применениях используются синхронизованные цепочки когерентно осциллирующих джозефсоновских контактов. Важнейшими условиями для синхронизации массивов контактов являются малый разброс их параметров, а также наличие электродинамической системы, обеспечивающей эффективное и равномерное согласование импедансов ДК с внешним СВЧ трактом.

Перспективная технология создания массивов шунтированных джозефсоновских контактов на бикристаллической подложке была предложена и реализована в работе [1]. Шунтированные ДК изготавливались из двухслойных плёнок Au-YBa₂Cu₃O₇, выращенных в одном вакуумном цикле на подложке из окиси циркония, стабилизированной иттрием. Исследования параметров ДК продемонстрировали высокое качество бикристаллических контактов, разброс критических токов которых в лучших случаях не превышал 3.5%, а нормальных сопротивлений -1.5%.

С обеспечения равномерного целью И эффективного взаимодействия ДК с СВЧ трактом мы предложили и реализовали новый метод облучения цепочек ДК из ВТСП. В этом способе облучения подложка джозефсоновскими контактами размещается в полусферическом резонаторе Фабри-Перо в пучности магнитного поля, что обеспечивает сильную связь с резонансной модой резонатора [2].

Оптимизация формы цепочки ДК позволила добиться полной синхронизации 620 бикристаллических контактов под воздействием внешнего излучения на частоте 77.465 ГГц. В результате была продемонстрирована суммарная ступенька Шапиро при квантовом постоянном



Рис. 1 Вольтамперная характеристика цепочки из 620 ВТСП контактов при температуре 79.2К: (а) в автономном режиме и (б) при воздействии внешнего сигнала на частоте 77.465 ГГц.

напряжении 0.1 В и температуре 79.2 К (рис. 1) [3].

Решение задачи о захвате частоты собственных колебаний массивов джозефсоновских переходов полем внешнего излучения позволяет перейти к проблеме создания джозефсоновского источника излучения. Важно отметить, что предложенный нами квазиоптический метод связи может быть использован вплоть до частот терагерцового диапазона волн.

Первые эксперименты по регистрации излучения ИЗ джозефсоновских контактов, встроенных в Фабри-Перо резонатор, мы провели в частотном диапазоне от 70 ГГц до 80 ГГц. Излучение ИЗ N = 67последовательно соединенных ВТСП контактов измерялось с помощью гетеродинного приёмника. Излучение из контактов поступало по волноводу на балансный смеситель с потерями преобразования около 7 дБ. С выхода балансного смесителя сигнал промежуточной частоты подавался на усилитель промежуточной частоты c коэффициентом усиления 65 дБ на центральной частоте 1.25 ГГц и полосой 100 МГц, а затем на детектор и усилитель постоянного тока.

Джозефсоновские контакты имели средние критический ток $I_{\rm c} = 0.53$ mA и нормальное $R = 0.18 \Omega$. сопротивление Величина результирующего характерного напряжения $V_{\rm c} = I_{\rm c} R \approx 0.1 \text{ mV}$ была оптимальна лля излучения рассматриваемом наблюдения в диапазоне частот. Для регистрации излучения мы



Рис. 2 ВАХ цепочки из 67 бикристаллических шунтированных джозефсоновских контактов и их излучение на частоте $f = 78.7 \Gamma \Gamma \mu$.

медленно изменяли постоянный ток смещения через цепочку контактов при постоянной частоте сигнала гетеродина. На рис. 2 приведены вольтхарактеристика (BAX) амперная цепочки, измеренная при температуре 79 К, а также выходное напряжение детектора в зависимости от напряжения на контактах. На последней кривой видны два симметрично расположенных пика, положение которых на оси напряжения $V_{\rm I} = 10.9 \text{ MB}$ соответствует точно джозефсоновскому соотношению

$$V_{\rm J} = N \Phi_0 f, \tag{1}$$

где Φ_0 – квант магнитного потока.

Максимальная измеренная мощность не превышала 10 pW. Для оценки доступной мощности, генерируемой в согласованную нагрузку синхронизованным массивом контактов, используем формулу [4]

$$P_{\max} = N \frac{1}{8} I_c R.$$
 (2)

Согласно формуле (2), максимально доступная мощность равна примерно 60 µW и значительно превышает измеренную нами. Малая измеренная мощность и широкая полоса генерации свидетельствуют не только о том, что контакты в цепочке излучали независимо, их синхронизация отсутствовала, но и о плохом согласовании цепочки контактов с приёмным трактом.

С целью улучшения согласования было произведено численное моделирование полусферического квазиоптического резонатора, состоящего из сферического зеркала с радиусом кривизны R = 25 mm и диаметром D = 25 mm, и плоского квадратного зеркала с размерами 10×10 mm или 8×8 mm (рис. 3). Первый из этих размеров соответствует размеру подложек, а второй максимально возможному размеру



Рис. 3 Схематическое изображение полусферического резонатора с дополнительной диафрагмой.

антенной системы выполненной на подложке. Численное моделирование проводилось c использованием программы CST Microwave Studio [5]. Максимальная плотность тока на плоском зеркале оказалась равной 40 А/т и 22 А/т соответственно. При установке внутрь резонатора дополнительного плоского зеркала с отверстием диаметром d = 6 mm на расстоянии 2.6 mm ($\lambda/2 \approx 2.3$ mm) от квадратного плоского зеркала плотность тока возросла до 56 А/т и 44 А/т соответственно. Таким образом, было установлено, что происходит увеличение тока в 1.4 раза и в 2 раза. Если сделать резонатор с большим плоским зеркалом, превышающим размер моды на нём, то диафрагма не нужна. Она только увеличит рассеяние. Однако если размер зеркала становится сравнимым с размером моды, то возрастают потери на излучение. Можно ожидать, что чем меньше размер плоского зеркала, тем будет выше выигрыш от диафрагмы.

На Симпозиуме будут представлены результаты численного моделирования и экспериментов, выполненных с целью изучения влияния формы джозефсоновской линии и внешней электродинамической системы на согласование джозефсоновского излучения с квазиоптическим резонатором.

[1] Klushin A.M., Prusseit W., Sodtke E., Borovitskii S.I., Amatuni L., Kohlstedt H., Appl. Phys. Lett., **69**, 1634 (1996).

[2] Klushin A.M., He M., Yan S. L., Klein N., Appl. Phys. Lett., **89**, 232505 (2006).

[3] Klushin A. M., He M., Levitchev M.Yu., Kurin V.V., Klein N., J. Phys.: Conf. Ser., **97**, 012268, (2008).

[4] Jain A.K., Likharev K.K., Lukens J.E., Savaugeau J.E., Phys. Rep., **109**, 309, 1984.

[5] CST Microwave Studio, Available: http://www.cst.com

Возбуждение линейных волн в слоистых сверхпроводниках движущимися решетками джозефсоновских вихрей

В. В. Курин, <u>А. В. Чигинев</u>

Институт Физики Микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия e-mail: chig@ipm.sci-nnov.ru

Интерес к исследованию движения решеток джозефсоновских вихрей в слоистых ВТСП обусловлен возможностью построения компактных генераторов электромагнитного излучения терагерцового диапазона на основе ВТСП, перспективой изучения волн в ВТСП методом джозефсоновской спектроскопии, а также возможностью исследования свойств сложных многосолитонных решений нелинейных систем уравнений, описывающих джозефсоновскую динамику слоистых ВТСП.

При своем движении вдоль слоев вихревая решетка возбуждает широкий спектр волн в слоистом ВТСП — электромагнитные, плазменные, фононные моды и т. д. Данные волны могут, в свою очередь, оказывать влияние на движущиеся джозефсоновские вихри, приводя к модификации формы вихрей и изменению их взаимного расположения в решетке. В настоящей работе путем численного моделирования проведено исследование процессов взаимодействия движущейся решетки с линейными волнами в системе.

Для исследования взаимодействия движущихся решеток джозефсоновских вихрей с линейными волнами была выведена система уравнений для джозефсоновской разности фаз θ_n , сверхпроводящего импульса p_n , и электрической индукции **D**:

$$\dot{\theta}_n = E_{zn} - \eta \Delta_n D_{zn} - \eta \Gamma^{-1} \partial_x (D_{xn+1} - D_{xn}),$$
(1)
$$\dot{p}_n = E_{xn} - \eta \Gamma^{-2} \partial_x^2 D_{xn} - \eta \Gamma^{-1} \partial_x (D_{zn} - D_{zn-1}),$$
(2)
$$\dot{D}_{zn} = \mu \partial_x^2 \theta_n - \mu \Gamma \partial_x (p_{n+1} - p_n) - \sin \theta_n + j,$$
(3)
$$\dot{\rho}_n = D_{2n} (\theta_n - \theta_n) + D_{2n}^2 D_{2n} = D_{2n}^2 D_{2n} (f_n)$$

$$\dot{D}_{x_n} = -\mu\Gamma\partial_x(\theta_n - \theta_{n-1}) + \mu\Gamma^2\Delta_n p_n - \Gamma^2 p_n.$$
(4)

Учет нормальных электронов и фононов производится с помощью соотношения $\mathbf{D} = \hat{\varepsilon} \mathbf{E}$, где $\hat{\varepsilon}$ содержит вклады в восприимчивость от нормальных электронов и фононов:

$$\hat{\varepsilon} = \hat{I} + 4\pi\hat{\chi}_q + 4\pi\hat{\chi}_{ph}.$$
(5)

Предложенная в настоящей работе модель содержит в себе в качестве предельных случаев рассмотренные ранее в литературе системы уравнений, описывающие магнитную связь между слоями [1], зарядовую связью [2], квазичастичный ток вдоль слоев [3], а также фононы, поляризованные поперек слоев [4]. Отметим также, что система уравнений (1), (2), (3), (4) фактически представляет собой гидродинамическую двухжидкостную модель анизотропного сверхпроводника, использованную в [5,6].

В рамках выведенной нами модели с помощью численного моделирования были исследованы процессы возбуждения движущейся решеткой джозефсоновских вихрей волн различных типов в слоистых ВТСП. Была численно построена серия вольт-амперных характеристик (ВАХ) слоистых ВТСП с решеткой джозефсоновских вихрей, движущейся под действием внешнего тока.

На рис. 1 изображена ВАХ слоистого ВТСП с движущейся решеткой джозефсоновских вихрей. Левый на рис. 1 пик на ВАХ связан с совпадением скорости вихревой решетки с характеристической скоростью антисимметричной свихартовской моды в слоистом ВТСП. В области данного резонанса вихри образуют треугольную решетку (рис. 1). Амплитуда переменного электромагнитного поля в области данного резонанса является большой, и форма вихрей испытывает характерные искажения.



Рис. 1: ВАХ слоистого ВТСП с движущейся решеткой джозефсоновских вихрей. Схематически показаны взаимные расположения вихрей на разных ступеньках ВАХ.

При увеличении внешнего тока происходит срыв с левой ступеньки на ВАХ на омическую ветвь. При этом вихри перестраиваются в прямоугольную решетку с малой амплитудой переменного электромагнитного поля. По мере дальнейшего увеличения внешнего тока, при достижении вихревой решеткой характеристической скорости симметричной свихартовской моды (см. правый на рис. 1 пик на ВАХ), решетка остается прямоугольной, но амплитуда переменного электромагнитного поля, связанного с решеткой, резко возрастает. Данный режим движения вихрей характеризуется большой амплитудой электромагнитной волны, связанной с движущейся вихревой решеткой, и поэтому может быть применен для построения компактных источников терагерцовых волн.

При возбуждении фонона движущейся вихревой решеткой компонента вектора поляризации испытывает резонансный рост вблизи значения внешнего тока, соответствующего движению вихревой решетки с частотой, близкой к частоте фонона (рис. 2). При данном значении внешнего тока на ВАХ структуры появляется фононный пик, соответствующий увеличению затраты энергии внешнего источника на возбуждение фононной моды в системе.



Рис. 2: Возбуждение фонона движущейся решеткой джозефсоновских вихрей в слоистом ВТСП. На вставке показан резонанс на ВАХ вблизи значения внешнего тока, соответствующего возбуждению фонона. Для удобства восприятия показана разность $j(u) - u/r_n$, где r_n — нормальное сопротивление структуры.

Путем подбора значения внешнего магнитного поля можно приблизить частоту резонанса с симметричной модой Свихарта к частоте фононного резонанса. При этом на ВАХ возникает два пика, соответствующие возбуждению связанных мод фонон+мода Свихарта (рис. 3).

Учет неравновесных эффектов, таких как зарядовая связь, в слоистых ВТСП, приводит к нарушению джозефсоновского соотношения $(\hbar/2e)\dot{\theta} = U$ [2]. В проведенном нами численном эксперименте данный эффект проявляется в том, что вихревые цепочки в разных контактах структуры движутся с разными скоростями, в то время как постоянная составляющая перпендикулярного электрического поля является одинаковой во всех контактах. Разница в значениях перпендикулярного электрического



Рис. 3: Участок ВАХ, соответствующий возбуждению связанных мод фонон+мода Свихарта (см. также подпись к рис. 2).

поля, которая должна была возникнуть из-за движения вихрей с разными скоростями, компенсируется за счет накопления зарядов нормальных электронов на сверхпроводящих слоях.

Таким образом, взаимодействие джозефсоновских вихрей в ВТСП, движущихся под действием внешнего тока со свихартовскими волнами в системе приводит к тому, что вихри в решетке располагаются в соответствии с поперечной симметрией свихартовской моды. При этом возрастает амплитуда переменной составляющей электромагнитного поля волны, связанной с движущейся решеткой. Движущаяся решетка джозефсоновских вихрей, кроме того, возбуждает "мягкие" фононные моды в ВТСП, а также связанные моды фонон+мода Свихарта. За счет движения вихрей из-за нарушения соотношения, описывающего нестационарный эффект Джозефсона, имеет место эффект разделения зарядов нормальных электронов на соседних слоях слоистого ВТСП.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-02-16592-а), и программ РАН "Нелинейная динамика", "Квантовая макрофизика", "Проблемы радиофизики".

S. Sakai, P. Bodin, and N.F. Pedersen, J. Appl. Phys. **73**, 2411 (1993); L.N. Bulaevskii,
 M. Zamora, D. Baeriswyl, H. Beck, and
 J.R. Clem, Phys. Rev B **50**, 12831 (1994).

[2] T. Koyama and M. Tachiki, Phys. Rev. B 54, 16183 (1996).

[3] A.E. Koshelev, Phys. Rev. B **62**, R3616 (2000).

[4] Ch. Helm, Ch. Preis, Ch. Walter, and J. Keller, Phys. Rev. B **62**, 6002 (2000).

[5] В. В. Курин, А. В. Чигинев, Известия РАН: серия физическая **71**, с. 16 (2007).

[6] A.V. Chiginev and V.V. Kurin, Supercond.Sci. Technol. 20, S34-S37 (2007).

Механизмы излучательной рекомбинации и фазовые переходы в квантовых ямах Si_{1-x}Ge_x/Si

В.С. Багаев¹, В.В. Зайцев¹, <u>В.С. Кривобок¹</u>, Д.Н. Лобанов², С.Н. Николаев¹, А.В. Новиков², Е.Е. Онищенко¹

¹Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект 53, Москва Россия ²2Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород e-mail: krivobok@lebedev.ru

Несмотря на большое число работ, посвященных изучению переходов «газжидкость» и «диэлектрик-металл» в объемных полупроводниковых кристаллах, работ. посвященных исследованию этих явлений в низкоразмерных структурах очень мало. В тоже время, в силу определенных особенностей квазидвумерных систем (изменение характера экранировки кулоновского взаимодействия по сравнению с трехмерными системами [1, 2, 3], усиление вклада в коллапс экситонов фактора заполнения электронных и дырочных состояний т.д.) подобные [3, 4] И исследования приобретают особый интерес.

К настояшему моменту прямое наблюдение перехода экспериментальное «лиэлектрик-металл» лля низкоразмерных систем удалось осуществить лишь для структур на основе InGaAs/GaAs [5] и GaAs/AlGaAs [6, 7]. При этом остался открытым вопрос о влиянии неравновесности электронно-дырочной (e-h) системы в прямозонных полупроводниках на характер наблюдаемых фазовых переходов. В частности, авторы работы [5] предположили, что нерезкий характер перехода металлдиэлектрик в структуре InGaAs/GaAs, может быть связан с отсутствием термодинамического равновесия даже при температуре 30 К. Очевидно, что при более низких температурах электронно-дырочная система в прямозонной полупроводниковой структуре является существенно неравновесной. Таким образом, изучение переходов «газ-жидкость» И «диэлектрик-металл» В непрямозонных полупроводниковых структурах, для которых характерны большие времена жизни неравновесных возбуждений, является К чрезвычайно важным. Именно, таким объектам относятся квантовые ямы (КЯ) на основе Si_{1-x}Ge_x/Si. В отличие от структур с КЯ на основе прямозонных соединений, времена жизни неравновесных носителей в качественных КЯ Si_{1-x}Ge_x/Si при гелиевых температурах на несколько порядков больше времен ИХ термализации.

В рамках данной работы с помощью стационарной и разрешенной по времени фотолюминесценции (ФЛ) исследованы механизмы излучательной рекомбинации и фазовые переходы в КЯ Si_{0.93}Ge_{0.07}/Si толщинами в диапазоне 5 - 70 нм. Анализ спектров ФЛ,

полученных при низких плотностях возбуждения, показал, что при гелиевых спектре КЯ температурах в доминирует излучение экситонно-примесных комплексов, а при увеличении температуры выше 10 К излучение свободных экситонов. При 15 К излучение экситонно-примесных комплексов практически не регистрируется. Трансформация экситонного спектра с температурой позволила определить энергию связи экситона на примеси и оценить характер И величину флуктуационного потенциала в КЯ, который в наших структурах обусловлен, в основном, флуктуациями состава твердого раствора.

При температурах 23 - 40 К с ростом мошности возбуждения плотности был обнаружен пороговый эффект, заключающийся в появлении длинноволнового плеча у линий люминеспенции КЯ. При лальнейшем увеличении накачки указанная особенность уширялась, смещалась в длинноволновую область и начинала доминировать в спектре ФЛ. Для максимальных используемых плотностей возбуждения полуширина полосы зависела от температуры и достигала ~ 20 - 25 мэВ. Обнаруженная трансформация полосы излучения КЯ объясняется основе на представлений о переходе экситонный газ электронно-дырочная плазма (ЭДП) в квазидвумерной системе. В излучении КЯ для четко таких температур выраженный экспоненциальный интенсивности спад люминесценции с $\tau \sim 1000$ нс проявлялся лишь на конечном этапе и коррелировал с временем затухания свободного экситона в кремнии. На начальном этапе наблюдался существенно неэкспоненциальный интенсивности спад люминесценции, связанный с резкой зависимостью времени жизни носителей от концентрации в вырожденной ЭДП.

В случае наиболее тонкой КЯ (5нм) оценка концентрации носителей, сделанная на основе анализа формы линии ЭДП, для верхней границы области сосуществования экситонов и плазмы дает величину ~ 1.2 х 10¹²см² как для диапазона температур 23 К – 35 К [8]. Концентрация неравновесных носителей на нижней границе области сосуществования, оцененная посредством линейного масштабирования по накачке, составляет ~ 6 х 10¹⁰см². Таким образом, показано, что переход «экситонный газ - плазма» в исследуемом случае не является резким и происходит в диапазоне концентраций ~ 6 $x10^{10}$ - $1.2\ x10^{12} {\rm cm}^{-2}.$

Для температур меньше ~ 20 К с ростом уровня возбуждения была обнаружена стабилизация формы и положения линии излучения ЭДП, что свидетельствует 0 существовании двумерной конденсированной фазы, локализованной в КЯ. Наличие конденсированной фазы подтверждается измерениями кинетики ФЛ при температуре 15 К. отличие от объемного случая, В существенное влияние на свойства этой фазы оказывают эффекты, связанные с однородным и неоднородным уширением. Значительное однородное уширение, возникающее вследствие малых времен жизни квазичастиц вдали от поверхности Ферми, приводит к искажению спектра ЭДП, наблюдаемого В ΦЛ. Неоднородное уширение, обусловленное флуктуациями состава и толщины КЯ, влияет на механизмы конденсации экситонов И существенно снижает порог образования конденсированной фазы. В частности, следствием неоднородных эффектов является существенно иной характер фазового перехода «газ-жидкость» в двух предельных случаях: $kT << \sigma$ и $kT > \sigma$, где σ характеризует разброс положения дна экситонной зоны для КЯ относительно среднего значения. Концентрация носителей в конденсированной фазе в КЯ толщиной 5 нм, оцененная по форме линии излучения близка к 1.2 х 10¹²см⁻² при температуре 15 К.

[1] N. Peyghambarian, H.M. Gibbs, J.L.

Jewell at all., Phys. Rev. Lett. 53, 2433 (1984).

[2] D. Hulin, A. Mysyrowicz, A. Antonetti at all., Phys. Rev. B 33, 4389 (1986)

[3] H. Reinholtz, Solid State Commun. 123, 489 (2002)

[4] S. Ben-Tabou de-Leon and B. Laikhtman, Phys. Rev. B 67, 235315 (2003)

[5] L. Kappei, J. Szczytko, et al, Phys. Rev. Lett., v. 94, p. 147403 (2005)

[6] С.И. Губарев, И.В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ, т. 72, с. 469 (2000)

[7] С. И. Губарев, О. В. Волков и др., Письма в ЖЭТФ, т. 76, с. 673 (2002)

[8] В.С. Багаев, В.В. Зайцев, В.С. Кривобок, Д.Н. Лобанов, С.Н. Николаев, А.В. Новиков, Е.Е. Онищенко, ЖЭТФ, т. 134, с. 988 (2008)

Температурные зависимости фото- и электролюминесценции как метод исследования квантово-размерных гетероструктур

<u>Н.В. Байдусь¹</u>, М.И. Василевский², М.В. Дорохин¹, Б.Н. Звонков¹

¹НИФТИ ННГУ, пр.Гагарина, 23 корп.3, Нижний Новгород, Россия ²Университет Миньо, Кампус Гуалтар, Брага, Португалия

e-mail: bnv@nifti.unn.ru

Для нужд оптоэлектроники требуются приборы, сохраняющие свои характеристики в широком интервале температур. В то же время, известно, что оптоэлектронные приборы обычно работают лучше при низких температурах. исследование Поэтому температурных зависимостей излучательных свойств оптоэлектронных приборов и определение факторов, влияющих на эти зависимости, позволяет найти пути улучшения стабильности их работы. Для гетероструктур с квантовыми точками (КТ), в связи с наличием высоких потенциальных барьеров для электронов и дырок на гетерограницах, было предсказано отсутствие гашения люминесценции. температурного однако это редко выполняется на практике.

Нами были исследованы температурные фотолюминесценции зависимости (ФЛ) гетероструктур с КТ и квантовыми ямами (КЯ) In(Ga)As/GaAs при вариации их параметров (главным образом, положения максимума излучения), а также электролюминесценции (ЭЛ) прямо-смешенных лиолов Шоттки. изготовленных на основе этих гетероструктур. Для интерпретации результатов были выполнены расчеты температурных зависимостей ΦЛ гетероструктур с КТ и КЯ в соответствии с теоретической моделью, описанной в [1], использующие такие параметры, как энергии уровней КТ, КЯ, легирующей примеси и центров рекомбинации. Для расчетов ЭЛ диодов Шоттки данная модель была дополнена вычислением тока инжекции неосновных носителей заряда из металлического контакта [2] и их транспорта до квантово-размерного слоя.

Как было установлено ранее [3], главным фактором, влияющим на температурное гашение ФЛ, является концентрация глубоких ловушек (N_t), связанных с дефектами. На рис.1 показаны температурные зависимости ΦЛ KT. рассчитанные для разных концентраций глубоких ловушек и нормированные на их максимальное значение. Максимальное значение интенсивности (наблюдаемое при низкой температуре) монотонно уменьшается с ростом Nt. Температурное гашение ФЛ проявляется при температуре выше $T_{\rm th} = 200$ К, и эта температура понижается с увеличением N_t. Прежде всего, это гашение связано с уменьшением концентрации неосновных носителей в КТ (и КЯ) при высокой температуре, происходящим вследствие их

термического выброса в матрицу и последующей рекомбинации. безызлучательной Поэтому увеличение уровня фотовозбуждения повышает концентрацию неосновных носителей в КТ и, следовательно, увеличивает значение T_{th}. Однако гашение интенсивности ФЛ при высокой температуре происходит также вследствие увеличения времени излучательной рекомбинации (из-за обмена основными носителями между КТ, смачивающим слоем, состояниями примесными И барьером). Следовательно, температурное гашение ФЛ должно быть менее выражено при высокой концентрации основных носителей заряда, что и наблюдается экспериментально. Таким образом, экспериментально измеряемое значение энергии активации ФЛ соответствует комбинации двух активационных процессов, связанных с состояниями как основных, так и неосновных носителей заряда. Это приводит к тому, что наклон зависимости в координатах Аррениуса монотонно меняется с температурой, что не всегла позволяет олнозначно определить энергию активации. Концентрация ловушек и легирующей примеси влияют, главным образом на T_{th}, и слабо влияют на энергию активации.



Рис. 1. Рассчитанные температурные зависимости интенсивности ФЛ для разной концентрации ловушек (значения в см⁻³).

Из рис. 1 видно, что при достаточно низкой концентрации дефектов (порядка 10¹² -10¹³ см⁻³) и наличии высоких потенциальных барьеров для электронов и дырок, температурное гашение практически полностью определяется увеличением времени излучательной рекомбинации. Для таких гетероструктур с КТ, в

сочетании с высоким уровнем легирования, температурное гашение должно отсутствовать вплоть до комнатной температуры и выше, что и наблюдалось ранее экспериментально [3]. В этом случае температурное гашение ФЛ вблизи 300К появлялось опять при протонном облучении образцов, создающим в окрестности квантоворазмерного слоя дефекты с концентрацией более 10^{15} см⁻³ [1].

На рис. 2 показаны температурные зависимости ФЛ КЯ с разным содержанием индия и, следовательно, с разной высотой барьера для электронов и дырок. Видно, что наклон экспоненциальной части этих закономерно зависимостей меняется в соответствии с изменением барьеров для носителей. Совпадение экспериментальных и расчетных зависимостей получено при $N_{\rm f}=3.10^{13}{\rm cm}^{-3}$.



Рис. 2. Температурные зависимости ФЛ КЯ InGaAs/GaAs с разным содержанием индия: 1 -40%, 2 - 20%; 3 - 10% (символы - эксперимент, сплошные линии - расчет). На вставке показаны спектры ФЛ.

Температурное поведение ЭЛ зависит, вопервых, от тех же параметров, что и ФЛ, а воопределяющих вторых, от параметров, генерацию неосновных носителей заряда: эффективности инжекции контакта ИЗ и транспорта в покровном слое. Эффективность инжекции неосновных носителей заряда (у), как было установлено ранее [2], зависит от параметров контакта И приложенного напряжения. Ниже порогового напряжения (V_t) наблюдается экспоненциальный рост у в зависимости как от напряжения, так и от температуры. Выше порогового напряжения величина γ (а, следовательно, и скорость генерации неосновных носителей заряда в покровном слое) квадратично увеличивается с ростом напряжения и уменьшается с ростом температуры. Потери носителей из-за рекомбинации в покровном слое становятся существенными только при больших его толщинах, а при малых (20-200 нм, которые мы изучали) потери незначительны И. следовательно, температуры влияния на диффузию неосновновных носителей быть не должно.

расчетные рис. 3 приведены Ha зависимости интенсивности первого (QD1) и второго (QD2) пиков ЭЛ КТ от напряжения при температурах 30 и 300 К. При малых толщинах $V > V_h$ слоя И температурные покровного зависимости ЭЛ (QD1) определяются рекомбинацией в слое КТ и КЯ, т.е. близки к температурным зависимостям ФЛ. При *V*<*V*_{*h*} вид зависимостей температурных определяется суперпозицией факторов двух экспоненциальный рост у во всем диапазоне температур и экспоненциальное гашение излучательной рекомбинации в КТ или КЯ выше определенной температуры. В зависимости от параметров структуры и условий измерения, можно экспериментально наблюдать несколько типов температурных зависимостей ЭЛ: а) обычную, с наличием температурного гашения; рост интенсивности увеличением б) с температуры; г) зависимость с максимумом при промежуточных температурах. Согласно расчету, интенсивность второго пика (QD2) намного ниже первого и лишь при 300 К становится соизмерима с ним по величине.



Рис. 3. Расчетные зависимости интенсивности первого (QD1) и второго (QD2) пиков ЭЛ КТ от напряжения при температурах 30 и 300К.

Таким образом, сравнение экспериментальных и расчетных температурных зависимостей ФЛ позволило установить связь между экспериментально наблюдаемыми энергиями активации температурного гашения ФЛ и величинами барьеров для электронов и дырок. В ряде случаев сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей позволяет определить некоторые важные параметры полупроводника (например, оценить концентрацию ловушек).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 08-02-00548, 08-02-97038) и РНП (2.2.2.2.4297).

[1] A. Chahboun, M.I. Vasilevskiy, N.V. Baidus, *et.al.* // J. Appl. Phys. **103**, 083548 (2008).

[2] N.V. Baidus, M.I. Vasilevskiy, B.N. Zvonkov, *et.al.* // Сб. XII. Симп. "Нанофизика и наноэлектроника", 10-14 марта 2008 г. Т.16, с.84. [3] N.V. Baidus, A. Chahboun, M.J.M. Gomes, *et.al.*, Appl. Phys. Lett. 87, 53109 (2005).

Энергообмен и релаксация в ансамблях кремниевых нанокристаллов

<u>B.A. Беляков¹</u>, R. Lockwood², A. Meldrum², B.A. Бурдов¹

¹ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия.

² University of Alberta, Edmonton, AB, Canada

e-mail: dragon_bel@mail.ru

Экспериментальное наблюдение оптического усиления или стимулированного излучения видимого диапазона в кремниевых нанокристаллах и пористом кремнии [1] свидетельствует о принципиальной возможности создания волноводных усилителей или кремниевых лазеров на базе таких структур. Однако практическая реализация подобных приборов требует основательного предварительного анализа И понимания физических процессов, происходящих в системе. Одним из важнейших аспектов проблемы является то, что приборные приложения должны использовать не одну изолированную квантовую точку (нанокристалл), а массив квантовых точек, в котором возможны различные механизмы передачи энергии между самими объектами массива. Вследствие непрямозонности, очень сильную конкуренцию излучательным электронно-дырочным переходам составляют безызлучательные различные процессы. Традиционно, в качестве основных процессов безызлучательных рассматривают Оже-рекомбинацию и захват носителей на оборванные связи. Эти процессы способны происходить как в изолированной квантовой точке, так и в квантовой точке, имеющей «соседей». Вместе с тем, существуют такие механизмы энергетической релаксации, которые возможны только благодаря обмену возбуждениями различными межлу нанокристаллами. К таковым можно отнести туннелирование возбужденных прямое носителей из одной квантовой точки в другую так называемые миграционные эффекты [2] – а также безызлучательный экситонный перенос по массиву нанокристаллов (механизм Ферстера-Декстера [3]).

Для того чтобы промоделировать динамику процесса энергетической релаксации в ансамбле нанокристаллов, необходимо задать функцию распределения по размерам кристаллитов, а также их пространственное распределение. Разброс по размерам будем описывать нормальным логарифмическим распределением

$$\rho(R) = \frac{1}{S\sqrt{2\pi}R} \exp\left[\frac{-\left(\ln R - M\right)^2}{2S^2}\right], \quad (1)$$

где R – радиус квантовой точки в нанометрах, M и S – математическое ожидание и среднеквадратичное отклонение логарифма радиуса. Они связаны со средним значением μ и среднеквадратичным отклонением σ самого радиуса нанокристалла соотношениями: $\mu = \exp\left(M + S^2/2\right)$ и $\sigma = \mu \sqrt{\exp\left(S^2\right) - 1}$. На рис.1 показаны экспериментальные данные распределения по размерам нанокристаллов, взятые из работ [4] (а) и [5] (b). Линии отображают результаты подгонки аналитических кривых под экспериментальные гистограммы, полученные с помощью ТЕМ-метода.



Рис.1. (а) Экспериментально полученная гистограмма распределения по размерам нанокристаллов в массиве [4] и подгонка с помощью нормального (симметричная кривая) и логарифмического нормального (асимметричная кривая) распределения. (b) Данные из работы [5] и подгонка с помощью логарифмического нормального распределения.

При этом на рис.1(а) приведены для сравнения две кривые – описывающие логнормальное (M = 0.54 nm)S = 0.27 nm) И обычное нормальное $(\mu = 1.68 \text{ nm})$ $\sigma = 0.65 \,\mathrm{nm}$) распределения. Видно, что последнее заметно хуже описывает экспериментальные данные. На рис.1(b) показана подгонка кривой (1)с M = 0.22 nmS = 0.29 nmИ под экспериментально полученную гистограмму.

В данной работе представлены результаты численного моделирования с помощью метода Монте-Карло динамики фотолюминесценции ансамбля нанокристаллов с $M = 0.74 \,\mathrm{nm}$ $S = 0.23 \, \text{nm}$, люминесценция которого изучалась в [6]. Расчеты производились для 5000 кристаллитов, в каждом из которых в начальный момент времени создавалась одна электроннодырочная пара. Для каждого из четырех рассматриваемых процессов (излучательная рекомбинация, безызлучательный захват на оборванные связи, туннелирование и экситонный перенос) были получены выражения для вероятностей этих процессов в единицу времени в зависимости от размера нанокристалла и расстояния между нанокристаллами (последнее в случае туннелирования и экситонного переноса). Эти вероятности представляют собой, фактически, вес каждого из четырех процессов релаксации. Заметим, что при мы не рассматриваем Оже-рекомбинацию, предполагая уровень накачки слабым.

Спектры люминесценции массива изолированных И «взаимодействующих» нанокристаллов, полученные в результате компьютерного моделирования, представлены на выраженный рис.2. Ярко слвиг пика люминесценции В «красную» сторону относительно своего положения в массиве изолированных нанокристаллов является следствием миграционных эффектов.

Как видно из гистограммы на рис.2, наряду со смещением пика люминесценции происходит также его рост по сравнению со случаем «невзаимодействующих» нанокристаллов. Как уже говорилось, в ходе вычислений мы предполагали уровень накачки достаточно слабым, так чтобы в каждом нанокристалле возбуждалось не более одной электроннодырочной пары. Это позволяло не принимать в расчет Оже-рекомбинацию, которая является релаксационным процессом быстрым по сравнению, в частности, с излучательной рекомбинацией. Если же миграционные эффекты приводят к перезаселенности нанокристаллов, как показывают наши расчеты, тогда, очевидно, в нанокристаллах больших размеров будут накапливаться электронно-дырочные пары, многие из которых будут рекомбинировать безызлучательно посредством Оже-процесса. В случае учет Оже-рекомбинации этом представляется необходимым. В то же время, в своих расчетах мы не рассматривали влияние поверхностных состояний, локализованных на Si=O связях. Как показывают расчеты (см., например, [7]), энергии этих состояний лежат внутри запрещенной зоны нанокристалла, т.е. имеют энергию перехода, меньшую, чем квантово-размерная энергия электроннодырочной пары. По-видимому, наличие этих состояний также должно приводить к смещению пика люминесценции в красную сторону,

особенно для нанокристаллов меньших размеров.



Рис.2. Влияние миграции на люминесценцию ансамбля кристаллитов с логарифмическим нормальным распределением по размерам (S = 0.23 nm, M = 0.74 nm), и объемным наполнением 35%. Спектр, полученный с учетом "взаимодействия" между нанокристаллами, хорошо согласуется с наблюдаемым для образца с аналогичным распределением по размерам и объемным наполнением [6].

Таким образом, можно утверждать, что два миграционных механизма (прямое туннелирование возбужденных носителей и экситонный перенос по механизму Ферстера-Декстера) довольно сильно модифицируют спектр люминесценции массива нанокристаллов при условии высокой плотности нанокристаллов в массиве – когда расстояние между нанокристаллами не превышает 2 nm. При больших расстояниях между нанокристаллами, туннелирование носителей сильно прямое подавлено, а экситонный перенос, хотя и остается возможным, но ослабевает и уже не вносит существенных изменений в динамику межзонных переходов.

Работа была поддержана программой Министерства образования и науки РФ «Развитие научного потенциала высшей школы», а также некоммерческим фондом «Династия».

- [1] L. Pavesi, et al, Nature 408, 440 (2000)
- [2] F. Priolo, et al., J. Appl. Phys. 89, 264 (2001)
- [3] D. L. Dexter, J. Chem. Phys. 21, 836 (1952)
- [4] V. Vinciguerra, G. Franzo, F. Priolo, F. Iacona, C. Spinella, J. Appl. Phys. **87**, 8165 (2000)
- [5] M. Glover, A. Meldrum, Opt. Mater. 27, 845 (2005)
- [6] J. Wang, X.F. Wang, Q. Li, A. Hryciw, A. Meldrum, Phil. Mag. 87, 11 (2007)
- [7] M.V. Wolkin, J. Jorne, P.M. Fauchet, G. Allan,
- C. Delerue, Phys. Rev. Lett. 82, 197 (1999)

Количественный безэталонный анализ содержания изотопов ^{28,29,30}Si в структурах кремния с модифицированным изотопным составом методом ВИМС на установке TOF.SIMS-5

М.Н.Дроздов¹, Ю.Н.Дроздов¹, Д.А.Пряхин¹, В.И.Шашкин¹, П.Г.Сенников², Х.-Й.Поль³

¹Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия ² Институт химии высокочистых веществ РАН, 603950, Нижний Новгород, Россия ³VITCON Projektconsult GmbH, e-mail: <u>drm@ipm.sci-nnov.ru</u>

В последнее время наблюдается интерес к структур изготовлению Si, обогащенных изотопом ²⁸Si. Наиболее известным является международный проект "Avogadro" по изготовлению нового эталона массы, кроме того, проводятся исследования новых свойств электронного транспорта в таких структурах, связанных с изменением характера фононного спектра и спектра примесных состояний. Как правило, для анализа изотопного состава образцов Si используются методы массспектрометрии [1], требующие достаточно большого количества материала, начиная от нескольких мг. При этом чаще всего также необходимо наличие эталонных структур Si с калиброванным содержанием изотопов. Альтернативу этим методам измерений может составить использование вторично-ионной массспектрометрии (ВИМС). В данной работе количественного обсуждается возможность безэталонного анализа содержания изотопов 28-³⁰Si в образцах кремния в широком диапазоне вариации изотопа ²⁸Si методом ВИМС на установке TOF.SIMS-5.

Необходимым условием анализа является высокое массовое разрешение, позволяющее разделять линии ²⁹Si и ²⁸SiH в масс-спектрах, которые отличаются на 0.006а.е.м. Ранее на ВИМС «Шиповник» с массовым разрешением равным 10, мы оказались не в состоянии анализировать концентрацию изотопов в образцах обогащенных ²⁸Si выше 99.8% - из-за перекрытия линий ²⁹Si и ²⁸SiH мы получали заниженное значение концентрации ²⁸Si. В установке TOF.SIMS-5 с время-пролетным массанализатором реализовано значительно более высокое массовое разрешение, превышающее 10000, что позволяет разделить линии ²⁹Si и ²⁸SiH в масс-спектрах. Это демонстрируется рис.1 и 2, где приведены масс-спектры образца моноизотопного Si (предоставленного фирмой VITCON) с концентрацией ²⁸Si, превышающей 99.98%, полученные на установке TOF.SIMS-5. Рис.1 приведен для диапазона масс от 27.5 до 30.5а.е.м. Присутствуют три линии в районе 28, 29 и 30а.е.м. Рис.2 приведен для значительно более узкого диапазона масс от 28.94 до 29.06а.е.м., он показывает, что в области 29а.е.м. присутствуют две линии – ²⁹Si и значительно



Рис.1 Масс-спектр образца фирмы VITCON

более сильная линия ²⁸SiH, которые практически полностью разделены в спектре.



Рис.2 Масс-спектр в области 29а.е.м.

Вторым важным условием для анализа структур Si является отсутствие насыщения детектора ионов при анализе сильной линии ²⁸Si, обеспечивает линейность что связи регистрируемой интенсивности с концентрацией этого элемента. На установке TOF.SIMS-5 проблему насыщения детектора ионов при анализе сильной линии ²⁸Si удается решить путем использования Пуассоновской коррекции «мертвого времени» детектора [2,3]. Это оказывается возможным в установках ВИМС время-пролетного типа вследствие очень малой величины зондирующего пучка ионов Bi⁺ длительность импульса составляет 0.5 – 1нс, а величина тока 1пА. При этом в зондирующем импульсе содержится не более 500 ионов Bi⁺. Коэффициент пропускания масс-анализатора для ионов ²⁸⁻³⁰Si с близкими массами различается незначительно.

работе В проведено исследование изотопного и примесного состава образцов Si, предоставленных фирмой VITCON. обогащенных изотопом ²⁸Si в диапазоне 99.75% -99.995%, а также пленок аморфного Si обедненных изотопом ²⁸Si (осажденных на стандартных подложках Si). Более подробно приведены результаты анализа образца Ch.7 N4 (ниже #1), это позволяет рассмотреть различные аспекты количественного анализа изотопного состава моноизотопного Si. Исходной информацией для определения концентрации изотопов служили профили элементов в положительных (распыление ионами O_2^+) и отрицательных (распыление Cs^+)



Рис.3 Распределение элементов в структуре #1

регистрируемых ионах – рис.3.

Калибровка глубины анализа проводилась путем измерения глубины кратера распыления на оптическом интерференционном микроскопе TALYSURF. На рис.4 приведен профиль



Рис.4 Профиль ²⁸Si в структуре #1

концентрации изотопа ²⁸Si в структуре #1.

Как видим, вплоть до глубины 1.5мкм концентрация ²⁸Si значительно ниже объемной. Стационарное значение концентрации ²⁸Si достигается только на глубине 3-4мкм – рис.5. Эту особенность распределения изотопа ²⁸Si в поверхностных слоях необходимо иметь в виду при определении концентрации ²⁸Si другими методами, использующими большее количество материала и дающими усредненные данные. В восьми точках анализа образца #1 при

распылении O_2^+ и Cs^+ получено значение ${}^{28}Si=99.986\%-99.989\%$.

В исследованном образце #2 степень обогащения изотопом ²⁸Si была на порядок



Рис.5 Профиль ²⁸Si на глубине от 4 до 9мкм

выше, чем в #1, ²⁸Si=99.995%+/-0.001%. В образце #2 было обнаружено значительное изменение соотношения изотопов ²⁹Si/³⁰Si до 25 от 1.5 для природного содержания и 3.7 – для образца #1. Это отражает степень очистки исходной газовой смеси при разделении изотопов – наиболее трудно очистить газовую смесь от более близкого к ²⁸Si изотопа ²⁹Si.

Рис.6 демонстрирует распределение концентрации изотопов ²⁸⁻³⁰Si в пленках аморфного Si выращенных на стандартных подложках Si методом плазмохимического осаждения.

газовая

смесь



Использовалась

Рис.6 Распределение изотопов ²⁸⁻³⁰Si

тетрафторида Si, обедненного изотопом ²⁸Si, с водородом. Данные рис.6 о концентрации ²⁸Si в пленке находятся в хорошем соответствии с данными о концентрации изотопов в исходном SiF₄.

Работа проводилась при поддержке РФФИ, проекты 08-08-12076-офи, 09-02-00389 и программами Президиума РАН.

[1] И.Д.Ковалев, К.Н.Малышев, А.М.Потапов, А.И.Сучков. Журнал аналитической химии, 2001, т.56, №5, с.496.

[2] T.Stephan, J.Zehnpfenning, A.Benninghoven. J. Vac. Sci. Technol. 1994, A12, N2, p.405.

[3] L.V.Vaeck, A.Adriaens, R.Gijbels. Mass Spectrometry Reviews, 1999, 18, p.1.

Барьерные и инжекционные механизмы нелинейности тока в детекторных диодах Мотта

В.И. Шашкин, <u>Н.В. Востоков</u>, А.В. Мурель Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия

Модель контакта металла с полупроводником, имеющего на границе промежуточный нелегированный і слой, названная по имени автора барьером Мотта, сыграла важную роль при формировании представлений о контактных явлениях. После возникновения эпитаксиальных технологий контакты Мотта нашли применение в [1], микроэлектронике B TOM числе для детектирования высокочастотных сигналов [2]. В работах недавних авторов В дрейфоводиффузионном приближении получено аналитическое решение задачи о поперечном инжекционном токе в нелегированном полупроводниковом i слое произвольной толщины [3,4]. Решение позволяет рассчитать потенциал, электрическое поле и вольтамперные характеристики (ВАХ) во всём диапазоне напряжений для целого ряда структур с металлическими И полупроводниковыми контактами. В настоящей работе предложен учитывающий обобщенный подход, термоэмиссионный перенос носителей заряда через границы і слоя, что позволяет применять его для полупроводников с высокой подвижностью. Подход использован для анализа токовой нелинейности в детекторных диодах с барьером Мотта.

Для определённости задача решается для электронов. Рассматривается слоистая структура: металл – нелегированный *i* слой толщины L – сильно легированная n⁺ подложка. На границе с подложкой допускается наличие разрыва в зоне проводимости Δ_r , ограничивающего инжекцию электронов в *i* слой. Высоту потенциального барьера на границе с металлом обозначим Δ . Следуя подходу объединенной термоэмиссионно-диффузионной теории [1], считаем, что перенос заряда в і слое подчиняется законам диффузии и дрейфа. Вблизи границ с металлом и подложкой процесс переноса заряда через границы будем описывать в рамках теории термоэлектронной эмиссии. Полагаем, что эти области бесконечно тонкие. тогла электрохимический потенциал на границах і слоя будет меняться скачком на величину:

$$V_{l,r} = \frac{kT}{q} \pm \ln\left[1 \pm \frac{j}{j_{\rm T}} \exp\left(\frac{\Phi_{l,r}}{kT}\right)\right],\tag{1}$$

где $j_{\rm T} = A_{\rm R}T^2$, k – постоянная Больцмана, T – температура, q – элементарный заряд, $A_{\rm R}$ – эффективная постоянная Ричардсона, j – плотность тока, $\Phi_l = \Delta$, энергия Φ_r зависит от тока и должна быть определена самосогласованно. Следуя в остальном подходу работ [3,4] можно определить ВАХ структуры. Энергетическая диаграмма структуры показана на вставке рис. 1. Сплошной линией показан ход дна зоны проводимости, пунктирной линией электрохимического потенциала. ВАХ контакта барьером Мотта ($\Delta_r = 0$) без учета с пространственного заряда в объединенной теории легко получить из соответствующих зависимостей дрефово-диффузионном В приближении [3,4] и в термоэмиссионной модели [1]:

$$j = \frac{j_{\rm T} \, j_{\rm D}}{j_{\rm D} + j_{\rm T} \left(1 - \exp \frac{qV - \Delta}{kT}\right) \frac{\Delta}{\Delta - qV}} \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \times \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right], \qquad j_{\rm D} = \frac{\mu N \Delta}{L}.$$
 (2)

Здесь μ – подвижность, N – эффективная плотность состояний.

Расчеты ВАХ проведены для ряда структур на основе арсенида галлия при: T = 300 K, $\mu = 4000$ см²/В·с, плотность ионизированных доноров в подложке – $5 \cdot 10^{17}$ см⁻³. На рис. 1 показаны ВАХ структур с параметрами: L = 200нм, $\Delta = 0.5$ эВ для двух значений Δ_r : 0 и 0.3 эВ. Пунктирными линиями показаны зависимости, полученные в дрейфово-диффузионном приближении, сплошными – по обобщенной термоэмиссионно-диффузионной теории. Для



Рис. 1. Зависимости величины тока от напряжения в структурах, полученные В дрефово-диффузионном приближении пунктирные линии в обобшенном И термоэмиссионно-диффузионном подходе сплошные линии. Ha вставке показана энергетическая диаграмма структуры.

структуры с $\Delta_r = 0$, зависимости полученные с помощью разных подходов существенно при напряжениях отличаются меньших Δ , поскольку для применимости дрейфоводиффузионного приближения необходимо выполнение условия *j*_T >> *j*_D, а для выбранных параметров это условие не выполняется. Для напряжений больших Δ, максимум потенциального барьера перемещается в і слой, поэтому ток определяется диффузией и дрейфом через этот слой. Для структуры с $\Delta_r = 0.3$ эВ, максимум барьера находится у границы с металлом при малых напряжениях, И перемещается на границу с подложкой при больших напряжениях, поэтому термоэмиссионный перенос электронов через границы і слоя всегда важен, и нужен обощенный подход.

На рис. 2 приведены зависимости коэффициента нелинейности $\beta = j''_{vv} / j'_{v}$ (амперватной чувствительности детектора на низких частотах) от напряжения, рассчитанные с использованием точной термоэмиссионнодиффузионной теории (сплошные линии). Кривые построены для контактов Мотта с параметрами: L = 200 нм, $\Delta_r = 0$, и высотами барьеров Д, эВ: 0; 0.1; 0.23; 0.5. Пунктирными линиями показаны зависимости β от напряжения, полученные с использованием ВАХ контактов Мотта без учета пространственного заряда - по формулам (2). При учете пространственного заряда максимальное значение коэффициента нелинейности снижается. С уменьшением высоты барьера инжекционная нелинейность выходит на передний план. При высоте барьера равной нулю механизм нелинейности инжекционный, и при $V = 0 \beta \approx 0$.



Рис. 2. Зависимости коэффициента нелинейности β от напряжения для контактов Мотта с различными высотами барьеров Δ , полученные с использованием точной модели – сплошные линии и согласно формулам (2) – пунктирные линии.

На рис 3. приведены зависимости коэффициента нелинейности β от напряжения

контактов Мотта с $\Delta = 0.1$ эB лля $\Delta_r = 0$ и различной толщиной *i* слоя *L*, нм: 50; 500. 200: С увеличением толщины нелегированного слоя максимальное значение коэффициента нелинейности снижается Увеличение толщины і слоя приводит к тому, что ВАХ в большей степени начинает зависеть от инжекционных процессов.



Рис. 3. Зависимости коэффициента нелинейности β от напряжения для контактов Мотта с $\Delta = 0.1$ эВ и различной толщиной *i* слоя.

В работе получено аналитическое решение задачи о поперечном инжекционном токе в нелегированном полупроводниковом *i* слое произвольной толщины. Используется дрефоводиффузионное описание токопереноса в *i* слое и термоэмиссионное на его границах, при учете самосогласованных граничных условий. характеристики Проанализированы детектирования для диодов с барьером Мотта. Показано, что с ростом толщины і слоя и уменьшением высоты барьера происходит смена механизма нелинейности структуры. Роль барьерной нелинейности ослабевает, И определяющими становятся инжекционные процессы. Это приводит к снижению коэффициента нелинейности β и уменьшению при величины детектировании. сигнала Полученные результаты существенны для оптимизации характеристик детекторов микроволновых диапазонов. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-13582) и программы ОФН РАН.

- [1] С. Зи, Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Т. 1. 456 с.
- [2] В.И. Шашкин, В.Л. Вакс, В.М. Данильцев, А.В. Масловский, А.В. Мурель, С.Д. Никифоров, Ю.И. Чеченин, Изв. вузов. Радиофизика., 48, 544 (2005).
- [3] В.И. Шашкин, Н.В. Востоков, ФТП., **42**, 1339 (2008).
- [4] V.I. Shashkin and N.V. Vostokov, J. Appl. Phys., 104, 123708 (2008).

Магнитное упорядочение в модели сверхрешетки Fe₂/V_n/Fe₃ с отрицательным межслойным обменным взаимодействием

<u>А.К. Муртазаев</u>¹, К.Ш. Хизриев¹, В.М. Уздин²

¹Институт физики Дагестанского НЦ РАН, ул.М.Ярагского, 94, 367003, Махачкала, Россия ²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: <u>m_akai@iwt.ru</u>

Уже более десятка лет магнитные сверхрешетки Fe/V с тонкими чередующимися слоями магнитного и немагнитного вещества используются как модельные объекты для изучения эффектов, связанных с изменением эффективной размерности системы в многослойных структурах [1-7]. Минимальная толщина слоев Fe, при которой они остаются магнитными, составляет два атомных монослоя, причем температура Кюри зависит не только от количества магнитных монослоев, но и от толщины слоев немагнитного ванадия.

То, что в сверхрешетках Fe/V с достаточно наблюдается тонкими слоями ванадия поведение, присущее трехмерным системам, свидетельствует 0 важности межслойного взаимодействия для описания их свойств. Известно, межслойное обменное что взаимодействие в металлических магнитных сверхрешетках определяется толщиной немагнитной прослойки. В сверхрешетках Fe/V, помещенных в атмосферу водорода, происходит увеличение толщины прослойки ванадия за счет водорода. абсорбшии поэтому имеется управлять возможность обменным взаимодействием и даже менять знак обменной При определенном константы. внешнем давлении водорода межслойное обменное взаимодействие в сверхрешетке обращается в ноль. Следовательно, при этих условиях должен наблюдаться переход от трехмерного к двумерному магнетизму.

Особый интерес представляют сверхрешетки с антиферромагнитным межслойным взаимодействием. Именно в таких системах наблюдается эффект гигантского магнетосопротивления, за открытие которого в 2007 году была присуждена Нобелевская премия по физике. Антиферромагнитное межслойное взаимодействие в сверхрешетках Fe/V имеет место при толщинах прослойки ванадия 13-14 монослоев и железа 2-3 монослоя. Для таких сверхрешеток удается подобрать диапазон давлений водорода, при котором межслойное взаимодействие обменное меняется от антиферромагнитного к ферромагнитному, проходя через ноль.

Мы исследовали магнитные свойства сверхрешеток Fe₂/V₁₃/Fe₃ с чередующими магнитными (два и три монослоя Fe) и не магнитными (тринадцать монослоев V) слоями. Обменные взаимодействия между ближайшими

соседями в магнитных слоях и Fe₂, и Fe₃ носят ферромагнитный характер, и определяются параметром *J*₁ (внутрислойное обменное взаимодействие). Имеется также взаимодействие J₁ между магнитными моментами из слоев Fe₂ и через слои ванадия (межслойное Fe₃ взаимодействие). Его величина и знак может изменяться зависимости от толщины в немагнитной прослойки. Межслойное модели взаимодействие для нашей имеет отрицательный знак. Ранее нами были исследованы [8-10] различные модели структур Fe/V с положительным межслойным обменным взаимодействием.

Гамильтониан модели представим в виде

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{\parallel} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) - \frac{1}{2} \sum_{i,k} J_{\perp} (S_i^x S_k^x + S_i^y S_k^y), \quad (1)$$

обменное первая сумма учитывает гле взаимодействие каждого магнитного атома с ближайшими соседями внутри слоя, а вторая - с атомами соседних слоев через немагнитную прослойку; $S_{i}^{x,y}$ проекции спина локализованного на узле *ј*. В модели сверхрешетки предполагается планарная ориентация спинов.

основе Расчеты проволились на однокластерного алгоритма метода Монте-Карло [11] для систем с периодическими граничными условиями и линейными размерами LxLxL, где $L = 10 \div 40$ – число магнитных монослоев Fe. Усреднением вдоль марковской цепи проводилось наблюдение средней за намагниченностью всей системы:

$$M = \frac{1}{N} \left\langle \sum_{i=1}^{N} S_i \right\rangle.$$
 (2)

На рис. 1 показаны температурные зависимости намагниченности M при различном соотношении межслойного и внутрислойного обменов J_{\perp}/J_{\parallel} . Как видно из этих зависимостей наша модель сверхрешетки ведет себе как классический ферримагнетик с двумя подрешетками. В качестве подрешеток выступают двойные и тройные слои Fe.

Известно, что y таких систем температурные зависимости самопроизвольной намагниченности могут быть весьма разнообразны в зависимости от значений концентрации магнитных атомов в подрешетках и обменных взаимодействий [12]. Неель [13] впервые указал путь для установления классификации форм магнитного поведения. Эта

классификация была усовершенствована И подвергнута экспериментальной проверке в работах Случай ферримагнитного [14-16]. поведения реализуется при отрицательном межподрешеточном обмене. В нашей модели внутрислойные взаимодействия в обеих подрешетках одинаковые, а концентрация магнитных атомов в них различаются. Разница в концентрации в двойном и тройном слоях Fe приводит к различной температурной зависимости намагниченности при разной межслойного между величине обмена При $J_{\perp} / J_{\parallel} = -1$ поведение подрешетками. температурной зависимости намагниченности имеет *О*-тип по классификации Нееля. Уменьшение по модулю межслойного обмена приводит к плавному появлению поведения Ртипа со смещением температуры фазового перехода в сторону низких температур. При этом возникает небольшой пик в температурной намагниченности, который зависимости достигает максимальной величины вблизи $J_{\perp} / J_{\parallel} = -0.1$. Ранее, именно начиная со значений межслойного обмена $J_{\perp} / J_{\parallel} = 0.1$, нами были обнаружены особенности магнитного поведения этой модели с положительным обменом [10]. Дальнейшее (по модулю) уменьшение отношения межслойного и внутрислойного обменов приводит к тому, что пик на зависимости намагниченности уменьшается и в пределах $0.001 < |J_{\perp} / J_{\parallel}| < 0.01$ снова проявляется О-тип зависимости. При этом в области фазового перехода температурное поведение намагниченности практически не зависит от отношения $J_{\parallel} / J_{\parallel}$.



Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности модели магнитной сверхрешетки Fe₂/V₁₃/Fe₃ при различных значениях соотношения межслойного и внугрислойного обменов

Нами также проведены исследования модели для близких к нулю $(|J_{\perp}| < 0.001)$ значений межслойного обмена. Для этих значений межслойного обмена наблюдается M-тип температурной зависимости, который также

появляется плавно в зависимости от величины межслойного обмена.

Хотя в теории Нееля различные типы температурных зависимостей намагниченности можно наблюдать только при условии если концентрации магнитных атомов в подрешетках значения внутри- и межподрешеточных И взаимодействий различаются, в нашей модели изменение одного параметра (межслойного обмена) приводит к появлению нескольких типов зависимости намагниченности от температуры. По-видимому, это связано с наличием в тройных слоях магнитных атомов, у которых имеется полный набор соседей. А это приводит к тому, что двойные и тройные слои испытывают фазовый переход при разных температурах, особенно при малых значениях межслойного обмена [10].

Вероятно, что найденные формы температурного поведения намагниченности могут проявляться лабораторных в экспериментах на искусственно выращенных многослойных структурах. Экспериментальное исследование представляет таких систем большой интерес.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 07-02-00194 и 07-02-01065), гранта Президента РФ по поддержке ведущей научной школы (№ НШ-4526.2008.2) и АВЦП 2.1.1/4215.

[1] Rudt, C., Poulopoulos, P., Lindner, J., et.al., Phys. Rev B, **65**, 220404 (2002).

[2] Leiner, V., Westerholt, K., Hjorvarsson, B., et.al., J. Phys. D: Appl. Phys., **35**, 2377 (2002).

[3] Burkert, T., Svedlindh, P., Andersson, G., et.al., Phys. Rev. B, **66**, 220402 (2002).

[4] Scherz, A., Poulopoulos, P., Nunthel, R., et.al., Phys. Rev B, **68**, 140401 (2003).

[5] Leiner, V., Westerholt, K., Blixt, A.M., et.al., Phys. Rev. Lett., **91**, 37202 (2003).

[6] Parnaste, M., van Kampen, M., Brucas, R., et.al., Phys. Rev. B, **71**, 104426 (2005).

[7] Parnaste, M., Marcellini, M., Hjorvarsson, B., J. Phys.: Cond. Matter., **17**, L477 (2005).

[8] Khizriev, K.Sh., Murtazaev, A.K., Uzdin, V.M., JMMM, **300**, e546 (2006).

[9] Муртазаев, А.К., УФН, 176, 1119 (2006).

[10] Муртазаев, А.К., Хизриев, К.Ш., Уздин, В.М., Известия РАН. Серия физическая, **72**, 169 (2008).

[11] Wollf, U., Phys. Rev. Lett., 62, 361 (1989).

[12] Вонсовский, С.В., *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).

[13] Neel, L., Ann. de Phys., 3, 137 (1948).

[14] Yafet, Y., Kittel, Ch., Phys. Rev., 87, 290 (1952).

[15] Lotgering, F.K., Philips Res. Rep., **11**, 337 (1956).

[16] Jacobs, I.S., J. Phys. Chem. Sol., 11, 1 (1959).

Динамика намагниченности изолированных изинговских цепочек и их решеток

<u>Ю.Б.Кудасов</u>^{1,2}, А.С.Коршунов², В.Н.Павлов², А.Д.Маслов¹

¹Саровский Государственный Физико-Технический Институт, ул. Духова 6, Саров, Россия ²Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, ул. Мира 37, Саров, Россия

e-mail: kudasov@ntc.vniief.ru

В последние годы были синтезированы новые магнитные соединения, содержащие изолированные одномерные магнитные цепочки, в частности, изинговские [1,2] (SCM single chain magnet). Интерес к этим веществам обусловлен, с одной стороны, надеждами на то, что в будущем они станут основой для сверхплотной магнитной записи, а с другой, возможностью исследования фундаментальных свойств одномерных магнетиков. Главной особенностью SCM с изолированными изинговскими цепочками является крайне динамика намагниченности медленная с широким характерным резонансом в вещественной И мнимой частях намагниченности [3].

Сейчас удалось создать разнообразные SCM: ферромагнитные, изинговские антиферромагнитные, с цепочкой в виде спирали и т.д. В спиральных SCM направление локальной легкой оси намагничивания изменяется с периодом спирали, поэтому внешнее магнитное поле, направленное под νγπομ к спиральной цепочке создает осциллирующее эффективное магнитное поле.

R нескольких классах соединений изинговские цепочки объединены в двумерную фрустрированную решетку, чаще всего, треугольную [4-9]. Выделение цепочки в качестве элемента магнитной структуры подразумевает, что межцепочечные взаимодействия значительно слабее существующих внутри цепочки. Эти системы сложную магнитную фазовую имеют диаграмму. Обычно высокотемпературная фаза универсальна. Для треугольной решетки – это сотовая структура, которую также называют частично разупорядоченной АФМ (PDA partially disordered antiferromagnetic) фазой. PDA Универсальность связана с тем обстоятельством, что для этой структуры на треугольной решетке число цепочек, находящихся в нулевом эффективном поле, т.е. имеющих равное число намагниченных вверх и вниз, максимально. При высокой температуре эти цепочки дают сильный вклад в свободную энергию [8].

При низкой температуре система цепочек описывается двумерной АФМ моделью Изинга на треугольной решетке [10]. Здесь важную роль играет сильное вырождение основного состояния модели. Слабые взаимодействия

между соседями, следующими за ближайшими, или слабые деформации решетки снимают вырождение и приводят к разнообразным низкотемпературным фазам. Можно выделить группы соединений с илеальной три треугольной решеткой изинговских цепочек по характеру взаимодействий, отношению к следующих за ближайшими: антиферромагнитные (Φ M) – CsCoCl₃, CsCoBr₃ и т.д. [4], ферромагнитные - Sr₅Rh₄O₁₂ [6] и нулевое – Ca₃Co₂O₆ и родственные соединения [5,7-9].

Динамика треугольной решетки цепочек была тщательно изинговских экспериментально [5,9] исследована и теоретически [7,8,11] на примере Са₃Со₂О₆. В переменном поле наблюдаются особенности очень похожие на резонанс в SCM. Таким процессы перемагничивания образом, изинговской олиночной цепочки играют заметную роль в поведении структуры в целом. Однако, наряду с характерной постоянной времени переворота изолированной цепочки порядка 1 с (эта величина сильно зависит от температуры) при низких температурах возникают коллективные релаксационные процессы с крайне медленной динамикой, когда постоянная времени составляет несколько часов [9].

Модель Изинга является статической. Поэтому для исследования динамики изинговских систем приходится выходить за ее рамки. Для исследования квантовых флуктуаций можно использовать молель Гейзенберга с сильной анизотропией типа легкая ось. При очень сильной анизотропии применимость такого подхода ограничена крайне узкой областью вблизи нуля температур.

Глаубером была предложена и исследована модель динамики намагниченности в изинговской цепочки, основанная на предположении о взаимодействии спинов цепочки с тепловым резервуаром [12]. Вероятность переворота спина в единицу времени определяется выражением [11]

$$W(\sigma_i) = \frac{1}{2} \alpha \left[1 - \sigma_i \operatorname{th} \left(\frac{B_i}{T} \right) \right]$$

где $B_i = B + J \sum_{\langle ij \rangle} \sigma_j$ - эффективное поле *i*-ой цепочки, B – составляющая внешнего магнитного поля вдоль цепочки, T – температура, $\sigma_i = \pm 1$ – направление намагниченности цепочки. *J*>0 – АФМ взаимодействие между ближайшими цепочками, параметр связи с термостатом, суммирование производится по ближайшим Эта форма удобна соседям. как для аналитических, так и для численных расчетов линамики намагниченности.

При температурах низких можно предполагать, что цепочки конечной длины полностью упорядоченны, поэтому задача о динамики спин-цепочечных соединений сводится к глауберовой динамике на треугольной изинговской решетке [7,8]. Численное моделирование динамики позволило раскрыть природу очень медленной релаксации в Са₃Со₂О₆ [11]. В магнитном поле происходит переход ферримагнитное состояние, причем трехподрешеточное ферримагнитное состояние трехкратно вырождено. Это приводит при относительно высоких скоростях нарастания магнитного поля к образованию доменной структуры (см. рис. 1). При низких скоростях нарастания магнитного поля система приходит к практически монодоменному состоянию. Следствием образования доменов являются две небольшие дополнительные ступеньки на плато 1/3кривой намагниченности, т.е. они соответствуют переходам в области доменных стенок (см. рис. 2).

Вероятность переворота спина в области доменной стенки оказывается относительно высокой, что приводит к медленному стохастическому движению стенки. Оно, в свою очередь, приводит к росту доменов и является источником очень медленной коллективной релаксации, наблюдаемой в Ca₃Co₂O₆.

В последнее время были проведены интенсивные исследования тонких пленок и наностержней из Ca₃Co₂O₆ [13]. Оказалось, что при любой температуре на кривой намагниченности наблюдается структура из 2 ступеней, а не из 4, как это имеет место в объемном материале при низкой температуре. В



Рис. 1. Пример доменной структуры на треугольной решетке изинговских цепочек.

рамках модели глауберовой динамики, обсуждавшейся выше, этот факт имеет простое и естественное объяснение: в нанокластерах $Ca_3Co_2O_6$ практически всегда реализуется монодоменный режим, который приводит к двум ступеням на кривой намагничивания.

Работа поддержана РФФИ (проекты 08-02-97018-р-поволжье-а и 08-02-00508-а), МНТЦ (проект 3501) и ФЦП «Научные и научнопедагогические кадры инновационной России». Один из авторов (А.Д.М.) выражает признательность фонду «Династия».

[1] Coulon1 C., Miyasaka H., Clérac R., Struct. Bond, **122**, 163 (2006)

[2] Miyasaka H., Yamashita M., J.Chem. Soc. Dalton Trans., **399** (2007)

[3] Kishine J. Watanabe T, Deguchi H., Mito M., Sakai T., TajiriT., YamashitaM., Miyasaka H., Phys. Rev B, **74**, 224419 (2006)

[4] Mekata M.: J. Phys. Soc. Jpn., 42, 76 (1977)

[5] Maignan A., Hardy V., He'bert S., Drillon M., Lees M. R., Petrenko O., Paulc D. Mc K., Khomskii D., J. Mat. Chem., **14**, 1231 (2004)

[6] Cao G., Durairaj V., Chikara S., Parkin S., Schlottmann P., Phys. Rev. B, **75**, 134402 (2007)

[7] Kudasov Yu. B., Phys. Rev. Lett., **96**, 27212 (2006)

[8] Kudasov Yu. B., Eur. Phys. Lett., **78**, 57005 (2007)

[9] Hardy V., Flahaut D., Lees M. R., Petrenko O. A., Phys. Rev B, **70**, 214439 (2004)

[10] Wannier G. H., Phys. Rev., **79**, 357 (1950)

[11] Kudasov Yu.B, Korshunov A.S., Pavlov V.N., Maslov V.N., Phys. Rev B, **78**, 132407 (2008)

- [12] Glauber R.J., J. Math. Phys. **4**, 294 (1963)
- [13] Li P. L., Yao X. Y., Gao F., Zhao C., Yin K.

[15] LI P. L., Yao X. Y., Gao F., Zhao C., Yin K.
 B., Weng Y. Y., Liu J.-M., Ren Z. F., Appl. Phys.
 Lett., 91, 42505 (2007)



Рис. 2. Расчетные кривые намагничивания при различных Ca₃Co₂O₆ скоростях нарастания магнитного поля: 1 Тл/мин (сплошная линия), 0.1 Тл/мин (пунктир), 0.01 Тл/мин (точечная линия).

Эволюция электронных волновых пакетов в структурах со спинорбитальным взаимодействием Рашбы и в графене

<u>В.Я. Демиховский</u>, Г.М. Максимова, Е.В. Фролова

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний

Новгород, Россия

e-mail: demi@phys.unn.ru

В последние годы возрос интерес к изучению динамики волновых пакетов, а так же их центров, в различных системах, таких, например, как двумерный электронный газ со спин-орбитальным взаимодействием и графен. Распространение импульсов (волновых пакетов) электронов и дырок, и их необычная динамика в подобных системах, где полная система собственных функций образована состояниями с различной киральностью, изучались в ряде работ. Например, динамика волновых пакетов, связанная co спин-орбитальным взаимодействием, изучалась в работах [1-3]. А в работах [4,5] рассматривалась эволюция пакетов в структурах однослойного и двухслойного графена, и в углеродных нанотрубках.

В настоящей работе детально рассмотрена временная эволюция двумерного гауссовского волнового пакета с различными начальными спиновыми (псевдоспиновыми) поляризациями, исследован эффект расщепления пакетов, а так же также zitterbewegung. Показано, что, задавая начальную различную спиновую (псевдоспиновую) поляризацию, можно изменять направление распространения пакета.

зависимость Временная спинорных волновых функций определялась с помощью временной функции Грина нестационарного уравнения Шредингера. На рис. 1 представлено распределение полной электронной плотности для начального гауссовского волнового пакета с начальным импульсом, направленным по оси *х* и начальной ориентацией спина вдоль оси *х* для 2D электронного газа в присутствии спинорбитального взаимодействия Рашбы для момента времени t = 5 (время измеряется в единицах $au_0 = d \cdot lpha^{-1}$, lpha - константа спинорбитального взаимодействия $(\alpha = 3, 6 \cdot 10^{6} c_{M} \cdot c^{-1}), d$ - начальная ширина волнового пакета). Из рисунка видно, что исходный гауссовский пакет расщепляется на две части, которые с течением времени разбегаются вдоль оси х и расплываются. При достаточно больших временах каждая часть такого расщепленного пакета представлена стационарными состояниями, относящимися к одной из ветвей спектра с определенной киральностью.



Рис.1 Распределение полной электронной плотности в момент времени t = 5 с начальной поляризацией спина по оси x (d = 20 нм и $k_0 = 5$ нм⁻¹).

Обсудим теперь явление осцилляций центра волнового пакета (*zitterbewegung*). Для этого, используя аналитические выражения для спинорных компонент волновой функции, найдем средние значения соответствующего оператора:

$$\overline{y}(t) = \frac{1 - e^{-a^2}}{2a^2} t - \frac{e^{-a^2}}{2a} \times \int_0^\infty e^{-q^2} \sin(2qt) \frac{d}{dq} I_1(2aq) dq$$

где I_1 - модифицированная функция Бесселя первого порядка, а формула представлена в безразмерных единицах.

При условии $a = dk_0 >> 1$, т.е. когда пакет является достаточно широким, можно получить простое асимптотическое выражение, описывающего затухание осцилляций центра пакета с течением времени

$$\overline{y}(t) = \frac{t}{2a^2} - \frac{1}{2a}e^{-t^2}\sin(2at)$$

Из представленного асимптотического выражения видно, что при малых временах усредненная координата $\overline{y}(t)$ осциллирует. При этом частота осцилляций определяется произведением dk_0 , а время зависит от константы спин-орбитального взаимодействия, причем при Ot > d, т.е. когда две части пакета расходятся на расстояние, превышающее его

первоначальную длину, осцилляции прекращаются (рис. 2).



Рис.2 Зависимость средней координаты $\overline{y}(t)$ центра волнового пакета с начальной поляризацией спина вдоль оси *x* от времени $(dk_0 = 8)$.



Рис.3 Распределение полной электронной плотности в момент времени t = 7 с начальной поляризацией псевдоспина вдоль оси x (d = 2 нм и $k_0 = 0.6$ нм⁻¹).

Эволюция 2D электронных волновых пакетов в графене рассматривается аналогично [6]. На рис. З представлено распределение полной электронной плотности для начального гауссовского волнового пакета с начальным импульсом, направленным по оси у и начальной ориентацией псевдоспина вдоль оси х для структуры графена в момент времени t = 7(время измеряется в единицах $\tau_0 = d \cdot u^{-1}$, $u \approx 10^8$ см/с, d - начальная ширина волнового пакета). Здесь также имеет место эффект расщепления волнового пакета на две части, разбегающиеся вдоль оси у в противоположных направлениях, таким образом, что сохраняется симметрия плотности относительно замены $y \rightarrow -y$. При y = 0 наблюдается максимум электронной плотности, распространяющийся в положительном направлении оси x. Скорость распространения в этом направлении имеет постоянную составляющую и осциллирующую часть. В этом можно убедиться, рассчитав среднее значение координаты центра волнового пакета:

$$\bar{x}(t) = \frac{1 - e^{-a^2}}{2a^2} t - \frac{e^{-a^2}}{2a} \times \int_0^\infty e^{-q^2} \sin(2qt) \frac{d}{dq} I_1(2aq) dq$$

представленная Видно, что формула полностью идентична выражению для zitterbewegung в случае спин-орбитального взаимодействия Рашбы, записанному в безразмерных единицах. Это связано с простым переходом между гамильтонианами рассматриваемых систем, что отражено в работе авторов [6]. Так же в этой работе подробно рассмотрена динамика гауссовскового волнового пакета различными начальными с псевдоспиновыми поляризациями в структуре графена. Установлено, однослойного что расщепление начального гауссовского волнового пакета отсутствует при определенном соотношении направления начального псевдоспина и начального квазиимпульса. Показано, что направление движения центра пакета определяется не только ориентацией начального среднего импульса, но, главным, образом разностью фаз верхней и нижней компонент волновой функции. Рассмотрены продольного поперечного явления И ziterbewegung.

Динамика волновых пакетов с начальной ориентацией спина вдоль оси *z* подробно рассматривалась в работе авторов [3]. Там же изучалось влияние магнитного поля в системе двумерного электронного газа со спинорбитальным взаимодействием Рашбы. Так же авторами были исследованы случаи различных ориентаций спина начального гауссовского волнового пакета в этой системе [7].

Настоящая работа была поддержана грантом РФФИ (2009-2010 г.г.) и программой «Развитие научного потенциала высшей школы» 2009-2010 г.г.

[1] J. Schliemann, D. Loss and R.M. Westervelt,

Phys. Rev. Lett.. v. 94, p. 206801 (2005).

[2] Z.F. Jiang *et al.*, Phys. Rev. B., v. **72**, p. 045201 (2005).

[3] V.Ya. Demikhovskii, G.M. Maksimova, E.V.

Frolova, Phys. Rev. B, 78, 115401 (2008).

[4] T. M. Rusin and W. Zawadzki, Phys. Rev. B 76, 195439 (2007).

[5] T. M. Rusin and W. Zawadzki, cond-mat/0712.3590v2 (2008).

[6] G. M. Maksimova, V. Ya. Demikhovskii, and E. V. Frolova, Phys. Rev. B, **78**, 235321 (2008).

[7] В.Я. Демиховский, Г.М. Максимова, Е.В. Фролова, Известия РАН. Серия физическая, 7, 2009 (принята в печать).

Целочисленный квантовый эффект Холла в двумерных полупроводниковых решеточных структурах со спин-орбитальным взаимодействием

А.А.Перов

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского 603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

работе исследуется транспортная B проблема, а именно, целочисленный квантовый эффект Холла в двумерном (2D) электронном газе со спин-орбитальным (СО) взаимодействием Дрессельхауза в присутствии периодического электростатического поля сверхрешетки И постоянного однородного магнитного поля, перпендикулярного к плоскости 2D газа. Расчеты квантовых состояний носителей проводились нами для двух полупроводниковых структур как со слабым, так и достаточно сильным СО взаимодействием с учетом эффекта Зеемана.

Было установлено, что правила квантования холловского кондактанса зависят от геометрических параметров структуры (при фиксированном значении числа квантов магнитного потока через элементарную ячейку) и изменяются, когда соседние магнитные подзоны в спектре касаются друг друга.

Установлено, что при уменьшении периода сверхрешетки закон квантования холловского кондактанса магнитных подзон изменяется в тот момент, когда соседние подзоны касаются друг друга. В структурах, где СО и зеемановское расщепления уровней Ландау превосходят по величине расщепление за счет действия на электрон периодического потенциала, нами было установлено новое правило квантования холловского кондактанса полностью заполненных магнитных подзон, отличающееся от случая бесспиновых частиц [1].

Bce вычисления в данной работе производились в модели, не учитывающей беспорядка. наличие потенциала Предполагается, что также как и в отсутствие спин-орбитального взаимодействия, наличие беспорядка приводит к возрастанию числа локализованных квантовых состояний. Таким образом, делокализованные состояния соседних уровней Ланлау отлелены П0 энергии локализованными состояниями. плато и холловского кондактанса место имеют независимо от наличия СО расщепления. Как было отмечено авторами работы [2], аргументы Лафлина [3] остаются справедливыми и для систем со спин-орбитальным взаимодействием, так что холловский кондактанс каждого полностью заполненного уровня Ландау равен e^2/h .

В рамках предлагаемой модели гамильтониан электрона, совершающего

квантовомеханическое движение в периодическом электростатическом поле поверхностной двоякопериодической сверхрешетки, а также в постоянном магнитном поле, представим в виде суммы двух слагаемых:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + V(x, y), \tag{1}$$

где в качестве «невозмущенного» гамильтониана \hat{H}_0 выбран гамильтониан электрона в перпендикулярном магнитном поле с учетом СО взаимодействия Дрессельхауза и зеемановского расщепления [4]:

$$\hat{H}_{0} = \frac{\left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)^{2}}{2m^{*}} + \frac{\beta}{\hbar} \left(\hat{\sigma}_{x}\hat{p}_{x} - \hat{\sigma}_{y}\left(\hat{p}_{y} - \frac{eA_{y}}{c}\right)\right) - g\mu_{B}H\hat{\sigma}_{z}.$$
(2)

Здесь функция $V(x, y) = V_0 (\cos[2\pi x/a] + \cos[2\pi y/a])$ периодический потенциал моделирует сверхрешетки с периодом а. Здесь β – параметр спин-орбитального взаимодействия Дрессельхауза. Для векторного потенциала А постоянного магнитного поля Н выбрана калибровка Ландау $A = \{0, Hx, 0\}$. Спектр и структура собственных функций гамильтониана (1) подробно обсуждалась в работе [4]. В частности, было показано, что периодический потенциал поля сверхрешетки снимает вырождение состояний по центру орбиты в спин-орбитальное магнитном поле. а взаимодействие перемешивает состояния чистых уровней Ландау. В результате каждый уровень Ландау расшепляется слабым периодическим потенциалом на магнитные подзоны, число которых равно удвоенному значению числителя $\delta = p/q = |e|Ha^2/2\pi\hbar c$ определяющей дроби. рациональный магнитный поток через элементарную ячейку сверхрешетки.

Квантовый эффект Холла в двумерных периодических структурах имеет топологическую природу. Нами было изучено влияние спин-орбитального расщепления на топологические инварианты (первые числа Черна) магнитных подзон, определяющие их холловский кондактанс. В случае, когда к системе приложено слабое электрическое поле, результирующий ток носителей, направленный перпендикулярно приложенному электрическому полю,может быть рассчитан исходя из формулы Кубо. При этом выражение для величины холловского кондактанса μ – ой магнитной подзоны принимает вид:

$$\sigma_{xy}^{\mu} = \frac{e^2}{2\pi h} \int_{\mathbf{k} \in MBZ} \Omega_{\mu}(\mathbf{k}) d^2 \mathbf{k} ,$$

где интегрирование проводится по полностью заполненным состояниям электрона в магнитной зоне Бриллюэна (MBZ). Функция $\Omega_{\mu}(\mathbf{k})$ есть z – компонента топологической кривизны Берри μ – ой магнитной подзоны [1]:

$$\Omega_{\mu}(\mathbf{k}) = i \left(\left\langle \frac{\partial u_{\mathbf{k},\mu}}{\partial k_{y}} \middle| \frac{\partial u_{\mathbf{k},\mu}}{\partial k_{x}} \right\rangle - c.c. \right)$$

Здесь $u_{\mathbf{k},\mu}(\mathbf{r})$ — периодическая часть электронной спинорной магнитной блоховской функции.



Рис. 1. Закон квантования холловского кондактанса 2D электронного газа в шести полностью заполненных магнитных подзонах при $\delta = 3/1$ в структуре AlGaAs/GaAs ($m^* = 0.067 \cdot m_0$, $a = 80 \ nm$, $V_0 = 1 \ meV$, g = -0.44, $\beta = 10^{-12} \ eV \cdot m$).



Рис.2. Закон квантования холловского кондактанса 2D электронного газа в шести полностью заполненных магнитных подзонах при $\delta = 3/1$ в структуре GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As ($m^* = 0.05 \cdot m_0$, $a = 80 \ nm$, $V_0 = 1 \ meV$, g = -0.44, $\beta = 10^{-11} \ eV \cdot m$).

Распределения значений холловского кондактанса 2D электронного газа по магнитным подзонам в зависимости от положения уровня Ферми представлены на рис.1 и рис.2 для структур AlGaAs/GaAs и GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As

соответственно. Злесь число квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки δ выбрано равным трем. Расчетные параметры указаны в подписи к рисункам. В системах со слабым СО взаимодействием (рис.1), где СО и зеемановский вклады в расщепление уровня меньше величины расщепления, Ландау обусловленного действием периодического поля сверхрешетки, квант холловского тока несут низшая подзона и третья пара вложенных друг в друга магнитных подзон (рис.1). С уменьшением периода сверхрешетки при фиксированном числе квантов магнитного потока через ee элементарную ячейку закон квантования холловского кондактанса существенно изменяется. При критическом значении периода *a* = 35 *nm* третья и четвертая магнитные подзоны мгновенно касаются друг друга в некоторой точке магнитной зоны Бриллюэна. При этом изменяются как вид законов дисперсии электрона, так и форма кривизны Берри магнитных подзон. В результате, топологические инварианты (первые числа Черна) подзон электронного спектра, определяющие их холловкий кондактанс, также мгновенно меняют значения. решеточной свои В структуре AlGaAs/GaAs при $\delta = 3/1$, $a = 35 \ nm$, $V_0 = 1 meV$, g = -0.44, $\beta = 10^{-12} eV \cdot m$ нами было установлено новое правило квантования холловского кондактанса П0 магнитным подзонам в единицах $\delta = p/q = |e|Ha^2/2\pi\hbar c$: 1,1,-1,0,1,0. Таким образом, даже в системах со слабым спин-орбитальным взаимодействием при определенных геометрических параметрах сверхрешетки возможна реализация качественно новых законов квантования холловского кондактанса двумерного электронного газа, топологических обусловленная изменением характеристик квантовых состояний носителей. В случае, когда спин-орбитальное и зеемановское расщепления сравнимы с характерной энергией Ланлау (структура $GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As)$, распределение холловского кондактанса по $-e^2/h$ магнитным подзонам в единицах определяется последовательностью чисел: 1.1.-1,0,1,0 (рис.2). Холловский ток здесь несут первая, вторая, третья и пятая магнитные ползоны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы в 2009-2010 г.г.» (грант РНП.2.1.1.2686)) и РФФИ (грант 09-02-01241).

 D.J. Thouless, M. Kohmoto, M.P. Nightingale, and M. den Nijs. Phys. Rev. Lett., **49**, 6 (1982).
 Shun-Qing Shen, Michael Ma, X.C. Xie, and Fu Chun Zhang, Phys. Rev. Lett. **92**, 256603 (2004).
 R.B. Laughlin, Phys. Rev. B. **23**, 5632 (1981).
 А.А.Перов, Л.В.Солнышкова, Письма в ЖЭТФ, **88**, 717 (2008).

Краевые спиновые токи в двумерном электронном газе со спинорбитальным взаимодействием

В.А. Сабликов и А.А. Суханов

Институт радиотехники и электроники РАН, пл. академика Введенского 1, Фрязино, Моск. обл., Россия e-mail: <u>sablikov@gmail.com</u>

Интерес к спиновому транспорту в полупроводниковых наноструктурах co спинорбитальным взаимодействием вызван новыми возможностями генерации спинового тока и управления спиновой плотностью чисто электрическими методами в немагнитных структурах. Такие возможности открываются благодаря спин-орбитальному взаимодействию Рашбы, управляемому полевыми электродами. При исследовании спинового транспорта возникают проблемы, связанные с определением спинового тока в системах с несохраняющимся спином, с механизмами генерации спиновых токов и их пространственной структурой. Настоящая работа посвящена спиновым токам в неоднородных двумерных (2D) электронных системах со спинорбитальным взаимодействием.

Мы обнаружили новый и эффективный механизм генерации спиновых токов, которые существуют даже в состоянии термодинамического равновесия. Равновесные спиновые токи, как известно [1], имеются в неограниченном 2D электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием, но неясно, к каким наблюдаемым эффектам они могли бы приводить. В связи с этим мы изучили спиновые токи в неоднородных системах со спин-орбитальным взаимодействием, содержащих области, в которых спинорбитальное взаимодействие отсутствует, а следовательно, спиновый ток хорошо определен и наблюдаем. Имелось в виду выяснить, как проникает спиновый ток из области со спинорбитальным взаимодействием в нормальную область. Оказалось, что в условиях термодинамического равновесия нормальная компонента спинового тока через границу равна нулю, т.е. равновесный спиновый ток, существующий в объеме спин-орбитальной области, не проникает в нормальную область. Однако в такой системе существуют краевые спиновые токи [2], протекающие вдоль границы раздела как в спинорбитальной области, так и в нормальном 2D электронном газе, для которого определение спинового тока не вызывает никаких сомнений. Этот ток оказывается значительно большим, чем ток в объеме. Он пропорционален константе спин-орбитального взаимодействия в первой степени, в то время как объемный ток пропорционален кубу этой величины. Равновесный ток сосредоточен в слое шириной порядка 1/k_{so}, где k_{so} - характерный волновой вектор спин-орбитального взаимодействия. Вектор поляризации спинового тока лежит в плоскости, перпендикулярной границе раздела и вращается при удалении от нее. Интересно, что при этом спиновая поляризация электронной плотности отсутствует.

Пространственное распределение компонент спинового тока \mathcal{J}_{y}^{x} (поляризация в плоскости 2D структуры) и \mathcal{J}_{y}^{z} (поляризация перпендикулярна плоскости) показаны на рис. 1 и 2 для двух положений уровня химического потенциала μ_{1} и μ_{2} , обозначенных на энергетической диаграмме. Расчеты проведены для ситуации, когда потенциальная энергия в спин-орбитальной области выше, чем в нормальной на величину $U=6E_{so}$, где E_{so} – характерная энергия спинорбитального взаимодействия. Вдали от границы в спин-орбитальной области ток стремится к объемному значению $2\mathcal{J}_{N}/3\pi$, где $\mathcal{J}_{N}=\hbar k_{so}^{3}/(4m^*)$.



Рис. 1 Пространственное распределение плотности спинового тока, направленного вдоль границы, для поляризации спина в плоскости. Кривые 1 и 2 соответствуют уровням химического потенциала μ_1 и μ_2 , указанным на энергетической диаграмме сверху. Кривая V и уровни химического потенциала μ_L и μ_R относятся к неравновесной ситуации, когда через контакт течет баллистический ток.

Механизм образования равновесного спинового тока в нормальном электронном газе связан

со спин-зависимым отражением электронов от области со спин-орбитальным взаимодействием. Под действием эффективного магнитного поля спин отраженных электронов поворачивается таким образом, что приращения компоненты S_v противоположны для обоих спиновых состояний, так что результирующее изменение ΔS_y равно нулю. Результирующие изменения компонент спиновой плотности S_x и S_z также равны нулю, но по другой причине. Изменения x- и z- компонент спина $\Delta S_{x,z}(k)$ для квантовых состояний с волновым вектором *k* оказываются нечетными функциями от тангенциальной компоненты импульса k_y и при суммировании по k с симметричной функцией распределения f(k) дают ноль. Связанное с рассеянием приращение тангенциальной компоненты спинового тока с поляризацией по осям х и z отлично от нуля, так как $\mathcal{J}_{y}^{x,z} \sim \Delta S_{x,z} \cdot k_{y}$ являются четными функциями от *k*_y. Другие компоненты спинового тока в равновесии отсутствуют.



Рис. 2 Пространственное распределение плотности спинового тока, направленного параллельно границе, для поляризации спина перпендикулярно плоскости для таких же условий, что на рис. 1.

Картина изменяется в неравновесных условиях, когда при наличии тока функция распределения электронов несимметрична по импульсу. Исследовалось два вида неравновесности: ток параллелен границе или перпендикулярен к ней. Неравновесность характеризуется разностью уровней Ферми $\Delta \mu$ электронов с противоположными импульсами.

Если электронный ток течет параллельно границе, то спиновые токи изменяются на величину, пропорциональную $\Delta \mu^2$, т.е. линейный отклик спинового тока равен нулю, и приращение спинового тока под действием тока частиц не зависит от направления последнего.

Однако спиновая плотность возникает и в линейном приближении. Графики пространственного распределения спиновой плотности $\Delta S(x)$ приведены на рис. 3 для случая, когда уровень Ферми лежит ниже дна зоны проводимости в области со спин-орбитальным взаимодействием ($\mu < U-E_{so}$). Такая ситуация реализуется в полоске 2D электронного газа, сформированной затворами, под которыми электроны испытывают спинорбитальное взаимодействие Рашбы.



Рис. 3 Пространственное распределение *х*- *z*-компонент спиновой плотности при наличии тока параллельного границе. ΔS нормировано на величину $m^*\Delta\mu/(2h)$.

Если неравновесный ток течет перпендикулярно границе, то он оказывается поляризованным по спину в направлении у, т.е. параллельно границе, [3,4]. Наряду с этим возникает линейное по $\Delta \mu$ изменение спиновых токов \mathcal{J}_{v}^{x} и \mathcal{J}_{v}^{z} параллельных границе. Графики распределения этих компонент спинового тока показаны на рис. 1 и 2 (кривые V) для случая, когда уровень Ферми лежит выше барьера U. Основной эффект состоит в появлении спинового тока в нормальной области, не затухающего при удалении от границы в пределах длины свободного пробега. По существу, это есть спиновый эффект Холла в нормальной области в баллистическом режиме.

Настоящая работа выполнена при поддержке РФФИ и программ РАН.

[1] E. I. Rashba, Phys. Rev. B 68, 241315R (2003).

[2] V.A. Sablikov, A.A. Sukhanov, Yu.Ya. Tkach, Phys. Rev. B **78**, 153302 (2008).

[3] M. Khodas, A. Shekhter, A. M. Finkel'stein, Phys. Rev. Lett., **92**, 086602 (2004)

[4] V.A. Sablikov, Yu.Ya. Tkach, Phys. Rev. B 76, 245321 (2007).

Эффекты неупругого транспорта электрона через потенциальный рельеф спинового димера в магнитном поле

<u>В. В. Вальков^{1,2}</u>, С. В. Аксенов^{1,2}

¹Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Академгородок 50/38, Красноярск, Россия ²Сибирский федеральный университет, Свободный 79, Красноярск, Россия

e-mail:vvv@iph.krasn.ru

Успешное развитие нанотехнологии привело к рождению новой области электроники - спинтроники [1, 2], в которой спиновые степени свободы электронов играют принципиальную роль в процессах переноса. При изучении квантового транспорта часто приходится сталкиваться с эффектами, обусловленными воздействием транспортируемой частицы на структуру, создающую потенциальный рельеф [3]. Такие эффекты превращают упругий транспорт в неупругий. В качестве причин, индуцирующих такое изменение, может выступать электрон-электронное [4] или электронфононное взаимодействия [5]. Если характерные размеры структуры, модулирующей потенциальную энергию пролетающего электрона, соизмеримы с межатомными расстояниями, то реальной становится ситуация, когда рассеивающий потенциал может существенно меняться под воздействием транспортируемой частицы.

В данной работе при учете неупругих процессов получено точное решение задачи о спинзависящем транспорте электрона через потенциальной рельеф, возникающий в результате s - d(f)-обменного взаимодействия спина транспортируемого электрона и спиновых моментов димера, во внешнем магнитном поле H. Обменное взаимодействие между спиновыми моментами димера является антиферромагнитным, а основное состояние димера - синглетным. Триплетные состояния находятся выше по энергии на величину обменного взаимодействия I. Уравнение Шредингера такой системы имеет вид

$$\left(\hat{H}_0 + I\left(\mathbf{S_1S_2}\right) - A_{sd}a \left\{ (\mathbf{sS_1}) \,\delta(x+a) + \right. (1) \\ \left. + \left(\mathbf{sS_2} \right) \delta(x-a) \right\} + \hat{H}_Z \right) \Psi = E \Psi,$$

где s, S₁, S₂ - операторы спинов электрона и димера, соответственно; a - половина расстояния между спинами димера; A_{sd} - постоянная s-d(f)-обменного взаимодействия; \hat{H}_0 - гамильтониан свободного электрона; \hat{H}_Z - энергия зеемановского взаимодействия. Решение стационарного уравнения Шредингера приводит к выражению для коэффициента прохож-

дения электрона Т:

$$T = \begin{cases} |u|^{2}, & E \leq E_{1}; \\ |u|^{2} + q |v|^{2} / k, & E_{1} \leq E \leq E_{2}, \\ |u|^{2} + (q |v|^{2} + q_{H} |w|^{2}) / k, & E \geq E_{2}, \end{cases}$$
(2)

где u, v, w - амплитуды, определяющие вероятность туннелирования электрона через спиновый димер, находящийся в синглетном χ_{00} (первый индекс - квантовое число полного момента J = 0, 1; второй - квантовое число проекции полного момента $J_z = 0, 1$) и триплетных состояниях χ_{10}, χ_{11} , соответственно; k, q, q_H волновые вектора электрона; $E_1 = I, E_2 = I +$ $(2 - g)\mu_B H$ - характерные энергии.В дальнейшем все энергетические величины измеряются в единицах $\varepsilon_0 = \hbar^2/2ma^2$, т.е. $A = A_{sd}/\varepsilon_0, E_I =$ $I/\varepsilon_0, E_H = \mu_B H/\varepsilon_0$.



Рис. 1 Зависимость коэффициента прохождения T и его парциальных составляющих T_{00} , T_{10} , T_{11} от энергии налетающего электрона при $E_H = 0$, $E_I = 15$, A = 30.

Для H = 0 результаты расчета T представлены на рисунке 1. На графике явно выделяются две области, в которых поведение функции T = T(E) качественно различно. В низкоэнергетическом диапазоне $E < E_1$ электрон испытывает упругое рассеяние, а потенциальный рельеф представляет собой суперпозицию профилей "яма-барьер"и "барьер-яма". Функция T = T(E) имеет хорошо известный вид последовательности пиков резонансного туннелирования (РТ). В высокоэнергетической области ($E > E_1$) потенциальный профиль для электрона формируется при учете вкладов от триплетных состояний. Поскольку T_{10} и T_{11} немонотонным образом зависит от энергии, то зависимость полного коэффициента прохождения приобрелает ряд особенностей: резонансные пики приобрели тонкую структуру в виде сателлитных всплесков; уменьпилось максимальное значение коэффициента прохождения; в рассматриваемой энергетической области положение максимумов кривой T(E) начинает совпадать с положениями максимумов, для рассеяния на триплетных составляющих. Следовательно, в рассмотренной области роль неупругих эффектов в транспорте становится определяющей. При включении



Рис. 2 Индуцирование магнитным полем пиков РТ для $E_I = 15$, A = 30. Пунктир: $E_H = 0$. Сплошная линия: $E_H = 6$.

магнитного поля в низкоэнергетической области возникает качественно новый эффект, отражающийся в появлении двух дополнительных пиков РТ (рис.2). Подчеркнем, что эта ин-



Рис. З Зависимость коэффициента прохождения T от магнитного поля для гейзенберговского и изинговского взаимодействия спинов димера при E = 3, $E_I = 15$, A = 30.

дуцированная прозрачность имеет место только при учете поперечных составляющих в обменном гамильтониане, приводящих к когерентному смешиванию всех трех потенциальных профилей: "яма-барьер", "барьер-яма"и "барьер-барьер". В качестве доказательства на рисунке 3 пунктирной линией показана зависимость T(H), когда учитывается только изинговская часть обменной энергии. Видно, что



Рис. 4 Зависимость общего коэффициента прохождения T и его парциальных составляющих T_{00}, T_{10}, T_{11} от энергии налетающего электрона при $E_H = 15, E_I = 1.5, A = 30.$

зависимость T(H) тривиальна. Если же поперечные составляющие учтены, то поведение T(H) отражает эффект индуцированной прозрачности.

При $H > H_0 = I/g\mu_B$ транспорт электрона происходит через структуру, создаваемую в основном триплетной конфигурацией. При этом выделяются два случая, соответствующие упругому (рис.4а) и неупругому (рис.4b) рассеянию, что связано с разной спиновой поляризацией электрона.

- [1] А.В. Ведяев, УФН 172, 1458 (2002).
- [2] I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. 76, 323 (2004).
- [3] Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, Р. Дж. Эллиотт, ЖЭТФ 127, 1138 (2005).
- [4] R.-Q. Wang, Y.-Q. Zhou, B. Wang, and D. Y. Xing, Phys. Rev. B 75, 045318 (2007).
- [5] M. Galperin, A. Nitzan, and M.A. Ratner, Phys. Rev. B 73 045314 (2006).

Изготовление и исследование многослойных структур на основе соединений лантан-карбид бора.

С.С.Андреев, <u>М.М.Барышева</u>, Ю.А.Вайнер, С.А.Гусев, М.Н.Дроздов, С.Ю.Зуев, А.Е.Пестов, В.Н.Полковников, Д.Н.Рогачев, Н.Н.Салащенко, Н.И.Чхало

> Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия e-mail: maria@ipm.sci-nnov.ru

Многослойные структуры (МС) на основе La/B4C, предназначенные для работы в области аномальной дисперсии бора (л~6.7 нм), в России и за рубежом изготавливаются и исследуются с 2001 года [1-5]. Тем не менее, до настоящего момента коэффициенты отражения таких МС как в России, так и за рубежом остаются примерно на 20-30% ниже теоретического предела. Целью настоящей работы являлось выявление основных причин заниженности коэффициента отражения по сравнению с теоретическим пределом, изучение особенностей внутреннего строения $La/B_4C(B_9C)$, изучение возможности повышения их качества путем введения барьерных слоев.

Исследуемые структуры изготавливались методом магнетронного распыления, и аттестовались рефлектометрическими методами в «мягком» рентгеновском диапазоне на рефлекометрах [5-7] и дифрактометре Philips XPert Pro ($\lambda = 0.154$ нм). Результаты измерений в области $BK_{6} \lambda = 6.69$ нм, приведены в Таблице 1.

MC	<i>nd</i> , нм	θ_{max} ,	$\lambda/\Delta\lambda$	R _{max} (%)	(%) R _{id}
La/B ₄ C	3.47	74.35°	126	44	65
	3.39	80.45°	120	40	65
	6.91	28.95°	34	60	60
Ce/B ₄ C	3.37	82.88°	109	36	57
	6.94	28.82°	32	47	49
La/B ₉ C	3.50	72.08°	107	38	66
	7.35	27.06°	29	59	64

Таб.1. Отражательная способность структур $La(Ce)/B_4C(B_9C)$, измеренная при $\lambda = 6.69$ нм.

Здесь и далее используются следующие обозначения: d – период MC, θ_{max} – угол максимального отражения (отсчитывается от поверхности зеркала); nd = $\lambda/2\sin(\theta_{max})$; β - доля сильнопоглощающего вещества в периоде; σ - масштаб межслоевой шероховатости; R_{max} – пиковый коэффициент отражения; R_{id} - результат численного расчета для $\beta = 0.5$, $\sigma = 0$.

Поскольку для La/B значение $R_{id} \sim 85\%$ (вблизи нормального падения), для повышения отражения мы использовали карбид с большим содержанием В. Измерения продемонстрировали, однако, худшее качество полученных МС, что на данный момент заставляет отказаться от использования B_9C . Замена La на Ce также не привела к усилению отражения. Таким образом, на данный момент альтернатива паре La/B_4C для л~6.7 нм отсутствует.

В то же время полученные значения R для MC вблизи нормального падения по-прежнему далеки от теоретического предела и соответствуют у ~ 0.6 нм (рис.1). При этом, однако, измерения на $\lambda = 0.154$ нм демонстрируют значительно более высокое качество межслоевых границ, в частности, наблюдается высокий пик отражения в 3-м порядке дифракции и заметный по амплитуде пик в 4-ом порядке, которые при у ~ 0.6 нм должны быть подавлены (рис.2).



Рис.1. Отражательная характеристика La/B_4C -МС для $\lambda = 6.69$ нм. Расчетная кривая соответствует d = 3.42 нм, $\beta = 0.4$, $\sigma = 0.55$ нм.

Таким образом, на данном этапе видны три проблемы: 1) R_{max} значительно ниже R_{id} для $d \sim 3.4$ нм; 2) с увеличением содержания В отражение МС падает; 3) отличие значений σ , получаемых по данным измерений в «мягком» и «жестком» диапазонах.

Наблюдаемые особенности могут быть объяснены сильным взаимодействием La и B, приводящим к образованию на гетерограницах МС переходных областей разной ширины. В этом случае при n = 0.154 нм из-за малого по-глощения отражение в высших порядках может быть высоким за счет отражения от одной «хо-

рошей» границы. В «мягком» диапазоне пренебречь «плохой» границей нельзя из-за сильного поглощения.



Рис.2. Отражательная характеристика La/B_4C (d = 3.42 нм) для $\lambda = 0.154$ нм. Расчетная кривая соответствует параметрам рис.1, расчет произведен для «стандартной» модели.

На основе этого предположения была предложена модель элементарной ячейки МС, представляющая собой неравнобедренную трапецию. Для такой структуры можно рассчитать коэффициент отражения и произвести подгонку экспериментальных данных, которая уже для первых результатов демонстрирует намного лучшее совпадение по сравнению со стандартной моделью (рис. 3).



Рис.3. Отражательная характеристика La/B_4C ($d \approx 3.4$ нм) для $\lambda = 0.154$ нм, подгонка произведена для трапецеидальной модели.

Получены следующие значения структурных параметров: «чистый» В4С занимает 20.8 А, La - 3.0А, переходная область La-на-B4С около 7.0 А, и вторая переходная область 3.30 А. Плотности материалов выбраны на уровне c(La)=5.40г/см³ и c(B4C)=2.52 г/см³.

Для диагностики внутреннего строения структуры МС также были изготовлены большепериодные ($d \approx 7$ нм) «копии» рассмотренных МС, нанесенные в идентичных технологических режимах с вдвое увеличенными временами напыления. Коэффициенты отражения таких МС относительно слабо зависят от ширины межслоевых границ и характерных (0,2-0,5%) флуктуаций периода. Кроме того, при больших толщинах пленок их плотности стремятся к табличным значениям, и основными факторами, определяющим отражение в мягком рентгеновском диапазоне, являются рентгенооптические свойства материалов МС. Измеренные значения R_{max} приведены в таблице 1. На основании приведенных данных можно заключить, что оптические константы *La*, применяемые в теоретических расчетах, близки к правильным. Отметим также, что коэффициент отражения таких структур выходит на теоретический предел.

Поскольку основной причиной отличия отражательных характеристик La/B_4C от теоретически предсказанных на данный момент видится высокая химическая активность La и B, приводящая к образованию на гетерограницах химических соединений La-B, были изготовлены МС с барьерными слоями Cr, Mo, Sn. Измерения коэффициентов отражения на рабочей длины волны показали, что напыление антидиффузионных барьеров различной толщины не приводит к увеличению коэффициента отражения MC.

Таким образом, в рамках данной работы обобщен опыт изготовления многослойных структур на основе La/B_4C и La/B_9C для области вблизи края поглощения бора 6.7 нм. Продемонстрированы коэффициенты отражения на уровне 40-60%, приближающиеся для большепериодных структур к теоретическому пределу. Работа поддержана грантами РФФИ $N_{\rm D}N_{\rm D}$ 08-02-01015, 08-02-00873.

[1] C. Michaelsen, J.Wiesmann, et. al. // Opt. Lett. 26 (11), p. 792-794 (2001).

[2] C. Michaelsen, P. Ricardo et al. // Adv. X-ray Anal., 42, p. 308 (2000).

[3] J.-M. Andrй, P. Jonnard et. al.// X-Ray Spectrometry, V. 34, Is. 3, p.203 – 206.

[4] Yu. Platonov, L. Gomez, D. Broadway. SPIE Proc., V. 4782, p.152-159 (2002)

[5] С.Ю. Зуев, Е.Б. Клюенков и др. // Поверхность. Рент., синхр. и нейт. исслед., №1, с 32-35 (2002).

[6] S.S. Andreev, A.D. Akhsakhalyan et.al.// Central European Journal of Physics, №1, p. 191-209 (2003).

[7] M.S. Bibishkin, .G. Zabrodin et.al. // Journal of surface investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, №1, p. 70-77 (2003).

[8] М.М. Барышева, А.М. Сатанин. Поверхность. Рент., синхр. и нейтр. исслед., № 8. с. 1-5 (2008).
Проблема искажения изображения в оптических схемах, образованных многослойными зеркалами

<u>М.М.Барышева,</u> А.М.Сатанин, Н.И.Чхало

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

Разработка оптических устройств для изображающей рентгеновский литографии требует решения определенного класса задач об искажении изображения, переносимого волновым полем в многозеркальных схемах, содержащих рентгеновские зеркала различного профиля [1,2]. В системах формирования изображения используются многослойные периодические структуры (MC), которые являются распределенными электродинамическими системами, поэтому «рентгеновская» задача отличается от соответствующей «оптической», где в качестве зеркал выступают френелевские границы.

В работе [3] было продемонстрировано, что при нормальном падении на Mo/Si MC модулированного синусоидального волнового профиля

$$E_i(x, z = 0) = \frac{1}{2} [1 + \cos(2\pi x / d)], (d - период мо-$$

дуляции, плоскость z = 0 соответствует поверхности МС), отраженный сигнал имеет все меньшую резкость по мере увеличения отношения длины волны к периоду модуляции, т.е. все более слабый «косинус» проявлялся на фоне все большего постоянного сигнала, а «нули» интенсивности исчезают. Объяснение состоит в следующем. Рассмотрим случай нормального падения. В случае плоской волны имеется только одна Фурье-компонента в разложении амплитуды волнового поля, поэтому в отражении участвует только амплитудный коэффициент, соответствующий этой компоненте (иными словами, отражение происходит только при одном угле). Если волновой фронт модулирован периодически, то в Фурье-разложении отраженного поля, помимо компоненты несущего поля, появляются компоненты с волновыми векторами $k \sim \pm 2\pi / d$, которые отражаются с соответствующими амплитудными коэффициентами, зависящими от этих волновых векторов (или углов). Интерференция всех отраженных волн приводит к искажению отражения.

Между тем, в реальных литографических схемах углы падения отличаются от нормального. Ранее нами было показано [4], что при наклонном отражении синусоидального профиля кроме уменьшения резкости, наблюдается также смещение отраженного сигнала. Полезно понять, как искажается изображение при отражении волнового фронта типа «меандра» от простейших искривленных поверхностей. Для ответа на вопрос о влияние описанного эффекта на фокусирующие свойства рентгенооптических элементов, был проведен расчет для зеркал цилиндрической и сферической формы. На базе разложения падающего волнового профиля по собственным функциям можно получить наглядное объяснение эффекту искажения. В случае цилиндрической геометрии поле зависит только от расстояния ρ и угла θ (которые отсчитываются от оси цилиндра, где расположены источник и детектор). Отраженное волновое поле представляется разложением в ряд по функциям Ханкеля:

 $E_r(\rho, \theta) = \sum c_m r_m H_m^{(2)}(k\rho) e^{im\theta}$ (где r_m - амплитудный коэффициент отражения). Легко видеть, что цилиндрическая волна отражается только с амплитудным коэффициентом r_0 , а модулированная волна содержит дополнительные гармоники (которые для цилиндра радиуса R и характерного периода модуляции d по порядку величины $m \sim \pm 2\pi R/d$), отражающиеся с амплитудными коэффициентами $r_{\pm m}$. Поскольку коэффициенты отражения гармоник с различными r_m отличаются, то это и приводит в данном случае к искажению изображения. Аналогичный эффект имеет место и для сферических волновых фронтов.

В работе получены рекуррентные уравнения для коэффициентов отражения волн от цилиндрической и сферической оболочек. На основе полученных уравнений выполнен расчет и обсуждается зависимость амплитуд и фаз коэффициентов отражения от параметров MC.

Полученные результаты показывают, что при расчете изображающих систем необходимо учитывать отличие отражающих характеристик МС от «френелевский» зеркал, а задача оптимизации параметров зеркал для литографии не сводится к простому увеличению пикового коэффициента отражения.

Работа поддержана грантом РФФИ № 08-02-01015-а

[1] H.J. Levinson, Principles of Lithography (Bellinghaim: SPIE Opt.Eng. Press, 2001).
[2] А.В. Виноградов//Квант. электроника, 32, №12, с. 1113-1121. (2002).
[3] Artioukov I.A., Fechtchenko R.M., Vinogradov A.V.//J. of Opt. A: 4, p. 233-236 (2002)

[4] М.М.Барышева, А.М. Сатанин// Нанофизика и наноэлектроника –2008. Материалы X I Симпозиума, ИФМ, Н.Новгород, С. 322.

Спектральные характеристики элементов рентгеновской оптики в космическом эксперименте ТЕСИС

Е. А. Вишняков, С. В. Кузин, А. А. Перцов, Е. Н. Рагозин, А. А. Рева,

А. А. Ульянов, <u>С. В. Шестов</u>

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН e-mail: <u>kuzin@lebedev.ru</u>, <u>sshestov@dgap.mipt.ru</u>

Аппаратура ТЕСИС разработана в ФИАН и включает 6 приборов, предназначенных для телескопических и спектроскопических наблюдений солнечной короны в мягком рентгеновском (МР) и вакуумном ультрафиолетовм (ВУФ) диапазонах спектра. Сайт проекта ТЕСИС http://tesis.lebedev.ru.

Основной целью эксперимента ТЕСИС является осуществление непрерывного мониторинга и анализа активности Солнца и поиск ответов на фундаментальные вопросы физики Солнца, такие как нагрев солнечной короны, механизм солнечных вспышек и т.д.

В задачи эксперимента ТЕСИС входят: исследование плазмы солнечной короны - ее тонкой структуры, динамики, физических условий в плазме (температуры, плотности); изучение локальных и глобальных явлений и структур: вспышек, горячих конденсаций, активных областей, выбросов корональной массы и т.д. Решение указанных задач будет изображающей проводиться методом получение одновременных спектроскопии: изображений и спектрогелиограмм Солнца в различных участках МР и ВУФ диапазонов спектра. Комплекс приборов ТЕСИС позволяет проводить наблюдения различных типов: с высоким пространственным (до 1.7 угл. сек.) и временным (10 сек) разрешением, на больших расстояниях от поверхности Солнца (до 3-х радиусов). с высоким спектральным разрешением (до 0.01 Å) широком В спектральном диапазоне и др.

Для решения этих задач в аппаратуре использованы различные оптические схемы, применении современных основанные на рентгеновской элементов оптики. Это широкоапертурные многослойные зеркала (МЗ) нормального падения (покрытия изготовлены в ИФМ РАН), многослойные тонкопленочные (ИФИ) фильтры PAH), фокусирующее кристаллическое зеркало (ФИАН), детекторы изображений на основе ПЗС-матриц (ФИАН), дифракционная решетка (ГИПО).

В состав аппаратуры входят 2 телескопа высокого разрешения с узкими спектральными диапазонами вблизи 132, 171 и 304 Å, телескопкоронограф широкого поля зрения на диапазон вблизи 304 Å, ВУФ-спектрогелиограф на диапазон 285-335 Å, рентгеновский спектрогелиограф с рабочей длиной волны 8.42 Å и рентгеновский спектрометр на диапазон 1-10 Å.

Для интерпретации зарегистрированных изображений и спектрогелиограмм и получения физической информации об условиях в излучающей плазме (ее температуре, плотности) необходима информация о пространственноспектральной чувствительности регистрирующей аппаратуры. Спектральные характеристики телескопов ТЕСИС определяются спектральными характеристиками используемых многослойных зеркал (каждое из которых является основным селектирующим элементом в канале регистрации) и ПЗС-детекторов, с учётом напыленных на них многослойных абсорбционных фильтров. Неравномерность чувствительности по полю зрения отдельного канала может быть вызвана как виньетированием. присушим используемой оптической схеме, так и неравномерностью отражательных характеристик зеркала по его апертуре. Поэтому наиболее полные и точные калибровочные данные могут быть получены при испытаниях, схема которых близка к рабочей когда комплекс приборов освещается широким параллельным пучком с известной полной мощностью и известным распределением интенсивности по его сечению.

Отметим, что проведение таких калибровок готового комплекса приборов ТЕСИС в рабочем диапазоне спектра затруднено ввиду отсутствия вакуумных камер необходимого размера и источников излучения, имеющих высокую спектральную интенсивность.

Для определения спектральных характеристик рентгеновских оптических элементов прибора ТЕСИС была использована следующая схема (рис. 1).



Рис. 1. Схема эксперимента по измерению спектральных характеристик элементов рентгеновской оптики аппаратуры ТЕСИС

Схема представляла собой изображающий (стигматический) дифракционный спектрометр, в котором роль фокусирующего элемента выполняли исследуемые зеркала. Спектрометр [1] был собран на оптическом столе в вакуумной камере ИКАР (ФИАН). Отображаемым предметом в схеме служила входная щель шириной 45 мкм, освещённая МР излучением. Далее по ходу лучей идут исследуемое зеркало, дифракционная решетка на пропускание (1000 штр./мм) и детектор на основе ПЗС-матрицы с напылённым на неё абсорбционным фильтром (Al или Zr/Si).

Согласно Роуландовской схеме, входная щель и детектор располагались симметрично относительно нормали к поверхности зеркала. Источником МР излучения служила плазма, образующаяся при облучении вольфрамовой сфокусированными мишени лазерными импульсами [2]. Излучение вольфрамовой плазмы представляет собой квазинепрерывный спектр с плавно меняющейся интенсивностью в диапазоне от ~20 до ~350 Å [3, 4]. Спектры, полученные в работе, представляют собой произведение медленно меняющегося спектра источника. отражательной способности исследуемого зеркала, и чувствительности детектора, с учётом пропускания фильтра.



Рис. 2. Спектр двухсекционного M3 132/171 Å.

Геометрия установки давала возможность по форме полученных спектров судить об однородности исследуемых M3 по апертуре. Проведённые исследования показали высокую степень однородности многослойного покрытия по апертуре зеркал или их секций (для двухсекционных зеркал – с апертурой, разделённой на два участка, на которые наносились разные многослойные покрытия). Экспериментальные максимумы отражения соответствуют теоретическим расчётам с точностью не хуже 2-3 Å, и такого же порядка смещение максимума отражения по апертуре исследуемых M3 (что соответствует изменению периода многослойного покрытия в пределах 1-1.5 Å). В то же время, ширина пиков отражения составляет ≈6 Å для МЗ на 132 Å (Mo/Si) и на 171 Å (Al/Zr), а для M3 на 304 Å – 12 Å (Mg/Si) или 30-35 Å (Mo/Si).

Ha рис. 2 приведён спектр двухсекционного M3 132/171 Å. Спектр показывает высокую степень однородности фрагмента на 132 Å и слабую неоднородность в секции на 171 Å (на краю апертуры пик 174-175 Å). смещается к Аналогичная неоднородность была замечена в Al/Zr секции и в M3 171/304 Å (здесь максимум смещался по апертуре с 171 на 173 Å). Спектральные кривые для M3 132/171 Å приведены на рис. 3.



Рис. 3. Спектральные зависимости секций МЗ 132/171 Å (интенсивность в условных единицах).

На рис. 4 приведены спектральные кривые для различных типов зеркал на 304 Å. Кривая на рис. 4а представляет собой спектр МЗ на «классической» структуре Mo/Si, а на рис. 4б показан спектр новой структуры на основе пары Mg/Si, синтезированной в ИФМ РАН [5]. Использование структуры Mg/Si даёт возможность изготовлять M3 с большим числом эффективно работающих слоёв, что позволяет существенно сузить пик отражения на 304 Å, по сравнению с Mo/Si M3. Также из-за высокого поглощения Mg в области 150-250 Å, в Mg/Si M3 второй порядок отражения оказывается существенно подавленным («провал» на втором порядке отражения на рис. 4а, б объясняется использованием ПЗС-матрицы с Al фильтром, Lкрай которого находится на 170 Å).

Mo/Si M3 используются в приборах с дотаточно широким спектральным диапазоном, а структура Mg/Si применена в одном из зеркал на 304 Å с узким пиком отражения и в M3 171/304 Å.



Mg/Si (б) M3 на 304 Å.

[1] Житник И.А., Кузин С.В., Митропольский М.М., Рагозин Е.Н., Слемзин В.А., Сухановский В.А., Квантовая электрон., 20 (1), 89 (1993).

[2] Вишняков Е.А., Кузин С.В., Перцов А.А., Рагозин Е.Н., Рева А.А., Ульянов А.А., Шестов С.В., Рентгеновская оптика - 2008 (Рабочее совещание, 6-9 октября 2008 г.), 55 (2008).

[3] Gullikson E.M., Underwood J.H., Batson P.C., J. X-Ray Science and Technol., 3, 283 (1992).

[4] Колачевский Н.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н., Квантовая электрон., 25 (9), 843 (1998).

[5] Зуев С.Ю., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Нанофизика и наноэлектроника (XII Междунар. симп., 10-14 марта 2008 г.) Т.1, с.227.

О дифракции полей с разными корреляционными свойствами на системе отверстий в экране

И.А. Дорофеев Институт физики микроструктур РАН 603950 ГСП-105 Нижний Новгород Россия E-mail: <u>dorof@ipm.sci-nnov.ru</u>

В наших работах предложен сравнительно простой способ. расширяющий пределы применимости метода Кирхгофа для описания процесса дифракции [1,2]. Это расширение связано с учётом реальных свойств экрана, на котором происходит дифракция. Интегральное представление дифрагированного поля более удобно для расчёта его характеристик на больших расстояниях от экрана, чем численное нахождение решения из дифференциальных уравнений Максвелла методом разностей. В конечных данном сообшении рассмотрена дифракция случайных полей с разной статистикой на системе отверстий, образующих регулярную структуру в плёнке. На рисунке представлена средняя квадратичная величина нормальной к плоскости экрана электрической компоненты дифрагированного поля на расстоянии 10см от экрана в плоскости $x \times y = 10cm \times 10cm$ различном соотношении длины при волны падающего излучения к радиусу отверстия λ/a . Структура в плёнке представляла собой набор круглых отверстий, образующих прямой угол, $a = 10^{-4} cm$, расстояния между центрами отверстий

 $rotrot \vec{E}(\vec{r}) - k_0^2 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0, \ k_0 = \omega / c.$

Например, это может быть экран с отверстием, занимающий некоторый объём V, материал которого характеризуется проницаемостью $\mathcal{E}_{S}(\vec{r})$.

Полагая в (1) $\mathcal{E}_{S}(\vec{r}) = \mathcal{E}(\vec{r}) - 1$, получаем

$$rotrot\vec{E}(\vec{r}) - k_0^2 \vec{E}(\vec{r}) = k_0^2 \varepsilon_s(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \,.$$
(2)

пространства.

Такой способ решения задач рассеяния в электродинамике хорошо известен [3]. Соответствующее (2) уравнение для функции Грина, - это уравнение для функции Грина свободного

Ê(

$$\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) + k_0^2 \int_V d\vec{r}' \vec{G}_0(\vec{r}, \vec{r}') \varepsilon_s(\vec{r}') \vec{E}(\vec{r}'), \qquad (3)$$

записывается следующим образом

где $\vec{E}_0(\vec{r})$ - решение однородной части уравнения (2), или падающее поле. Уравнение (3) – это интегральное уравнение по отношению к искомому полю $\vec{E}(\vec{r})$ с известным ядром[4]

неоднородного уравнения (2) через функцию Грина

$$\ddot{G}_{0}(\vec{r},\vec{r}';\omega) = G_{\alpha\beta}(\vec{r},\vec{r}';\omega) = \left(\delta_{\alpha\beta} + \frac{ik_{0}R - 1}{k_{0}^{2}R^{2}}\delta_{\alpha\beta} + \frac{3 - 3ik_{0}R - k_{0}^{2}R^{2}}{k_{0}^{2}R^{4}}R_{\alpha}R_{\beta}\right)\frac{\exp(ik_{0}R)}{4\pi R},\qquad(4)$$

где $R = \mid \vec{R} \mid, \ \vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$.

186

Определив из (3) самосогласованным образом распределение поля на выходе отверстия и на всей поверхности экрана, можно снова использовать метод [1,2] для нахождения амплитудно-фазовых или статистических характеристик дифрагированного поля в любой точке за экраном.

d = 0.5 cm. Рисунок демонстрирует качественно дифракционные различающиеся картины на большом расстоянии от экрана, соответствующие падающим полям с разными пространственными корреляционными свойствами. В частности, рассмотрены падающие поля с характерным масштабом корреляции много больше диаметра образующего отверстия. При этом в одном случае пространственный масштаб корреляции больше размера всей структуры отверстий (справа на рисунке), а в другом - меньше, чем любое расстояние между отверстиями (слева на рисунке). Другими словами, в одном случае отверстия полностью когерентной структуры являются системой излучателей, а в другом - полностью некогерентной системой.

Предложенный в [1,2] метод может быть значительно улучшен путём точного расчёта распределения полей на выходе отверстия и наведённых токов на его крае следующим образом. Известно, что в общем случае, когда в пространстве есть объекты, рассеивающие поле, необходимо решить векторное уравнение

(1)

решение

неоднородное уравнение, в котором индуцированная поляризация создаётся материалом экрана с проницаемостью $\mathcal{E}_{S}(\vec{r})$, и она же определяет правую часть неоднородного уравнения

Поэтому

общее



Работа поддержана РФФИ, грант 08-02-00873-а.

Illarion Dorofeyev, Physics Letters A, v. 372, p. 5508 (2008).
 Illarion Dorofeyev, Physica E, Accepted, (2009).

- [3] Р.Б. Ваганов, Б.З. Каценеленбаум, «Основы теории дифракции», М.: Наука (1982).
- [4] H. Levine and J. Schwinger, Commun. Pure Appl. Math. v.3, p. 355 (1950).

Анализ методом ВИМС распределения элементов в свободновисящих фильтрах ЭУФ Al/Si и Zr/ZrSi₂ и их деградации при отжиге

<u>М.Н.Дроздов¹</u>, Ю.Н.Дроздов¹, Е.Б.Клюенков¹, В.И.Лучин¹, А.Я.Лопатин¹,

H.H.Цыбин¹, Л.А.Шмаенок²

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород ²PhysTech, Vaals, Netherlands e-mail: drm@ipm.sci-nnov.ru

Методом вторично-ионной массспектрометрии (ВИМС) проведен послойный элементный анализ ультратонких пленок свободновисящих фильтров для экстремального ультрафиолета (ЭУФ) Al/Si И $Zr/ZrSi_2$. Измерения проводились на установке ВИМС TOF.SIMS-5 фирмы IONTOF. Типичный период многослойных пленок фильтров составляет 4нм, что требует высокого разрешения по глубине порядка 1нм для достаточно информативного послойного анализа. Эти требования обсуждались в работах [1,2] для методов ВИМС Оже И спектроскопии. Дополнительную сложность в данной работе представляет отсутствие подложки - пленки крепятся лишь по периметру на специальном держателе для созлания большой апертуры рабочей поверхности фильтра. При послойном анализе свободновисящих пленок Al/Si толщиной 0.2мкм мы обнаружили, что при энергии распыляющих тонов O₂⁺ или Cs⁺ равной 2кэВ возникает пространственная нестабильность тонкой пленки, связанная, по-видимому, с эффектами электростатики в системе «пленка – экстрактор масс-анализатора» или локальным нагревом. При результаты послойного этом анализа оказываются искаженными случайными смещениями точки анализа по вертикали. При снижении энергии ионов O₂⁺ или Cs⁺ до 1кэВ и ниже, а также дополнительном использовании низкоэнергетической электронной пушки для нейтрализации, такие эффекты исчезают, и поверхность пленки остается стабильной в процессе анализа. Далее было установлено, что при распылении анализируемая пленка сохраняет механическую целостность вплоть до выхода профиля анализа на обратную сторону фильтра, разрыв пленки происходит, когда в зоне кратера травления оставшаяся толщина пленки не превышает 1-2нм. На рис.1 приведены



Рис.1 Кратеры распыления свободновисящей пленки Al/Si на глубине 150нм и 200нм

фотографии кратера распыления пленки Al/Si, полученные в ходе анализа "in-situ". Методом ВИМС было проведено исследование элементного свободно состава висящих фильтров на основе многослойных структур 100нм с различными Zr/ZrSi₂ толщиной защитными слоями Mo, Ru, B₄C до и после лазерного отжига. Предварительно мы провели исследование элементного состава слоев Zr, Zr/Si₂ и многослойных структур Zr/ZrSi₂ осажденных на подложках кремния с подслоями. Основной интерес представляло распределение элементов матрицы и примесей с наибольшей



Рис.2 Распределение Si, Zr, C и O в структуре #556 на подложке Si

концентрацией – С и О. На рис.2 приведено распределение этих элементов в структуре #556 Zr/ZrSi₂ в которой наблюдается диффузия углерода из подслоя, а примесь кислорода коррелирует со слоями Zr.

В структуре #560, представляющей собой слой ZrSi₂, диффузия С из подслоя полностью подавлена и концентрация С определяется фоновыми загрязнениями процесса осаждения. В однородных слоях Zr в структуре #563 диффузия углерода выражена наиболее сильно.

рис.3,4 Ha показано распределение элементов структурах $(Zr/ZrSi_2)_{20}$ в и Mo(Zr/ZrSi₂)₂₀Mo до отжига. Как видим, в изготовленных структурах наличие дополнительных слоев Мо существенно снижает диффузию примесных атомов С и О внутрь пленки от ее поверхностей.

В то же время после лазерного воздействия различие между этими двумя

структурами практически исчезает, профиль элементов для структуры со слоями Мо приведен на рис.5.



Рис.3 Распределение Si, Zr, C O в свободновисящих пленках Zr/ZrSi₂



Рис.4 Распределение Si, Zr, Mo, C и O в пленках Zr/ZrSi₂ с дополнительными защитными слоями Mo



Рис.5 Распределение Si, Zr, Mo, C и O в пленках Zr/ZrSi₂ с дополнительными защитными слоями Мо после отжига

Типичные изменения распределения элементов матрицы и примеси после отжига заключались в следующем:

- снижение или полное исчезновение модуляции всех элементов;

- возрастание интегрального количества С и О в широком диапазоне значений – от нескольких процентов до 10 раз, что явно свидетельствует о различных условиях отжига;

- снижение интегральной концентрации примесей H, F и Cl;

- расплывание первично резких профилей защитных слоев вглубь пленки.

Наряду с этим, в некоторых структурах мы наблюдали аномальное поведение элементов матрицы и примеси, свидетельствующее о сложном характере процессов диффузии в исходно аморфных пленках в сочетании с возможными процессами кристаллизации. На рис.6 приведено распределение В в структуре с защитными слоями B₄C, которое показывает, что атомы B, исходно распределенные на границах,



Рис.6 Распределение бора до и после отжига

при отжиге перемещаются в центр пленки. Рис.7 демонстрирует, что модуляция

профилей С и Сl при отжиге может и возрастать.



Рис.7 Распределение С и Сl до и после отжига

Следует отметить, что при увеличении длительности отжига мы обнаружили формирование трехмерных кластеров с размерами несколько мкм на поверхности из материала матрицы и примесей. Наличие таких объектов усложняет трактовку результатов элементного анализа фильтров после отжига.

Работа поддерживалась РФФИ, проекты 07-02-00992, 09-02-00389 и программами Президиума РАН.

S. Hofmann. Rep. Prog. Phys. 1998, v.61, p.827.
 S.S.Andreev, A.D.Akhsakhalyan, M.N.Drozdov,

et. al. Thin Solid Films, 1995, v.263, p.169.

Минимизация матричных эффектов при послойном анализе многослойных металлических наноструктур La/B₄C методом ВИМС путем использования кластерных вторичных ионов

М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов, М.М.Барышева, В.Н.Полковников, Н.И.Чхало

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: drm@ipm.sci-nnov.ru

При послойном элементном анализе металлических структур методом ВИМС, в полупроводниковых отличие от структур, существенно большую роль играют так называемые матричные эффекты – зависимость чувствительности регистрируемого элемента от его окружения в матрице. Это связано с низкой вероятностью ионизации эмитируемых вторичных ИЗ чистого металла атомов (вследствие высокой электропроводности) и резким возрастанием степени ионизации в соединениях металлов: карбидах, оксидах, силицидах и т.д. Матричные эффекты существенно искажают профили распределения элементов И усложняют процедуру количественного анализа металлических структур. Для компенсации матричных эффектов в установках ВИМС с квадрупольными и магнитосекторными масс-сепараторами традиционно используется метод регистрации кластерных ионов M_n⁺ и MCs⁻, включающих комбинации элемента различные Μ И распыляющих ионов Cs⁺. В этих установках диапазон регистрируемых масс, как правило, не 1-300а.е.м., превышает что не позволяет регистрировать многие ИЗ возможных кластерных ионов. В данной работе используется TOF.SIMS-5 установка ВИМС с времяпролетным масс-сепаратором нового поколения. Установка **TOF.SIMS-5** предоставляет уникальную возможность выбора оптимальных регистрируемых кластерных ионов в очень широком диапазоне масс - до 10 000а.е.м. Кроме того, в этой установке разделены функции двух ионных пучков для анализа и распыления [1]. Для анализа используются ионы тяжелого элемента Bi⁺ с массой 209а.е.м., что позволяет реализовать высокую чувствительность для анализа практически любых тяжелых ионов. Распыление проводится ионами O_2^+ или Cs^+ с энергиями от 0.5 до 2кэВ. Ниже подробно представлены исследования результаты элементного состава для многослойной металлической структуры La/B₄C A2420 c периодом 7нм. Проведено сопоставление профилей элементов в многослойных структурах, выращенных на двух различных типах магнетронных систем со стационарным и высокочастотным разрядом, определены основные загрязнения в структурах.

На рис.1 приведено распределение элементов В, С и Si в структуре A2420. Следует

отметить, что величина модуляции В и С не снижается вплоть до подложки Si, что косвенно свидетельствует о слабом влиянии шероховатости дна кратера травления при послойном анализе.



Рис.1. Распределение элементов В, С и Si в структуре A2420

Прямое исследование развития шероховатости было проведено с использованием оптического интерферометрического микроскопа TALYSURF. Показано, что при угле падения ионов 45град. распыляющих величина среднеквадратичной шероховатости возрастает незначительно от исходного значения 0.5нм до травления кратере 0.7нм в структуры (La/B₄C)₇₀/Si, на глубине 0.5мкм. Выбор типа распыляющих ионов Cs^+ или O_2^+ практически не величину влияет на «наведенной» шероховатости в отличие от полупроводниковых структур, что связывается с особенностями распыления аморфных и кристаллических структур.

Рис.2 демонстрирует влияние энергии распыляющих ионов O_2^+ на разрешение по глубине при послойном анализе. При снижении энергии ионов от 2кэВ до 1кэВ величина модуляции бора возрастает более чем в два раза, что доказывает важную роль процессов атомного перемешивания и возможность оптимизации послойного анализа (см., например, [2,3]).

Ранее подобные исследования многослойных структур Мо/В₄С, Мо/Si, Ni/C с периодами от 4нм до 10 нм проводились

методом послойного Оже-анализа [4,5], подобные исследования методом ВИМС





практически отсутствуют.

В то же время, использование стандартного для ВИМС режима регистрации тяжелого элемента La (La⁺ при распылении ионами O_2^+) приводит к очень слабой модуляции La в слоях – рис.3, которая не может быть улучшена только за счет снижения энергии распыляющих ионов.



Рис.3 Распределение La с использованием различных регистрируемых ионов.

Причина этого обсуждалась выше, она связана с проявлением матричных эффектов. Отметим, что при послойном Оже-анализе матричные эффекты выражены значительно слабее [5]. Тем не менее, использование дополнительных режимов регистрации кластерных вторичных ионов La позволяет значительно улучшить разрешение по глубине рис.3. Наиболее эффективным оказывается регистрация отрицательных ионов LaO2 (при распылении ионами О2⁺), для которых степень модуляции превышает 10² и оказывается лучше, чем для бора.

На рис.4 приведено распределение элементов примеси с наибольшей концентрацией в структуре A2420.

Загрязнения H, O и F коррелируют со слоями La, Al – со слоями B₄C. Точная количественная оценка концентрации примеси

на данном этапе невозможна, исходя из данных для полупроводниковых гетероструктур, она находится в диапазоне 0.01-0.1at.%.



Рис.4 Распределение В и элементов примеси: Al, H, O, F.

Подобные измерения были проведены для нескольких структур La/B₄C с периодами 4нм и 7нм, изготовленных на различных типах магнетронных систем. Мы обнаружили, что независимо от периода, структуры, изготовленные на магнетронах с в.ч. разрядом, превосходят по степени модуляции В, С и La (на 20-40%) структуры полученные с использованием стационарного разряда. Эти данные коррелируют с результатами измерения коэффициентов отражения структур La/B₄C. Отметим в заключение, что использование ВИМС TOF.SIMS-5 оказывается эффективным лпя послойного элементного анализа многослойных металлических структур с малым периодом и может составить конкуренцию лучшим результатам полученным методом послойного Оже-анализа.

Работа поддерживалась РФФИ, проекты 07-02-01132, 08-02-00873, 08-02-01015, 09-02-00389 и программами Президиума РАН.

[1] T. Grehl, R. Mollers, E. Niehuis. Applied Surface Science, 2003, v.203-204, p.277-280.

[2] S. Hofmann. Rep. Prog. Phys. 1998, v.61, p.827-888.

[3] P. Chakraborty. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B 2008, v.266, p.1858–1865.

[4] S.S.Andreev, A.D.Akhsakhalyan, M.N.Drozdov, N.I.Polushkin, N.N.Salashchenko. Thin Solid Films, 1995, v.263, p.169-174.

[5] Н.Н.Востоков, М.Н.Дроздов, Д.В.Мастеров, Н.Н.Салащенко, К.А.Прохоров. Поверхность. 2001, №1, с.43-47.

Измерение в расходящемся рентгеновском пучке профиля и кривизны многослойных зеркал цилиндрической формы

А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина,

В.А. Муравьев, Н.Н. Салащенко

Институт физики микроструктур РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия e-mail: akh@ipm.sci-nnov.ru

В работе [1] была предложена методика измерения локального периода цилиндрического зеркала и его профиля в расходящемся пучке от линейного рентгеновского источника. Напомним, что идея метода опирается на *селективный* характер брэгговского отражения: из расходящегося от источника пучка лучей от зеркала отражаются лишь те, для которых выполняется условие Брэгга $2d \sin \theta \cong 2d\theta = n\lambda$, где ϑ – угол скольжения, d - локальный период градиентной структуры, n - порядок отражения.

Измерения проводились следующим образом. Образец помещался на столик, не имеющий никаких юстировок произвольным образом, но так, чтобы образующая зеркала была параллельна оси гониометра и источнику. При каждом угле источника ψ , когда для одного из падающих лучей выполнялось условие Брэгга, дважды проводилось сканирование образца детектором D при 2-х значениях расстояний $R_{1,2}$ от оси гониометра до выходных щелей P_{1.2} (рис.1). При этом считывались углы отраженных брэгговским лучей $\gamma_{1,2}$, соответствующие максимумам. Углы источника ψ менялись таким образом, чтобы получить условия отражения по всей поверхности образца. В дальнейшем измеренные зависимости углов у1.2, ОТ аппроксимировались при помощи полиномов.

Искомыми функциями задачи являются: V(u) - профиль зеркала, d(u) - локальный период структуры и $\psi(u)$ - угол источника по отношению к диаметру гониометра (рис. 1). Обозначим через (u,v) координаты точки отражения A. Координаты источника и выходных щелей определяются углами ψ и $\gamma_{l,2}$: $u_S = -l \cos \psi$, $v_S = L \sin \psi$, $u_{P_{l,2}} = R_{l,2} \cos \gamma_{l,2}$, $v_{P_{l,2}} = R_{l,2} \sin \gamma_{l,2}$.

Угловой коэффициент касательной к зеркалу в точке отражения равен $K = tg\varphi = tg(\theta - \alpha)$, $tg\alpha = -(v_S - V(u))/(u_S - u)$. Таким образом, составляется дифференциальное уравнение: $\frac{dV}{du} = K(u) = tg(\vartheta + arctg[(v_S - V(u))/(u_S - u)].$

Другие два уравнения выражают теорему косинусов для треугольников *SAP*₁ и *SAP*₂:

$$SP^{2}_{1,2} = AS^{2} + AP^{2}_{1,2} + 2AS \cdot AP_{1,2} \cdot \cos(2\theta)$$
, где
 $SP^{2} = (u_{P} - u_{S})^{2} + (v_{P} - v_{S})^{2}$,
 $AS^{2} = (u - u_{S})^{2} + (V(u) - v_{S})^{2}$,
 $AP^{2} = (u - u_{P})^{2} + (V(u) - v_{P})^{2}$,
 $\theta(u) = n\lambda/2d(u)$

решения Для этой дифференциальноалгебраической системы необходимо указать начальные значения искомых функций в какой либо известной (реперной) точке u_0 . В работе [1] в качестве реперной точки была выбрана граница зеркала. Такой выбор нельзя признать удачным, поскольку край зеркала, как и любая граница, по определению является дефектом. Вблизи края, как показали эксперименты, наблюдается резкое изменение кривизны поверхности и, как правило, периода структуры. Поскольку мы используем аппроксимацию $\gamma_{1,2}(\psi)$, это часто приводит к неустойчивости расчетов. В качестве реперной точки правильнее выбрать внутреннюю точку зеркала, что и предлагается в настоящей работе.

Методика измерений начальных значений искомых функций в такой реперной точке выглядит так. При фиксированном угле источника ψ_0 выставляем угол детектора γ_0 в максимум бреговского пика и смотрим значение интенсивности в нем. Затем шторкой С, которая находится на известном расстоянии от источника закрываем сигнал до половины его интенсивности, выделяя, таким образом, луч SA и находя точный угол падения луча на образец β_0 (см. рис.1). Зависимость угла β от положения шторки промеряется заранее и является функцией данной установки.

Далее составляются уравнения прямых SA и $AP_{1,2}$ и вычисляются координаты точки их пересечения ($u_0, V(u_0) = v_0$).

$$\frac{v_{S} - v_{0}}{u_{S} - u_{0}} = tg\alpha = tg(\psi - \beta)$$
$$\frac{v_{P_{1}} - v_{0}}{u_{P_{1}} - u_{0}} = \frac{v_{P_{2}} - v_{P_{1}}}{u_{P_{2}} - u_{P_{1}}} = tg\delta_{0}$$

Вычисляется угол ∠ SAP, а значит угол скольжения и период структуры.

$$\mathcal{G}_0 = (\psi_0 - \beta_0 + \delta_0)/2 , \quad d_0 = \lambda/\mathcal{G}_0$$



Рис. 1. Схема установки: O – ось вращения гониометра, mm – поверхность зеркала, S – источник, A – точка отражения, $P_{1,2}$ – выходные щели, D – детектор, \mathscr{G} - брэгговский угол скольжения, OS = L, $OP_{1,2} = R_{1,2}$, C - шторка

Таким образом, определяются значения всех искомых функций в реперной точке.

Обе системы уравнений решались численно в пакете *Mathematica*.

Была проведена серия измерений для зеркал в форме параболического и эллиптического цилиндра, а также для квазиплоского зеркала. Измерения проводились на дифрактометре фирмы Bruker "D8 Advance". Параметры установки были такие: $\lambda = 0.154$ нм, L = 255.25, $R_1=254.5$, $R_2=356.5$ (мм).

Чтобы можно было судить о надежности предлагаемой методики, были проведены альтернативные измерения параметров *d* и *K*. Угол касательной φ измерялся на оптическом стенде путем фиксации положения отраженного от поверхности зеркала лазерного луча. Точность измерений $\Delta \phi = 2 \cdot 10^{-5}$ радиан. Брэгговский угол вдоль направляющей измерялся на дифрактометре фирмы Philips `X'Pert" c точностью $\Delta \mathcal{G} = 0,001$ градуса.

Ha рис. 2.3 приведены результаты измерений многослойного зеркала в форме эллиптического цилиндра по представленной методике И альтернативными методами. Наблюдается отличное совпадение результатов измерения периода структуры и локального угла наклона с точностью до ошибки измерений. Аналогичные результаты получены для зеркал в параболического цилиндра и форме для квазиплоских зеркал.

Результаты измерений локального угла имеют точность всего лишь в три раза меньшую, чем на оптическом стенде.

Представленная методика позволяет получать гораздо более устойчивые решения при различных степенях аппроксимирующего полинома.



Рис. 2. Относительная разность периодов многослойной структуры, измеренных по разным методикам.



Рис. 3. Разность угловых коэффициентов наклона профиля зеркала, измеренных по разным методикам.

Работа поддержана РФФИ, проект 07-02-00249.

[1] Ахсахалян, А.А., и др., Матер. Симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника", Н Новгород, 10-14 марта 2008г., 194 (2008).

Погрешности измерений угловых и спектральных характеристик отражения/прохождения МС на измерительных стендах рефлектометров с монохроматорами типа PCM-500.

<u>С.Ю. Зуев¹</u>, И.Г. Забродин¹, Н.И. Чхало¹

¹Институт Физики Микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950 РОССИЯ e-mail:zuev@ipm.sci-nnov.ru

Одним из ведущих факторов эволюции измерительных рентгеновских стендов является стремление повысить точность измерений. Работа содержит описание части источников погрешности измерений, анализ величины их вклада в общую ошибку измерений.

В измерительных стендах в качестве источника излучения используются либо разборная рентгеновская трубка (РТ) с набором рабочих анодов, либо газоразрядный источник (ГР) мягкого рентгеновского или ЭУФ диапазона. В РТ используются в основном характеристические линии материалов анодов простых или с покрытием.

Интенсивность и стабильность свечения выбранной рабочей линии зависит от величины и стабилизации тока и напряжения трубки, от чистоты вакуума и стабильности материала анода. На широких линиях можно снимать непрерывные спектральные характеристики.

Размер фокусного пятна электронного пучка РТ, в конечном итоге влияет на характеристики падающего на образец пучка. С его уменьшением улучшаются условия охлаждения растет плотность мощности неразрушающего анод электронного пучка возбуждения и увеличивается светимость пятна при падении интегральной мощности РИ. Размер пятна имеет особо важное значение при измерении криволинейных поверхностей. Сейчас в стендах используются трубки без сложных фокусирующих систем с размером электронного фокусного пятна диаметром 1мм и 0.5мм, что позволяет иметь источник РИ размером 0.1х1.0мм и соответственно 0,05х0,5мм.

При использовании ГР излучение формируется в значительном объеме газового разряда и необходимые размеры источника обеспечиваются вертикальными и горизонтальными щелями. При этом используются линии ионизированных газов и линии материала катодов распыляемых в газовом разряде.

Параметрами характеризующими стабильность источника является точность стабилизации по току и напряжению $\delta I_{cm} = \Delta I_{cm'} I_{cm}$, $\delta U_{cm} = \Delta U_{cm'} U_{cm}$ ($\delta_{cm\kappa 6}$ -0,0005, $\delta_{cm\kappa 6}$ -0.00005град⁻¹), дрейф интенсивности РИ при изменении условий излучения (появление углеродных загрязнений на аноде, окисление материала–источника РИ, распыление материала–источника РИ, изменение давления и концентрации в газовом разряде). Фундаментальные статистические флуктуации

интенсивности РИ характеризуются среднеквадратичной дисперсией $D_N N = \frac{1}{\sqrt{N}}$

, где *N* общее число излученных фотонов за время наблюдения *t*.

Дрейф интенсивности РИ может быть уменьшен улучшением рабочего вакуума РТ, длительным прогревом оборудования. Стабилизация дрейфа (например изменением тока РТ, либо давления ГР не дает ожидаемого результата в силу большой инерционности системы, малости дрейфа за короткие промежутки времени и влиянием естественных флуктуаций. В качестве средства учета дрейфа в измерительных стендах используется мониторный канал регистрации выходного сигнала.

Узел фильтра – коллиматора представляет собой стеклянное сферическое зеркало с покрытием или без и выполняющее две функции: увеличение апертуры отбора PИ, внешнее полное поглощение коротковолнового $PU < \lambda_0 | 2$ для $\lambda_0 | 2 < \lambda < \lambda_0$ рабочего диапазона длин волн. При работе со сложными спектрами, невыполнение этого условия может привести к методическим ошибкам в измерениях связанным с возможным наличием высших порядков дифракции коротковолнового РИ в области рабочего РИ.

Оптическая схема с ГР не содержит подобного узла.

Монохроматор РИ заимствован из РСМ-500 и состоит ИЗ сферической дифракционной входной и выходной щелей решетки, расположенных на круге Роуланда [2] и щели ограничивающей коллиматора рабочую площадь решетки. В тех случаях когда спектр РИ непрерывный, или характеристическая при измерений высоко линия широкая, селективных характеристик объектов необходимо уменьшать аппаратную полосу пропускания РИ до величины позволяющей прописать исследуемую характеристику с минимальными искажениями высоты и ширины. Аппаратная полоса пропускания **F**an определяется:

$$\Gamma_{an} = \frac{S}{P \cdot R} + \Gamma_{peu}, \qquad (1.1)$$

где Γ_{peuu} -спектральное разрешение засвеченной части решетки определяемое разницей условий дифракции в разных точках поверхности решетки для идеально точечного источника и изображения. Интервал длин волн аппаратного разрешения решетки для схемы на круге Роулэнда с радиусом решетки r, плотностью штрихов p, и текущей длины волны λ_0 , для порядка дифракции m и углового размера засвеченной области решетки a=d*D/2 (D- максимальный размер дуги решетки, d – доля используемой части решетки)

$$\Delta \lambda = \left(\frac{c_0 \cdot \sin(a_0 + a)}{\sqrt{r^2 + c_0^2 - 2 \cdot r \cdot c \cdot \cos(a_0 + a)}} - \frac{c \cdot \sin(a_1 - a)}{\sqrt{r^2 + c^2 - 2 \cdot r \cdot c \cdot \cos(a_1 - a)}} \right) \cdot \frac{1}{p \cdot m} - \lambda_0;$$

$$c_0 = \sqrt{r^2 - b_0^2}; c = c_0 - m \cdot p \cdot r \cdot \lambda_0;$$

$$a_0 = \arcsin \frac{b_0}{r}; a_1 = \arcsin \frac{b}{r}$$
(1.2)

График Рис.1 иллюстрирует уход дифракционной длины волны по поверхности решетки в зависимости от расстояния от центра решетки по (1.2).





Таким образом
 определяя
 собственное

 разрешение
 решетки
 в
 виде

$$\Gamma_{peul} = \left| \Delta \lambda(+a) - \Delta \lambda(-a) \right|_{max}$$
 (1.3)

Получим ниже приведенный вид зависимости разрешения решетки от доли засветки ее поверхности считая от центра Рис..2. При этом необходимо помнить, что светосила монохроматора прямо пропорционально площади засветки решетки и пропорциональна квадрату размера устанавливаемых щелей.

Зависимость спектральной ширины характеристик решеток Рис.2 для двух радиусов кривизны R=2м (выше) и R=6м, рассчитанная по соотношениям

(1.2) и (1.3) для стандартных решеток шириной 40 мм, в зависимости от доли их засветки.



Рис.2.

График зависимости Рис.3 общего аппаратного разрешения монохроматора от размера установленных щелей в двух спектральных диапазонах с R=6м решеткой (0,5-5,0нм диапазон) и R=2м решеткой (выше, 5,0-50,0нм диапазон) по (1.1).



Размер щелей монохроматора, мкм

Рис.3

Влияние аппаратной ширины пропускания монохроматора на результат измерения пиковых коэффициентов будет рассмотрено в следующей части работы. Там же будет рассмотрено и и влияние погрешностей установки дифракционной решетки и щелей на точность измерения длины волны в непрерывных спектрах.

[1] М.А. Блохин, И.Г. Швейцер. Рентгеноспектральный справочник, М "Наука", 1982г.

[2] Д.В.Сивухин, Общий курс физики, т.IV, Оптика.

Исследование пьезоэлектрического эффекта в кристаллах танталата лития методом EXAFS спектроскопии

А. Ерко¹, Д. Иржак², L. Ortega³, <u>Д. Пунегов</u>², Д. Рощупкин², Р. Фахртдинов²

¹BESSY GmbH, г. Берлин, Германия

²Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, г. Черноголовка, Россия ³Institut Neel, CNRS, г. Гренобль, Франция

e-mail: punegov@iptm.ru

Устройства, преобразующие механическую энергию в электрическую и наоборот, действуют на основе прямого или обратного пьезоэлектрического эффекта. В них широко используются такие традиционные материалы, как кварц (SiO₂), ниобат и танталат лития и другие. Пьезоэлектрический эффект состоит в том, что приложенное к кристаллу электрическое поле вызывает его деформацию (обратный пьезоэффект).

В работе [1] было продемонстрировано, что приложение внешнего электрического поля к пьезоэлектрическому кристаллу вызывает деформацию кристаллической решетки, что приводит к изменению межплоскостного расстояния и, как следствие, угла Брэгга. Вместе было обнаружено и изменение с тем, интенсивности дифрагированного излучения в максимумах кривых качания, соответствующих различным значениям приложенного внешнего электрического поля (рис. 1).





Если предположить, что электрическое поле не вызывает изменения относительного расположения атомов внутри элементарной ячейки кристалла, то для Z-среза кристалла танталата лития отношение интенсивностей дифрагированного рентгеновского излучения в максимумах кривых качания, соответствующих приложению положительного и отрицательного электрического поля, будет зависеть только от изменения объема элементарной ячейки кристалла. Данное отношение можно записать следующим образом:

$$\frac{I_{+}}{I_{-}} = \frac{\left(1 - \frac{V}{D} \left(2d_{222} + d_{333}\right)\right)^{2}}{\left(1 + \frac{V}{D} \left(2d_{222} + d_{333}\right)\right)^{2}}$$
(1),

где d_{ijk} компонента тензора пьезоэлектрических констант, V - приложенное напряжение, D - толщина образца. Расчеты, произведенные с использованием выражения (1) показывают, что в эксперименте наблюдается существенно большее изменение интенсивности дифрагированного рентгеновского излучения в максимумах кривых качания:

Таким образом, вклад в изменение интенсивности излучения дифрагированного от кристалла при приложении внешнего поля вносит не только изменение объема элементарной ячейки, но и изменение взаимного расположения атомов внутри нее.

Использование EXAFS спектроскопии позволяет не только исследовать влияние приложения электрического поля к кристаллу на изменение его линейных размеров вследствие обратного пьезоэлектрического эффекта, но и получать информацию об изменении взаимного расположения атомов внутри элементарной ячейки кристалла.

Изучение протяженной тонкой структуры, в области энергий от 30 до 1500 эВ выше края поглощения (области EXAFS), позволяет с достаточно высокой точностью определять расстояния, координационные числа и тип атомов в локальном окружении атомов, на краю поглощения которых проводятся исследования.

Экспериментальные данные получены на источнике синхротронного излучения BESSY, линия KMC-2. Регистрировались спектры

пропускания рентгеновского излучения в диапазоне (9800-10600 эВ) на L_{III} -краю поглощения атомов Та в Z-срезе кристалла LiTaO₃

Для моделирования и расчетов изменении структуры использовался пакет программ IFEFFIT [2].

На рисунке 2 представлены экспериментальные зависимости |χ(R)| полученные при различных значениях приложенного внешнего электрического поля.



Рис.2. Зависимости |χ(R)|, полученные на L_{III}краю поглощения атомов Та в образце LiTaO₃ с приложением внешнего электрического поля и без.

Внешнее электрическое поле вызывает смещение атомов в структуре элементарной ячейки, которые можно наблюдать в изменениях на координационных сферах.

В данной работе приводятся результаты сравнения экспериментальных и расчетных зависимостей $|\chi(R)|$, полученных при различных моделях смещений атомов в элементарной ячейке кристалла танталата лития при приложении к нему внешнего электрического поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 07-02-00318-а).

[1] Д. В. Иржак, Д. В. Пунегов, Д. В. Рощупкин, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 7, 28 (2008)

[2] M. Newvville IFEFFIT Web Page and On-line Documentation. <u>http://cars9.uchicago.edu/ifeffit/</u>

Исследование структур из кремния с периодически изменяющейся пористостью методами рентгеновской дифрактометрии

Д.В. Иржак, Д.В. Пунегов, Д.В. Рощупкин, В.В. Старков

Учреждение Российской академии наук

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН,

Черноголовка, Россия

e-mail: irzhak@iptm.ru

В настоящее время большое значение отводится развитию методов микроструктурирования с применением селективного вытравливания части матрицы. При этом можно организовать процесс так, что в результате локального травления из объема будут удаляться, или наоборот - оставляться, лишь отдельные атомы или группы атомов. Таким образом можно формировать области с отличающимися существенно ОТ матрицы свойствами. Данная работа посвящена исследованию периодически структур с изменяющейся пористостью (многослойные пористые структуры) [1]. Толщина пористых слоев в них может составлять величину от десятков нанометров нескольких ЛО микрометров, а общая толщина такой структуры микрометров. достигать нескольких сотен Такого рода структуры в оптике ИК диапазона могут быть использованы В качестве брэггаовских рефлекторов В случае формирования строго периодической структуры, либо, создании при структуры с соответствующим профилем изменения пористости, как резонаторы Фабри-Перро.

В данной работе для формирования многослойной пористой структуры были использованы пластины монокристаллического кремния марки 76 КДБ 0.05, ориентация поверхности (100).



Рис.1. Зависимость плотности анодного тока от времени при формировании многослойной пористой структуры. 1 – образец №1; 2 – образец №2.

Процесс травления осуществлялся в растворе HF: C2H5OH=1:1 при переменной

плотности анодного тока (рис. 1). В результате были сформированы две структуры с различным количеством периодов и толщиной пористых слоев. Образец №1: количество периодов – 12, период структуры ~620 нм (рис.2).



Рис.2. Изображение скола образца №1, полученное в растровом электронном микроскопе.

Образец №2: количество периодов – 19, период структуры ~580 нм (рис.3).





Исследования дифракции рентгеновского излучения на многослойной пористой структуре проводились на лабораторном источнике рентгеновского излучения с вращающимся медным анодом в двухкристальной схеме. Излучение монохроматизировалось кристаллом Si (400), расположенным на расстоянии 3.5 метра ОТ источника излучения. Перед кристаллом монохроматором была размещена вертикальная щель размером 100 мкм. В направлении горизонтальном излучение коллимировалось двумя щелями с размерами 500 мкм. В данной схеме исследовались кривые качания (отражение (400)) от полученных образцов (рис. 4).



Рис.4. Кривые качания образцов с многослойной пористой структурой. 1 – образец №1, 2 – образец №2, 3 – кривая качания от необработанного участка кремниевой пластины.

На кривых качания наблюдается пик подложки, соответствующий отражению Si (400). Полуширина пиков во всех случаях составляла 11 угл. сек. Таким образом, в данном случае изгиб кремниевой пластины не зависит ОТ толщины пористого слоя. Значение коэффициента отражения пиков подложки в области. гле присутствует многослойная пористая структура меньше по сравнению с кривой качания от необработанного участка кремниевой пластины (кривая 3). Более того, чем толще пористый слой, тем меньше коэффициент отражения пика подложки на кривой качания. Обратная ситуация наблюдается в случае пиков от пористых слоев.

С целью изучения стабильности структур с периодически изменяющейся пористостью повторные исследования были проведены через 180 дней. При этом исследуемые образцы хранились при комнатной температуре.



Рис.5. Кривые качания образцов с многослойной пористой структурой после 5 месяцев хранения. 1 – образец №1.

2 – образец №2, 3 – кривая качания от необработанного участка кремниевой пластины.

На рисунке 5 представлены кривые качания исследовавшихся образцов. Полуширина пиков во всех случаях составляла 11 угл. сек, как и при измерениях, проведенных на только что приготовленных образцах. Кроме того. неизменным остались И соотношение максимальных значений пиков. соответствующих монокристаллической подложке. Существенное изменение интенсивности дифрагированного излучения в пиках, соответствующих пористой структуре связано изменением количества с монокристаллического вещества. Проведенные оба показывают, что образца расчеты характеризуются одинаковым коэффициентом пористости, который составляет 0.75. При этом, периодическое изменение пористости монокристаллической матрицы отсутствует.

В то же время, результаты исследований с применением растровой электронной микроскопии показали, что слоистая структура образцов сохранилась (рис. 6). На основании данных дифрактометрии можно сделать вывод, что данная структура состоит из аморфных слоев с различной плотностью.





Таким образом, проведенные исследования продемонстрировали, что величина плотности анодного тока, соответствующая формированию слоя с большей пористостью многослойной пористой структуры, также влияет и на пористость второго, менее пористого слоя. Причем, несмотря на одинаковые по времени воздействия, при анодном травлении формируются значительно различающиеся по толщине слоев слоях многослойные структуры. С течением времени монокристаллическая матрица, из которой состоят пористые слои аморфизируется, и в результате возникает структура, состоящая из аморфных слоев с периодически изменяющейся плотностью.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 08-08-00291-а, № 08-02-00999-а).

[1] Vincent G., App. Phys. Lett., 64, 2367 (1994).

Design of x-ray multilayer mirrors with the maximal integral efficiency

Igor Kozhevnikov¹, Blandine Lantz², and Claude Montcalm²

¹ Institute of Crystallography, Leninsky prospect 59, Moscow, Russia

² XENOCS, rue François Blumet, F-38360 Sassenage, France. (Note: Claude Montcalm is now with Iridian

Spectral Technologies, 1200 Montreal Road, Building M-50, Ottawa, Ontario, K1A 0R6, Canada.)

E-mail: ivk@ns.crys.ras.ru

We describe several approaches to design xray multilayer mirrors with enhanced bandwidth and, more especially, bandwidth with a shape that optimizes its matching with a given source angular distribution. The problem can be formulated as follow: It is necessary to design a multilayer mirror providing the maximum value of the efficiency *E* at the working wavelength $\lambda = 0.071$ nm (characteristic Mo-K_a radiation)

$$E = \frac{\int R(\theta)G(\theta)d\theta}{\int G(\theta)d\theta} \cdot 100\%, \quad G(\theta) = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\theta - \theta_0}{\Delta\theta}\right)^2\right]$$

where $G(\theta)$ is the source function ($\Delta \theta = 0.024^\circ$, $\theta_0 = 0.685^\circ$) shown in Fig.1, curve 1.



Fig.1. Source function $G(\theta)$ (1) and the reflectivity of periodic Mo₂C/Si multilayer mirror (2). The reflectivity of depth-graded Mo₂C/Si mirrors is also presented, curve 3 being calculated with the use of the Euler-Lagrange equation and curve 4 being a result of numerical refinement. The values of N = 220, $\Gamma = 0.45$, and $\sigma = 0.25$ nm are the same in all cases. Efficiency is equal to 19.6% (2), 41.6% (3), and 42.0% (4).

The first (most general) approach, which can be applied for arbitrary source profiles, is based on the exact Euler - Lagrange equation determining the maximum value of integral E and a general expression for the multilayer mirror reflectivity of arbitrary wideband deduced in [1]. The efficiency of depth-graded structures exceeds that of a periodic mirror by a factor of two, in our specific case (compare curves 2 and 3 in Fig.1). The main factor limiting the value of the efficiency was absorption of the radiation by the materials. The depth-distribution of the multilayer bi-layer thickness was found to be very smooth (Fig.2, curve 1). Numerical refinements of the obtained analytical solution were not useful, giving insignificant efficiency increases (compare curves 3 and 4 in Fig.1) despite significant complication of the thickness depth-distribution of the multilayer stack.



Fig.2. Depth-distribution of the bi-layer thickness of Mo_2C/Si multilayer mirror (N = 220) optimized with the use of the Euler – Lagrange equation (1) and of polynomial approximation of the bi-layer thickness distribution at M = 1 (2) and M = 7 (3).

The second approach is based on designing a simpler depth-graded multilayer mirror with a polynomial law of bi-layer thickness variation and a constant thickness ratio (Fig.2, curves 2, 3). Such a mirror proved to have efficiency close to the maximum possible one (see Table 1).

The same conclusion is also true for the third (simplest) design of a wideband multilayer mirror, where several periodic substructures are stacked together. We found that the necessary number of substructures is only four (see Table 1). In this case the optimization procedure is based on simply three fitting parameters, independently of the number of periodic substructures, namely, the period of the substructure placed on the top, the period of the substructure placed on the bottom, and the thickness ratio, which is the same for all substructures. The period of all other intermediate substructures is supposed to increase linearly with depth.

The values of efficiency of depth-graded Mo_2C/Si multilayer mirrors designed with the use

of different approaches are presented in Table 1 and the efficiency of multilayer mirrors of different composition – in Table 2. Dependence of efficiency on the number of bi-layers is shown in Fig.3.

Table 1. Efficiency of depth-graded Mo₂C/Si multilayer mirrors (N = 220, σ = 0.25 nm, λ = 0.071 nm) designed with the use of different approaches.

Periodic structure	19.6%	
Euler-Lagrange equation	41.6%	
Numerical refinement	42.0%	
Polynomial	M = 1	41.5%
approximation (M is a polynomial degree)	M = 3	41.5%
	M = 5	41.6%
	M = 7	41.8%
Stack of periodic	M = 3	38.5%
substructures	M = 4	41.1%
(M is a number of	M = 6	41.5%
substructures)	M = 10	41.5%

Table 2. Efficiency of depth-graded multilayer mirrors of different composition (N = 220, σ = 0.25 nm, λ = 0.071 nm). Interlayers between neighboring materials were neglected when designing.

Composition	Efficiency, %
Mo ₂ C/Si	41.6
Mo ₂ C/C	43.1
MoC/C	40.4
Mo/B ₄ C	48.5
Mo/BN	49.5
W/C	40.3
Ru/B ₄ C	54.9
Ru/BN	55.6
Rh/B ₄ C	55.1
Rh/BN	55.8
Mo/BA Mo/BN W/C Ru/B4C Ru/BN Rh/B4C Rh/BN	49.5 40.3 54.9 55.6 55.1 55.8

We show that the efficiency decreases quickly with increasing interface width (Fig.4). Therefore, multilayer structures with abrupt interfaces, e.g., Mo₂C/Si multilayers instead of the more conventional Mo/Si multilayers, are preferable in practice. The efficiency also depends strongly on the mean grazing angle incident on the mirror and the angular width of the source (for a fixed number of bi-layers). This must be taken into consideration when designing wide-band multilayer coated x-ray collimators or concentrators.

I. Kozhevnikov acknowledges the support of the ISTC (project #3124).



Fig.3. Efficiency versus the number of bi-layers for three different multilayer mirrors ($\sigma = 0.25$ nm). Interlayers were neglected when designing.



Fig.4. Efficiency of Mo/Si multilayer mirror as a function of the thickness of $MoSi_2$ interlayers (assuming the rms roughness $\sigma = 0.25$ nm) (curve 1) and that of Mo/B₄C multilayer mirror (interlayers were neglected) as a function of the rms interfacial roughness (curve 2). Number of bilayers N = 220 for both mirrors.

[1] Kozhevnikov, I.V., Bukreeva, I.N., and Ziegler, E., Nucl. Instr. Methods A, **460**, 424 (2001).

Development of self-consistent approach to study 3D morphology of a thin film

I.V.Kozhevnikov¹, L.Peverini², E.Ziegler²

¹ Institute of Crystallography, Leninsky pr. 59, Moscow, Russia ² European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France ivk@ns.crys.ras.ru

There are two important problems in study of thin film morphology: (a) quantitative analysis of roughness evolution of a film under different treatments (growth, erosion, oxidation, etc.) and (b) extracting of information about depth-distribution of the dielectric constant. Up to the present these problems were solved independently of each other and were based on simplified assumptions. During film roughness analysis it was typically assumed that (a) the film density is constant into depth and (b) the substrate roughness is unchanged during film growth or erosion. Evidently, each of these assumptions can contradict to reality. In its turn, during the reconstruction of the dielectric constant profile the effect of interfacial roughness on the reflectivity was usually neglected or taken into account by a simplified manner introducing, e.g., Nevot-Croce factor to amplitude reflectivity of each interface.

However, roughness influences the reflectivity curve and a variation of the dielectric constant with depth results in a change of the wave field inside a sample and, hence, in a change of a scattering pattern. In this connection several questions arise: How will the form of an extracted depth-distribution of the dielectric constant change, if the roughness effect is taken into consideration? How will parameters of the film roughness vary on account of depth-distribution of the dielectric constant? Whether is it possible to extract information about film morphology both in depth (dielectric constant profile) and in lateral direction (roughness) at once? Development of a methodic for simultaneous solving these two problems (determination of roughness parameters and reconstruction of depthdistribution of the dielectric constant) is the topic of the talk.

We choose tungsten film as an object of experimental study. Earlier we performed a number of experiments on in-situ study of tungsten film growth and erosion using more simple procedures of experimental data processing [1-3]. Therefore, it is interesting to compare results of these works with more comprehensive data analysis performed in the present paper.

Discussion of experimental set-up, sample preparation, and measurements is given elsewhere [4-6]. First of all, we deposit tungsten films of about 3 and 5 nm thicknesses onto superpolished Si substrates and measure (a) a set of scattering diagrams at different grazing angles of a probe beam, and (b) the reflectivity versus grazing angle. In addition, the reflectivity versus deposition time at the fixed grazing angle is measured to determine the deposition rate and the averaged density of a film. Basing on these measurements we extract (a) depthdistribution of the dielectric constant neglecting the roughness effect and using approach described in Ref. [7], and (b) three PSD-functions characterizing film roughness. After that we use special iterative procedure, which allows to take into account the roughness effect when reconstructing the dielectric constant profile and, in its turn, the depthdistribution of the dielectric constant when deducing the PSD-functions. After several iterations the iterative procedure is demonstrated to converge resulting in characterization of film morphology both in depth (dielectric constant profile) and in lateral direction (roughness).

The similar experiments and data processing are performed (a) after ion erosion of the deposited film by a depth of about 2.3 nm and (b) after oxidation of the deposited film in air. Comparison of results obtained in these experiments allows us to analyze development of roughness during erosion and oxidation, decrease in substrate and film roughness conformity as well as the change in depth-distribution of the tungsten density after oxidation.

Some results are presented in Figs.1-4.



Figure 1. Comparison of depth-distribution of the dielectric constant after deposition of 5.1 nm thick tungsten film onto Si substrate (1), after removing of 2.3 nm layer by Ar ion etching (2), and after oxidation in air during a half of our(3). Film-vacuum interface is set to z = 0 and z-axis is directed into a matter.



Figure 2. The PSD-functions $PSD_{\rm ff}$ and $PSD_{\rm sf}$ of the 5.1 nm thick tungsten film, the film after removing of 2.3 nm layer by Ar ion etching, and after oxidation of the 5.1 nm thick film in air. The function $PSD_{\rm ff}$ describes external film surface roughness, while the function $PSD_{\rm sf}$ characterizes film-substrate roughness conformity. For comparison, the PSD-function of silicon substrate before film deposition PSD_0 is also shown.

The main results of the studying agree well with our previous results [1-3], and they are the followings:

- Depth-distribution of the dielectric constant significantly affects the roughness conformity coefficient extracted from the measured scattering diagrams.
- Roughness influences the form of the dielectric constant profile extracted from the measured reflectivity curve, while in our case of supersmooth samples the effect is a rather weak.
- Density of tungsten film deposited by magnetron sputtering onto silicon substrate is not constant and varies with depth from about 80% of the bulk density near the substrate up to 95% at the top of the 5 nm thick film.
- Diffusion and/or implantation of tungsten atoms into silicon substrate results in appearance of interlayer of about 0.7 nm thickness.
- Deposition, erosion, and oxidation of tungsten film do not influence the Si substrate roughness, at least, at the spatial frequencies p < 3.5×10⁻² nm⁻¹.
- Deposition of tungsten film results in an increase of high-frequency roughness.
- Removing of about 2.3 nm W layer by ion etching does not influence the film surface roughness but results in an abrupt decrease of the film and the substrate roughness conformity.
- Oxidation results in an increase of highfrequency roughness of tungsten film surface and in a decrease of the film and the substrate roughness conformity.

I. Kozhevnikov acknowledges the support of the ISTC (project #3124).



Figure 3. The roughness conformity coefficient

1

$$K(p) = \frac{\text{PSD}_{sf}(p)}{\sqrt{\text{PSD}_{ss}(p) \cdot \text{PSD}_{ff}(p)}}$$

after deposition of the 5.1 nm thick tungsten film. The roughness effect was neglected (1) or was taken into account properly (2).



Figure 4. The roughness conformity coefficient after deposition of the 5.1 nm thick tungsten film (1), after subsequent ion etching of 2.3 nm layer (2), and after oxidation in air (3).

[1] Peverini, L., Ziegler, E., Bigault, T., and Kozhevnikov, I., Phys. Rev. B, **72**, 045445 (2005).

[2] Peverini, L., Ziegler, E., and Kozhevnikov, I., Appl. Phys. Letts., **91**, 053121 (2007).

[3] Peverini, L., Ziegler, E., Bigault, T., and Kozhevnikov, I., Phys. Rev. B., **76** 045411 (2007).

[4] Peverini, L., Kozhevnikov, I., and Ziegler, E., Phys. Stat. Sol. (a), **204**, 2785 (2007).

[5] Peverini, L., Ziegler, E., and Kozhevnikov, I., Thin Solid Films, **515**, 5541 (2007).

[6] Asadchikov, V. E., Kozhevnikov, I.V., Krivonosov, Yu. S., Mercier, R., Metzger, T.H., Morawe, C., and Ziegler, E., Nucl. Instrum. Methods A, **530**, 575 (2004).

[7] Kozhevnikov, I.V., Nucl. Instrum. Methods A, **498**, 482 (2003).

Дифракционная фильтрация излучения вблизи краев поглощения стенок рентгеновского волновода

¹<u>А.В. Митрофанов</u>, ²А.В.Попов

¹Физический ин-т им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Россия ²ИЗМИРАН, 142190, Троицк, Московская область, Россия e-mail <u>mitrofa@sci.lebedev.ru</u>

сообщении обсуждаются В данном спектральные особенности пропускания рентгеновского излучения при дифракционной плоской волны волноводными фильтрации структурами И пористыми пленками co сквозными порами (трековыми мембранами) в области спектра со скачками поглощения, характеризуются, которые как известно, процессами фотоэлектрического взаимодействия фотонов с атомами стенок волновода.

Принцип действия дифракционного рентгеновского фильтра волноводного типа скользящем распространении основан на дифрагированного на краю волновода излучения и взаимодействия его со стенками. Такого рода устройства круглого сечения или в виде слоя или полоски можно изготавливать из трековых мембран [1], полых полимерных ипи металлических капилляров, стеклянных или керамических волноводов, многослойных плоских структур и т.д. [2].

Информация о волноводном распространении излучения в круглом или плоском волноводе и данные о коэффициентах отражения от разных материалов по Френелю [2-4] позволяют вывести простые аналитические выражения для оценок спектров пропускания дифракционных фильтров-волноводов. Например, если выполняется условие $\delta >> \beta$, то при малых углах скольжения $\theta << 1$ волновод диаметром D и длиной L пропускает излучение так же, как установленная перпендикулярно оси пучка однородная пленка или фольга, сделанная из того же материала, что поверхность стенок волновода. Эффективная толщина L_{eff} пленки или фольги фильтра - эквивалента определяется простой формулой:

$$L_{eff} / L = (2 / \pi) (D_c / D)^3$$
, (1)

где D_c – критический диаметр рентгеновского волновода, равный $D_c = \lambda / 2\theta_c$, $\theta_c = \sqrt{2\delta}$ и λ - длина волны. Здесь $\delta(\lambda)$ и $\beta(\lambda)$ – малые выражении для коэффициента добавки в $n = \sqrt{\varepsilon} = 1 - \delta + i\beta$ преломления материала поверхности стенок волновода, которые считаются однородными и идеально - гладкими. По условию, волновод протяженный: его длина превышает дифракционную длину пучка L $l = D^2 / \lambda$ (размерный параметр Рэлея), в то же время, $\lambda \ll D$. Рассматривается возбуждение волновода плоской волной, распространяющейся

в полупространстве перед волноводом в направлении его оси (front coupling).

На рис.1 приведен график функции D_c полого волновода из ПЭТФ в полосе спектра, содержащей *К*-края поглощения углерода (4.4 нм) и кислорода (2.3 нм) [4]. По этим данным и формуле (1) восстановлен спектр пропускания идеализированной пустотелой поры (рис.2) в лавсановой трековой мембране [1], размеры поры указаны в подписи к рисунку. Здесь же приводятся результаты расчетов, выполненных с помощью других методик [5].



Рис.1. Критический диаметр полого волновода с полимерными стенками из ПЭТФ как функция длины волны.



Рис.2 Спектральная зависимость пропускания волновода с гладкими стенками из ПЭТФ длиной L = 22.5 мкм и диаметром D = 200 нм в мягкой рентгеновской области: 1 – расчет по формуле (1), 2-численное решение параболического уравнения [3,5], 3 – оценки в рамках лучевой модели [5].

Отметим, что отношение $\delta / \lambda^2 \approx const$ в полосе спектра вне скачков поглощения. Поэтому критический диаметр D_c и толщина пленки - эквивалента L_{eff} не зависят, или почти не зависят от длины волны λ вдали от скачков поглощения, при условии, что выполняется неравенство $\delta >> \beta$.



Рис.3. Расчеты пропускания коллиматора из двух пластин с железным покрытием с зазором 100 нм и длиной 21.3 мм (квадраты) и фольги Fe толщиной 20 микрон (точки). Фольга и коллиматор – это β - фильтры для К-линий кобальта, спектральное положение которых указано на графике стрелками.



Рис.4. Отношение пропускания рентгеновского волновода и фольги из железа - тонкослойного эквивалента волновода с параметрами, указанными на рис.3.

Формулой(1) можно пользоваться также для оценок ослабления основной моды излучения в так называемом «бесщелевом» коллиматоре – волноводе, собранным из двух идеально плоских пластин с гладкой поверхностью и узким зазором величиной D между ними. На рис. 3 представлены расчеты спектров пропускания такого волновода из пластин с железной поверхностью, (D = 100 нм, L = 2.13 см) (фронтальное возбуждение плоской волной), и фильтра из 20 мкм фольги Fe (β - фильтра Клиний кобальта [6]). На рис.4 дано отношение пропускания в зависимости от длины волны.

Вопреки выводам авторов работы [6], данное устройство по расчетам обладает лучшей спектральной селективностью по сравнению с эквивалентной 20 микронной фольгой, когда они служат в качестве β - фильтров излучения линий рентгеновской трубки с Со анодом.

Вдали от скачка поглощения со стороны коротких волн из-за некоторого уменьшения критического диаметра волновода D_c (рис.1) величина L_{eff} уменьшается. Поэтому в жесткой области спектра наблюдается небольшое увеличение пропускания волноводного фильтра по сравнению с пропусканием однородной фольги заданной толщины (рис.3).

При изменении длины волны в широком диапазоне спектра соотношение оптических констант поверхности волновода $\delta(\lambda)$ и $\beta(\lambda)$ может измениться. Так, для железного слоя вблизи К-скачка $\delta >> \beta$, в области L-края поглощения $\delta \approx \beta$, а вблизи границы М - серии выполняется неравенство $\delta << \beta$.

В предельном случае, когда $\delta \ll \beta$, стенки «сильно поглощающего» волновода уже нельзя считать «фазовым» оптическим материалом и тонкопленочный или тонкослойный эквивалент дифракционного волноводного фильтра имеет толщину L_s , которая заметно отличается от (1):

$$L_{s} / L = (2\sqrt{2} / \pi)(\delta / \beta)^{3/2} (D_{c} / D)^{3} .$$
 (2)

Эффективная толщина (2)зависит от длины волны не только в области края поглощения, но и при любых λ , когда выполняется $\delta \ll \beta$. Формула (2) относится к случаю s-поляризации. Для p-поляризации справедливо соотношение : $L_P/L = (2\sqrt{2}/\pi)(\delta/\beta)^{3/2}(1+2\beta)(D_c/D)^3$. (3)

Полученные в работе результаты могут применяться для нахождения спектров пропускания дифракционных фильтров волноводного вычислений типа И поляризационных характеристик рентгеновских волноводов в разных участках спектра, включая полосы вблизи краев поглощения с любыми произвольными значениями параметра β/δ .

[1] МитрофановА.В., Апель П.Ю. Известия РАН. Сер. физическая. **73**, №1, 61 (2009).

[3] Vinogradov A.V., Popov A.V., Kopylov Yu.V., Kurokhtin A.N. Numerical Simulation of X-ray Diffractive Optics. М.: Изд-во А и Б. 1999. С. 29.

[4] http://www.cxro.lbl.gov/optical_constants/

[5] Митрофанов А.В., Попов В.А. Материалы рабочего совещания «Рентгеновская оптика – 2008», г. Черноголовка. С. 88 (2008).

[6] Егоров В.К., Егоров Е.В., Мартиросян М.С. Материалы Симпозиума «Нанофизика и Наноэлектроника – 2005». Нижний Новгород. Т. 2. С. 524 (2005).

^[2] Зеркальная рентгеновская оптика. Под ред. А.В. Виноградова. Л.: Машиностроение, 1989.

Локализация ультратонкого слоя Fe внутри многослойной структуры Nb/Fe/[Mo/Si]*40/стекло методом стоячих рентгеновских волн

М.А. Андреева¹, А.Д. Грибова¹, <u>Е.Е. Одинцова</u>¹, М.М. Борисов²,

Э.Х. Мухамеджанов²

¹Физический факультет МГУ им. Ломоносова, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, Россия ² Российский научный центр "Курчатовский институт" e-mail: k odintsova@hotmail.com

Ультратонкие многослойные пленки являются носителями уникальных свойств, представляющих интерес для наноэлектроники и спинтроники, что привело к их интенсивному последние изучению в годы. Методы исследования таких наноструктур интенсивно развиваются, а целями исследования становятся не только свойства материалов и структуры в целом, но и детальная характеристика отдельных слоев и интерфейсов.

Метод рентгеновской рефлектометрии применяют для восстановления профиля распределения электронной плотности по глубине пленок. В сочетании с элементноселективным рентгенфлуоресцентным анализом, в условиях зеркального или брэгговского отражения, этот метод позволяет проводить анализ распределения флуоресцирующих атомов по глубине слоя или в периоде структуры [1,2].

В данной работе проанализировано влияние стоячих волн на угловые зависимости выхода флуоресценции (ФИ) от ультратонкого слоя железа в многослойном образце Nb(50 нм)/Fe(3.9 нм)/[Si/Mo(6.77 нм)]₄₀/Si, где [Si/Mo]₄₀ играла роль генератора стоячи волн (SWG)



Рис.1. Моделирование (а) распределения интенсивности поля $|E(z)|^2$ внутри образца Nb/Fe/[Si/Mo]₄₀/Si для нескольких углов скольжения вблизи угла Брэгга и (б) кривых выхода ФИ FeK_a и зеркального отражения. Пунктир на рис.1б соответствует выходу ФИ в случае, когда между слоем Fe и SWG имеется буферный слой толщины ~1/4 периода.

Выход ФИ пропорционален числу флуоресцентных квантов A(z), родившихся на глубине z. [3]:

$$A_{f}(z,\theta) = \frac{\omega}{8\pi} w_{f} Im(\chi_{f}(z)) |E(z)|^{2},$$

где w_f - вероятность образования вторичного излучения вида f на один поглощенный квант рентгеновского излучения (РИ), $\chi_f(z)$ - вклад в восприимчивость среды от атомов вида f на глубине z и $|E(z)|^2$ - квадрат амплитуды электрического поля излучения, возбуждающего ФИ на глубине z. При зеркальном (или брэгговском) отражении РИ от (периодической) многослойной структуры в ней формируется стоячая волна $|E(z)|^2$, положения пучностей которой зависят от угла скольжения. Варьируя этот угол, можно усиливать или ослаблять выход ФИ с разных глубин. В качестве иллюстрации, на рис. 1а представлены зависимости $|E(z)|^2$ для углов вблизи первого брэгговского максимума для модельного образца Nb/Fe/[Si/Mo]₄₀/Si. При небольших изменениях угла скольжения узлы и пучности стоячей волны сдвигаются, обеспечивая сканирование слоя железа по глубине. На рис. 16 пунктиром представлена кривая выхода ФИ для случая, когда между слоем слоем Fe и SWG имеется буферный слой с толщиной ~1/4 периода. Сдвиг слоя железа относительно стоячей волны поменял местами положение максимума и минимума на кривой выхода ФИ. Таким образом, анализ угловых зависимостей выхода ΦИ позволяет восстанавливать профиль распределения атомной плотности железа в слое.



Рис. 2. Экспериментальные кривые (а) зеркального отражения и (б) выхода ФИ FeK_α.

Измерение угловых зависимостей отражения, а также выхода ФИ FeK_а вблизи первого брэгговсого максимума (рис. 2), проведено на канале 6.6 станции "Прецизионная рентгеновская оптика" (ПРО) Курчатовского источника синхротронного излучения. Для

обработки экспериментальных данных использовался программный пакет FLUO [4].

При обработке рефлектометрической кривой (рис. 3) варьировались восприимчивость слоев $Re\chi(z)$ и $Im\chi(z)$, их толщина d, а также шероховатости границ раздела σ , моделируемых функцией ошибок. В результате подгонки было установлено, что период SWG $[Si/Mo]_{40}$ составляет 5.735 нм (номинально 6.77 нм). Шероховатости границ раздела в этой структуре оценены в 0.3-0.4 нм. Высокое качество [Si/Mo]₄₀ периодического зеркала подтверждается наличием кривой на рефлектометрии интенсивных брэгговских максимумов до 4 порядка. В то же время оказалось, что слои Fe и Nb, напыленные поверх этого зеркала, имеют существенно размытые границы ($\sigma_{Nb} = 7$ нм). Полученные профили электронной плотности И коэффициента эффективного поглощения для всей структуры приведены на рис.4а.



Рис. 3. Результат обработки кривой отражения (точки - эксперимент, линия - подгонка).

Вторым этапом проводилась обработка кривой выхода ФИ железа вблизи брэгговского максимума (рис. 2б). Для расчета амплитуды поля излучения в образце использовались структурные параметры пленки, полученные при подгонке кривой рефлектометрии, И варьировался только профиль изменения С атомной плотности глубиной железа. В результате подгонки кривой рефлектометрии и кривой выхода ФИ был восстановлен профиль изменения атомной плотности железа с глубиной (рис. 4б). Оказалось, что фактическая толщина слоя железа существенно больше номинальной, слой «размыт» до ~10 нм. Более того, между слоем железа и периодической «подложкой» [Si/Mo]₄₀ имеется буферный слой (~4 нм), образовавшийся, по-видимому, вследствие ее окисления, произошедшего до напыления слоя железа. Наличие буферного слоя следует уже из самого вида кривой: ее максимум смещен по отношению к максимуму кривой отражения в сторону меньших углов, как для пунктирной кривой на рис.1. Такое смещение обусловлено тем, что в точном брэгговском угле в слое Fe реализуется узел стоячей волны (см. вставку на рис. 4в), и при отклонении от точного угла Брэгга амплитуда стоячей волны уменьшается, но узел стоячей волны смещается и ФИ возбуждается для большего числа атомов Fe.



Рис. 4. (а) Кривые отражения и выхода ФИ Fe вблизи первого брэгговского максимума (точки – эксперимент, линии – подгонка); (б) $Re\chi(z)$ и $Im\chi(z)$, полученные при подгонке кривой отражения (рис.3); (в) профиль плотности атомов Fe, полученный при подгонке кривой выхода ФИ FeK_a. На вставке вместе с профилем плотности атомов Fe изображены стоячие волны при θ =14.66;14,82;14,95 мрад.

Полученный профиль согласуется с результатом обработки спектров ядернорезонансного рассеяния на подобном образце [5], в процессе которой было получено, что распределение по глубине плотности ядер ⁵⁷Fe существенно более размыто, чем было задано технологически. Результат, полученный на станции «ПРО» Курчатовского источника синхротроного излучения при измерении угловых зависимостей выхода флуоресценции атомов Fe, демонстрирует эффективность метода стоячих волн для отладки технологии напыления пленок.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ИФМ РАН С.Н. Вдовичеву и Н.Н. Салащенко за предоставленные для исследования образцы. Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ № 07-02-00324 и № 09-02-01293.

 Желудева С. И., Ковальчук М. В., Новикова Н.Н. и др., Поверхность, **1**, 28 (1999)
 Gupta A., Kumar D., Meneghini C., Phys. Rev. B, **75**, 064424 (2007)

[3] Андреева М.А., Кузьмин Р.Н. Мессбауэровская и рентгеновская оптика поверхности. М.: Издание общенациональной академии знаний. 1996. 128с.

[4] Андреева М.А., Одинцова Е.Е., Семёнов В.Г., и др., Поверхность, 7, 1 (2008)

[5] Andreeva M.A., Monina N.G., Häggström L., et.al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B,. **66**, 187 (2008)

Новый метод анализа спектров EXAFS

<u>В.Н. Павлов</u>, М.В. Чукалина

Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, ул. Институтская, 6, Черноголовка,

Московская область

e-mail: wp33333@gmail.com

Введение

Анализ протяженной тонкой структуры спектров рентгеновского поглощения (Extended X-ray Absorption Fine Structure EXAFS) используется для изучения локальной структуры материалов. Основной его задачей является определение числа и радиусов координационных сфер, а также идентификация рассеивающих центров. принадлежащих каждой координационной cdepe. Существует несколько [1]-[9] методов анализа, однако все они приводят к трудностям в том случае, если в одной координационной сфере находятся рассеиватели с близкими атомными номерами. В данной работе рассмотрен другой подход, основанный на численной аппроксимации изображений.

Формула EXAFS и модельный сигнал

Нормированный коэффициент поглощения состоит из суммы вкладов рассеяния от разных атомов окружения [2]:

$$\chi(k) = S_0^2 \sum_{i=1}^n \frac{N_i}{R_i^2} \frac{F(Z_i, k)}{k} e^{-\frac{2R_i}{\lambda}} e^{-2\sigma_i^2 k^2} \times \\ \times \sin(2kR_i + \Psi_i), \quad (1)$$

где σ_i^2 - фактор Дебая-Уоллера, S_0^2 амплитудный коэффициент, λ длина свободного пробега фотоэлектрона, $\Psi_i(k)$ - сдвиг фазы, приобретаемый при обратном рассеянии, $F(Z_i, k)$ - амплитуда рассеяния $(Z_i$ - атомный номер), R_i - радиус i-й координационной сферы. На фоне $\propto \frac{1}{L^2}$ монотонного падения $F(Z_i, k)$ имеет несколько пиков, каждый из которых может быть аппроксимирован гауссовой экспонентой $a_i \exp(-\frac{(k-k_i)^2}{\rho^2}).$ Из рис.1 видно, что в случае Al и Zn на интервале по k от $4 \mathring{A}^{-1}$ до $12 \mathring{A}^{-1}$ амплитуды рассеяния обоих атомов удовлетворяют этому приближению.

Здесь ограничиваемся случаем, когда все рассеиватели можно отнести к удаленным друг от друга координационным сферам, не более двух рассеивателей в каждой. Как окажется позднее, на полученном из $\chi(k)$ изображении удаленные координационные сферы представляют независимые области,

поэтому в модельном сигнале учитываем лишь слагаемые, соответствующие данной КС (домножение $\chi(k)$ на k^3 сокращает k в знаменателе правой части (1) и $\frac{1}{k^2}$ -зависимость $F(Z_i, k), e^{-2\sigma_i^2 k^2}$ из (1) дает малые поправки к k_1 и k_2):

$$\chi(k)k^{3} = A_{1}exp(-\frac{(k-k_{1})^{2}}{\rho^{2}})\sin(2kR_{1}+\Psi_{1}) + A_{2}exp(-\frac{(k-k_{2})^{2}}{\rho^{2}})\sin(2kR_{2}+\Psi_{2})$$
(2)

Обработка изображения

Чтобы выделить вклады каждой КС в сигнале, преобразуем одномерную функцию $\chi(k)k^3$ в изображение. Используем для этой цели преобразование Фурье с окном, определенное для каждой функции из L_2 :

$$WFT(r,k) = \int_{-\infty}^{\infty} dk^{'} \chi(k^{'}) {k^{'}}^{3} \exp(irk^{'} - \frac{(k-k^{'})^{2}}{2\theta^{2}})$$
(3)

Для модельной функции из (2)изображение состоит из слагаемых T_1 и T_2 , соответствующих первому и второму рассеивателю, и интерференционного слагаемого I, зависящего от параметров обоих рассеивателей:

$$|WFT(r,k)|^2 = T_1(r,k) + I(r,k) + T_2(r,k)$$
 (4)

обработке изображения с Далее. при помощью порогового фильтра и построением минимального остовного дерева [10] на множестве точек изображения, отделяются области, соответствующие различным координационным сферам. Из свойств симметрии изображения делается вывод о том, один или два типа рассеивателей присутствуют в данной координационной сфере. В областях, обусловленных двумя рассеивателей, производится типами аппроксимация изображения модельной функцией вида (4). Аппроксимация сводится к минимизации квадратичной нормы разности модельного сигнала и Использование линейной изображения. задачи наименьших квадратов и свойств симметрии изображения позволяет свести число параметров минимизации к 2.



Рис. 1: Амплитуды рассеяния (сплошная линия) и их аппроксимация гауссовой экспонентой (пунктирная линия) как фунции волнового вектора электрона для Al (Z = 13) и Zn (Z = 30). F(Z, k) получены с помощью FEFF.

Заключение

Предложен алгоритм анализа данных EX-AFS, позволяющий отделить разнотипные рассеиватели в сложных случаях. Работа алгоритма продемонстрирована на модельном примере.

Авторы признательны Д.П. Николаеву за плодотворные обсуждения задачи. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ 09-02-01288-а.

Литература

- D. E. Sayers and E. A. Stern, Phys. Rev. Lett, 27, 1204 (1971).
- [2] E. A. Stern, Phys Rev B, 10, 3027 (1974).
- [3] Stern, D. E. Sayers and F. W. Lytle, Phys Rev B, 10, 4836 (1975).
- [4] W. Lytle, D. E. Sayers and E. A. Stern, Phys Rev B, 11, 4825 (1975).
- [5] Д.И. Кочубей, Ю.А. Бабанов, К.И. Замараев, Р.В. Ведринский, В.Л. Крайзман, Г.Н. Кулипанов, Л.Н. Мазалов, А.Н. Скринский, В.К. Федоров, Б.Ю. Хельмер, А.Т. Шуваев. Рентгеновский метод изучения аморфных тел: EXAFS спектроскопия. Наука (1988).
- [6] M. Munoz, P. Argoul, and F. Farges, Continuous Cauchy wavelet transform analyses of EXAFS spectra: A qualitative approach.Am. Mineral. 88, 694(2003).
- [7] H. Funke, M. Chukalina. Wavelet analysis of EXAFS data. Report FZR-343, 45(2002).
- [8] H. Funke, A.C. Scheinost, and M. Chukalina. Wavelet analysis of extended x-ray absorption fine structure data. Phys. Rev. B 9, Vol. 71, 094110(2005).
- [9] Funke H., M. Chukalina, A. C. Scheinost. A new FEFF-based wavelet for EXAFS data analysis. Journal of Synchrotron Radiation. 14,426-432(2007).
- [10] Т. Корман, Ч. Лейзерсон, Р. Ривест, К. Штайн. Алгоритмы: построение и анализ, 2-е издание. - Москва: Издательский дом "Вильямс", 2007.

Рефлектометр для изучения оптики в ЭУФ диапазоне

М.М. Барышева, И.Г. Забродин, Б.А. Закалов, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Р.А. Храмков,

Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия. e-mail: <u>pector@ipm.sci-nnov.ru</u>

промышленной Ha пути к созданию установки проекционной ЭУФ литографии, рабочая длина волны 13,5 нм, необходимо решить ряд вопросов, связанных, прежде всего, с совершенствованием отражательных характеристик многослойных структур и зеркал скользящего падения, а также методов защиты и очистки оптических элементов от загрязнений различной природы. Прецизионная рефлектометрия на рабочей длине волны является ключевой методикой для успешного решения этих задач. Широко применяемые для этих целей рефлектометры, установленные на синхротронах, не обеспечивают необходимой оперативности доступности измерений. И лабораторные Немногочисленные рефлектометры, в том числе и имеющиеся в ИФМ РАН, отличаются высокой стоимостью и некоторой «избыточностью» функций, препятствующие широкому применению данных типов приборов. Светосильный, высокоточный, малогабаритный и недорогой рефлектометр, разработанный в ИФМ РАН [1], также не в полной мере удовлетворяет требованиям из-за ограниченных возможностей гониометра и отсутствия спектральных измерений.

В данной работе описывается рефлектометр, сочетающий в себе все основные возможности «больших» рефлектометров (высокая точность измерений, возможность проведения спектральных измерений И угловых коэффициентов отражения с высоким угловым и спектральным разрешением) И такие достоинства, как простоту, малые габариты и невысокую стоимость. Это стало возможным благодаря использованию оригинальной рентгенооптической схемы, мощной разборной рентгеновской трубки и 5-тиосному гониометру.

Особенностью данного прибора является возможность работы, как в узкой спектральной полосе (зеркальное исполнение), так и в некоторой окрестности длины волны 13,5 нм (решеточное исполнение), путем быстрой смены диспергирующего устройства (монохроматора).

монохроматор Решеточный позволяет проводить спектральные исследования рентгеновской оптики с разрешением 0,03 нм. Двухзеркальный монохроматор на основе объектива Шварцшильда обеспечивает высокоточные (за счет высокой интенсивности зондирующего пучка) измерения коэффициентов отражения, прохождения оптических элементов на длине волны 13,5 нм.

В настоящее время собрана вакуумная часть прибора (фотография прибора со стойкой управления и холодильной установкой представлена на рис.1) и проводятся предварительные испытания.



Рис.1. Внешний вид прибора.

На первом этапе проводилось тестирование параметров рентгеновской трубки (РТ) при работе прибора в решеточном исполнении (рис.2). При работе в этой моде размер источника не должен превышать 1 мм в диаметре при мощности в пятне около 100 Вт.



Рис.2. Рентгенооптическая схема рефлектометра с решетечным спектрометром-монохроматором. 1 – входная щель решеточного спектрометра; 2 – сферическая дифракционная решетка; 3 – выходная щель спектрометра; 4 – тороидальное зеркало.

Изучение размера пятна при различных ускоряющих напряжениях показали, что уже при данной конфигурации РТ и электромагнитной фокусирующей системы позволяет получать размер источника на мишени на уровне 0,6 мм (пример зависимости размера пятна от тока в соленоиде представлен на рис.3).



Рис.3. Зависимость диаметра электронного пучка на мишени в зависимости от тока соленоида электромагнитной линзы.

Полученная мощность в электронном пятне на мишени составила 96 Вт ($U_{yc\kappa}$ =8 кВ, $I_{эм}$ =12 мА), что хорошо соответствует расчетным параметрам. Применение безмасляной системы откачки и магнитной фокусирующей линзы позволило увеличить стабильность эмиссионных характеристик РТ. За более чем два часа наблюдений изменение тока эмиссии трубки при фиксированных параметрах тока накала, ускоряющего напряжения и тока фокусировки составило менее 1%.



Рис.4. Угловые зависимости интенсивности дифрагированного излучения дифракционной решетки 600-01H (λ =13,5 нм; а. - φ_{inc} =7,65°, б. - φ_{inc} =2,35°).

Таблица 1. Основные характеристики монохроматора скользящего падения:

Характеристика	Величина
Радиус дифракционной	3000 мм
решетки	
Число штрихов	600 мм ⁻¹
Угол блеска штрихов решетки	2,65°
Длина решетки	30 мм
Расстояние от входной щели	399,4 мм
до центра решетки, XI	
Расстояние от центра решетки	123,0 мм
до выходной щели, Х2	
Угол падения излучения на	7,65°
решетку, α	
Угол дифракции, β	2,35°
Центральная длина волны, λ_0	13,5 нм
Спектральное разрешение	
1-й порядок, <i>λ₀</i> =13,5 нм	0,03 нм
2-й порядок, <i>λ₀</i> =6,75 нм	0,015 нм

В качестве дисперсионного элемента используется сферическая дифракционная решетка (поз.2). Особенностью данной схемы является то, что сканирование по спектру осуществляется только за счет вращения дифракционной решетки, при неподвижных входной и выходной щелях (поз.1 и 3). Радиус решетки R=3000 мм, углы падения и дифракции, расстояния между центром решетки и щелями Х1 и Х2 оптимизированы на достижение максимального спектрального разрешения на длине волны 13,5 нм. В частности в середине диапазона спектральная ширина излучения на выходе спектрометра не превышает 0,03 нм. Излучение с выхода спектрометра, с помощью тороидального зеркала (поз.4), собирается на исследуемом образце, установленном на гониометре. При выборе конкретных значений Х1 и Х2 учитывалась эффективность дифракции решеток, которая сильно зависит от знака дифракционного порядка. С этой целью дифракционная изучалась эффективность решеток на рабочей длине волны. На рис.4 приведены угловые зависимости интенсивности дифрагированного излучения дифракционной решетки 600-01Н. снятые на длине волны λ=13.5 нм при углах падения излучения на решетку $\phi_{inc}=7,65^{\circ}$ и $\phi_{inc}=2,35^{\circ}$, соответственно. Из рисунка видно, что в отрицательном порядке дифракционная эффективность (14,5% в -1-ом порядке) выше, чем в положительном (12,7% в +1-ом порядке).

В заключении необходимо отметить, что при использовании -2-го дифракционного порядка, данный прибор может работать в окрестности λ =6,7 нм, интересной для проекционной литографии следующего поколения. В этом случае спектральное разрешение прибора становится даже лучше, на уровне 0,015 нм (селективность $\lambda/\delta\lambda$ ≈450), что вполне достаточно для аттестации многослойной оптики.



Рис.5. Угловые зависимости интенсивности дифрагированного излучения дифракционной решетки 600-01H (λ =6,7 нм; φ_{inc} =7,65°).

На рис.5 приведена угловая зависимость дифракционной эффективности решетки 600-01Н, измеренная на длине волны λ =6,7 нм при угле падения излучения на решетку ϕ_{inc} =7,65°. Из рисунка видно, что эффективность дифракции в -2-ом порядке составляет около 4%, что с учетом большой интенсивности линии флуоресцентной линии В К α вполне достаточно для прецизионной рефлектометрии.

Работа поддержана грантами РФФИ: 08-02-00873-а, 09-02-00912-а и 08-02-01015-а.

[1] Бибишкин М.С., Забродин И.Г., Каськов И.А. и др. Известия РАН. Сер. физ., **68**, №4, с.560 (2004)

Влияние формы и пространственной корреляции наночастиц на диффузное рассеяние рентгеновских лучей

<u>В.И. Пунегов</u>¹, Д.В. Сивков¹, Н.Н. Фалеев²

¹Коми Научный Центр УрО РАН, ул. Коммунистическая д.24, Сыктывкар, Россия ²University of Delaware Dept. of Electrical and Computer Engineering, 140 Evans, Hall Newark, USA e-mail: <u>vpunegov@dm.komisc.ru</u>

Спонтанно формированные квантовые точки (КТ) в зависимости от технологических процессов имеют самые разнообразные формы [1]. Квантовые точки в виде линз, капель, пирамид, конусов и т.д. создаются в результате вариаций потоков молекулярных пучков, изменений ростовых температур и скоростей, причем немаловажная роль отводится процессу прерывания эпитаксиального роста. Более того, при определенных технологических режимах самоорганизованные КТ, например в форме линз, трансформируются в наноразмерные островки в виде «вулканов» [2], в последствие получившие название квантовых колец.

Наряду с электронной микроскопией и атомно-силовой микроскопией интенсивно развиваются рентгенодифракционные неразрушающие методы исследования наноструктур [3]. А это, в свою очередь, требует получения знаний о влиянии формы и пространственной корреляции нанообъектов на угловое распределение интенсивности диффузного рассеяния рентгеновских лучей.

Интенсивность диффузного рассеяния как функцию вектора q, определяющего отклонение вектора рассеяния $k_h - k_0$ от узла обратной решетки, где $k_{0,h}$ - волновые векторы падающего и дифракционного рентгеновского пучка, запишется в виде

 $I_{h}^{d}(\boldsymbol{q}) = |a_{h}|^{2} (1 - f^{2}) S_{0} l\tau(\boldsymbol{q}), (1)$

где S_0 – площадь засветки рентгеновским пучком поверхности кристаллического слоя, f - статический фактор Дебая-Валлера, характеризующий пространственные нарушения кристаллического слоя a_h – рассеивающая способность среды [4]. За угловое распределение интенсивности рассеяния отвечает корреляционный объем, который в случае однородного распределения наночастиц является Фурье-преобразованием собственной корреляционной функции $g(\rho)$:

$$\tau(\boldsymbol{q}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d\boldsymbol{\rho} g(\boldsymbol{\rho}) \exp(i\boldsymbol{q}\boldsymbol{\rho}) , \qquad (2)$$

Рассмотрим КТ в виде усеченного конуса высотой h, радиусом основания R и углом между высотой и образующей конуса α . Для

такой модели КТ с учетом латеральной пространственной корреляции получаем

$$\tau(\boldsymbol{q}) \approx \frac{c}{(2\pi)^2 V_c (1-f^2)} L(q_0) |\Phi(\boldsymbol{q};\boldsymbol{h},\boldsymbol{R},\boldsymbol{\alpha})|^2$$

Здесь

$$\begin{split} \Phi(\boldsymbol{q};\boldsymbol{h},\boldsymbol{R},\boldsymbol{\alpha}) &= 2\pi \int_{0}^{\boldsymbol{h}} dz e^{\boldsymbol{i}q_{z}z} \; \frac{\boldsymbol{R} + z \tan \boldsymbol{\alpha}}{q_{0}} J_{1}(q_{0}[\boldsymbol{R} + z \tan \boldsymbol{\alpha}])^{-} \\ \varphi \text{орм-фактор KT,} \quad \boldsymbol{q}_{0} &= \sqrt{q_{x}^{2} + q_{y}^{2}} \;, \quad J_{1}(q_{0}\boldsymbol{R}) = - \\ \varphi \text{ункция Бесселя первого порядка.} \\ \text{Множитель} \end{split}$$

$$L(q_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} C_L(\rho) d\rho \exp(iq_0\rho)$$

характеризует латеральное распределение КТ, определяемое корреляционной функцией $C_L(\rho)$.

На основе разработанной теории проведено численное моделирование карт распределения интенсивности диффузного рассеяния в обратном пространстве. В расчетах учитывался разброс в размерах КТ в пределах 30%.



На рис. 1 показаны изодиффузные линии рентгеновского рассеяния от эпитаксиального слоя с квантовыми точками разной формы. Контуры равной интенсивности представлены в логарифмическом масштабе, отношение интенсивностей между соседними линиями составляет 0.316. КТ цилиндрической формы формируют картину распределения интенсив-

ности рассеяния (рис.1а) в виде двух перпендикулярных полос. В расчетах учитывались флуктуации размеров КТ, при этом средний радиус КТ R=20 nm, высота h=6 nm. На рис. 1b изображена карта для КТ в форме конуса со средним радиусом основания R=20 nm и h=6 nm.

Влияние пространственной корреляции КТ на угловое распределение интенсивности диффузного рассеяния демонстрирует рис. 2. В данном случае контуры равной интенсивности представлены в линейном масштабе, отношение интенсивностей между соседними линиями составляет 0.125. В качестве модели выбрана многослойная структура In-GaAs/GaAs с пространственно распределенными КТ InGaAs цилиндрической формы. Радиус КТ R=12 nm и высота h=5 nm. В процессе вычислений учитывался статистический разброс КТ по размерам с дисперсиями радиуса 3.0 nm и высоты 1.0 nm.



В отсутствие как вертикальной, так и латеральной корреляции изодиффузные линии рентгеновского рассеяния имеют эллиптическую форму (рис.2а). Наличие латеральной корреляции с периодом 80 nm и дисперсией 3

nm видоизменяет картину углового распределения диффузного рассеяния (рис.2b). Распределение КТ в структуре сверхрешетки с учетом вертикальной корреляции приводит к появлению вертикальной сателлитной структуры (рис.2с,d), при этом дополнительная латеральная корреляция (ближний структурный порядок КТ) формирует дополнительные максимумы и в горизонтальном направлении (рис.2d).

Особенности вышеизложенного компьютерного моделирования учитывались при расчетах когерентного и диффузного рассеяния от десятипериодной когерентной сверхрешетки (In_{0.11}Ga_{0.89}As)/(GaAs) с КТ (рис.3а). Теоретические вычисления сопоставлялись с экспериментальными измерениями (рис.3b). Контуры равной интенсивности представлены в логарифмическом масштабе, отношение интенсивностей между соседними линиями составляет 0.237. В результате получены следующие характеристики сверхрешетки: толщина периода - 47.8 nm, толщина слоя In_{0.11}Ga_{0.89}As с КТ - 5.0 nm, толщина разделяющего слоя GaAs - 42.8nm, средний радиус КТ 12 nm, средняя высота КТ - 5.0 nm, дисперсия радиуса 4.0 nm и высоты 1.0 nm.



Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-00090-а)

[1] Maranganti R., Sharma P., *Handbook of Theoretical and Computational Nanotechnology*, American Scientific Publishers, Vol.1, p.1-44 (2005)

[1] Garcia J.M., et al. Appl. Phys. Lett. **71**, 2014 (1997).

[3] Pietsch U., Holy V., Baumbach T. *High Resolution X-ray Scattering – from Thin Films to Lateral Nanostructures*. New York. Springer-Verlag. 2004. 408 p.

[4] Punegov V.I, Lomov A.A., Shcherbachev K.D. Phys. Stat. Sol. (a), **204**, 2620 (2007)

Изучение процессов формирования рентгеновских линз из фотополимеров

<u>Т.А. Сагдуллин</u>, Л.Г. Шабельников, Д.В. Иржак

Институт Проблем Технологии Микроэлектроники и Особочистых Материалов РАН,

Черноголовка, Россия

Email: <u>tsagdullin@iptm.ru</u>

Рентгеновские преломляющие линзы с симметрией, аксиальной позволяющие фокусировать излучение в точечный фокус, являясь наиболее близким аналогом линз видимого диапазона, привлекают внимание исследователей, начиная с первых работ по их созданию [1]. Вместе с тем разработка линз указанного типа требует постановки неразрушающего соответствующих методов контроля их трехмерной формы. Ранее нами в качестве одного из методов контроля внутренних поверхностей линз был применен метод рентгеновской микротомографии [2], который позволяет воссоздать трехмерную структуру объекта.

Метод фазоконтрастной микроскопии в полихроматическом излучении обладает широкими возможностями для изучения слабопоглощающих объектов различной природы и наиболее прост в осуществлении на лабораторных источниках [4].

В работе проведен сравнительный анализ двух методов неразрушающего контроля рентгеновских линз: рентгеновской микротомографии фазоконтрастной И микроскопии. В качестве объекта сравнения были использованы преломляющие линзы, сформированные помошью лазерной с стереолитографии [2]. Линзы изготавливались из фотополимера RPCureHC300 (фирмы 3DSystems) слоями 0,1 мм при диаметре лазерного пучка 0,23 мм по уровню е⁻² и мощности излучения (λ=325 нм) 11 мВт.

Экспериментальные исследования линз проводились, как и в работе [4], на источнике с вращающимся анодом RU-200 в полихроматическом излучении медного анода при напряжении 50 кВ и токе 150 мА. Геометрия съемки показана на Рис.1.

Следует указать, следуя [3, 4], что фазовый контраст на получаемых снимках обусловлен характеристической компонентой, в то время как более жесткое тормозное излучение создает абсорбционный контраст, связанный с ослаблением. Оценки потоков излучения, сделанные ранее [5] для указанного режима RU-200, дают значения для характеристической компоненты $CuK_{\alpha} \Phi_{\alpha} \cong 6,5*10^{14}$ фотон и. сек * стер соответственно, для сплошного спектра $\Phi_{t} \cong 3,1*10^{14} \frac{\phi omoh}{ce\kappa*cmep}$. Таким образом, поток

характеристического излучения значительно превышает поток тормозного излучения, что улучшает условия формирования контраста, наблюдаемого на снимках.

Характеристикой, важной для получения снимков с фазовым контрастом [3, 4], является длина пространственной когерентности, задающаяся угловым размером источника и длиной волны:

$$L_c = \frac{\lambda}{\pi} = \frac{\lambda L}{\pi}$$

где L - расстояние до источника, s - его линейный размер, σ - угловой размер источника, λ - длина волны излучения.

Для Си K_{α} излучения с $\lambda = 0,154$ нм и источника с линейным размером s = 50 мкм используемого при съемке значение $L_c = 7,5$ мкм. Заметим, что улучшение контраста может быть достигнуто при переходе на синхротронное излучение.

Изображения линз, полученные обоими методами, приведены на Рис.2 и Рис.3. Видно, что внутренняя структура объекта отображается с хорошим разрешением, при этом его детали обладают достаточным контрастом. Наблюдается слоистая структура линз, обусловленная технологией получения, что не отмечалось ранее на сечениях, полученных при реконструкции изображений линз методом рентгеновской микротомографии. На снимках хорошо различимы дефекты внутри линз (пустоты). Время экспозиции для снимков линз временем сравнимо co экспозиции биологического объекта (мухи)

Созданы первые образцы линз из фотополимера методом вращения [6]. Капилляр, заполненный жидким фотополимером Дихром-Люкс, облучали УФ - излучением в процессе вращения. Были изготовлены образцы линз при частотах вращения центрифуги от 3000 до 5000 об/мин (Рис.3).

На снимке преломляющий профиль наблюдается в виде светлой полосы, ограниченный внутренними стенками капилляра. Форма профиля не совпадает с профилем вращающейся жидкости, рассчитанного ранее [7] в рамках простой модели. Профиль линз, близкий к параболическому, был получен в [8], где в процессе вращения происходило испарение растворителя. Особенности перехода фотополимера из жидкой фазы в твердую при облучении необходимо учитывать для получения преломляющего профиля требуемой формы.

Авторы благодарны Рощупкину Д.В за постоянный интерес к работе и помощь в



Рис.1 Схема получения фазоконтрастных изображений. Источник Rotaflex RU-200



Рис.3 Снимок составной системы линз

- В.В. Аристов, Л.Г. Шабельников, УФН, 178, 63 (2008)
- [2] Т.А. Сагдуллин, Л.Г. Шабельников, А.В. Евсеев, В.Е Асадчиков, А.В. Бузмаков, Int. Synchrotron Radiation Conference, 1-17 (2008)
- [3] S.W. Wilkins, T.E. Gurejev, D. Gao, A. Pogany, A.W. Stevenson, Nature 384, 335 (1996)
- [4] И.А. Щелоков, А.С. Кондаков, Д.В. Иржак, Международный научный семинар "Современные методы анализа дифракционных данных", 297 (2006)
- [5] В.В.Аристов, Л.Г.Шабельников, А.П.Зуев Дефектоскопия, №7, 83 (1987)

проведении экспериментов, Щелокову И.А. и Григорьеву М.В. за полезные обсуждения.

Работа поддержана грантом РФФИ 07-02-01015



Рис.2 Снимок линзы, изготовленной методом стереолитографии.



Рис.4 Снимок полимерной линзы в капилляре, полученной при частоте вращения 2900 об/мин.

- [6] Л.Г. Шабельников «Способ изготовления рентгеновских преломляющих линз с профилем вращения», патент №2297681, приоритет от 10.10.2003, зарегистрирован 20.04.2007
- [7] Л.Г.Шабельников, Э.Б.Фельдман,
 М.Г.Рудавец Поверхность. Рентгеновские,
 Синхротронные, Нейтронные Исследования,
 №1, 46 (2002)
- [8] Л.Шабельников, Р.Э.Александрович, С.В.Бондаренко, И.В.Пикулин, В.А.Токарев, А.Н.Ховрин, в сб. Рентгеновская оптика, ИФМ РАН, Нижний Новгород, 299 (2002)

Трансформация рентгеновских пучков при отражении от искривленных многослойных покрытий

М.М. Барышева, А.М. Сатанин

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

Ранее были предложены эффективные методики, позволяющие получать важную информацию о микропараметрах многослойных периодических структур (МПС) - рентгеновских зеркал. Стандартный метод основан на данных рефлектометрии, когда измеряется угловая зависимость коэффициент отражения для нескольких длин волн [1]. При этом ясно, что методы рефлектометрии не дают информацию о фазе отраженных волн, поскольку на опыте измеряется только интенсивность. Поскольку решение обратной задачи по определению микропараметров системы вызывает известные трудности, то необходим поиск новых методов, позволяющих получать дополнительную информацию о параметрах МПС.

Ранее нами было показано, что дополнительная фазовая информация может быть получена при изучении латерального смещения сколлимированных волновых пучков при отражении от МПС [2]. Этот эффект вполне аналогичен сдвигу волнового пучка в оптике (эффект Гооса-Хенхен). Суть дела видна из рис.1, где схематически показано смещение отраженных пучков s- и р –поляризаций (проникающих внутрь МПС соответственно на характерные глубины ℓ_s и ℓ_p).



Рис. 1. Схема отражения s- и p- поляризованного излучения от многослойной структуры

Очевидно, что сдвиги пучков определяются соотношениями $\Delta_{s,p} = 2\ell_{s,p} tg \theta$, где θ - угол паления. Ллины проникновения можно выразить через производные фаз от коэффициентов отражения по углу падения и, выразить смещения тем самым, через параметры системы. Основной проблемой практического применения обсуждаемого эффекта в рентгеновской оптике является измерение сдвига пучка.

В данной работе мы покажем, что на искривленных рентгеновских зеркалах (МПС,

нанесенных на кривые поверхности, например, на фрагмент цилиндра и сферы) может иметь место своеобразная трансформация (отражение под разными углами или расходимость) пучков на составляющие с разной поляризацией (см. рис. 2.), которая, в принципе, может быть изучена экспериментально. Как и в случае плоской поверхности, эти данные позволяют определить фазы волн.



Рис. 2. Схематическое поведение пучков s- и рполяризованного излучения при отражении от цилиндра, покрытого многослойной структурой

Качественно угол расходимости можно оценить

как
$$\Delta \theta \approx 2 \left(\frac{\ell_p - \ell_s}{R} \right) t g \theta$$
, где R – радиус

кривизны (радиус цилиндра). Оценки показывают, что для типичных МПС величина угла достигает заметных величин.

Для цилиндрических и сферических поверхностей найдено выражение для волнового поля путем решения уравнения для различных поляризаций и гармоник, и вычислен угол расходимости. Для расчета амплитуды и фазы отраженных волн получены рекуррентные уравнения, обобщающие методы, развитые для плоских МПС [1]. Обсуждается зависимость полученных величин от параметров МПС.

Работа поддержана грантом РФФИ № 08-02-01015-а

 Виноградов, А.В. и др. Зеркальная рентгеновская оптика,. Л. Машиностр. (1989).
 М.М.Барышева, А.М. Сатанин, Латеральный сдвиг рентгеновских пучков и определние фазы при рефлектометрии многослойных структур Журнал технической физики, 2008.Т. 78. С. 77-83.

Применение титановых фильтров для измерения оптических констант двумерных самоорганизующихся протеиновых структур (S-layer).

<u>B.H Сивков¹</u>, C.B. Некипелов¹, K. Kummer², D.V. Vyalikh², A. Bluher, I. Merting³, M.Merting⁴, S.L.Molodtsov²

¹Komi Science Center, Russian Academy of Science, Ural Division, Syktyvkar 167982, Russia
 ²Institute of Solid State Physics, Dresden University of Technology, D-01062 Dresden, Germany
 ³Martin-Luther-Universit at Halle-Wittenberg, Fachbereich Physik, D-06099 Halle, Germany
 ⁴BioNanotechnology and Structure Formation Group, Max Bergmann Center of Biomaterials and Institute of Materials Science, Dresden University of Technology, D-01062 Dresden, Germany

Потенциальная возможность создания неорганических и неорганическо-органических гибридных наноструктур С помощью уникальных самоорганизующихся биомолекул, благодаря их определенным структурным и химическим свойствам и физико-химическим свойствам поверхности, была их продемонстрирована помощью С биомолекулярных шаблонов (biomolecular templates, BT) [1]. Примером является рост строго упорядоченной системы наночастиц на поверхности бактериальных протеиновых слоев (S laver), которая приводит к образованию металлических и гибридных наночастиц с очень высокой структурной плотностью и качественно новым материалам [4-5]. Транспортные и свойства, также процессы магнитные а химического взаимодействия в таких гибридных системах обуславливаются свойствами как неорганических наночастиц, так и ВТ. В течение последних лет нами были проведены фотоэмиссионные и NEXAFS (near-edge x-ray absorption fine structure) исследования с целью изучения электронной структуры регулярных двухмерных S layer из Bacillus sphaericus NCTC 9602 [6-8]. Все эти NEXAFS измерения проводились методом полного электронного выхода (Total Electron Yield, TEY). При этом TEY измерялся в относительных сигнал без корректного учета единицах влияния фонового излучения. Целью настоящей работы является проведение исследований спектральных зависимостей сечений поглощения S layer из B. sphaericus NCTC 9602 в широкой области энергий 270-580 эВ с применением метода титановых абсорбционных фильтров [9,10] и получение распределения сил осцилляторов в области NEXAFS C1s и N1s краев поглощения.

Образцы для исследования S laver приготовлялись на поверхности кремниевой предварительно пластины $[SiO_x/Si(100)]$ очищенной бомбардировкой ионами аргона и затем естественно окисленной на воздухе. Методика приготовления S layer из B. sphaericus NCTC 9602 описана ранее в работе [4]. Осажденные слои S layer тестировались

электронной методами трансмиссионной спектроскопии, сканирующей электронной микроскопии сканирующей силовой И микроскопии. Упорядоченный протеиновый слой S layer на поверхности [SiO_x/Si(100)] имеет симметрию p4 с постоянной решетки 12.5 нм и сложную структуру пор с диаметром 2-3 нм. При этом покрытие поверхности кремния протеином было не менее 80-90%, и толщина слоя S layer составляла 5.0 нм. Каждая отдельная ячейка периодической решетки S layer состоит из четырех одинаковых фрагментов, каждый из которых включает в себя 1228 аминокислот и имеет молекулярный вес ~130 kDa [11]. В состав субединицы S laver входят все альфааминокислоты за исключением Cyseine и 1817 атомов азота. При этом на один атом азота в среднем приходится 3.8 атомов углерода, 1.2 атома кислорода, 7.7 атомов водорода, 0.0026 атомов серы и 81% атомов азота находится в составе пептидной группы.



Рис.1. Спектральная зависимость интенсивности СИ и сигнал ТЕУ и S layer.

Исследования проводились с использованием излучения Русско-Германского канала выхода и монохроматизации СИ синхротронного источника BESSY-II. Сигнал ТЕҮ пропорционален произведению интенсивности падающего СИ и сечению поглощения (СП), поэтому СП в относительных единицах может быть получено путем деления ТЕҮ на интенсивность СИ в относительных единицах. Интенсивность СИ определялась из ТЕҮ чистого Si с использованием атомных СП. Эта зависимость проводилась к абсолютной шкале с путем нормировки парциальной N1s суммы



Рис.2. Спектральная зависимость сечений поглощения S layer. Штрихованными линиями отмечены интерполяционные зависимости.



Рис.3. Спектральные зависимости парциальных N1s сечений поглощения S layer. Штриховыми линиями отмечено выделение площади π* и σ* резонансов в спектре.



Рис.4. Спектральные зависимости парциальных C1s сечений поглощения S layer (1) и молекулы бензола на один атом углерода (2). Штриховыми линиями отмечено выделение площади π^* и σ^* резонансов в спектре S layer.

сил осцилляторов S layer по сумме парциальных N1s сил осцилляторов азотсодержащих соединений [12]. Получаемая таким методом спектральная зависимость СП относится к некоторой усредненной полиатомной группе NO_{1.2}C_{3.8}Si_vO_xC_z, которая является характерным структурным элементом S layer на кремниевой подложке. Методом подгонки экспериментальной кривой к сумме атомных СП [13] были определены коэффициенты x=2.8±1, y=2.3±0.2 и z=3.5±0.1. После вычитания вклада кремниевой подложки в СП была получена спектральная зависимость СП для S layer (см. рис.1). На рис.2 и 3 показаны парциальные C1s и N1s сечения поглощения S layer. Анализ NEXAFS имеющихся в литературе C1s и N1s спектров аминокислот, химического состава S laver показал, что 80% атомов С и 90% атомов N в составе протеина дают вклад в силу осцилляторов первого интенсивного пика поглощения А и находятся в пептидной группе CONH. Таким образом, определив из парциальных 1s спектров силы осцилляторов полосы А (см. рис.2-3), нетрудно рассчитать силы осцилляторов л_{СОNH} – резонансов как 0.0132 (N1s - спектр) и 0.0144 (С1s - спектр).

Исследования проведены при финансовой поддержке гранта РФФИ №09-02-00049а и двухсторонней программы Российско-Германской лаборатории на BESSY-II.

- [1] Mann, S. Nature, 365, 499(1993).
- [2] Queitsch, U.; Mohn, E.; Schäffel, F.; Schultz, L.; Rellinghaus, B.; Blüher, A.; Mertig, M. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 113114(2007).

[3] Mertig, M.; Wahl, R.; Lehmann, M.; Simon, R.; Pompe, W. *Eur. Phys. J.* D. **16**, 317(2001).

- [4] Wahl, R.; Mertig, M.; Raff, J.; Selenska-Pobell,
- S.; Pompe, W. *Adv. Mater.* **13**, 736(2001).
- [5] Aichmayer, B.; Mertig, M.; Kirchner, A.; Paris,O.; Fratzl, P. *Adv. Mater.* 18, 915(2006).

[6] Vyalikh, D.V.; Danzenbächer, S.; Mertig, M.; Kirchner, A.; Pompe, W.; Dedkov, Yu.S.; Molodtsov, S.L. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 238103(2004).

[7] Vyalikh, D.V.; Kirchner, A.; Danzenbächer, S.; Dedkov, Yu.S.; Kade, A.; Mertig, M.; Molodtsov, S.L. *J. Phys. Chem.* B**109**, 18620(2005).

[8] Vyalikh, D.V.; Kirchner, A.; Kade, A.; Danzenbächer, S.; Dedkov, Yu.S.; Mertig, M.; Molodtsov, S.L. *J. Phys. Condens. Matter* **2006**, **18**,131(2000),.

[9] Sivkov V. N., Vinogradov A. S., Nekipelov S.V., Sivkov D.V., Vyalikh D.V., Molodtsov S. L. *Optics & Spectroscopy*. **101**, 724(2006).

[10] Sivkov V. N., Vinogradov A. S., Nekipelov S.V., Sivkov D.V., Vyalikh D.V., Molodtsov S. L. *Optics & Spectroscopy* **102**, 367(2007).

[11] UniProt database, www.uniprot.org.

[12] Sivkov V. N., Vinogradov A. S.Optics & Spectroscopy. **63**, 395(2002).

[13] Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C.//Atom. Data and Nucl. Data Tables. **54**, 144 (1993).
Изображение дефектов в плосковолновой топографии при разном освещении

И. А. Смирнова, Э.В. Суворов

Институт физики твердого тела РАН, 142432, Черноголовка, Московская область, Россия e-mail: <u>irina@issp.ac.ru</u>

исследования реальной Для структуры кристаллов широко используются различные методы рентгеновской топографии, они обладают высокой чувствительностью К нарушениям идеальности кристаллической решетки и позволяют получить информацию об объемном распределении дефектов без нарушения целостности и качества Однако образца. для большинства экспериментальных ситуаций возможен лишь качественный анализ наблюдаемого изображения дефектов. При этом количественный анализ рентгеновского дифракционного изображения дефектов в кристаллах требует решения системы дифференциальных уравнений Такаги [1]. Как известно, точного аналитического решения системы уравнений с произвольной функцией β_H построить не удается, поэтому теория дифракционного контраста развивается в двух Первый подход направлениях. связан С приближенными методами решения системы уравнений (1) и качественным анализом основных деталей изображения. На этом пути эффективными приемами расшифровки изображения является метод функций влияния, метод геометрической оптики. Второй подход связан с использованием численных математических методов решения уравнений (1) для дефектов различного типа. Численные методы позволяют не только моделировать изображение дефектов различного типа, но и рассчитывать изображение для вида фронта произвольного падающей рентгеновской волны.

В настоящей работе приведены результаты моделирования дифракционного численного контраста дефектов в случае падающей плоской вакуумной волны (бесконечный фронт падающей волны). Дефектом является прямолинейная краевая перпендикулярная дислокация поверхности монокристалла кремния. Рассмотрено изображение дислокации в толстом кристалле кремния при разном освещении (при разных углах падения излучения на кристалл), и далее проведено интегрирование изображений по углу падения. Полученные изображения сопоставляются с экспериментальными изображениями. Секционные изображения дислокации ранее были исследованы в работах [2,3].

Рассмотрим дифракцию пространственно неоднородной рентгеновской волны в деформированном кристалле. Пусть на кристалл падает когерентное монохроматическое излучение. В кристалле выполняются условия дифракции по Лауэ. Распространение излучения в кристалле описывается уравнениями Такаги [1]:

$$\begin{cases}
\frac{\partial \psi_o}{\partial s_o} = -i\pi KC \chi_{-H} \psi_H, \\
\frac{\partial \psi_H}{\partial s_H} = -i\pi KC \chi_H \psi_0 + i2\pi K \beta_H \psi_H
\end{cases}$$
(1)

где функция β_H характеризует локальную разориентацию отражающих плоскостей

$$\beta_{H} = \beta_{o} - \frac{1}{K} \frac{\partial (\mathbf{HU})}{\partial s_{H}},$$

$$\beta_{o} = -\Delta \theta \sin 2\theta_{B} + \chi_{Hr} (\gamma_{1} / \gamma_{0} - 1) / 2 \qquad (2)$$

В случае дислокации перпендикулярной поверхности кристалла контуры постоянных угловых разориентаций отражающих плоскостей (2), связанные с полем смещений дислокации, представляют собой прямые линии параллельные дислокационный линии и пересекают весь кристалл. Например, на расстоянии от линии дислокации 15µm максимальная разориентация имеет величину 0.14 угл.сек., на расстоянии 50µm -0.043 угл.сек., 100µт - 0.021 угл.сек. Данные разориентации меньше угловой области отражения кристалла. Поэтому наблюдаемое на выходной поверхности распределение интенсивности в кристалле с таким дефектом будет иметь динамический характер, исключением 3a центральной области порядка 5µm.

При расчетах изображений дислокации приведение системы (1) к уравнениям в конечных разностях осуществлялось неявным методом второго порядка точности. Начальные условия, т.е. граничные условия на входной поверхности, задавались, как было предложено в [4]. На входной поверхности кристалла:

$$\begin{cases} \psi_O(x_i) = \psi_a(x_i), \\ \psi_H(x_i) = 0 \end{cases}$$

где $\psi_a(x_i) = const$ амплитуда падающей волны на входной поверхности кристалла. Распределение интенсивности дифрагированной и прошедшей волны на выходной поверхности:

$$I_{H}(x_{i}) = |\psi_{H}\psi_{H}^{*}|$$
 и $I_{0}(x_{i}) = |\psi_{0}\psi_{0}^{*}|$

Интегрирование системы уравнений проводилось по сходящейся трехточечной схеме, количество расчетных точек на каждом

нижележащем слое уменьшается на две. Площадь засветки кристалла выбиралась таким образом, чтобы справа и слева от дислокации в плоскости рассеяния оставался идеальный кристалл.

На рис.1 показана кривая отражения идеального кристалла Si(220), коэффициент отражения равен 0.089, ширина кривой качания на половине высоты 1.2 угл.сек..



Рис.1 Кривая отражения, σ - поляризация, излучение Cu $K_{\alpha l}$, T = 1810 µm.





Рис.2 Моделирование, рабочая точка I_w(a)= I_w(b)= 5*I_w(c), Δθ равен : a) 0 угл.сек., b) 0.309 угл.сек., c) 1.0 угл.сек..



Рис.3. Интегральное изображение дислокации.
а) - топограмма линейного сканирования,
b) – моделирование, диапазон интегрирования 2.8 угл.сек.

Точками показаны углы падения при которых распределения проводилось моделирование интенсивности на выходной поверхности кристалла - рис.2 ($T=1810\mu m$, $\mu T = 28.4$, ширина фрагментов 600 µm). изображения Центр изображений соответствует выходу линии дислокации на нижнюю поверхность образца. Хорошо видно, что изображение дислокации различно при разных углах падения излучения на образец. Анализ изображений можно проводить в приближении геометрической оптики аналогично тому, как это делалось в работах [5,6] или работе [7] в методе секционной топографии. На рис.3 представлено моделирование углового сканирования кристалла с дислокацией т.е. выполнено интегрирование изображения дислокации по углу падения. Шаг интегрирования 0.004 угл.сек., диапазон 2.8 угл.сек.. Видно, что при интегрировании изображения дислокации пропадают осциллирующие детали изображения полученное изображение соответствует и изображению дислокации сканирующей в топографии (рис. 3).

Таким образом в работе рассмотрены особенности формирования изображения дефектов в топографии при разном освещении на примере краевой дислокации, расположенной перпендикулярно поверхности образца. Изображение дислокации в плосковолновой топографии зависит от угла падения излучения на кристалл и ориентации вектора Бюргерса. В поглощающем кристалле при $\Delta \theta \neq 0$ изображения дислокации не имеет элементов симметрии. Изображение краевой дислокации в топографии поглощающем углового сканирования в кристалле в целом не имеет элементов симметрии и состоит из центральной части, которая соответствует розетке эффективных угловых разориентаций и кинематического изображения дислокационной линии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований грант 09-02-00731.

[1] S. Takagi. J. Phys.Soc.Japan 26, 5, 1239 (1969).

[2] Смирнова И.А., Суворов Э.В., Шулаков Е.В.. ФТТ, 49, 6, 1050-1056 (2007).

[3] Суворов Э.В., Смирнова И.А., Шулаков Е.В.. Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед. 12, 12-19 (2005).

[4] Y. Epelboin, P Riglet. Phys. Stat. Sol.(a) 54, 2, 547 (1979).

[5] Инденбом В.Л., Чуховский Ф.Н. УФН, том 107, вып. 2, 229-265 (1972)

[6] Кон В.Г. Кристаллография, т. 53, №2, 203-209 (2008)

[7] Суворов Э.В., Смирнова И.А., Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед. 3, 12-19 (2008).

Особенности и методы установки сверхточной оптики в оправы

Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

e-mail: write75@rambler.ru

Особенностью сверхточных оптических элементов является чувствительность их формы поверхностей к зажимам в оправы, гравитации, температуре и другим факторам. Особо остро эта проблема стоит лля многоэлементных оптических систем. суммарные волновые деформации которых можно оценить как $\sqrt{N \cdot rms_1}$, где N - число элементов в системе и rms, - деформация одного элемента. Таким образом, задача контроля деформаций элементов при установке в индивидуальные оправы имеет важное практическое значение.

В данной работе, с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения [1] было изучено влияние различных способов установки оптических элементов в оправы на деформацию формы поверхности.

В качестве исследуемого образца выступало сферическое зеркало с диаметром равным 130 мм и радиусом кривизны – 260 мм, которое было ранее аттестовано и скорректировано до значения параметра RMS ≈ 30 А. На рис. 1 представлена схема измерения формы поверхности справа и фотография интерферометра слева.



Рис.1 Оптическая схема интерферометра. 1 – ПК, 2 регистрирующая система, 3 наблюдательная система, 4 – ВИСВ, 5 – плоское зеркало с острым краем, направляющее отраженный от исследуемой детали свет в регистрирующую систему. 6 трехкоординатный прецизионный стол, 7 исследуемая вогнутая поверхность, 8 одномодовое оптическое волокно, 9 - коробка с поляризационными контроллерами и фазовращателем, 10 - Не-Ne лазер, 11 - область вклейки детали в оправу.

Сначала зеркало клали на шлифованную металлическую поверхность под собственной тяжестью. После измерений была получена карта поверхности, показанная на рис. 2а.



Рис.2 Поворот сферического зеркала, свободно лежащего на шлифованной металлической поверхности.

Видно, что параметр RMS хуже в 4 раза, а сама карта сильно деформирована. При повороте зеркала на 90° и 180° карта поверхности не повернулась (см. рис. 2б,в), а параметры остались на том же уровне. После поворота оправы вместе с зеркалом на 90° (зеркало относительно оправы не поворачивалось), карта поверхности повернулась на тот же угол.



Рис.3 Поворот сферического зеркала в оправе на сукне.

На основании приведенных фактов, можно сделать вывод, что при таком методе установки зеркала в оправу, когда оно свободно под собственной тяжестью лежит на шлифованной металлической поверхности, возникают точечные механические контакты между

оправой. леформирующие леталью И поверхность зеркала. Так как деформации довольно большие по сравнению с параметрами зеркала, поэтому поворота карты поверхности, при повороте зеркала, не происходит. Изучалась возможность применения более мягкого материала – фторопласта. Ожидалось, что из-за пластической деформации фторопласта, область механического контакта расширится, приведет к "разгрузке" детали и, соответственно, уменьшению ее деформации. Однако результат оказался примерно тем же. Эти экспериментальные данные указывают на то, что оптические методы традиционные механического закрепления деталей в оправы не годятся в случае точных и сверхточных оптических элементов. Кроме того, необходимо решать две проблемы. Первое – это найти способ установки детали в интерферометр, лпя аттестации ее на стадии изготовления и когда, соответственно, деталь не закреплена в какиелибо оправы. Второе – закрепление детали в механические оправы для последующего использования в оптических приборах.

Первоначально, зеркало изучалось на мягком сукне, приклеенном на шлифованную металлическую поверхность. После измерений были получены карты поверхности, показанные на рис. 3. Видно, что параметры резко vменьшились более чем в 3 раза и соответствуют исходным параметрам зеркала, полученным ранее. Также наблюдается хороший поворот поверхности при соответствующем карты повороте зеркала, а точность измерений составила $\pm 1,1$ A (среднее PV = 219,6 $\pm 11,7$ A, RMS = 29,3 ± 1,1А). Таким образом, для подобного типа зеркал для аттестации в интерферометре зеркало может устанавливаться суконное покрытие без появления на дополнительных деформаций поверхности.

Но для практического использования в оптических приборах данный метод крепления имеет несколько недостатков:

1. Зеркало лежит свободно под собственной тяжестью на суконном покрытии и любые его смещения, приводящие к контакту с боковыми поверхностями оправы, могут привести к дополнительным неконтролируемым деформациям и к разъюстировке прибора.

2. Сукно не является высоковакуумным материалом и не может применяться в объективе нанолитографа, т.е. необходимо искать другие способы крепления зеркала.



Рис. 4. Поворот сферического зеркала, вклеенного в оправу.

Для фиксации зеркала было предложено вклеить его в оправу с помощью клея-герметика на основе кремний-органики. Как показала его применения в различных практика вакуумных узлах, он сочетает в себе упругие свойства резины и низкое давление насыщенных паров. После измерений были получены карты поверхности, показанные на рис. 4. Видно, что наблюдается хороший поворот, а разброс несколько параметров даже уменьшился (среднее PV = $238,9 \pm 5,2$ A и RMS = $29,5 \pm 0,9$ A).

В результате данного исследования были найдены методы крепления и установки точных оптических деталей в интерферометр и другие оптические приборы.

Данная работа поддержана грантами РФФИ 08-02-00873-а, 07-02-00190-а и 09-02-00912-а

[1] Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников и др., Российские нанотехнологии, Том 3, №9-10, С. 90-98 (2008).

Расчет частотно-контрастной характеристики рентгеновских изображений формируемых при дифракции рентгеновских лучей от поверхности кристаллов, имеющих колончатую структуру

<u>В.Н. Трушин</u>, А.С. Маркелов, Е.В. Чупрунов.

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского 603950, Нижний Новгород, Россия, trushin@phys.unn.ru

В предыдущих работах [1,2] нами была показана возможность формирования пространственно неоднородных по интенсивности рентгеновских пучков (рентгеновских изображений (РИ)). Недостатком данного способа формирования РИ является их малая разрешающая способность (РС), которая определяется в основном теплопроводностью кристаллов.

В данной работе нами исследуется возможность повышения РС РИ посредством изменения геометрии структуры поверхности кристалла. При моделировании поверхность кристалла разбивается на ячейки, пространство между которыми углубляется, в результате поверхность кристалла представляет собой колончатую структуру (КС).

Поверхность такой структуры можно представить в виде матрицы, светоприёмника, состоящего из «пикселей-колонок» с нанесенным на них поглощающим свет покрытием, на которое проецируется оптическое изображение. Оптическое изображение формирует в КС (ПП), структура которого тепловое поле связанно оптическим функционально с образуется изображением. В результате

неоднородный тепловой поток Q, направленный от поверхности КС к ее основанию. Для обеспечения стационарности ТП на поверхности КС, температура основания поддерживается постоянной с помощью термостата. По аналогии с тем, что при попадании квантов света на пиксель матрицы с зарядовой связью (ПЗС матрицы) в нём образуется заряд, величина которого пропорциональна числу упавших квантов, в случае КС повышается температура «пикселя-колонки» изменяющая параметры решетки кристалла. Считываемая информация с поверхности такой «матрицы» содержится в дифрагированном пучке, в виде пространственно модулированного интенсивности по рентгеновского излучения.

Увеличение РС РИ, сформированных с помощью КС, связано с уменьшением теплообмена между элементами КС, что улучшает функциональное соответствие между оптическим изображением и картой температурного поля, а, следовательно, и РИ.

На рис. 1а приведена расчетная частотноконтрастная характеристика РИ, для трех значений теплового потока Q падающего на поверхность КС.



Рис. 1. Частотно-контрастная характеристика рентгеновских изображений (а), рассчитанная для колончатой структуры с толщиной основания $h_0 = 2$ мм, высотой колонок $h_{onr} = 80$ мкм, теплопроводностью $\chi = 1.256$ Вт/м·К, при различных тепловых потоках: (1) - 100000 Вт/м², (2) – 150000 Вт/м², (3) - 200000 Вт/м²). Теплопроводность среды $\chi_{cp} = 0.025$ Вт/м·К. (b) – Исходное изображение, используемое в качестве входного при расчете поля температур. (c) - Расчетное рентгеновское изображение.

Полученная зависимость указывает на возможность формирования двумерных РИ Чтобы изображений. показать это, нами проведено моделирование формирования РИ для случая теплового потока через KC. распределение в котором соответствует распределению градаций серого цвета картины размером 40 на 40 точек (пикселей), показанной на рис. 1b. Для этого исходное изображение переводилось в тепловой поток, цвету каждого пикселя ставилось в соответствие значение теплового потока. Черному цвету соответствовал поток 40000 BT/м², белому цвету отсутствие теплового потока. Количество колонок в КС соответствовало количеству пикселей И равнялось 1600. Размеры колонок 500 на 500 мкм, расстояние между ними 100 мкм, высота колонок 200 мкм, высота основания КС 500 мкм. Для заданного распределения теплового потока рассчитывалось температурное поле на глубине 10 мкм от поверхности колончатой структуры.

Расчетное поле температур использовалось для расчета контраста РИ. Ширина исходной кривой дифракционного отражения задавалась 40 угл.сек. Рабочая точка на расчетной КДО выбиралась из соображения оптимальности контраста в центральной области РИ. Расчетное РИ приведено на рис. 1с. Относительно небольшой размер (40 на 40 точек) используемого изображения связан, прежде всего, с ресурсоемкостью вычисления поля температур для трехмерного образца. Как следствие, качество рассчитанного рентгеновского изображения не высокое, но достаточное для качественной оценки возможностей данного метода.

Проведенные расчеты показали, что РС РИ сформированных с использованием КС фактически определяется геометрическими параметрами колонок, и теоретически может составлять более 30 п.л./мм. Практически РС ограничивается технологией получения таких структур и их совершенством.

[1] Трушин В.Н., Жолудев А.А., Фаддеев М.А., и др. / Формирование рентгеновских изображений воздействием оптического изображения на дифрагирующий кристалл ниобата лития // Журнал Технической Физики. 1997. Т.67. №9. С.76-79.

[2] Трушин В.Н., Маркелов А.С. Чупрунов Е.В., Жолудев А.А. Формирование рентгеновских изображений с помощью теплового воздействия света на поверхность дифрагирующего кристалла //Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтронные исследования. 2007, №.2, стр.44-48.

Обобщенная теория динамической дифракции рентгеновского излучения изогнутыми совершенными кристаллами

<u>Т.Чен</u>

Московская государственная академия тонкой химической технологии им. М.В. Ломоносова, Проспект Вернадского, 86, Москва, Россия e-mail: <u>chen.tt@mail.ru</u>

Динамическая теория дифракции

рентгеновского излучения идеальными кристаллами с квадратичным полем смещений атомов была развита в 70-х годах прошлого столетия [1, 2]. Однако, эта теория была построена для брэгговских углов $\theta_B \neq \pi/2$. В настоящей работе представлена теория динамической дифракции рентгеновских лучей изогнутыми совершенными кристаллами, применимая для всех углов дифракции, включая $\theta_B = \pi/2$ (обратная дифракция).

Пусть монохроматическая сферическая волна E_0 (r, t) = $E_0 \times \exp(ik_0 r - i\omega t)$ падает на двухосно изогнутый кристалл. Волна E_h дифракционно отражается в направлении волнового вектора $k_h = k_0 + h$, h – вектор обратной решетки совершенного неизогнутого кристалла.

Волновое поле в кристалле E(r, t) представляет собой когерентную суперпозицию проходящей и дифрагированной волн:

 $E(\mathbf{r}, t) = [E_0 \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}) + E_h \exp(i\mathbf{k}_h \mathbf{r})] \times \exp(-i\omega t), \qquad (1)$ $E_{0, h} = E_{0, h} \mathbf{e}_{0, h}, \mathbf{k}_h^2 = \mathbf{k}_0^2 = k^2.$

Подставляя (1) в волновое уравнение Максвелла, получаем систему

дифференциальных уравнений второго порядка: $AE = 2ik((1 + x^2)^{1/2}) \frac{\partial E}{\partial E}_0 = 2kix \frac{\partial E}{\partial E}_0 = k^2 x E$

$$\Delta E_0 - 2i\kappa \{(1-\gamma_0)\} = \frac{1}{\partial x} - 2\kappa i\gamma_0 \frac{1}{\partial z} - \kappa \chi_0 E_0 - k^2 P \chi_{-h} \exp(ihu) E_h = 0, \qquad (2)$$

$$\Delta E_{\rm h} - 2ik\{(1-\gamma_{\rm h}^2)^{1/2}\} \frac{\partial E_{\rm h}}{\partial x} - 2ik\gamma_{\rm h} \frac{\partial E_{\rm h}}{\partial z} - k^2 \chi_0 E_{\rm h}$$

 $-k^2 P \chi_{\rm h} \exp(-ihu) E_0 = 0,$

где $\gamma_{0, h}$ – направляющие косинусы падающей и дифрагированной волн соответственно, $P = (e_0, e_h)$ – поляризационный фактор.

Отбросив производные второго порядка в (2), получаем уравнения Такаги-Топэн [3-5], справедливые для $|\gamma_{0,h}| \neq 1$. В частности, уравнения Такаги-Топэн имеют место и при обратной дифракции, когда волна падает на кристалл не вдоль нормали к поверхности.

В случае обратной дифракции при *нормальном* падении излучения на кристалл в уравнениях (2) пропадают производные первого порядка по x от амплитуд $E_{0,h}$ и необходимо оставить

производные второго порядка по координате x. Также в этих уравнениях присутствуют производные второго порядка от $E_{0,h}$ по y. Наличие производных второго порядка по Xприводит к тому, что при обратном отражении в меридиональной плоскости, содержащей ось X, ширина области полного отражения пропорциональна квадратному корню из фурьекомпоненты рентгеновской поляризуемости. Следовательно, и вдоль сагиттальной оси Yотражение имеет угловую область *полного отражения*, размер которой пропорционален квадратному корню из фурье-компоненты рентгеновской поляризуемости.

Амплитуда дифрагированной волны на поверхности изогнутого кристалла:

$$E_{h}\left(x, y, z \cong -\frac{t}{2}\right) \cong \frac{\tau^{S} \gamma_{0}}{16\pi L_{0}\left(\gamma_{h}\sqrt{1-\gamma_{0}^{2}}-\gamma_{0}\sqrt{1-\gamma_{h}^{2}}\right)} \times \sqrt{\frac{2\pi}{ik\alpha_{0y}}} \exp(ikL_{0}) \times \exp\left\{ik\left(\frac{\gamma_{h}x^{2}}{2R_{x}}+\frac{\gamma_{h}y^{2}}{2R_{y}}-\frac{\xi_{s}^{2}}{2L_{0}}+\frac{y_{s}^{2}}{2L_{0}}\right)\right\} \times \int dq_{x}G_{h}\left(q_{x}+q_{0x}\right) \exp\left\{-i\frac{q_{x}^{2}}{2k\alpha_{0x}}-iq_{x}\left(x-\frac{\gamma_{0}\xi_{s}}{\alpha_{0x}}\right)\right\} \times \int dq_{y}G_{h}\left(q_{y}\right) \exp\left\{-i\frac{q_{y}^{2}}{2k\alpha_{0y}}-iq_{y}\left(y-\frac{y_{s}}{\alpha_{0y}L_{0}}\right)\right\}.$$
 (3)

где $\alpha_{0x} = \gamma_0^2 / L_0 - \gamma_0 / R_x$, $\alpha_{0y} = 1 / L_0 - \gamma_0 / R_y$,

 L_0 – расстояние от источника сферической волны до кристалла, изогнутого с радиусом R_x в меридиональной плоскости и с радиусом R_y в сагиттальной плоскости,

$$G_h(\boldsymbol{q}) = \iint d\boldsymbol{r} \, G_{h0} \exp\left(i\boldsymbol{q}\boldsymbol{r}\right), \tag{4}$$

 G_{h0} – функция Грина, которую представим в виде произведения двух независимых функций Грина в двух перпендикулярных плоскостях: $G_{h0} = G_{h0}(x) G_{h0}(y)$. Функция $G_h(q)$ для совершенного кристалла, определяющая амплитуду отражения плосковолновой гармоники q, равна:

$$G_{h}(q) = \frac{2i}{q + \sqrt{q^{2} - \frac{4\pi^{2}\gamma_{0}^{2}\gamma_{h}^{2}}{\Lambda^{2}\left(\gamma_{h}\sqrt{1 - \gamma_{0}^{2}} - \gamma_{0}\sqrt{1 - \gamma_{h}^{2}}\right)^{2}}},$$
(5)

где $\Lambda = \frac{\lambda \sqrt{|\gamma_0 \gamma_h|}}{P \sqrt{|\chi_h \chi_{-h}|}}$ – экстинкционная длина для

совершенного кристалла,

$$q_{0x} = \frac{k\chi_0(\gamma_h - \gamma_0)}{2\left(\gamma_h \sqrt{1 - \gamma_0^2} - \gamma_0 \sqrt{1 - \gamma_h^2}\right)},$$
 (6)

 $\tau^{S} = -ir_{e} F(2\theta_{B})N\lambda P/\sin \theta_{B}$ – коэффициент отражения идеальной (неизогнутой) отражающей атомной плоскостью, $r_{e} = e^{2}/mc^{2}$ – классический электронный радиус, *F* – структурный фактор, *N* – число отражающих центров, приходящихся на единицу площади отражающей плоскости, *e* – заряд электрона, *m* – масса электрона.

Используя рентгено-оптический принцип Гюйгенса-Френеля, для амплитуды дифрагированной волны в вакууме на расстоянии L_h от кристалла получим:

$$E_{h}(\mathbf{r}_{P}) \cong \tau^{S} (\alpha_{0x} \alpha_{0y} \alpha_{hx} \alpha_{hy})^{-\frac{1}{2}} \gamma_{0} \gamma_{h} \sin^{2} \theta_{B} [4\pi^{2} \lambda L_{0} L_{h} \{(1 - \gamma_{0}^{2})^{1/2} \gamma_{h} - - \gamma_{0} (1 - \gamma_{h}^{2})^{1/2} \}]^{-1} \int dq_{x} G_{h}(q_{x} + q_{0x}) \exp[i \Phi_{I}(q_{x})] \int dq_{y} G_{h}(q_{y}) \exp[i \Phi_{2}(q_{y})],$$
(7)

где эйкональные функции в меридиональной и сагиттальной плоскостях:

$$\begin{split} \Phi_{l}(q_{x}) &= -q_{x}^{2}(\alpha_{0x}^{-1} + \alpha_{hx}^{-1})/2\alpha + q_{x}(\gamma_{h}\xi_{p}/\alpha_{hx}L_{h} + \gamma_{0}\xi_{s}/\alpha_{0x}L_{0}), \end{split} \tag{8} \\ \Phi_{2}(q_{y}) &= -q_{y}^{2}(\alpha_{0y}^{-1} + \alpha_{hy}^{-1})/2\alpha + q_{y}(y_{p}/\alpha_{hy}L_{h} + y_{s}/\alpha_{0y}L_{0}), \\ \alpha_{hx} &= \gamma_{h}^{2}/L_{h} + \gamma_{h}/R_{x}, \ \alpha_{hy} = 1/L_{h} + \gamma_{h}/R_{y}. \end{split} \tag{9}$$

Вертикальная фокусировка типа Гамоша[6, 7] происходит, если $\alpha_{hy} = -\alpha_{oy}$. В случае, если размер области, освещаемой падающим на кристалл пучком вдоль оси *Y*, $y_i < y_{e \ f \ f} \cong L_h | 2\Delta\theta \cos\theta_B / {\sin\theta_B - L_h \times (1 + \sin^2\theta_B)/R_y}|^{1/2},$ $\Delta\theta = |\chi_{hr} / \sin(2\theta_B)$, размер изображения источника вдоль оси *Y*:

$$\Delta y_p = \frac{\lambda L_h}{2y_e}, \quad y_e = \frac{y_i}{\left|1 - \frac{L_0 \gamma_0}{R_y}\right|}.$$
 (10)

Рассмотрим спектральные свойства пучка, отраженного в схеме Гамоша, для случая $y_i < y_{eff.}$

Величина спектрального разрешения равна

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{\left(\frac{1}{\alpha_{0x}} + \frac{1}{\alpha_{hx}}\right) |\chi_{hr}| \left(\gamma_{h} + \frac{L_{h}}{R_{x}}\right)}{2\sin^{2}\theta_{B}(L_{0} + L_{h})}, \quad (11)$$

где $L_h \neq -R_x \gamma_h$, $\alpha_{0x}^{-1} \neq -\alpha_{hx}^{-1}$.

Спектральное разрешение для кристалла, изогнутого только в сагиттальной плоскости (т.е. $R_x \rightarrow \infty$), равно

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{\left|\chi_{hr}\right| \left(\frac{L_0}{\gamma_0^2} + \frac{L_h}{\gamma_h^2}\right) \gamma_h}{2\sin^2\theta_B (L_0 + L_h)}.$$
 (12)

В симметричном случае ($\gamma_0 = -\gamma_h$) спектральное разрешение спектрометра Гамоша:

 $d\lambda/\lambda = |\chi_{\rm hr}|/2\sin^3\theta_{\rm B}$.

Для отражения (220) CuK_{α} излучения от кристалла кремния ($|\chi_{h\,r}| \approx 9 \times 10^{-6}, \theta_{B} = 23,65^{\circ}$) получаем следующую оценку спектрального разрешения $d\lambda/\lambda \sim 7 \times 10^{-5}$. В случае отражения (444) MoK_{α} излучения от кристалла кремния ($|\chi_{h\,r}| \approx 9,4 \times 10^{-7}, \theta_{B} = 26,9^{\circ}$) имеем $d\lambda/\lambda \sim 5 \times 10^{-6}$.

- Chukhovskii, F.N., Petrashen', P.V., Acta Cryst. A33, 311 (1977).
- [2] Chukhovskii, F.N., Gabrielyan, K.T., Petrashen', P.V., Acta Cryst. A34, 610 (1978).
- [3] Takagi, S., Acta Cryst. 15, 1311 (1962).
- [4] Takagi, S., J.Phys.Soc.Jap. 26, 1239. (1969).
- [5] Taupin, D.,Bull.Soc.Fr.Mineral.Crystallogr. 87, 469 (1964)
- [6] Von Hamos, L., Annalen der Physik 17, 716 (1933).
- [7] Von Hamos, L., Annalen der Physik **19**, 252 (1934).

ВУФ спектрометр с пропускающей решеткой для абсолютных измерений интенсивностей в экстремально широком диапазоне спектра (λ =2-250 нм)

<u>А. Шевелько¹</u>, О. Якушев¹, С. Бергесон², Н. Грэй², Л. Найт², М. Харрисон²

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект 53, Москва, Россия ²Университет Бригхама Янга, Прово, Юта, США e-mail: shevelko@rambler.ru

Разработаны новые концепции ВУФ (EUV) спектрометров с пропускающей решеткой (TGS=Transmission Grating Spectrometer) для абсолютных измерений интенсивностей в экстремально широком спектральном диапазоне ($\lambda = 2-250$ нм) с использованием: 1) специальных пропускающих решеток (четыре решетки с различными периодами), и камеры на основе ПЗС матрицы, 2) пропускающей специально разработанного решетки И линейного ПЗС детектора. Второй тип TGS изготовлен протестирован был И с использованием лазерной плазмы в качестве ВУФ источника (Nd-YAG лазер: 400 мДж / 3 нс/ 10^{12} Вт·см⁻²). В качустве ВУФ детектора

использовалась ПЗС линейка Toshiba 1304 AP (3646 пикселей, высота элементов 200 мкм, ширина – 8 мкм, длина активной части 29 мм), соединенная с волоконно-оптическим диском с нанесенным на него слоем люминофора (Р 43, три слоя общей толщиной 10 мкм). Ранее этот успешно использовался в тип детектора спектрометре Гамоша для регистрации спектров в "водяном" окне ($\lambda = 2,3 - 4,0$ нм) Детектор был абсолютно калиброван в [1]. спектральном диапазоне от $\lambda = 5-20$ нм с использованием ВУФ рефлектрометра на основе плазмы капиллярного разряда [2, 3]. Прибор имеет очень компактные размеры (60 х 200мм).



Рис.1. Спектр лазерной плазмы Sn.

При помощи спектрометра были зарегистрированы и проанализированы спектры различных элементов (твердотельные мишени из Li, Al, Fe, Cu, Sn, Mo, W). В качестве примера на Рис.1-3 приведены спектры лазерной плазмы Sn, Мо и W. Продемонстрированно спектральное разрешение $\delta \lambda = 0.1-0.2$ нм в пределах спектрального диапазона $\lambda = 2-40$ нм для решетки 5000 л/мм. Этот спектрометр является очень перспективным для абсолютных

спектральных измерений в основной полосе ($\lambda \sim 13,5\,$ нм), а также широком спектральнном диапазоне ВУФ источников излучения,

предназначенных для проекционной ВУФ литографии.



Рис.2. Спектр лазерной плазмы Мо.



Рис. 3. Спектр лазерной плазмы W.

[1] Ю. Э. Бороздин, Е. Д. Казаков, В. И. Лучин, и др. *Письма в ЖЭТФ* **87** (1), 33 (2008). [2] И. И. Собельман, А. П. Шевелько, О. Ф. Якушев, Л. В. Найт, и др. Квантовая электроника 33, 3 (2003).
[3] А. П. Шевелько, О. Ф. Якушев, Поверхность № 2, 46 (2003).

Люминесцентные детекторы на основе ПЗС и ВОД

А.П. Шевелько, О.Ф. Якушев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект 53, Москва, Россия e-mail: <u>shevelko@rambler.ru</u>

Разработаны различные модификации люминесцентных детекторов на основе приборов с зарядовой связью (ПЗС) и волоконно-оптических дисков (ВОД). В качестве ПЗС детектора использовалась линейка Toshiba 1304 AP (3646 элементовпикселей, высота пикселя 200 мкм, ширина -8 мкм, активная часть – 6 мкм, длина активной части – 29 мм). Чувствительные элементы ПЗС линейки соединялись с волоконно-оптическим диском, на поверхность которого наносился слой люминофора Р-43 (3 слоя гранул размером 3 мкм, общая толщина ~10 мкм). Детекторы работают при комнатной температуре и не требуют высокого вакуума.

Модификации детекторов включали (см. Рис.1):

1) ПЗС + Р (слой люминофора);
 2) ПЗС + ВОД + Р (слой люминофора);

3) ПЗС + ВОД + Р (слой люминофора),

Детекторы обладают определенными преимуществами перед ПЗС матрицами и детекторами на основе микроканальных пластин (МКП):

большая длина (29 мм) чуствительной части; возможность применения ВОД сложной

конфигурации (цилиндрическая, сферическая и т.д.) по сравнению с плоской поверхностью ПЗС матриц; не требуется высокого вакуума, как для МКП; компактность, мобильность и возможность использования в различных типах спектрометров внутри вакуумной камеры; более высокое пространственное разрешение, чем в МКП; нет высокого напряжения, как в МКП; более широкий динамический диапазон по сравнению с МКП; высокая чувствительность в мягком рентгеновском и ВУФ диапазоне спектра.

Проведено исследование относительного выхода и измерение пространственного разрешения в видимой области спектра. Абсолютная чувствительность детекторов в ВУФ области спектра определялась с помощью ВУФ рефлектометра на основе плазмы капиллярного разряда (λ =5-20 нм). Приведены примеры использования детекторов в рентгеновских И ВУΦ спектрометрах для регистрации спектров лазерной плазмы и плазмы капиллярного разряда.



Рис.1. Модификации детекторов: 1 – ПЗС + Р (слой люминофора); 2 – ПЗС + ВОД + Р; 3 - ПЗС + ВОД + ВОД + Р.

Болометрический приемник, встроенный в объём искусственного алмаза

<u>А.Ю.Клоков</u>, А.И.Шарков, Т.И.Галкина, Р.А.Хмельницкий, В.А.Дравин, А.А.Гиппиус

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, 119991, Москва, Россия E-mail: <u>klokov@lebedev.ru</u>

Алмаз, как природный, так и искусственный является перспективным материалом для создания электронных устройств и базовых элементов электроники и научной аппаратуры (подложки, радиационно-стойкие детекторы ионизирующих излучений, окна камер, криостатов, лазеров и гиротронов) в экстремальных условиях. К таковым следует отнести. например. повышенные температуры. агрессивные среды (в том числе биологические) и потоки фотонов высокой плотности с энергиями вплоть до рентгеновского диапазона, а также потоки частиц высоких энергий. Ранее сообщалось о разработке и изготовлении болометрического приемника на основе заглубленного имплантированного и, затем, графитизированного слоя в природном алмазе типа IIa [1], а также CVD алмазе [2]. CVD chemical vapor deposited - искусственный поликристаллический алмаз, получаемый осаждением из газовой фазы в микроволновой плазме [3]. Благодаря рекордно высокой, до 24 W/cm·K, теплопроводности алмаза, болометры с резистивными элементами на основе обладают повышенным алмаза. быстродействием. Очевидно, что такого типа сенсор, встроенный в материал, минимизирует все недостатки датчиков, прикреплённых тем или иным способом к измеряемому объекту. В данной работе продемонстрирована возможность создания резистивного болометра на основе слоя в заглубленного графитизированного искусственном алмазе, выращенном пол давлением методом градиентного роста (HPHT high pressure, high temperature).

Исходные образцы алмаза были выращены в Технологическом институте сверхтвердых и новых углеродных материалов (Троицк, Московская обл., Россия) путём роста на затравке методом температурного градиента при высоком давлении и температуре в системе Fe– Al–C. Алюминий вводился в качестве геттера азота. Концентрация азота N_D не превышала 10^{17} см⁻³ [4].

алмазные Исследуемые образцы, на которых были сформированы болометрические структуры, имели вид полированных с двух сторон прозрачных прямоугольных пластин размерами 2.5×2.5 mm² и толщиной 275÷540 µm. Рабочим элементом болометра является заглубленный графитизированный слой. полученный путём имплантации через маску в форме полоски длиной 2 mm и шириной 70 µm ионов C⁺ с энергией 350 keV, дозой $8 \cdot 10^{15}$ cm⁻². При использованных нами технологических условиях слой находился на глубине 265 nm и имел толщину 220 nm (А на Рис. 1). Контакты к заглубленному слою были реализованы с помощью графитовых столбиков в виде полос длиной 700 µm и шириной 100÷300 µm (В на Рис. 1), создаваемых имплантацией ионов С⁺ с дозой, распределённой по энергии ионов от 350 до 20 keV. Набор чувствительных элементов (болометров) длиной 70 µm и 300 µm на основе заглублённого графитизированного споя встроенного в объём алмаза, был сформирован в результате отжига в вакууме при температуре 1600°С в течение 1 часа. К графитовым столбикам с помощью эпоксидного клея на основе серебра (EMS 12640) приклеивались золотые проводники \emptyset 30 µm для электрофизических измерений по четырёхзондовой схеме.



Рис.1. Фотография структуры сверху (а) и схема внутреннего строения болометра (б).

Сопротивление болометров при комнатной температуре составляло от 0.1 до 0.9 kOhm (в зависимости от длины чувствительного элемента) при токах через болометр 10÷3000 µА, соответственно удельное сопротивление слоя $\sim 4.10^{-5}$ Ohm·m. составляло Температурная зависимость сопротивления исследуемых болометров в диапазоне температур 230÷380 К является линейной с температурным коэффи- $-1.5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ сопротивления циентом что совпадает со значениями, полученными ранее для болометров на природном алмазе и CVD алмазных плёнках [1,2].

Был измерен отклик структуры на облучение светом импульсного азотного лазера (λ =337 nm, τ ~8 ns). Экспериментальная уста-

новка позволяла осуществлять сканирование лазера, сфокусированным лучом в пятно размером 70÷90 µm по передней поверхности образца. При каждом положении луча регистрировалась временная зависимость отклика с разрешением 1 ns.

Наиболее интенсивный отклик (кривая 1 на Рис. 2) имеет место при попадании луча лазера Pнепосредственно на чувствительный элемент (точка 1 на Рис. 1а). В то же время на временах 0÷30 пѕ отклик присутствует (кривая 2 на Рис. 2) и при попадании луча лазера в область между контактами, где заглублённый графитизированный слой отсутствует (точка 2 на Рис. 1а). Амплитуда этого отклика в 2÷4 раза меньше, чем амплитуда отклика собственно болометра, и, кроме того, он существенно короче по времени.

Похожие результаты были получены и на природном алмазе типа IIa и на CVD алмазе. Как было нами установлено при исследовании CVD алмаза [2], этот «быстрый» отклик обусловлен фотопрововодимостью объёма алмаза.



Рис.2. Разрешённые по времени отклики на импульсное лазерное облучение. Суммарный отклик (1), отклик, обусловленный фотопроводимостью (2), разностный отклик (3).

Вычитая отклик, обусловленный фотопроводимостью из регистрируемого суммарного отклика можно получить составляющую, обусловленную только тепловыми причинами – нагревом болометра (кривая 3).

На Рис. 3 показаны разрешённые по времени отклики при фотовозбуждении болометров на основе заглублённого графитизированного слоя в природном алмазе типа IIa (кривая 1), искусственном поликристаллическом CVD алмазе (кривая 2) и искусственном HPHT алмазе (кривая 3).



Рис.3. Отклики болометров, изготовленных в образцах природного алмаза типа IIa (1), поликристаллического CVD алмаза (2) и искусственного HPHT алмаза (3).

В работах [2,5] приведено подробное описание модели, в рамках которой из анализа тепловой составляющей откликов оказывается возможным определить теплопроводность алмаза и графитизированного слоя. Как можно отметить, отклики, регистрируемые на поликристаллическом CVD алмазе и исследованном в данной работе HPHT алмазе, практически полностью совпадают. Это позволяет говорить о том, что совпадают и теплопроводности алмазов, выращенных по данным технологиям, а также теплопроводности встроенных в них графитизированных слоёв.

Авторы благодарны М.С.Кузнецову за предоставленные образцы алмаза. Работа поддерживалась РФФИ, проекты 07-02-12144-офи и 07-02-00575.

[1] А.Ю.Клоков, А.И.Шарков, Т.И.Галкина, Р.А.Хмельницкий, В.А.Дравин, А.А.Гиппиус, Письма в ЖТФ, **27**(14), 21-24 (2001).

[2]. Т.И.Галкина, А.Ю.Клоков, А.И.Шарков, Р.А.Хмельницкий, А.А.Гиппиус, В.А.Дравин, В.Г.Ральченко, А.В. Савельев, ФТТ, **49**(4), 621-626 (2007).

[3] V. Ralchenko, T. Galkina, A. Klokov, A. Sharkov, S. Chernook, V. Martovitsky, in "Science and Technology of Semiconductor-On-Insulator Structure and Devices Operating in a Harsh Environment" / Eds. D. Flandre et al., Kluwer, 77 (2005).

[4] С.Г. Буга, В.Д. Бланк, С.А. Терентьев, М.С. Кузнецов, С.А. Носухин, В.А. Кульбачинский, А.В. Кречетов, В.Г. Кытин, Г.А. Кытин, ЖЭТФ, **131**(3), 1-5 (2007).

[5] A.I. Sharkov, T.I. Galkina, A.Yu. Klokov, R.A. Khmelnitskii, V.A. Dravin, A.A. Gippius, Vacuum **68**(3), 263-267 (2003).

Влияние особенностей электронной структуры подложки на спектры квантовых электронных состояний в тонких пленках простых (Al) и благородных (Au, Cu) металлов.

<u>А.Г. Рыбкин</u>¹, А.М. Шикин¹, В.К. Адамчук¹, А.Ю. Варыхалов^{1,2}, О. Rader²

¹Санкт-Петербургский Государственный Университет, ул. Ульяновская 1,С.-Петербург, 198504, Россия ²BESSY, D-12489 Berlin, Germany

e-mail: arton@inbox.ru

В современной физике твердого тела уделяется большое внимание исследованиям низкоразмерных систем, характеризующихся модификации электронной эффектами структуры в зависимости как от размеров системы, так и от электронной структуры материалов плёнки и подложки. Ограничение размеров системы сопровождается эффектами размерного квантования электронной структуры и ведёт к дискретизации электронного спектра. Хорошим примером систем, в которых наблюдаются эффекты размерного квантования и формирования соответствующих спектров квантовых электронных состояний, являются упорядоченные тонкие плёнки благородных и простых металлов, выращенные на поверхности монокристаллов переходных и тугоплавких металлов [1,2]. Особенности электронного спектра квантовых состояний таких низкоразмерных систем (тонких плёнок) могут быть зарегистрированы методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением измерении спектров при

валентных электронов. Квантовые электронные состояния проявляются в фотоэлектронных спектрах в виде периодически расположенных осцилляций интенсивности, отражающих электронную плотность, при этом их период следования и энергия монотонно изменяются по мере роста толщины плёнки. Необходимым условием наблюдения квантово-размерных эффектов в тонких плёнках металлов является послойный механизм роста плёнки и её высокая однородность по толщине.

работе В данной методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением экспериментально исследована модификация спектров квантовых электронных состояний в тонких металлических плёнках простых (Al) и благородных (Au, Cu) металлов поверхности W(110) как в процессе на формирования (по мере роста толщины плёнок), так и в зависимости от угла детектирования фотоэлектронов (при построении дисперсионных зависимостей формируемых квантовых состояний). На рис. 1(а) и 1(б)



Рис.1. Фотоэлектронные спектры квантовых электронных состояний плёнок Au(111) (a) и Al(111) (б) на подложке W(110) в зависимости от толщины плёнок.



Рис.2. Дисперсионные зависимости квантовых электронных состояний в направлении ГS W(110) для 3.5 монослоя Au (а) и для 11 монослоёв Al на подложке W(110).

фотоэлектронные представлены спектры заполненных электронных состояний плёнок Au(111) и Al(111) на подложке W(110), соответственно, измеренные в направлении нормальной эмиссии W(110) для толщин слоёв золота от 0.5 до 15 монослоёв (а) и для толщин слоёв алюминия от 0 до 12 монослоёв (б). При увеличении толщины слоёв золота наблюдаются квантовые электронные состояния sp-характера (отмечены на рисунках треугольниками) и dхарактера (отмечено на рисунке квадратом) [2]. Квантовые состояния, отмеченные треугольниками, соответствуют формированию каждого нового монослоя. Структура спектров формируемых квантовых состояний однозначно связана электронной с объемной И кристаллической структурой материала напыляемой плёнки. Так, например, для плёнки Al(111) наиболее интенсивные квантовые электронные состояния соответствуют толщинам, кратным трем монослоям (3, 6, 9 и т.д.). Это согласуется с тем, что эквивалентное положение атомов в структуре кристалла Al(111) повторяется с периодичностью 3 атомных слоя.

На рис. 2(а) и 2(б) показаны дисперсии электронных квантовых состояний в направлении ГS зоны Бриллюэна W(110) для плёнки Au толщиной 3.5 монослоя и плёнки Al толщиной 11 монослоёв, соответственно. Пунктиром отмечено положение запрещённой зоны в электронной структуре W(110). Из представленных спектров видно, что при пересечении границы локальной запрещённой зоны наблюдается скачок дисперсионных зависимостей квантовых электронных состояний [3] как для Аu, так и для Al. Для плёнки Al толщиной 11 монослоёв на W(110) наблюдается не только скачок дисперсионной зависимости, но расщепление квантового электронного и состояния в области локальной запрещённой зоны. Влияние подложки проявляется и в индуцированной спиновой поляризации формируемых квантовых состояний в области локальной запрещённой зоны W(110) [4,5]. В работе рассмотрены изменения спектров квантовых электронных состояний для плёнок Au, Cu и Al на поверхности W(110), соответствующие дисперсионные соотношения и спиновая поляризация этих состояний в зависимости от толщины плёнки, особенностей электронной структуры и электронной eë структуры подложки.

Работа поддержана грантом РФФИ (07-02-00809).

[1] А.М. Шикин, В.К. Адамчук, ФТТ **50**, 1121 (2008)

[2] A. M. Shikin, O. Rader, G. V. Prudnikova, V. K. Adamchuk, and W. Gudat, Phys. Rev. B **65**, 075403 (2002)

[3] D.V. Vyalikh, Yu. Kucherenko, F. Schiller, M. Holder, A. Kade, S. Danzenbächer, S. L. Molodtsov, C. Laubschat, New J. of Phys. **10**, 043038 (2008)

[4] A. M. Shikin, A. Varykhalov, G.V. Prudnikova,
D. Usachov, V. K. Adamchuk, Y. Yamada, J. D.
Riley, O. Rader, Phys. Rev. Lett. 100, 057601 (2008)
[5] A. Varykhalov, J. Sánchez-Barriga, A. M.
Shikin, W. Gudat, W. Eberhardt, and O. Rader, Phys.
Rev. Lett. 101, 256601 (2008)

Характеристики позитивных резистов для электронной литографии на основе ПММА

С.А. Булгакова¹, <u>С.А. Гусев²</u>, Е.В. Скороходов²

¹ Научно-исследовательский институт химии Нижегородского государственного университета им.Н.И.Лобачевского, пр.Гагарина 23, корп.5, Н.Новгород, Россия ² Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

e-mail: gusev@ipm.sci-nnov.ru

Несомненно, полиметилметакрилат (ПММА) в настоящее время является наиболее популярным ИЗ позитивных резистов, используемых в электронной литографии. Несмотря на его плохую стойкость в процессах ионного и плазмо-химического травления, широкое применение ПММА определяется сочетанием таких его характеристик, как очень разрешающая способность высокая при чувствительности достаточно хорошей к электронам разных энергий, приемлемый контраст, простота в обращении (низкая токсичность, легкость нанесения и широкий диапазон режимов обработки, хорошая адгезия и др.). Поэтому исследования, направленные на изменение способов синтеза ПММА и связанную с этим оптимизацию режимов литографических процедур с целью улучшения функциональных резиста, представляют параметров собой существенный интерес для практики.

При модификации процедуры синтеза ПММА изменением химической структуры полимера обычно стараются увеличить радиационную чувствительность резиста с сохранением таких его характеристик, как разрешение, контраст и стойкость к плазмохимическому травлению. Однако для резистов деструктивно-структурирующегося типа в этих требованиях заложены трудно разрешимые например противоречия. Так, увеличение чувствительности электронного резиста приводит к усилению эффектов близости из-за влияния отраженных и вторичных электронов на полимер в неэкспонированных зонах, что отрицательно сказывается на контрастности и разрешающей способности ПММА. Также повышение чувствительности означает ослабление энергии химической связи в макромолекулах полимера, а, следовательно, и потерю его защитных свойств, т.е. снижение стойкости В процессах плазмохимической обработки резиста. Решение этих проблем может состоять В разработке такого способа модификации ПММА, который позволил бы максимально сохранить химическое строение его макромолекул. Существует возможность такой модификации полиметилметакрилатов путем использования реакции передачи цепи в процессе синтеза полимера на кремнийорганические модификаторы типа H_{3-n}R_nSi-SiR_mH_{3-m} где R, R- алкил, оксиалкил; n,m=1-3 [1,2]. При этом здесь изменение радиационной чувствительности ПММА вызвано присутствием в макромолекулах концевых групп связей Si-Si и Si-C, менее прочных по сравнению со связью С-С. Этот принципиально новый прием увеличения чувствительности ПММА позволил сохранить свойственные ему полезные функциональные качества, такие как хорошая растворимость, способность к формированию однородных по толщине и структуре пленок, возможность формирования методом рентгеновской литографии субмикронных изображений. В ланной работе проведено сравнение литографических характеристик образцов ПММА для электронной литографии с разной предысторией получения:

- 1360К- синтезирован в присутствии 0.05% пентаметилдисилана,

- 300К - синтезирован в присутствии 0.5% пентаметилдисилана,

- 495К - модифицирован пентаметилдисиланом и дополнительно обработан ультразвуком с целью снижения полидисперсности,

- 950К - известный коммерческий аналог ПММА (компании MicroChemCorp).

Для измерения характеристик резистов с помощью литографической системы ELPHY Plus, установленной на электронном микроскопе SUPRA 50VP, формировались тестовые рисунки в виде матрицы квадратов размером 20×20 мкм, наборов линий «нулевой» толщины с разными расстояниями между ними, и областей с точками. При этом доза экспозиции от зоны к зоне варьировалась в широком диапазоне значений. После проявления (проявитель MIBK/IPA 1:3) величина остаточной толщины резиста в экспонированных зонах измерялась с помощью интерферометрической измерительной системы Talysurf CCI 2000. На основании этих измерений строились кривые контраста и определялись литографические характеристики ПММА для различных ускоряющих напряжений электронного пучка в диапазоне от 1 до 30 Кэв по стандартной методике [4].

Из нижеприведенной таблицы, где представлены молекулярно-массовые и литографические характеристики исследованных резистов, видно, что с увеличением концентрации чувствительность дисилана ПММА увеличивается (образцы 1360К и 300К)

ПММА	M _n	M _w	\underline{M}_{w}	Контраст	Погрешность	Чувствительность
	x10 ⁻³	x10 ⁻³	M_n		контраста	µC/cm ²
300K	312	741	2.38	3.6	0.18	30
495К	624	833	1.33	5.0	0.3	39
1360K	733	1600	2.19	3.8	0.2	35
950K	-	-	-	5.0	0.5	39

т.е. присутствие лабильных Si-Si и Si-C связей в полимере действительно является обязательным условием повышения чувствительности резиста.

Другая причина повышения чувствительности может быть связана с установленными нами ранее [3] изменениями физических свойств модифицированного полимера: снижении температуры стеклования и плотности. Первое означает увеличение полвижности полимерных сегментов. способствующее возрастанию скорости растворения резиста, а второе показывает, что формировании при структуры полимера возрастает свободный объем, т.е. такой полимер имеет более рыхлую структуру по сравнению с модифицированным полимером. Рыхлая не упаковка макромолекул способствует ослаблению клеточного эффекта при образовании радикалов В момент экспонирования, тем повышая самым. радиационно-химический реакций выход деструкции полимера и, соответственно, его чувствительность.



Рис.1. Связь между контрастом γ и индексом полидисперсности M_w/M_n для ПММА при экспонировании электронным лучом энергией 10 Кэв и проявленных в смеси МИБК:ИПС=1:3, 20⁰C, 1 мин.

Согласно имеющимся представлениям [4], чувствительность резиста должна зависеть от распределения молекулярно-массового полимера, однако, как видно из таблицы, снижение степени полидисперсности до уровня M_w/M_n<2 (495К) не приводит к ожидаемому повышению чувствительности, а лишь улучшает контраст резиста. 0 том, что степень полидисперсности определяет именно контрастность резиста, наглядно видно ИЗ представленной на рис.1 зависимости коэффициента контрастности ОТ инлекса полидисперсности образцов ПММА. экспонированных электронным лучом.

Следует заметить, что резист 495К по литографическим характеристикам совпадает с коммерческим аналогом 950К. Однако, в первых экспериментах по формированию рисунков в форме систем точек типа «контактные отверстия» с диаметром менее 0.1 мкм, применение последнего резиста давало более стабильные результаты. Возможно, это связано с тем, что для модифицированных резистов не были проведены исследования по оптимизации режимов проявления экспонированного рисунка.

Известно, качество формируемых что структур определяется не только литографическими характеристиками резистов, но тесно связаны с такими факторами, например, как время и способ пост-эскпозиционной обработки [4]. Подобные исследования были проведены для резиста 950К, в ходе которых экспериментально подбирались такие условия, которые позволяют в конечном итоге с применением lift-off процедуры сформировать периодические решетки плотноупакованных металлических частиц с диаметрами порядка 100 нм (расстояние между соседними элементами меньше их размера, рис.2). В частности, при резиста экспонированного проявлении оптимизировалось время обработки с использованием ультразвуковой активации раствора. Также оптимизировался дизайн элемента структуры (его форма и размер в зависимости от симметрии решетки) с целью минимизации общего времени экспозиции.



Рис.2 СЭМ Микрофотография решетки из дисков Со толщиной 30нм.

Работа выполнялась при поддержке грантами РФФИ и программ фундаментальных исследований Президиума РАН.

[1].С.А.Булгакова, Ю.Д.Семчиков, В.В.Семенов, А.В.Новожилов., В.С.Корсаков, С.И.Максимов Высокомолек.соед. **Б.37(4)**,706-708 (1995).

[2]. Ю.Д.Семчиков, С.А.Булгакова, В.В.Семенов и др. Патент РФ № 2044340. БИ № 26, 1995.

[3].С.А.Булгакова, А.Я.Лопатин, В.И.Лучин, Л.М.Мазанова, Н.Н. Салащенко. Поверхность.№ 1, с.140-143(2000).

[4]. У.Моро, Микролитография, М. «Мир», 1990

Формирование массивов углеродных нанотрубок на нанотехнологическом комплексе НАНОФАБ НТК-9

Агеев О.А., Ильин О.И., Климин В.С., Коломийцев А.С., <u>Федотов А.А.</u> Технологический институт Южного федерального университета, пер. Некрасовский 44, Таганрог, Россия e-mail: falex@fep.tsure.ru

Научный и практический интерес к методам получения и исследованию углеродных нанотрубок (УНТ), обусловлен потенциальными возможностями их использования в качестве элементов наноэлектронных приборов [1]. За счет своих уникальный свойств. углеродные нанотрубки могут использоваться в качестве эмиттеров газовых сенсоров, так как согласно литературным данным углеродные нанотрубки характеризуются высокой стабильностью параметров [2]. При этом актуальной задачей является разработка конструкций датчиков на основе УНТ, для обеспечения стабильности параметров при эксплуатации в экстремальных условиях.

Целью работы является разработка конструкции ионизационного газочувствительного датчика, обеспечивающей совместимость с технологией микроэлектроники, разработка исследование а также И технологических процессов изготовления каталитических центров выращивания И упорядоченных массивов УHТ на основе многофункционального сверхвысоковакуумного нанотехнологического комплекса НАНОФАБ НТК-9 (производство ЗАО «Нанотехнология-МДТ», г. Зеленоград).

Проведенный обзор зарубежных источников показал, что типичные газовые сенсоры, реагирующие на поверхностную газовую адсорбцию на активном слое, не обнаруживают газы, которые имеют низкую химическую энергию адсорбции (Ar, Ne, He) [3]. Кроме того, чувствительные элементы датчиков сорбционного типа нуждаются в регенерации, которая протекает при его нагреве до высоких температур в течении длительного промежутка времени. При этом происходит отравление чувствительного элемента. Работа сенсоров ионизации основывается на снятии характеристик ионизации газов, но они характеризуются достаточно громоздкой конструкцией, высоким потреблением энергии и невозможностью применения ИХ экстремальной электронике.

В работе проведена разработка конструкции газочувствительного сенсора на основе использования углеродных нанотрубок в качестве электронных эмиттеров, предназначенных для обнаружения и идентификации различных (в том числе и инертных) газов.

Предлагаемая конструкция представляет собой двухэлектродную систему, в которой при электрического напряжения подаче на неполвижные электроды возникает электростатическое взаимодействие. Поток электронов устремляется от верхнего электрода. к нижнему электроду, состояшему ИЗ проводящей площадки с выращенным на ней массивом УНТ. В результате столкновения электронов с газовыми молекулами, в рабочем пространстве возникает ионизация газа. сопровождающаяся резким увеличением тока. Напряжение пробоя зависит от давления и сорта молекул газа. Фиксируя начальное напряжение пробоя как функцию степени вакуума, датчик может служить вакуумметром.

Разработанная конструкция отличается меньшими размерами, возможностью работы в условиях экстремальных эксплуатации, и технологией изготовления, совместимой с интегральной технологией микроэлектроники. Высокая стабильность характеристик достигается при использовании в качестве подложки термически стабильных материалов сапфир, карбид кремния и т.д. Кроме того, согласно литературным данным углеродные нанотрубки также характеризуются высокой стабильностью характеристик [2].

Ключевой операцией определяющей параметры датчика является выращивание упорядоченных массивов углеродных нанотрубок.

Для выращивания массива УНТ был разработан технологический процесс формирования наноразмерных каталитических центров на основе металлов переходных групп (Fe. Co). Проведены экспериментальные исследования по формированию каталитических центров на основе железа и кобальта методом вакуумно-резистивного испарения. Характерный размер нанесенных центров для Со составил: высота 14,4 ± 2,9 нм, диаметр 40,5 ± 12,4 нм (рис. 1-а); для Fe высота 14,7 \pm 0,9 нм, диаметр 16,8 \pm 10,2 нм (рис. 1-а).

Так же был исследован метод формирования каталитических центров, основанный использовании подложек Si с нанесенными слоями V(60 нм) и Ni(20 нм) после термообработк до 650 °C (рис. 1-б)

В результате экспериментальных исследований, на специализированном модуле нанотехнологического комплекса НАНОФАБ НТК-9 методом плазмохимического осаждения из газовой фазы на каталитических центрах, были получены массивы углеродных нанотрубок (рис. 2). Диаметр полученных нанотрубок составил 5-20 нм, количество слоев от 2 до 4-5. УНТ росли преимущественно по вершинному механизму при котором каталитические частицы располагаются в вершинах нанотрубок.

Таким образом, разработаны конструкция газочувствительного сенсора на основе



углеродных нанотрубок и его технологический маршрут изготовления на основе кластерного нанотехнологического комплекса НАНОФАБ НТК-9, имеющий совместимость с интегральной технологией микроэлектроники, а также методика и технологический процесс формирования каталитических центров на основе переходных металлов для выращивания углеродных нанотрубок.











Рис. 2 – Массивы УНТ, выращенных на нанотехнологическом комплексе НАНОФАБ НТК-9

[1] Мальцев, П.П. Нано- и микросистемная техника. От исследований к разработкам. Сборник статей. [Текст] / П.П. Мальцев. – М.: Техносфера, 2005. – 592 с.

[2] Раков, Э.Г. Нанотрубки и фуллерены. [Текст] / Э.Г., Раков. – М.: Логос, 2006. – 376 с. [3] Seongjeen, K. CNT Sensors for Detecting Gases with Low Adsorption Energy by Ionization. [Text] // Kim Seongjeen, - Sensors, № 6, 2006, pp. 503-513.

Исследование технологии формирования микро- и наноструктур фокусированным ионным пучком

О.А. Агеев, А.С. Коломийцев

Технологический институт Южного Федерального Университета, пер. Некрасовский, 44, Таганрог,

Россия

e-mail:<u>alexey.kolomiytsev@gmail.com</u>

Метод фокусированных ионных пучков (ФИП) наиболее является ОДНИМ ИЗ перспективных в технологии микро-И наноразмерной обработки материалов. Данный позволяет метол производить высокопрецизионное ионно-лучевое травление широкого спектра материалов, селективное ионно-стимулированное травление и осаждение материалов при использовании химически активных газов [1].

Фокусированные ионные пучки могут применяться для решения следующих задач:

- изготовления объёмных и планарных микро- и наноразмерных объектов (вытравливание наноструктур по шаблону, который создаётся встроенными программными средствами в векторной или растровой форме);

- прецизионного препарирования интегральных микросхем и объектов микроэлектроники, анализа их внутреннего строения;

- ремонта и реконструкции объектов микроэлектроники и микромеханики (изменение геометрии микрообъектов, устранение топологических ошибок);

- исследования внутренней структуры различных материалов

Источником ионов в технологии ФИП жилкометаллический является галлиевый источник высокой яркости. С помошью системы апертур формируемый пучок пинз и фокусируется и направляется на подложку. При взаимодействии ионного пучка с поверхностью eë распыление происходит И эмиссия частиц, которые улавливаются заряженных детектором вторичных электронов. Таким образом, реализуется микроскопический режим. Разрешение операций ФИП составляет около 15 нм при ионно-лучевом травлении и порядка 7 нм микроскопическом режиме наблюдения В топологии во «вторичных» электронах.

В настоящее время с помощью технологии ФИП созданы элементы микро- и наносистемной техники, микрооптики и микроэлектроники [2]. Целью работы является исследование метода фокусированных ионных пучков для формирования микро и наноструктур.

Экспериментальные исследования в данной работе производились с использованием многофункционального сверхвысоковакуумного нанотехнологического комплекса НАНОФАБ НТК-9 (производство ЗАО «Нанотехнология-

МДТ» г. Зеленоград, Россия). Олним из достоинств комплекса НАНОФАБ НТК-9 является сочетание технологических и аналитических модулей В едином сверхвысоковакуумном кластере (10⁻¹⁰ Па). При этом сформированные методом ФИП структуры могут передаваться через вакуумированную магистраль в модуле СЗМ для проведения дополнительных исследований.

В качестве подложки при проведении экспериментальных исследований использовалась кремниевая пластина диметром Для исследования метода 25 MM. был сформирован специальный тестовый шаблон, состояший 8 прямоугольников, ИЗ равноудаленных от центральной крестообразной структуры. Параметры ионного травления (ток, время воздействия) каждого из прямоугольников были различными. Ионно-микроскопическое изображение топологии тестовой структуры представлено на рисунке 1.



Рисунок 1 — Ионно-микроскопическое изображение топологии тестовой структуры

После травления образец по высоковакуумной магистрали передавался в модуль сканирующей зондовой микроскопии комплекса НАНОФАБ НТК-9, где проводились исследования поверхности топологии тестовой методами атомно-силовой структуры микроскопии (ACM) вакууме в В

полуконтактном режиме исследования режиме морфологии отображения И сопротивления растекания (рисунок 2 а,б). Были измерены такие параметры структур как геометрические размеры, шероховатость поверхности, ток растекания. Размеры прямоугольников на тестовой топологии составили 15x15 мкм, глубина травления – 20 нм, 55 нм и 80 нм соответственно. Средняя шероховатость поверхности травления составила соответственно 4,31 нм, 7,47 нм и 8,13 нм. Величина тока растекания в зависимости от глубины травления составила от 22 до 50 нА.



Рисунок 2 – АСМ - изображение (а) и изображение методом отображения сопротивления растекания (б) фрагмента тестовой топологии

Так же в данной работе проводились экспериментальные исследования по формированию наноразмерных структур методом осаждения платины модуле В локальных ионно-стимулированных процессов ΦИП нанотехнологического комплекса НАНОФАБ НТК-9. Для проведения ионностимулированного осаждения был разработан графический шаблон формата *.tif, содержащий матрицу 10x10 структур. В качестве подложки использовался кремний.

Ионно-стимулированное осаждение платины по шаблону осуществлялось в течение 4 минут при токе ионного пучка 0,1 нА. На области 5х5 мкм был сформирован массив наноразмерных острийных структур. Средний диаметр каждой структуры составил порядка 90 нм, высота – 0,85 мкм.

Сформированные структуры могут применяться в микро- и наносистемной технике в качестве острийных эмиттеров, а так же в качестве чувствительных элементов микроэлектронных сенсоров.



Рисунок 3 – Массив наноразмерных структур, сформированных методом ионностимулированного осаждения из газовой фазы

В результате проведенных исследований определен диапазон технологических режимов формирования структур методом ФИП с заданными тополого-геометрическими характеристиками. Установлено, что применение фокусированных ионных пучков является перспективным при создании элементов и структур микро- и наносистемной техники.

 Нанотехнология: физика, процессы, диагностика, под ред. Лучинина В.В., Таирова Ю.М. // Москва: Физматлит, 2006.–552 стр.
 Giannuzzi L.A., Stevie F.A. Introdution to focused ion beams: instrumentation, theory, techniques and practice // New York: Springer, 2004 – 357 pp.

Макетирование элементов наноэлектроники методом локального анодного окисления

Агеев О.А., Смирнов В.А.

Технологический институт Южного федерального университета, пер. Некрасовский 44, Таганрог, Россия e-mail: <u>ageev@fep.tsure.ru</u>

Научно-технический прогресс в ближайшем будущем будет определяться развитием нанотехнологии, одним из основных направлений которой является разработка приборов и устройств на основе квантовых наноразмерных структур [1]. Зондовая нанолитография методом локального анодного окисления (ЛAO) является олним ИЗ перспективных методов получения оксидных наноразмерных структур (ОНС) с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) [2]. Этот создавать метод позволяет структуры металлической наноэлектроники, одноэлектронного транзистора, мезоскопические структуры, а также ОНС, которые могут быть использованы в качестве каталитических центров при выращивании углеродных нанотрубок и различных нитевилных нанокристаллов многокомпонентных составов [1, 2]. Целью работы является разработка и исследование формирования макетов структур элементов наноэлектроники в пленке титана методом ЛАО.

Формирование структур элементов наноэлектроники проводилось на поверхности пленки титана с помощью зондовой нанолаборатории (ЗНЛ) Ntegra Vita (производитель - ЗАО "Нанотехнология-МДТ", г. Зеленоград) методом локального анодного окисления. Влажность в технологической камере контролировалась с помошью цифрового измерителя влажности Scientific Oregon ETHG913R 80±1%. И составляла Нанолитография выполнялась векторным методом в динамическом режиме АСМ, с применением пакета прикладных программ Nova (1.0.26.1238).Используя кремниевые RC1 кантилеверы с проводящим W₂C покрытием, при приложении импульсов напряжения (длительность - 100 мс, амплитуда - 10 В, SetPoint - 0,1 нА, скорость сканирования - 1 мкм/с), в пленке титана формировалась наноразмерная структура диода на основе канала проводимости с поперечными размерами порядка 10 нм, АСМ-изображение которой показано на рис. 1.

Анализ литературных данных показал, что такие структуры могут быть сформированы, как в системах металл-окисел-полупроводник, так и в полупроводниковых гетероструктурах, содержащих слой двумерного электронного газа. При этом структура, аналогичная приведенной на рис. 1, также может использоваться в качестве наноразмерной ячейки памяти [3].

Структуры основе каналов на проводимости, будучи планарными структурами, относительно меньшие проблемы имеют соединения элементов при конструировании схем наноэлектроники. Это может быть показано примере разработки и формирования на диодного моста на основе 4-х наноразмерных АСМ-изображение каналов проводимости, которого показано на рис. 2. Основным достоинством такой структуры является то, что операция литографии осуществляется за один шаг.

На рис. З показано АСМ-изображение структуры на основе двух наноразмерных каналов проводимости с поперечными размерами порядка 10 нм, сформированной в пленке титана методом локального анодного окисления. Такая структура может выполнять функцию логического вентиля.

исследования Для электрических характеристик разработанных макетов элементов наноэлектроники необходимо использовать шаблон тестовой структуры. Внешние контактные площадки, с использованием дорожек металлизации, связаны с центральной модифицируемой областью, в основе которой лежит анодоокисляемый материал. Ширина дорожек определяется минимальным размером операции фотолитографии.

В результате проведенных исследование разработаны и экспериментально реализованы макетные наноразмерные структуры диода, диодного моста и логического вентиля на основе наноразмерных каналов проводимости в пленке титана с помощью нанолитографии методом ЛАО. Полученные результаты могут быть использованы при разработке элементной базы наноэлектроники. Для формирования и анализа электрических параметров полученных структур элементов наноэлектроники необходимо проведение дополнительных исследований с многофункционального использованием нанотехнологического комплекса НАНОФАБ НТК-9 (производитель - ЗАО "Нанотехнология-МДТ", г. Зеленоград), который позволяет проводить комплексные исследования физикохимических процессов, происходящих при формировании наноразмерных структур, контролировать параметры технологических процессов, а так же определять параметры изготовленных приборных структур в условиях сверхвысокого вакуума.



Рис. 1 АСМ-изображение наноразмерной структуры диода, сформированного в пленке титана методом ЛАО



Рис. 2 Схемы (а) и АСМ-изображение (б) структуры диодного моста, сформированного в пленке титана методом ЛАО



Рис. 3 АСМ-изображение структуры логического вентиля, сформированного в пленке титана методом ЛАО

[1] Чаплыгин Ю.А. Нанотехнологии в электронике // Москва: Техносфера, 2005. – 448 с.

[2] Агеев О.А., Поляков В.В., Светличный А.М., Смирнов В.А. Исследование термической активации зондовой нанолитографии методом локального анодного окисления пленки титана //

Материалы XII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» Нижний Новгород, 2008. – Т. 2. – С. 408-409.

[3] Markku Eberg, Jan Saijets, Aimin Song, Mika Prunnila. Simulation and Modeling of Selfswitching Devices / Physica Scripta. – 2004. – Vol. T114. – P. 123-126.

Наблюдение эффекта переключения электропроводности в свинцовом фталоцианине (PbPc) методом зондовой спектроскопии

В.Ш. Алиев, И.А. Бадмаева, А.С. Васильев, С.Г. Бортников

Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия,

aliev@thermo.isp.nsc.ru

Эффект переключения явление скачкообразного изменения электропроводности при превышении напряжения на электродах выше некоторой критической величины - в структурах металл/пленка PbPc/металл было открыто Хаманном с сотрудниками в 1978 [1]. Механизм переключения электропроводности связывают, не с характером протекания тока в приэлектродных областях, а с особой структурой PbPc в моноклинной модификации [2]. В такой структуре молекулы PbPc упорядочены в стопки, в которых атомы свинца расположены друг над другом на расстоянии, чуть превышающем расстояние между атомами в металлическом образуя одномерные свинце, каналы проводимости. Несмотря на исключительный интерес к пленкам PbPc [3-5], в литературе отсутствуют данные о наблюдении эффекта переключения современными зондовыми методами. Причиной отсутствия таких данных, вероятно, является то, что при переключении пленки из непроводящего состояния в проводящее электропроводность пленки может возрасти на 3-8 порядков. А так как переключение наблюдается при напряженности электрического поля порядка 10⁵ В/см, то в момент переключения локально выделяется значительная электрическая мощность, которая разогревает пленку под зондом и приводит к её плавлению или испарению. В данной работе мы использовали тонкую (5нм) пленку алмазоподобного углерода для защиты поверхности РbРс пленки. Это позволило нам наблюдать обратимый эффект переключения РbРс пленки в атомносиловом микроскопе без существенной модификации поверхности.

Пленки РbPc наносились на подложки кремния Si (100) КЭФ-4.5 методом вакуумного испарения из эффузионной ячейки. Температура подложки при нанесении не превышала 30С. Скорость осаждения составляла 0.01÷0.03 нм/с. Выращивались пленки толщиной 35÷100нм.

Структура пленок РbРс определялась методом ДБЭ. Пленки оказались поликристаллическими и состояли из смеси микрокристаллов моноклинной и триклинной фазы в аморфной матрице. Причем оси С4, микрокристаллов моноклинной фазы преимущественно были ориентированы перпендикулярно поверхности подложки, а ориентация триклинной фазы не имела преимущественного направления. Для исследования топографии поверхности И

электропроводности пленок был использован атомно-силовой микроскоп Solver P47H (HT-МДТ, Г. Зеленоград). В измерениях использовались зонды, изготовленные из сильнолегированного кремния п-типа. Топография поверхности просматривалась в режиме полуконтакта, а электропроводность измерялась в контактной моде.





Алмазоподобную пленку углерода (C_{am}), наносили методом ионнолучевого распыления графитовой мишени. Предварительно 5нм пленки C_{am} были нанесены на поверхность кремниевой подложки без PbPc. Анализ ACMизображений показал, что пленки являются сплошными, твердыми и гидрофобными. Затем такой же C_{am} пленкой были покрыты пленки PbPc на кремниевой подложке. При нанесении C_{am} пленок температура образцов не превышала 40C.

На Рис. 1 показана зависимость тока от напряжения (ВАХ) для структуры с толщиной слоя PbPc 100 нм. Структура допускала многократное переключение из состояния «включено» в состояние «выключено». Показано два полных цикла переключения структуры при варьировании напряжения на зонде от -10 до +10 В и обратно. Наблюдались две области нестабильности зондового тока: (1) - при абсолютной величине тока через структуру более 16на и (2) - при абсолютном напряжении на структуре выше 8В.



Рис.2. Топографическое (a) и фазовое (b) АСМ- изображения поверхности пленки PbPc, покрытой тонком (5нм) слоем C_{am} . Стрелками показаны точки в которых проводились зондовые измерения электропроводности при времени измерения в цикле (-10B ÷+10B): 1 - τ =1мс, 2 - 5мс, 3 – 10мс, 4 - 50мс, 5 - 100мс, 6 – 500мс, 7 – 1000мс, 8 – 5000мс.

На Рис.2 показаны топографическое и фазовое АСМ-изображения поверхности структуры после полных циклов переключения из состояния «включено» в состояние «выключенно» и обратно с различными значениями продолжительности цикла, т.е. времени измерения ВАХ: $\tau = 1 \div 5000$ мс. Видно, дефекта, образующегося что форма на поверхности при переключении структуры, фактически не зависит от величины т. Отсюда можно сделать заключение, что наблюдаемые дефекты являются не следствием воздействия электрического тока зонда, а отпечатками от механического воздействия зонда. Действительно, прижим зонда в контактной моде без пропускания электрического тока дает такой же след. На фазовом АСМ - изображении хорошо видна полоса, проведенная зондом в контактной моде.

Полученные экспериментальные результаты хорошо объясняются известным механизмом переключения электропроводности в пленках PbPc. За эффект переключения ответственна моноклинная фаза PbPc. В моноклинной фазе молекулы PbPc образуют стопки, которые являются квазиодномерными проводниками. В исходных пленках в стопках присутствуют дефекты в виде доменной границы. Присутствие такого дефекта в стопке уменьшает электропроводность вдоль стопки в 10⁸ раз [6]. При приложении вдоль стопки электрического поля выше некоторой критической величины (~10⁴ В/см), атомы свинца могут перейти с одной стороны PbPc молекулы на другую 32 счет туннелирования сквозь кольцо, образованное пиррольными атомами азота. Такой переход означает сдвиг дефекта вдоль стопки на один период решетки. Таким образом, при

приложении электрического поля критической величины дефекты начинают двигаться вдоль стопок к отрицательному электроду И рекомбинируют. Концентрация дефектов в микрокристаллах моноклинной фазы в пленке уменьшается и электропроводность резко возрастает. Если ток через кристалл увеличить, то при некоторой критической плотности тока за счет теплового разогрева начнется образование новых дефектов типа доменной границы, и уменьшиться. электропроводность резко Нестабильность тока, которая наблюдается на ВАХ при напряжениях выше 8 В, обусловлена тем, что, с одной стороны, напряженность электрического поля вполне достаточна для переключения из непроводящего в проводящее состояние, а с другой – после переключения в проводящее состояние при данном напряжении тока превышает критическую плотность величину. Структура спонтанно переключается состояния «включено» в состояние из «выключено»

 C. Hamann, H.-J. Hohne, F. Kersten, M. Miiller, F. Przyborowski, and M. Starke, Phys. Stat. Sol. (a) 50 (1978) K189-K192.
 K. Ukei, Acta Crystallogr., Sect. B: Struct. Crystallogr. Cryst. Chem. B29 (1973) 2290.
 N. Papageorgiou, Y. Ferro, E. Salomon, A. Allouche, and J.M. Layet, Physical Review B 68 (2003) 235105.
 S. Tabuchi, H. Tabata, T. Kawai, Surface Science 571 (2004) 117-127.
 E. Salomon, N. Papageorgiou, Y. Ferro, J.M. Layet, Thin Solid Films 466 (2004) 259– 264.
 H.А. ПОКЛОНСКИЙ, Е.Ф. КИСЛЯКОВ, Д.И. Сагайдак, А.И. СЯГЛО, Г.Г. ФЕДОРУК, ПИСЬМА В ЖТФ, 27(5) (2001) 17-22

Сканирующая зондовая микроскопия жесткости мягких нанообъектов

<u>А.В.Анкудинов¹, М.Ф.Кудояров¹, Ю.А.Кумзеров¹, В.В.Егоров², Б.Н.Семенов³.</u>

1ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, ул. Политехническая, 26, Россия

² ГУ НИИ гриппа РАМН, Санкт-Петербург, 196376, ул. проф. Попова 15/17, Россия

³ ИПМаш РАН, Санкт Петербург, 199178, Васильевский остров, Большой пр., Россия

e-mail: <u>alexander.ankudnov@mail.ioffe.ru</u>

При создании новых наноматериалов с заданными механическими свойствами важно знать свойства нанообъектов, формирующих такой материал, по аналогии с обычной тканью. прочность которой в большой степени определяется геометрическими и механическими характеристиками отдельных волокон. Несмотря на достаточное разнообразие теоретических подходов в прогнозировании индивидуальных свойств нанообъектов, выбор актуальной модели может быть затруднен недостатком надежных экспериментальных данных. Хорошие возможности лля диагностики упругих характеристик нанообъектов предоставляет сканирующая зондовая микроскопии (СЗМ), в частности: анализ DFL(z) или M(z) зависимостей [1], анализ акустического спектра колебаний кантилевера зависимости от силы в взаимодействия зонд/объект [2]. Интересный применения полноценного C3M вариант заключается использовании специальных в пористых образцов, на которых из тестируемых объектов сформированы различные наномостики и наноконсоли [3]. Идея таких экспериментов состоит в реализации в наномасштабе так называемого трех точечного эксперимента, когда измеряется прогиб закрепленной на двух опорах балки. возникающий за счет приложения фиксированной точечной нагрузки.

В работе представлены результаты проведенных СЗМ экспериментов по определению модуля Юнга, а также внутреннего устройства, различных мягких нанобиообъектов, таких как фибриллы инсулина, лизоцима, пептилные фибриллы. Также рассмотрены эксперименты с неорганическими нанотрубками: некоторыми многостенные углеродные; хризотиловый асбест Mg₃Si₂O₅(OH)₄ (как полый, так и заполненный различными материалами) [4].

Измерения локальной жесткости образцов, сканирование выдерживающих контактное проводилось следующим образом. Анализировались зависимости отклонения зонда от поверхности, DFL, измеряемому в нА, от величины вариаций координаты *z* образца, измеряемых в нм. Считается, что в случае твердой подложки изменения координаты образца практически совпадают с перемещением зонда. Это представление используется для калибровки контактной силы взаимодействия зонда

(нахождение коэффициента между нА и нм). Локальная жесткость материала k_M определялась как:

$$k_M = k_C \left(S/1 - S \right) \tag{1},$$

где S это наклон зависимости DFL(z) (на твердой подложке S=1) в определенной точке материала, а k_{C} - жесткость кантилевера.

На образцах, не выдерживающих контактное сканирование, анализировались зависимости M(z), амплитуды колебаний резонирующего кантилевера, от координаты *z* образца. Локальная жесткость вычислялась согласно теории [1]:

$$k_M = k_C Q^{-1} (\beta s/1 - s)^{3/2}$$
(2),

где Q - добротность кантилевера, s - наклон зависимости M(z), β - параметр теории[1], ~5 Зная k_M , радиус кривизны зонда R_C , радиус кривизны образца R_S , деформацию образца $h=\Delta Z \times (1-S)$, и считая образец значительно мягче материала зонда, можно оценить модуль Юнга материала образца E_M , см. решение задачи Герца контакта двух сфер [5]:

$$E_{M} \sim k_{M} \left(h \times (R_{S}R_{C}/R_{S} + R_{C})\right)^{-1/2}$$
 (3).

Для применения формулы (3) необходимо точное знание рельефа зонда и образца. Ее нельзя использовать при анализе образцов сопоставимых по твердости с материалом кончика зонда. Мы использовали формулу (3) для характеризации биологических объектов и материалов на их основе, которые осаждались на гладкие и твердые кремневые подложки. Для этих объектов измеренные значения модуля Юнга оказывались в диапазоне 10⁷-10⁹ H/M², и согласовывались с литературными данными [6,7].

Для исследования жесткости нанообъектов из неорганических материалов были использованы подложки трековых мембран из лавсана (PETF) с субмикронными порами. Эффект применения таких мембран проиллюстрирован результатами СЗМ исследования упругости нанотрубкок асбеста на Рис.1. Отметим, что в СЗМ экспериментах по определению модуля Юнга материала перекинутого наномостика, через пору не требуется знание радиуса кривизны кончика зонда.

Для данных аналогичных измерений проведенных на углеродных нанотрубках оценки модуля Юнга могли оказываться сопоставимыми с упругой константой алмаза и достигали 10¹² H/M², см. также [8].



Рис.1. СЗМ характеризация нанотрубок хризотилового асбеста, диспергированных из водного раствора на трековую мембрану. (a) 2D топография рельефа поверхности мембраны с нанесенными нанотрубками, поученная в полуконтактном режиме с помощью зонда CSG10/Pt, осциллирующего на частоте свободного резонанса $f_0=25.707$ КГц (свободная амплитуда $M_0 \approx 27$ нм, рабочая $M \approx 18$ нм). (b) 2D топография образца в области выхода на поверхность поры практически целиком перекрытой нанотрубкой асбеста (нанокантилевером), закрепленной на краю поры в нижней части кадра и свободной на противоположном краю поры; рассматриваемый участок можно также найти на рис (a), координаты поры (9.5;3.5). (c) Пример характерных зависимостей DFL(z) измеренных на поверхности **PETF** мембраны и на нанотрубке **NT**, перекрывающей пору; на рисунке также обозначены и разделены пунктирными линиями три основные области взаимодействия осциллирующего зонда с образцом: контактная, **contact**, полуконтактная, **sc**, бесконтактная, **nc**. (d) Результат обработки зависимостей DFL(z), измеренных вдоль пунктирной линии на нанокантилевере на рис. (c), зависимость логарифма жесткости нанокантилевера от логарифма его длины; пунктиром проведена линия L^{-3} которая идет практически параллельно экспериментальным данным и описывает слабый изгиб консоли в рамках упругой механики.

Измеряя высоту нанотрубки, 30 нм, и считая ее равной диаметру нантрубки, можно определить модуль Юнга хризотилового асбеста, $E_{ANT} \approx 3 \times 10^{10} \text{ H/M}^2$.

Работа была частично поддержана государственным контрактом 02.513.11.3231 и грантом РФФИ 09-01-00623-а.

- [3] S. Cuenot et.al., Phys.Rev B, 69, 165410 (2004).
- [4] Ю.А. Кумзеров и др., ФТТ, 45, 26 (2003)
- [5] Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц, том 7, стр.46. Москва, Физматлит (2001).
- [6] J.F. Smith et.al., PNAS, 43, 15806 (2006)
- [7] S. Guo et.al., Langmuir 24, 880 (2008)
- [8] Min-Feng Yu et.al., PRL, 84, 5552 (2000).
- [1] L. Nony et.al., J.Chem.Phys., 111, 1615 (1999). [2] U. Rabe et.al., Rev.Sci.Inst., 67, 3281 (1996).

Модификация и *in situ* исследование сверхтонких слоёв HfO₂ на Si методом ACM

<u>Д.А. Антонов¹</u>, Д.О. Филатов¹, А.В. Зенкевич², Ю.Ю. Лебединский²

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, antonov@phys.unn.ru ²Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Россия, AVZenkevich@mephi.ru

В последнее время наблюдается большой интерес исследованиям свойств к диэлектрических материалов на основе оксидо перспективных металлов. для создания подзатворных диэлектрических слоев в МОПтранзисторах нового поколения. Среди других кандидатов материал на основе HfO₂ является наиболее перспективным [1]. Известно, что пленки HfO₂ обладают высокой равновесной концентрацией вакансий кислорода, которая растет с повышением температуры. При этом, влияние отжига в вакууме при температурах менее Т=650°С на электрофизические свойства этого диэлектрика еще мало изучено.

С другой стороны, одним из подходов к разработке технологии энергонезависимой памяти следующего поколения является использование эффекта обратимого изменения тонкопленочных сопротивления слоев некоторых диэлектриков, при приложении напряжения противоположного знака (resistive switching random access memory, ReRAM) [2].

В данной работе приводятся полученные методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) результаты in-situ исследований влияния сверхвысоковакуумного отжига на морфологию и локальную проводимость сверхтонких плёнок HfO₂ на Si (100). Также приводятся результаты экспериментов по электрополевой модификации свойств (обратимому переключению сопротивления) пленок HfO₂ с помощью проводящего АСМ зонда.

Сверхтонкие (≈ 3 нм) пленки HfO₂ были выращены методом атомного послойного осаждения (АПО) на подложках *p*-Si(100) с предварительно сформированным подслоем SiO_2 толшиной ≈ 1 нм.

Исследование морфологии И электрофизических свойств комбинированных тонкопленочных слоев HfO₂/SiO₂ проводилось в неконтактной АСМ и контактной АСМ с использованием проводящих зондов на установке Omicron UHV AFM/STM LF1 в условиях сверхвысокого вакуума. Отжиг температуре T=300-650°C образцов при проводился *in situ*.

Исходная пленка HfO2 имела низкую шероховатость поверхности ($\Delta R_n \approx 0.2$ нм на плошали 100 нм²). При напряжении межлу АСМ зондом и подложкой $V_b < 6$ В ток через плёнку Iне превышал 10 пА. Установлено, что отжиг уже при T=300°C приводит к частичной кристаллизации материала пленки и, как следствие, увеличению шероховатости до $\Delta R_n \approx$ 0,6 нм. На токовых изображениях поверхности после вакуумного отжига были обнаружены области повышенной проводимости (Рис. 1), которые мы связываем с протеканием тока по дефектам в оксидном слое. В частности, HfO₂ обладает высокой равновесной концентрацией вакансий кислорода, которая растет с повышением Т. В случае вакуумного отжига свободный О может достигать поверхности и покилать оксилный слой. Проведенные исследования показали, что токи утечки через HfO₂ возрастают с увеличением пленку температуры сверхвысоковакуумного отжига.



Рис. 1 Токовые изображения поверхности пленки HfO₂/SiO₂/Si до (а) и после отжига в вакууме при температурах 300°C (б) и 500°C (в).



Рис. 2 Морфология (а) и инвертированное токовое изображение (б) участка поверхности структуры HfO₂/SiO₂/ Si, модифицированного с помощью ACM зонда; V_b= - 2B.

Обнаружен эффект локального, обратимого переключения электропроводности пленки HfO₂/SiO₂/Si, подверженной вакуумному отжигу, действием электрического под поля, приложенного с помощью металлизированного АСМ зонда. На рисунках 2а и 26 приведены морфология и токовое изображение участка поверхности 300х300 нм, приведенного в непроводящее состояние, путем последовательного сканирования в контактном режиме по одной области при напряжении между зондом и образцом ($V_b = -4$ B).

На рисунке 3 приведена типичная вольтамперная характеристика туннельного контакта ACM зонд – пленка $HfO_2/SiO_2 - p$ -Si(100) подложка, измеренная в одной точке в прямом (V_b=-4 \rightarrow 4 B) и обратном (V_b=4 \rightarrow -4 B) направлении. Резкие пики тока на BAX при напряжениях более ±2 В могут быть связаны с процессами модификации комбинированного слоя HfO_2 \SiO₂ под действием сильного электрического поля.

Переключение электропроводности (сопротивления) комбинированного слоя HfO₂\SiO₂ на поверхности Si из проводящего состояния в непроводящее, предположительно связано с процессом обратимого локального окисления "восстановления" дефектного слоя HfO₂ под ACM зондом при воздействии электрического поля. В качестве источника кислорода может выступать как подслой SiO₂, так и тонкий слой оксида на поверхности зонда.

[1] Wilk G.D., Wallace R.M., Anthony J.M.// J.Appl.Phys, № 89, p.5243 (2001).

[2] Waser R., Aono M. / Nanoionics - based resistive switching memories // Nature Materials, Vol. 6 (2007).



Рис. 3 Типичная ВАХ, измеренная на пленке HfO₂/SiO₂/Si после отжига в вакууме при 650°С.

Создание протяженных квазипериодических микроструктур в результате "точечного" облучения металлической плёнки лазерным излучением фемтосекундной длительности

Б.Н. Миронов¹, <u>С.А. Асеев</u>¹, В.С. Макин², С.В. Чекалин¹, В.С. Летохов¹

¹Институт спектроскопии РАН, 142190 Московская обл., г. Троицк, ул. Физическая, 5

²Научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем,

188540 Ленинградская обл., г. Сосновый Бор

e-mail: isanfemto@yandex.ru

С развитием фемтосекундной лазерной техники стали особенно актуальными различных возможностей исследования микроструктурирования твёрдых материалов сфокусированными ультракороткими остро лазерными импульсами, позволяющими при умеренной средней мощности обеспечивать достаточно высокую интенсивность электромагнитного поля [1]. Целью нашей работы [2] является исследование возможности создания на металлической плёнке микроструктур с характерной ллиной. существенно превышающей размер области облучения, а также использование фотоионной диагностики для нахождения необходимых условий для этого процесса в режиме "on-line".

Эксперимент выполнен в вакуумной камере (рис. 1) с безмасляным вакуумом лучше 10^{-7} мм рт. ст., укомплектованной детектором заряженных частиц (ВЭУ). Золотое покрытие толщиной $\delta \sim 30$ нм нанесено с помощью магнетрона на гипотенузную грань призмы из плавленого кварца. Для микроструктурирования использовалось линейно поляризованное лазерное излучение с длиной волны $\lambda = 400$ нм и длительностью импульса $\tau \approx 70$ фс. При диаметре фокального пятна $d \approx 40$ мкм интенсивность достигала величины I $\approx 2 \times 10^{12}$ BT/см².



Рис. 1. Схема экспериментальной установки. Ось вращения призмы z – ортогональна плоскости рисунка и оси х.

Лазерное излучение заводилось через боковую грань призмы (рис. 1) и падало на границу раздела металл-диэлектрик под углом к нормали φ , который можно было изменять. Вращением призмы подбирался угол φ ($\varphi \cong 43.9^{\circ} \pm 0.4^{\circ}$), при котором возникал фотоионный сигнал на детекторе. Первый динод ВЭУ находился под электрическим потенциалом U_{det} \approx -3,2 кВ. Фотоионный масс-спектр наряду с атомарными ионами (Au⁺) содержал также заряженные кластеры золота.

При вращении призмы в наших условиях лазерный луч (частота следования лазерных импульсов $f = 1 \ \kappa \Gamma \mu$, $I \sim 10^{12} \ Bt/cm^2$) перемещался по поверхности плёнки со скоростью ~ 1 мм/сек. После облучения на золотой плёнке наблюдались периодические структуры с пространственным периодом $\iota \cong 9$ мкм (рис. 2). Интересно отметить, что пространственный период ι практически не зависел от частоты следования f, что проверялось путём уменьшения f от 1 кГц до 100 Гц.



Рис. 2. Фотографический снимок периодических структур. Белым цветом выделены "вспученные" участки золота, внутри которых произошёл вынос металла.

В следующей серии экспериментов также подбирался угол падения ф, при котором появлялся фотоионный сигнал, после чего лазерное излучение перекрывалось, а вся призма сдвигалась с помощью манипулятора по оси z (ортогонально плоскости рис. 1 и оси х) на расстояние ~ 1 мм. Затем в течение приблизительно 10 сек. новый участок плёнки облучался сфокусированными 1 кГц лазерными импульсами с пиковой интенсивностью на уровне 10¹² Вт/см² в условиях, когда никаких перемещений образца относительно лазерного пучка не происходило. Фактически в этом случае осуществлялось "точечное" облучение материала фемтосекундными лазерными импульсами. В результате на золотой плёнке возникало вытянутое вдоль оси х микроповреждение с длиной ℓ ≅ 500 мкм (рис. 3) и характерной шириной $\zeta \cong 20$ мкм. Важно подчеркнуть, что в этом случае величина ℓ более, чем на порядок области, превышала размер облучаемой приблизительно равный 40 мкм. Анализируя полученные микроповреждения, можно убедиться, что они содержат квазипериодическую микроструктуру с пространственным периодом $\iota^{'} \cong 30$ мкм.



Рис. 3. Микроструктурирование золотой плёнки при "точечном" облучении материала фемтосекундными лазерными импульсами. "Точка" облучения указана стрелкой. На нижней вставке с изменённым контрастом показано наличие квазипериодической микроструктуры с пространственным периодом около 30 µm.

Отметим, что в обоих случаях полученные микроповреждения оказываются вытянутыми вдоль проекции волнового вектора $k (|k| = 2\pi/\lambda)$ на плоскость металлической плёнки, что соответствует оси х, а также содержат квазипериодические микроструктуры с близкими пространственными по порядку величин периодами. Эти данные получены при sполяризованном лазерном излучении, т.е. поляризованном ортогонально плоскости паления. Интересно заметить, что при "точечном" облучении плёнки р-поляризованным протяжённые микроструктуры, излучением подобные данным на рис. 3, не создавались, а наблюдались лишь «точечные» микроповреждения с характерным размером (≅ 40 мкм), близким к диаметру фокального пятна. Также важным результатом является корреляция между появлением фотоионного сигнала и формированием микроразрушений. Подобный метод пригоден для нахождения оптимальных условий облучения и обладает рекордной чувствительностью. Способность регистрировать сигнал на уровне единичных ионов позволяет в пределе диагностировать пикоструктурирование твёрдых материалов под действием интенсивных лазерных импульсов.

Формирование протяженных ($\ell >> d$) треков излучения, фиксирующихся в виде квазипериодических микроструктур разрушения пленки золота, может быть обусловлено возбуждением следующих типов распространяющихся в направлении оси х поверхностных электромагнитных возбуждений: (а) генерация нелинейного поверхностного плазмон-поляритона ТЕ типа на границе раздела металл-вакуум; (b) генерация нелинейного поверхностного плазмон-поляритона ТЕ типа на границе раздела металл-диэлектрик; (с) создание асимметричного планарного волновода для ТЕ мод на границе раздела диэлектрик-металл с показателем преломления $n = n_0 + \Delta n (\Delta n \sim I) u$ возбуждение мод ТЕ типа; (d) создание плазменного канала (неравновесных электронов) в прозрачном диэлектрике в слое, прилегающем непосредственно к металлу, что отвечает цилиндрического генерации плазмонполяритона. Согласно оценкам для случая (с) порог разрушения по плотности энергии в лазерном импульсе самый низкий ИЗ рассматриваемых четырех, что делает механизм (c) наиболее вероятным для объяснения наблюдаемого процесса.

Формирование периодических микроструктур в перспективе может оказаться интересным весьма для создания дифракционных решёток для мягкого рентгеновского диапазона микронным с пространственным периодом на тонкой лавсановой плёнке, на которую предварительно нанесён слой металла.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты РФФИ № 08-02-00655-а, а также № 09-02-01077-а).

 [1] Cerami L., Mazur Er., Nolte St., and Schaffer Chr. B., "Femtosecond laser micromachining" in Ultrafast Optics, Eds. R. Trebino and J. Squier, pp. 1-74, Trafford Publishing, Victoria, Canada (2007).
 [2] Миронов Б.Н., Асеев С.А., Чекалин С.В., Макин В.С., Летохов В.С., Письма ЖЭТФ, 88(4), 299-302 (2008).

Свойства и особенности образования в процессе термодиффузии поверхностных структур переходного металла в монокристаллах щелочных фторидов

Л.И. Брюквина

Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, ул. Лермонтова 130А, Иркутск, Россия e-mail: <u>baikal@ilph.irk.ru</u>

Нами обнаружено, что в процессе термического отжига монокристаллов LiF:Ni (Co, Mn) и NaF:Ni (Co, Mn) на поверхности образуются металлические пленки металлов переходной группы, состоящие из структур размером от микрон до сотни нанометров и менее [1]. В других ЩГК и щелочно-земельных фторидах с примесями переходного металла такие структуры не создаются. Поскольку исследуемые кристаллы широко применяются, то изучение происходящих процессов и образованных структур представляется важным.

Исследования свойств поверхностных структур проводились оптическими методами, а также с помощью растрового электронного микроскопа SEM 525M фирмы Phillips и растрового электронно-зондового микроанализатора Superprobe -733 фирмы Jeol (Япония).

Нами показано, что образование поверхностных структур в процессе высокотемпературного отжига во фторидах лития и натрия с примесями переходных металлов и отсутствие их в матрицах других кристаллов можно объяснить правилами изоморфизма. В соответствии с правилом изоморфизма Гольдшмидта твердые растворы возможны, если разница электроотрицательностей иона решетки и иона примеси меньше 0,4. Ионы переходного металла имеют разность электроотрицательностей с ионами щелочных металлов Li и Na от 0,9 до 1,0, что существенно больше, чем 0,4. Поэтому ионам кобальта и никеля сложнее образовать устойчивую изоморфную смесь с катионами Li и Na решетки ЩГК, и они в большей степени, чем другие примесные катионы, скапливаются в линейных и объемных дефектах кристаллической решетки в процессе роста кристалла. В процессе отжига вдоль дислокаций происходит облегченная диффузия атомов примеси. Также степень ионности связи ионов Ni^{2+} и Co^{2+} с ионом F меньше, чем двухвалентных ионов щелочно-земельных металлов с ионами фтора, поэтому, соответственно, меньше энергия связи. Это приводит к тому, что химические связи кобальта и никеля с ионами решетки ЩГК разрушаются легче, чем магния и кальция, что обусловливает высокую эффективность термодиффузии переходного металла. В результате термодиффузии образуется пленка переходного металла на поверхности ЩГК.

Отсутствие термообразованных поверхностных структур переходного металла на поверхности кристаллов CaF₂:Co, MgF₂:Co, MgF₂:Ni можно объяснить двумя факторами. Во-первых, типы кристаллической решетки основы CaF₂ и MgF₂ и примеси CoF₂ и NiF₂ близки (типа CaF₂ и типа рутила). Это способствует более прочным химическим связям ионов примеси с ионами решетки. Во-вторых, в щелочно-земельных кристаллах происходит изовалентный изоморфизм (все катионы двухвалентные), при котором образуются более прочные связи в кристалле, чем при гетеровалентном изоморфизме в ЩГК (катионы решетки – одновалентные, катионы примеси – двухвалентные).

Особенности выращивания монокристаллов также имеют значение при создании при отжиге поверхностных микроструктур. В выращенном кристалле имеются периодически расположенные слои роста монокристалла. Эти слои создаются из-за отталкивания примеси фронтом кристаллизации и образования вследствие этого области переохлаждения под растущей гранью. Изза понижения температуры в этом обогащенном примесью слое образуются микрокристаллы, которые захватываются растущей гранью монокристалла. Следующий слой монокристалла растет при более высокой температуре и имеет более однородную структуру. Таким образом, в выращенном монокристалле существуют слои, в которых различны содержание примеси и дефектность. В результате послеростового отжига выращенных монокристаллов образуются поверхностные металлические примесные дефекты, которые также имеют слоистую структуру (рис. 1). Это подтверждает предположение о диффузии примесного переходного металла из дефектов кристаллической решетки типа дислокаций.





Рис. 1. SEM снимки поверхностей монокристалла LiF:Ni: а – скола исходного выращенного,

b – отожженного при 873 К в вакууме

Полученные отжигом в вакууме поверхностные структуры кристалла LiF:Ni содержат, преимущественно, металл Ni и имеют размер от сотен до десятков нанометров.

Поверхностные дефекты, полученные высокотемпературным отжигом на воздухе, имеют более сложный состав. Они включают в свой состав продукты термического разложения атмосферных примесей. Преимущественно, это окислы переходных металлов. Микроструктуры диффундирующего на поверхность металла никеля «заплывают» пленкой оксидов. Это показано на рис. 3. микрокристаллов при «залечивающем» высокотемпературном отжиге, другой механизм – диффузия посредством миграции примесновакансионных диполей Ni²⁺ - V_c (V_c- катионная вакансия). Диффузионные процессы более эффективно протекают в приповерхностном слое. Об этом свидетельствует анализ на примесный состав, проведенный с помощью микроанализатора Superprobe-733. Содержание примеси никеля монотонно убывает от поверхности отожженного кристалла к его середине.

Было проведено исследование магнитных свойств полученных пленок метолом вращательных моментов на вращательном В ~ 1 Тл. Измерение магнитной анизометре с термообработанных чувствительности кристаллов методом определения угла поворота α нити с образцом в магнитном поле показало, что исследуемые кристаллы реагируют на магнитное поле. Была определена средняя магнитная толщина пленки d. Средняя магнитная толщина пленки зависит от температуры и времени отжига. В образцах, термообработанных при разных условиях она менялась от единиц до десятков нанометров.

[1] Брюквина Л. И., Ермолаева Е. А. , Пидгурский С. Н., Суворова Л. Ф., Хулугуров В. М. , ФТТ, **48**, 64 (2006).



Рис.3. Поверхностные металлические структуры внутри «ямки», образованной высокотемпературным отжигом на воздухе.

Когда металлическая пленка образуется в процессе высокотемпературного отжига (873 K) на воздухе, то на ней присутствуют редкие «ямки» на расстояниях друг от друга от микрон и более. Эти «ямки» свидетельствуют о том, что металлические структуры еще не полностью окислились на воздухе. Эти, не полностью окисленные металлические структуры, просматриваются в этих «ямках» (рис. 3).

Исследования, проведенные с помощью микроанализатора Superprobe-733, позволяют выделить два механизма образования поверхностных структур. Один из них – это диффузия примеси никеля из дислокаций, границ зерен и

Поточечные измерения рельефа, сил взаимодействия и локальных свойств в атомно-силовой микроскопии

И.В. Быков

ЗАО «Нанотехнология - МДТ», 124482, Москва, Россия e-mail: ivan_bykov@ntmdt.ru

На текущем этапе развития атомно-силовой микроскопии (АСМ) разработан целый спектр методик измерения поверхности и локальных свойств различных материалов. В зависимости от задачи и типа образца подбирается конкретная методика измерения, дающая максимальное разрешение и не допускающая повреждения зонда и образца. Именно последний фактор является ключевой проблемой, которая решается в данной работе. К основным методикам АСМ измерению рельефа можно отнести по контактную и полуконтактную. В первой сканирование происходит зондом, находящимся в контакте с поверхностью под действием сил отталкивания. Ее недостаток заключается в том, что в случае измерения относительно мягких поверхность образцов может быть модифицирована за счет сильного давления иглы. В полуконтактной методике за счет того, что колеблющийся на резонансной частоте зонд взаимодействует с образцом только в нижней точке своей траектории взаимодействие можно считать значительно более «мягким». Тем не менее, для некоторых задач влияние даже таких малых латеральных сил все равно остается критичным, особенно для порошков и других, плохо связанных с поверхностью объектов. Кроме того, существует бесконтактная методика, которая обеспечивает сохранность поверхности при сканировании, однако для получения хорошего пространственного разрешения требуются особые условия. Помимо этого, она обладает сложностями в организации работы обратной связи.

Также разработан ряд методик лля характера взаимодействия изучения И действующих сил. В «Jumping mode» [1] метолике под управлением цифрового процессора (DSP) зонд совершает циклы из подводов и отводов в каждой точке, осуществляя перемещение в плоскости сканирования на некотором фиксированном расстоянии от поверхности. При этом измеряются рельеф и некоторые свойства. Методика «Force Volume» [2] строит силовые кривые в каждой точке, записывая их целиком, с возможностью дальнейшей их обработки. «Pulsed mode» [3] записывает только конкретный участок кривой, соответствующий отрыву зонда от поверхности. «Lift mode» методика основана на измерении сил взаимодействия на определенной высоте с предварительным сканированием топографии. Другая возможность - это автоматическое построение карт распределения сил. характеризующие особенности взаимодействия [4].

В работе представлена методика поточечных измерений, которая заключается в следующем: в каждой точке зонд сближается с образиом ЛО появления определенного взаимодействия, далее отводится на некоторую величину в область неконтакта с поверхностью и только после этого происходит перемещение зонда в плоскости сканирования в следующую точку. Под определенным взаимодействием понимается заранее предопределенная сила, соответствующая, например, моменту касания с поверхностью и т.п. Затем зонд снова сближается, отводится и так далее, перемещаясь как в стандартном режиме растру, по сканирования АСМ методик. Таким образом, полностью исключается влияние «бокового» воздействия на образец. Важным фактором является то, что все перемещения зонда образца обладают высокой относительно точностью позиционирования счет за использования малошумящих емкостных датчиков по всем трем осям. Сигналом, контролирующим взаимодействие, является отклонение кантилевера (DFL), пропорциональное нормальной силе.

С целью ускорения процесса и избежания повреждения образца во время перемещения зонда в плоскости сканирования вместо фиксированного значения величины отвода используется автоматически рассчитанное (предсказанное) с учетом предыдущих точек. Таким образом, в каждой точке величина отвода будет разная, с учетом наклона и особенностей рельефа конкретной области, и не будет необходимости вручную подбирать этой параметр для каждого нового образца. По сути, процесс измерения схож с измерением силовых кривых по сетке, однако с одним существенным отличием – запоминается при этом не вся кривая, а только определенные ее точки. То есть в итоге для каждой точки на образце мы получаем несколько значений пар отклонение кантилевера - выдвижение трубки пьезосканера (DFL-Z), соответствующих физическим свойствам. Например, используя специальные алгоритмы пересчета можно получить силу адгезии в каждой точке при отводе либо характеристики упругих свойств образца, надавив сильнее в области контакта (Рис.1). Таким образом, за один цикл измеряются и рельеф и несколько параметров силового взаимодействия. Причем измеряются, когда зонд находится в точке

непосредственно, следовательно, результаты получаются точнее за счет меньшего влияния дрейфов, гистерезиса и нелинейности пьезосканера. В стандартном режиме на зонд при этом не прикладывается никаких вынуждающих сигналов (для раскачки зонда или для создания электрического потенциала на нем).





Рельеф образца рассчитывается ИЗ усредненного значения положения Z-трубки пьезосканера, при котором величина нормальной силы начинает возрастать, то есть в момент касания зонда с поверхностью. Адгезионные свойства определяются по минимальному значению сигнала отклонения зонда при отрыве иглы от поверхности. Далее, величина этого отклонения вычитается из уровня нулевой силы (состояние кантилевера вдали от образца в данной точке) и пересчитывается с учетом предварительной калибровки в силу. Характеристики упругих свойств рассчитывается из наклона кривой DFL-Z после того, когда игла вошла в контакт с поверхностью. Причем достаточно запомнить всего несколько точек на этой кривой.



Разрешение в плоскости практически не отличается в случае поточечной И С полуконтактной методики измерения. одинаковой точностью прописываются как мелкие детали на поверхности клетки, так и сама клетка. В контактной методике границы клетки сильно модифицированы вследствие достаточно нормальной большой (несколько нH) И латеральной силы. Ha изображении наблюдаются направлении полосы в сканирования (царапины), изменение формы и положения соседних объектов, «размытость».

В поточечной методике для скана размером точек общее время измерения 256x256 составляет примерно 10 минут. Это является главным недостатком методики в смысле экономии времени и влияния дрейфов. Однако, измерение ряда физических свойств одновременно с рельефом, использование малошумящих датчиков для контроля за XYZ перемещением, предсказывание оптимальных величин отвода в цикле делают эту методику перспективной и наиболее подходящей для ACM. определенных применений При использовании мягкого зонда, ограничив его движение «сверху» (начиная отвод в цикле сразу же после того, как зонд касается поверхности) можно добиться минимального воздействия на образец, как в нормальном, так и в латеральном направлении. При этом важно настроить луч лазера как можно ближе к свободному концу кантилевера, так как чувствительность при такой настройке значительно выше. В результате, появляется возможность изучать «мягкие» и любые плохо связанные с поверхностью объекты (клетки, бактерии, вирусы, порошки, полимеры и другие), что является на сегодня одной из основных задач в биологии, медицине и других областях.

[1] P. J. de Pablo, J. Colchero, J. Go'mez-Herrero, and A. M. Baro, Jumping mode scanning force microscopy, Applied Physics Letters 1998, Volume 73, Number 22, P. 3300-3302

[2] K. O. Van der Werf, C. A. J. Putman, B. G. Groth, and J. Greve, Adhesion force imaging in air and liquid by adhesion force microscope, Appl.Phys.Lett. 1994, Volume 65, P. 1195.

[3] A. Rosa, E. Weilandt, S. Hild, and O. Marti, The simultaneous measurement of viscoelastic and adhesive properties by SFM: pulsed force mode operation, Meas. Sci. Technol. 1997, V.8, N 1, P 1333-1338.

[4] Быков И. В., Быков В. А. Режимы притяжения и отталкивания в полуконтактном методе атомно-силовой микроскопии. Автоматизированные способы оптимизации работы в режиме притяжения // Изв. вузов. Материалы электрон. техники. 2008. 1. С. 75-77.

АСМ-исследование микроволнового воздействия на водородосодержащий сегнетоэлектрик ТГС

Н.В. Белугина, Р.В. Гайнутдинов, А.Л. Толстихина, Г.И. Овчинникова*

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

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

специфических Большинство свойств сегнетоэлектриков являются структурно поэтому чувствительными, представляет особый интерес изучение динамики дефектов, созданных в этих материалах с помощью различных воздействий. В работах [1,2] было показано, что микроволновое, излучение приводит к трансформациям диэлектрических характеристик сегнетоэлектриков, которые структурные изменения, указывают на вызванные облучением. Воздействие излучением микроволновым низкой 2 - 5интенсивности течение в ч сегнетоэлектрического кристалла триглицинсульфата (ТГС) приводит к почти полному подавлению низкочастотной диэлектрической аномалии и увеличению почти в два раза спонтанной поляризации [2]. Диапазон микроволн интересен своими $(\tau \sim 10^{-9} - 10^{-11} c),$ характерными временами которые соизмеримы со временами жизни, по крайней мере, водородных, а возможно и других, межмолекулярных связей, которые, в свою очередь, ответственны за образование надмолекулярных структур. Именно на процессы образования и распада этих структур может оказывать воздействие микроволновое излучение.

В данной работе обсуждается воздействие микроволнового (40 ГГц) излучения на релаксацию внутренних напряжений в сегнетоэлектрических кристаллах на примере водородосодержащего ТГС. В качестве метода получения информации о степени совершенства структуры дефектности кристалла И используется атомно-силовая микроскопия с помощью которой изучаются (ACM), поверхности скола образцов ТГС состаренных, облученных отожженных, микроволнами. данного Выбор метода исследования определили необычные свойства нанорельефа идеально гладкой поверхности зеркального скола ТГС, чувствительного к структурным изменениям и дефектам в объеме кристалла. Характерной особенностью зависимости диэлектрической проницаемости (ε') ТГС от температуры является наличие области, в которой є' с приближением к температуре фазового перехода (49 °C) вместо роста обнаруживает резкий провал, который во всех исследованных образцах опускался ниже ИК вклада в диэлектрическую проницаемость (є'ик=5), а в некоторых - ниже нуля [2]. Эффект микроволнового воздействия, определявшийся уменьшению абсолютных значений по низкочастотной (1кГц) диэлектрической проницаемости в максимуме є'мах (подавление аномалии), исследовался в температурном комнатных значений интервале ОТ ло °C. температуры 42 Оказалось, что микроволновое воздействие имело место лишь в области «аномальной» температурной зависимости є' (резкий спад вместо роста), т.е. при температурах выше 35°С. Воздействие области «нормальной» отсутствует в температурной зависимости, т.е. существует четкая корреляция между температурным поведением микроволновой є' и наличием взаимодействия облучения эффекта c кристаллом. Все это позволяет предположить. что в области «аномальной» температурной зависимости є' кристалл обладает особыми по сравнению с остальной областью дисперсии свойствами.

ACM изображения поверхности зеркальных сколов облученных образцов сопоставляли с изображениями необлученных, отожженных ранее при тех же температурах и временах. На поверхности необлученных кристаллов мы наблюдали характерные для поверхности скола идеальной двумерные образования в виде островков и ямок (рис.1а) с плотностью в местах скоплений ~ 3*10⁻⁷ нм⁻², что сопоставимо с плотностью точечных дефектов в этих кристаллах [1]. Высота (глубина) этих образований одинакова и составляет ¹/₂ b, а их латеральные размеры различаются. Выделяются образования с диаметром ~1000 и ~2000 нм, но преобладают более мелкие образования (500-700 нм.). Площадь, занимаемая островками и ямками, составляла ~28% ОТ общей площади исследованного участка поверхности. После облучения плотность образований возрастала примерно в три раза и составляла ~ 9*10⁻⁷ нм⁻² (рис.1 б), а площадь, занимаемая ими, уменьшилась до 14 % от общей за счет уменьшения размеров островков. На рис.2 показана гистограмма распределения латеральных размеров образований на поверхности скола кристалла до (а) и после облучения (б).


Рис.1. АСМ - изображение нанорельефа (в виде островков высотой ½ *b*) поверхности зеркального скола кристалла ТГС до (а) и после (б) микроволнового облучения.



Рис.3.Гистограммы распределения латеральных размеров островков на поверхности зеркального скола кристалла ТГС до (а) и после (б) микроволнового облучения. D-диаметр и N – количество островков.

Сопоставление АСМ – изображений облученных И необлученных образцов позволило сделать вывод, обработка что микроволнами, в общем, приводит в каждом случае к разнонаправленным процессам, а именно, частичному «отжигу» точечных дефектов, существующих в кристалле до начала облучения, И дальнейшему накоплению дефектов в процессе облучения. Аналогичным образом действует облучение у-квантами. Нами показано, что даже малоинтенсивное микроволновое излучение приводит к релаксации внутренних напряжений при условии более длительного воздействия (~1 часа). Обнаружена дозовая зависимость релаксации напряжений, которая в значительной мере определяется степенью кристаллов. совершенства В образцах совершенных кристаллов уже при малых дозах облучения идет деградация характеристик (уменьшение є' и т.п.) и рост внутренних напряжений (накопление дефектов). В менее совершенных кристаллах при малых дозах облучения идут процессы «отжига» дефектов и улучшение диэлектрических характеристик кристалла (увеличение є') И только с увеличением дозы преобладают процессы увеличения плотности дефектов и деградации Микроволновое кристаллов. излучение инициирует в кристалле разнонаправленные процессы, сводящиеся в первую очередь к отжигу точечных дефектов, существовавших в кристалле ЛО облучения. Об этом свидетельствует исчезновение после облучения наиболее крупных образований с латеральными (~1000-2000 размерами нм), уменьшение площади. занимаемой образованиями, И усреднение их размеров (см. гистограммы). Кроме того, облучение приводит к дальнейшему накоплению дефектов, о чем свидетельствует увеличение в три раза плотности образований после облучения. Механизм микроволнового отжига и дополнительного накопления дефектов обсуждается в рамках активационной модели [3], в которой, в которой основополагающая роль в процессах поляризации отводится вращательно-поступательным флуктуационнодиффузионным процессам.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 08-02-00600) и НШ-1955.2008.2.

[2] Овчинникова Г.И., Новик В.К., Пирогов Ю.А., Солошенко А.Н. // Изв. РАН, сер. Физическая.2001. Т.64. № 12. С.2452.

[3] Потапов А.А. // Химическая физика. 1991. Т.10. № 10. С.1410.

^[1] Овчинникова Г.И., Белугина Н.В., Толстихина А.Л. /Труды школы-семинара «Физика и применение микроволн-2007» на CD. Секция 9. С.9.

Наноконусы на (a-C:H):Si пленке: основные условия C3M-литографии и оптические свойства

<u>В.А. Герасименко¹</u>, В.Д Фролов¹, В.В. Кононенко¹, И.И. Власов¹, С.М.

Пименов¹, А.В. Хомич², Г.Г. Кирпиленко³

¹Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, Москва, Россия ²Институт радиотехники и электроники РАН, пл. Введенского 1, Фрязино. Россия ³Патинор коатингс Лтд., НИИМВ, Зеленоград, Россия e-mail: vit394024@rambler.ru

Недавно был обнаружен эффект наноструктурирования _ формирование на поверхности аморфных гидрогенизированных углеродно-кремниевых пленок (a-C:H):Si, выращенных методом плазмохимического осаждения паров полифенилметилсилоксана (ПФМС), конусообразных выступов высотой до 100 нм под действием электрического поля зонда сканирующего зондового микроскопа (СЗМ)литографа при условии, что как амплитуда импульсов электрического напряжения, так и экспозиция воздействий превышают пороговые величины [1]. При этом форму пьедестала наноконуса можно контролируемо варьировать посредством изменения относительной влажности RH окружающей среды (рис. 1).



Рис.1. Форма выступа: (а)- при RH=30%; (b)при RH=60%. Вид в СЗМ.

Пропорциональная зависимость высоты нанокунуса от толщины исходной пленки указывает на объемный характер происходящих превращений.

Установлено, что в наибольшей степени способность к наноструктурированию проявляют пленки, в которых содержание кремния составляет ~15%, кислорода ~5%, а отношение связей sp²/sp³~0.4 Процесс образования наноконусов носит воспроизводимый и

стабильный характер при относительной влажности воздуха ≥30%, что позволяет создавать наноструктуры сложной конфигурации (рис. 2).



Рис. 2. Наноструктура в конфигурации линзы Френеля на поверхности пленки (a-C:H):Si. Вид в оптическом микроскопе.

В диапазоне длин волн λ=370-1000 нм показатель преломления исходных пленок лежит в пределах n=2.18-2.25, коэффициент экстинкции k=0.02-0.3, а СЗМ-воздействия приводят к уменьшению n до величины ~1.6. Последнее связывается с пористостью модифицированного согласно материала. которая, расчетам. достигает 50%. Анализ зависимостей $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ и рамановских спектров свидетельствует о высокой степени разупорядоченности (по размерам) кластерной структуры исходных пленох (a-C:H):Si. Наряду с этим рамановская спектрометрия указывает, что СЗМ-воздействие на пленку вызывает ее карбонизацию, появление sp³-связанного и упорядочение sp²-связанного углерода, т.е. формирование более совершенной атомной структуры, чем у исходного материала. Мы предполагаем, что этот процесс происходит за счет проникновения водяного адсорбата через поры вглубь пленки, где инициируется электрохимическая реакция с выделением водорода.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 07-02-12090-офи.

[1] V.D. Frolov, E.V. Zavedeev, S.M. Pimenov, V.I. Konov, E.N. Loubnin, G.G. Kirpilenko, Diam. Relat. Mater., **16**, 1218 (2007).

Двухслойные зонды для магнитно-силовой микроскопии

С.Н.Вдовичев, Б.А.Грибков, А.Ю.Климов, В.Л.Миронов,

В.В.Рогов, и А.А.Фраерман

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

E-mail: bg@ipm.sci-nnov.ru

Магнитно-силовая микроскопия (МСМ) простым является относительно И универсальным методом, позволяющим получать информацию о распределении намагниченности поверхности образца с разрешением на несколько десятков нанометров. Разрешающая способность и чувствительность МСМ метода по большей части определяется характеристиками используемых МСМ зондов. В данной работе приводятся результаты исследований двухслойных магнитных кантилеверов для магнитно-силовой микроскопии [1, 2].

Двухслойные МСМ были изготовлены следующим образом. На стандартный кремниевый кантилевер наносились два слоя ферромагнитного материала (Со), разделенных немагнитной прослойкой (Si). Определены величины магнитных полей перехода ИЗ "ферромагнитной" конфигурации (магнитные слоях сонаправлены) моменты в Co в "антиферромагнитную" (магнитные моменты в Со слоях противонаправлены) и наоборот. Проведены исследования таких зондов при помощи микродатчиков Холла. Показано, что зонд В "антиферромагнитном" состоянии обладает достаточно сложной структурой магнитного поля.



Рис.1. МСМ изображения, полученные двухслойным МСМ зондом: (а) зонд в "ферромагнитной" конфигурации, (б) зонд в "антиферромагнитной" конфигурации. Снизу приведены поперечные сечения.

Проведены МСМ исследования тестовых объектов [3] при помощи двухслойных зондов Показано. (Рис. 1). что зонд в "антиферромагнитном" состоянии обладает большим пространственным разрешением, по сравнению с зондом в "ферромагнитном" состоянии. Такие двухслойные МСМ зонды являются перспективными для исследования низкокоэрцитивных объектов, так как величина магнитного поля рассеяния у такого зонда меньше, чем у стандартного однослойного. А также, для исследования низкоразмерных (с размерами несколько десятков нанометров)

объектов, где необходимо повышенное пространственное разрешение МСМ зонда.

Авторы благодарны С.А.Гусеву за проведение СЭМ измерений кантилеверов. Работа выполнена при поддержке РФФИ, INTAS, МНТЦ.

 J. O. Oti, P. Rice, and S. E. Russek // J. Appl. Phys. 75, 6881, (1994)
 Yihong Wu, Yatao Shen et. al. // Appl. Phys. Lett. 82, 1748, (2003)
 A. М. Алексеев, Ю. К. Веревкин, Н. В. Востоков и др. // Письма в ЖЭТФ, Т.73, Вып.4, C.214-219, (2003)

Электро - и магнетокалорическое выделение энергии в зонде сканирующего микроскопа

И.А. Дорофеев Институт физики микроструктур РАН 603950 ГСП-105 Нижний Новгород Россия E-mail: <u>dorof@ipm.sci-nnov.ru</u>

Электро - и магнетокалорический эффекты хорошо известны по учебникам, см., например, [1]. Их физическая причина заключается в изменении структуры состояний системы и их заполнения под действием внешних полей. Другими словами, энергетические уровни сдвигаются и расщепляются из-за эффектов Зеемана и Штарка, что приводит к плотности состояний $\Delta\Gamma$. Но, изменению состояний определяет температуру плотность $T^{-1} = k_{\rm P} \partial \ln(\Delta \Gamma) / \partial U$, где системы k, константа Больцмана, U - внутренняя энергия системы [2]. Поэтому внесение пробного тела в поле приводит к выделению (или поглощению) энергии в этом теле, что определяется его природой. Данная заметка посвящена изучению эффектов выделения (или поглощения) энергии в зондирующем теле, благодаря описанным явлениям, при помещении этого тела в тепловое поле некоторого образца. Необходимо отметить, что такое выделение энергии не требует разности температур между зондом и образцом. Мы получим общую формулу для выделяющегося тепла и оценим его величину в металлическом зонде, который помещается вблизи диэлектрического тела. Для этого рассмотрим два тела "Р" и "S" произвольной формы, которые при их бесконечным промежутком, разделении находятся при одинаковой температуре $T_{P} = T_{S} = T$. Случай разных температур является несложным обобщением. Зонд "Р" и образец "S" характеризуются произвольными проницаемостями \mathcal{E}_{P}, μ_{P} и \mathcal{E}_{S}, μ_{S} . Рассмотрим изменение свободной энергии Ф зонда, при перемещении его из бесконечности на некоторое конечное расстояние d от образца

$$\Delta \Phi = \Phi(d) - \Phi_0(d = \infty) = -(1/2) \left\{ \left[\left\langle \vec{\mu} \cdot \vec{\mathsf{E}}_0 \right\rangle_s + \left\langle \vec{\mu}_0 \cdot \vec{\mathsf{E}} \right\rangle_s \right] + \left[\left\langle \vec{m} \cdot \vec{\mathsf{H}}_0 \right\rangle_s + \left\langle \vec{m}_0 \cdot \vec{\mathsf{H}} \right\rangle_s \right] \right\},\tag{1}$$

где $\Phi = \Phi(T, P)$ - свободная энергия, или термодинамический потенциал по отношению к температуре и давлению, $\vec{\mu}(t)$, $\vec{m}(t)$ индуцированные флуктуационные электрический и магнитный дипольные моменты в зонде, $\vec{\mathsf{E}}_0(t)$, $\vec{\mathsf{H}}_0(t)$ - внешние тепловые поля, источником которых является образец, $\vec{\mu}_0(t)$, $\vec{m}_0(t)$ - собственные спонтанные моменты зонда, $\vec{E}(t), \vec{H}(t)$ - индуцированные поля из-за отклика образца. Буква "s" означает симметризованную величину, а угловые скобки - усреднение по ансамблю. Соответствующее изменение энтропии по определению $\Delta S = -\partial \Delta \Phi / \partial T$, и выделение (поглощение) тепла $Q \equiv \Delta Q = T \Delta S$

$$\mathbf{Q} = \left(\frac{T}{2}\right) \frac{\partial}{\partial T} \left\{ \left[\left\langle \vec{\mu} \cdot \vec{\mathsf{E}}_{0} \right\rangle_{s} + \left\langle \vec{\mu}_{0} \cdot \vec{\mathsf{E}} \right\rangle_{s} \right] + \left[\left\langle \vec{m} \cdot \vec{\mathsf{H}}_{0} \right\rangle_{s} + \left\langle \vec{m}_{0} \cdot \vec{\mathsf{H}} \right\rangle_{s} \right] \right\}.$$
(2)

Осуществляя Фурье преобразования величин $\vec{\mu}(t), \vec{m}(t)$ и $\vec{\mathsf{E}}_{_0}(t), \vec{\mathsf{H}}_{_0}(t), \ \vec{\mu}_{_0}(t), \vec{m}_{_0}(t)$ и

 $\vec{\mathsf{E}}(t), \vec{\mathsf{H}}(t)$ в (2), получим $Q = Q^{(e)} + Q^{(m)}$, где, например, для электрической части

$$\mathbf{Q}^{(e)} = \left(\frac{T}{2}\right) \frac{\partial}{\partial T} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \left[\left(\alpha_{ik}^{(e)}(\omega) \right)^{h} \left\langle \mathsf{E}_{0i}(\omega) \mathsf{E}_{0k}(\omega) \right\rangle + \left(\beta_{ik}^{(e)}(\omega) \right)^{h} \left\langle \mu_{0i}(\omega) \mu_{0k}(\omega) \right\rangle \right], \tag{3}$$

где $\alpha_{ik}^{(e)}(\omega)$ - тензор электрической поляризуемости зонда, $\beta_{ik}^{(e)}(\omega)$ - тензор линейного отклика образца $E_i(\omega) = \beta_{ik}^{(e)}(\omega)\mu_k(\omega)$. Аналогично и для магнитной части $Q^{(m)}$. Следует заметить, что в этих выражениях фигурируют эрмитовы части тензоров функций отклика, например $(\alpha_{ik}^{(e)}(\omega))^h = (\alpha_{ik}^{(e)}(\omega) + \alpha_{ki}^{(e)*}(\omega))/2$,что отличает этот случай от стандартного тепловыделения, зависящего сугубо от антиэрмитовых частей. Это отражает важный физический смысл электро - и магнетокалорических эффектов, отличающих их от обычных электромагнитных потерь в веществе. А именно, обсуждаемые эффекты могут происходить в средах без потерь. Для оценок рассматривались однородные и изотропные материалы: серебро для зонда и ZnSe для полупространства, описываемые моделью Друде $\varepsilon_{P}(\omega) = 1 - \omega_{p}^{2} / \omega[\omega + i\nu(T)]$,

$$\begin{split} \omega_{P} &\approx 1.4 \times 10^{10} \, rad \, s^{-1} \,, \\ \nu(T) &\approx A k_{B} T \,/ \, \hbar + v_{F} \,/ \, a(1 + \beta_{l} T) \,, \\ (\nu(300K) &\approx 8.3 \times 10^{13} \, s^{-1} \, \text{для серебра} \, A \approx 2.11 \,), \\ v_{F} &\approx 1.4 \times 10^{8} \, cm \, s^{-1} \,, \, \beta_{l} \approx 2 \times 10^{-5} \, K^{-1} \,- \\ &\alpha^{(e)}(\omega) &\approx V_{P}(T) \frac{3}{4\pi} \frac{\varepsilon_{P}(\omega, T) - 1}{\varepsilon_{P}(\omega, T) + 2} \,, \end{split}$$

где $V_P(T)$ - объём сферы. Эти формулы справедливы, когда размер сферы меньше, чем глубина проникновения поля в его материал. Флуктуационнодиссипативная теорема даёт известные

связи
$$\langle |\mathsf{E}_{0i}|^2 \rangle = 2(\Theta/\omega) \operatorname{Im} \{\beta_{ii}^{(e)}\},\$$

 $\langle |\mathsf{H}_{0i}|^2 \rangle = 2(\Theta/\omega) \operatorname{Im} \{\beta_{ii}^{(m)}\}$ и
 $\langle |\mu_{0i}|^2 \rangle = 2(\Theta/\omega) \operatorname{Im} \{\alpha_{ii}^{(e)}\},\$
 $\langle |m_{0i}|^2 \rangle = 2(\Theta/\omega) \operatorname{Im} \{\alpha_{ii}^{(m)}\},\$

где
$$\Theta = (\hbar \omega / 2) cth (\hbar \omega / 2k_B T)$$
. Общие
выражения для спектральных свойств
полей полупространства хорошо
известны из литературы.

Следует подчеркнуть, что наши расчёты были выполнены для типичного металла и диэлектрика, без особых электро - и магнетокалорических свойств. Это связано с доступностью справочных данных для этих материалов. Кроме того, расчёт тепловыделения выполнен в дипольном приближении, справедливом при условии *a* << *d*. Полагая процесс адиабатическим, по приращению энергии в зонде $Q \approx 6 \times 10^{-16} erg$ ($d = 10^{-5} cm$). получим оценку изменения температуры $\Delta T \approx 10^{-5} K$ в серебряном шарике радиуса $a = 10^{-6} cm$, помещённом на расстоянии $d = 10^{-5} cm$ от полупространства ИЗ ZnSe. Плотность серебра полагалась $\rho \approx 10.5 \ g \ cm^{-3}$ и $C \approx 2.37 \times 10^6 erg g^{-1} K^{-1}$. теплоёмкость его Полученная величина ΔT очень мала для эксперимента. Однако реальный эксперимент может быть проведён при условии $d \sim a$. и со специальными материалами для зонда. обладающими уникальными электро И магнетокалорическими свойствами. Например, это плёнки PbZr_{0.95}Ti_{0.05}O₃ [3], Ba_{0.6}Sr_{0.4}TiO₃ [4] и коэффициент линейного расширения серебра, *а*-радиус сферы, и осцилляторной моделью проницаемости для ZnSe

$$\varepsilon_s(\omega) = \varepsilon_{\infty} + (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})\omega_{TO}^2 / (\omega_{TO}^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)$$
,
где $\varepsilon_0 \approx 9.06$, $\varepsilon_{\infty} \approx 5.8$, $\omega_{TO} \approx 3.77 \times 10^{13} \, rad \, s^{-1}$,
 $\gamma \approx 0.02\omega_{TO}$. Для поляризуемости сферы
использовались выражения, справедливые в
длинноволновом приближении ($2\pi c / \omega = \lambda >> a$)
[1]

$$\alpha^{(m)}(\omega) \approx V_P(T) \frac{a^2 \omega^2}{40\pi c^2} \varepsilon_P(\omega, T), \qquad (4)$$

 $Gd_{5}(Si_{2}Ge_{2})$ [5], приводящие к гигантским электро и магнетокалорическим эффектам. Такими материалами можно покрыть термопары реально существующих зондовых тепловых микроскопов[6, 7]. Подчеркнём, что обсуждаемые процессы обратимы, поскольку внесение зонда приводит к выделению (поглощению) энергии, а удаление - к эффекту с противоположным знаком. Поэтому, если зонд периодически приближается или удаляется от образца, то скорость энерговыделения есть просто временная производная от выделенной энергии. Нетрудно показать, что выделение энергии имеет следующую зависимость от расстояния $Q \sim d^{-n}$, где $d = d_0 + \Delta \sin(\Omega t)$, Ω - частота осцилляций зонда, Δ - амплитуда осцилляций ($\Delta << d_0$), d_0 среднее положение зонда при осцилляциях. Таким $W \sim d_0^{-n} n(\Omega \Delta) \cos(\Omega t)$. образом, Полезный сигнал может быть усилен резонансным усилителем с подходящей полосой пропускания. В случае, когда $\Omega^{-1} < \tau$, где τ - время релаксации системы к энергия равновесию, выделяемая может аккумулироваться некоторой И достигать стационарной величины.

Работа поддержана РФФИ, грант 08-02-00035-а.

[1] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Electrodynamics of* Continuous Media, (Pergamon: New York, 1975)

[2]. L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Statistical physics*, (Pergamon: Oxford, 1980)

[3] A. Mischenko, Q. Zhang, J.F. Scott, R.W. Watmore, and N.D. Mathur, *Science* **311** 1270 (2006)

[4]. J.H. Qiu and Q. Jiang , Journ. of Appl. Phys. 103 034119 (2008)

[5] V.K. Pecharsky and K.A. Gschneidner, *Phys.Rev.Lett.* **78** 4494 (1997)

[6] W. Müller-Hirsch, A. Kraft, M.T. Hirsch, J. Parisi, S.-A., A. Kittel, J. Vac. Sci. Technol. A 17 1205 (1999)

[7] A. Kittel, W. Müller-Hirsch, J. Parisi, S.-A. Biehs, D. Reddig, and M. Holthaus, *Phys. Rev. Lett.* **95** 224301 (2005)

Исследование морфологии сульфидированной поверхности GaSb (100) в процессе предэпитаксиальной подготовки методом атомно-силовой микроскопии

<u>М.С. Дунаевский</u>, Е.В. Куницына, Т.В. Львова, А.Н. Семенов, Б.Я. Мельцер Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая, 26, *тел*

292 73 17, факс 292 10 17,

эл почта:Mike.Dunaeffsky@mail.ioffe.ru

Антимонид галлия и твердые растворы на его основе широко применяются для создания оптоэлектронных приборов, работающих в ИК спектральном диапазоне 2-5 мкм. Свойства таких структур определяющим образом зависят от планарности кристаллического степени И совершенства подложки. Одной из главных проблем при разработке технологии создания приборов на основе GaSb является высокая химическая активность поверхности и, как следствие, высокая скорость роста собственного окисла. Причем химический состав и толщина данных оксидов зависят от условий окружающей среды И изменяются BO времени. Предэпитаксиальная пассивация химическая $A^{3}B^{5}$ поверхности подложек позволяет существенным образом улучшать структурные характеристики выращиваемых эпитаксиальных слоев [1].

В данной работе для предэпитаксиальной химической пассивации поверхностей подложек GaSb (100) использовалась обработка в водном растворе. сульфидном (Na_2S) Морфология поверхности анализировалась методом атомносиловой микроскопии (АСМ) в атмосферных условиях на приборе "Р47-Semi" производства "NT-MDT" компании (Зеленоград, Москва). Использовались кремниевые зонды с радиусом закругления R=10 nm.

Методом АСМ проведен сравнительный анализ топографии поверхностей ері-ready подложек GaSb (100) и подложек, обработанных в водных растворах сульфида натрия, на различных стадиях их подготовки к эпитаксиальному росту. Наблюдение реконструкций поверхности GaSb (100) в процессе отжига в сверхвысоком вакууме проводилось на установке молекулярнопучковой эпитаксии RIBER 32P с использованием системы дифракции быстрых электронов (ДБЭ).

Исходные epi-ready GaSb (100) подложки представляют собой достаточно гладкую поверхность с шероховатостью 3-4 нм с отдельными редкими включениями высотой до 10 нм (с плотностью ~7*10⁸ см⁻²). Шероховатость поверхности подложки GaSb после обработки в одномолярном водном растворе сульфида натрия в течение 4 минут оставалась на прежнем уровне.

Исследовалось изменение морфологии поверхности результате термической в предэпитаксиальной очистки поверхности подложки в вакууме. Обнаружено, что в случае epi-ready подложек процессе отжига в

наблюдаются размытые диффузионные гало (рис.1а), которые сохраняются вплоть ло температур 560°С. Четкой картины ДБЭ с соответствующей реконструкцией (1×3), планарной Sb-стабилизированной поверхности, добиться не удается (рис.1b). Реконструкция (1×3) , как правило. появляется только после выращивания ~2-3 нм эпитаксиального слоя GaSb. Рельеф такой поверхности имеет выраженную шероховатость, которая не позволяет выделить планарные участки, величина среднеквадратичной шероховатости возрастает до 6-8 нм (рис.1с, 1d). Сильное нарушение планарности поверхности еріready подложек GaSb в процессе отжига связывается с реактивным травлением GaSb в ходе удаления оксида галлия и последующим термическим травлением галлием поверхности подложки.

У сульфидированных подложек уже при температурах 400°С появляются слабые основные рефлексы (рис. 2a), а четкая картина ДБЭ (1×3), свидетельствующая о планарной поверхности, появляется при температурах ~520°С (рис.2b). Поверхность представляет собой набор гладких террас с шероховатостью 0.3-0.5 нм, разделенных ступенями (рис.2с, рис.2d).

Сульфидная обработка приводит к удалению окисной пленки и формированию сплошного защитного слоя из атомов серы, когерентно связанных с поверхностью кристалла, что обеспечивает сохранение планарности поверхности подложки в процессе вакуумного отжига.

Выполненные исследования показывают. что химическая пассивация в волном сульфилном растворе поверхности GaSb (100) обеспечивает в предэпитаксиальной процессе подготовки образование планарной поверхности, не внося дополнительных нарушений в исходный рельеф. При этом температура отжига такой поверхности существенно ниже температуры реактивного удаления слоя естественного окисла, которое сопровождается огрублением рельефа этой поверхности. Использование пассивирующих хемосорбционных покрытий может являться альтернативой выращиванию буферного слоя на подложке GaSb.

Работа поддержана проектом РФФИ, грант № 07-02-01359, грантом Программы Президиума РАН "Квантовая физика конденсированных сред", грантом президента НШ-2951.2008.2



Рис.1 Подложка epi-ready GaSb; (а) ДБЭ при температуре отжига 400 0 C, (b) ДБЭ при температуре отжига 570 0 C, (c) АСМ изображение поверхности после отжига при 570 0 C и (d) - профиль сечения поверхности



Рис.2 S-пассивированная подложка GaSb; (a) ДБЭ при температуре отжига 400 0 C, (b) ДБЭ при температуре отжига 520 0 C, (c) АСМ изображение поверхности после отжига при 520 0 C и (d) - профиль сечения поверхности

[1] И.В. Седова, Т.В. Львова, В.П. Улин, С.В. Сорокин, А.В. Анкудинов, В.Л. Берковиц, С.В. Иванов, П.С. Копьев, ФТП **36**, №1, 59, (2002)

Изучение рельефа подложки и пленочного покрытия в одной и той же точке поверхности методом атомно-силовой микроскопии.

<u>Занавескин М.Л.¹</u>, Грищенко Ю.В.¹, Толстихина А.Л.²

¹Научно-технологический комплекс «Курчатовский центр синхротронного излучения и нанотехнологий», пл. Курчатова, д. 1, Москва, Россия

²Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова РАН, Ленинский пр. 59, Москва, Россия e-mail: zml@bk.ru

В настоящее время для формирования высококачественных пленочных покрытий все большее применение находят подложки с крайне низко развитым рельефом поверхности. В связи с этим развитие методов исследования рельефа поверхности подложек и установление связи рельефа подложки с рельефом формируемого пленочного покрытия – актуальная задача для современной науки и технологии.

До настоящего времени исследования связи рельефов подложки и пленочного покрытия осуществлялось методом рассеяния рентгеновского излучения в процессе роста с использованием источника синхротронного излучения. Степень корреляции рельефов подложки и пленки описывает коэффициент корреляции подложки и зеркального покрытия, который является функцией пространственной частоты [1]:

$$K(\mathbf{v}) = \frac{PSD_{sf}(\mathbf{v})}{\sqrt{PSD_{s}(\mathbf{v}) \cdot PSD_{f}(\mathbf{v})}},\tag{1}$$

где $PSD_s - функция спектральной плотности мощности (СПМ) рельефа подложки, <math>PSD_f - функция СПМ рельефа пленки, а <math>PSD_{sf} - кросс-СПМ-функция рельефов подложки и пленки. Однако диапазон пространственных частот в рентгеновском эксперименте ограничивается возможностями детектора и составляет порядка 0,15÷15 мкм⁻¹. Кроме того толщина исследуемых пленок не превышает десятков нанометров, так как на больших глубинах происходит полное поглощение рентгеновского излучения.$

Все более широкое применение для исследования рельефа сверхгладких подложек и формируемых на них пленочных покрытий находит метод атомно-силовой микроскопии (АСМ), так как он позволяет восстанавливать двухмерную функцию рельефа поверхности с высоким пространственным разрешением в широком диапазоне пространственных частот (0,02÷100 мкм⁻¹). Однако такие измерения носят статистический характер, так как измерения подложки и пленки производятся в различных областях поверхности. Таким образом, достоверность сравнения характеристик поверхности подложки и пленки по данным АСМ зависят от равномерности обработки поверхности подложки и методики нанесения пленки.

В данной работе предложен метод измерения рельефов пленки и подложки методом

АСМ в одной и той же точке поверхности, что позволило не только рассчитать коэффициент корреляции, но и непосредственно наблюдать ряд явлении при росте пленки: сглаживание царапин, принадлежащих подложке, образование новых на поверхности пленки.

Объектами исследования были полированные ситалловые подложки и нанесенные на них многослойные покрытия (TiO₂/SiO₂), которые используются в кольцевых лазерных гироскопах. Многослойные зеркальные покрытия наносились методом ионно-лучевого напыления, общая толщина которых составляла 2 мкм.

Исследование поверхности осуществлялось на сканирующем зондовом микроскопе NTEGRA Prima ("NT-MDT", г. Зеленоград). Использование емкостных датчиков в данном приборе для контроля перемещения пьезосканера позволяет уменьшать его нелинейности до 1,5%. Максимально возможная площадь сканирования составляет 80×80 МКМ. АСМ-измерения проводились в прерывисто-контактном режиме с использованием кремниевых кантилеверов марки NSC11 фирмы MikroMasch, радиус закругления которых составлял 10 нм.

Эксперимент проводился в условиях чистого помещения 100 класса чистоты при термостабильности $\pm 0,05$ °С. Поддержание относительной влажности в помещении на уровне 50-60% позволяло устранять статический заряд с поверхности исследуемых образцов [2].

Для измерения подложки, а так же впоследствии нанесенной на нее пленки. в одной и той же точке на поверхность была нанесена макрометка, которая позволяла позиционировать образец в плоскости XY с точностью до 5÷10 МКМ. Однако для расчета коэффициента корреляции необходимо их полное совпадение. Поэтому точное совмещение АСМ-изображений осуществлялось уже методами цифровой обработки АСМ-данных с помощью специально разработанного программного обеспечения. Цифровое совмещение изображений подложки и пленочного покрытия основано на поиске максимума их коэффициента кросс-корреляции, расчет которого осуществляется следующим образом:

$$C(\mathbf{\rho}) = \langle z_s(\mathbf{\rho} + \mathbf{\rho}') z_f(\mathbf{\rho}) \rangle, \qquad (2)$$

где р – радиус-вектор в плоскости поверхности,



Рис. 1. АСМ-изображения ситалловой подложки (а) и нанесенного на нее многослойного зеркального пленочного покрытия (б), полученные в одной и той же точке.

 $z_s(\mathbf{\rho})$ - функция рельефа поверхности подложки, а $z_f(\mathbf{\rho})$ – функция рельефа поверхности пленки.

того. присутствовало Кроме угловое несовпадение АСМ-изображений пленочного покрытия и ситалловой подложки, которое устранялось вращением одного изображения относительно другого до достижения значения функции кроссмаксимального Пример АСМ-изображений корреляции. подложки и пленочного покрытия, приведенных в полное соответствие друг с другом, представлены на рис. 1.

Расчет коэффициента кросс-корреляции осуществлялся по серии АСМ-изображений разного масштаба, что позволяет увеличивать диапазон пространственных частот (рис. 2).



Рис. 2. График коэффициента кросс-корреляции, рассчитанный по данным ACM от пар ACM-изображений подложки и зеркала различного размера.

Из представленного графика можно видеть, что в области низких пространственных частот коэффициент корреляции составляет порядка 0,9, а с частоты, равной 2 мкм⁻¹, начинается его резкое падение до нуля. Этот результат совпадает с ранее проведенными статистическими исследованиями рельефов подложки и зеркального покрытия, при которых было установлено, что корреляция между ними теряется на частотах порядка 5÷10 мкм⁻¹ [3].

Кроме того, с помощью предложенной методики удалось непосредственно пронаблюдать ряд явлений, которые происходят в процессе нанесения зеркального покрытия: сглаживание или развитие пленочным покрытием царапин имеющихся на поверхности подложки, образование новых царапин и частиц, (рис.1).

Предложенная методика исследования поверхностей подложки и нанесенного на нее пленочного покрытия одной точке в С использованием метода атомно-силовой микроскопии позволяет проводить расчет коэффициента корреляции в широком диапазоне пространственных частот и исследовать толстые пленки, недоступные для изучения методом рентгеновского рассеяния. Кроме того данная методика позволяет непосредственно наблюдать ряд явлений, связанных с наследованием рельефа подложки рельефом пленочного покрытия и образования новых структур.

Выражаем благодарность ФГУП НИИ «Полюс» и лично Азаровой В.В. за предоставленные образцы.

[1] L. Peverini, E. Ziegler, T. Bigault, I.V. Kozhevnikov // Phys. rev. 2005. B 72

[2] Толстихина А.Л., Гайнутдинов Р.В., Занавескин М.Л. и др. //Поверхность. 2008. № 9. С. 48.

[3] Грищенко Ю.В., Занавескин М.Л., Толстихина А.Л. Изучение корреляции рельефов подложки и многослойного интерференционного покрытия с использованием метода АСМ. // Тезисы доклада на XII Международном симпозиуме "Нанофизика и наноэлектроника" (Нижний Новгород, 10-14 марта 2008 г.) с.429-430.

Диагностика распределения массива квантовых точек InAs/GaAs по высотам путем обработки тетрахлоридом углерода в условиях газофазной эпитаксии

<u>А.В. Здоровейщев¹</u>, П.Б. Демина¹, И.А. Карпович¹

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Н.Новгород, Россия e-mail: zdorovei@nifti.unn.ru

Гетеронаноструктуры самоорганизос ванными квантовыми точками (КТ) InAs/GaAs обычно имеют сложный спектр фотолюминесценции (ФЛ), на котором помимо пика ФЛ, соответствующего основному переходу в КТ на 0.9 – 1.0 эВ присутствуют второй, а иногда и несколько более высокоэнергетических пиков. Последние обычно связываются с излучательными переходами из возбужденных состояний КТ. Однако с этим заключением не согласуется аномальная для всегда таких температурная переходов зависимость интенсивности ΦЛ [1]. При понижении температуры соотношение пиков меняется не равномерно, а на некоторых образцах иногда высота второго пика оказывается выше высоты первого. Также не до конца объясненным факт, остается тот что иногда электролюминесцентное и лазерное излучение от КТ связано с излучением в области высокоэнергетического пика.

Среди исследованных нами квантоворазмерных структур (КРС) с КТ, выращенных газофазной эпитаксией из металлоорганических соединений при атмосферном давлении водорода (ГФЭ МОС АДВ), встречаются структуры, спектры ФЛ которых трудно интерпретировать на основе предположения о ФЛ с возбужденных состояний КТ.

В качестве примера на рис. 1 приведены спектры двух КРС с КТ, выращенных в одинаковых условиях и различающихся только толщиной покровного слоя (20 и 300 нм). Спектр структуры с тонким покровным слоем (кривая 1) имеет обычный вид: второй пик, отделенный от первого энергетическим интервалом 80 мэВ и имеющий меньшую высоту, но приблизительно такую же ширину на полувысоте (≈ 40 мэВ), которая соответствует обычному разбросу размеров КТ по высоте, вполне объясняется излучательной рекомбинации из первого возбужденного состояния КТ. Однако на спектре второй структуры с покровным слоем толщиной



Рис.1. Спектры ФЛ двух КРС с КТ, выращенных в одинаковых условиях, но с разной толщиной покровного слоя: 1 –20 нм, 2 – 300 нм.

300 нм (кривая 2) второй пик, хотя и расположен почти на таком же расстоянии от первого, выше и почти в 4 раза шире первого, что невозможно объяснить излучательной рекомбинации ИЗ первого возбужденного состояния КТ. В связи с этим возникло предположение, что второй пик ФЛ в некоторых КРС с КТ InAs/GaAs может быть связан не с возбужденными состояниями КТ, а с бимодальным характером распределения КТ по размерам [2]. Однако прямого подтверждения этому тогда получить не удалось. В связи с этим в данной работе была поставлена задача: возможность получения подтвердить бимодального распределения КТ по размерам и выяснить его влияние на спектр ФЛ.



Рис.2. АСМ изображение поверхности гетероструктур с КТ, обработанных в CCl₄, после травления покровного слоя толщиной: a – 5, b – 3 нм, c – 3 нм область между лунками травления.

Исследованные образцы КРС с КТ InAs/GaAs выращены на подложке (100) GaAs методом ГФЭ МОС АДВ. Сначала выращивался буферный слой GaAs толщиной 0.3 мкм, потом слой КТ InAs по методике с прерыванием роста [3] и затем этот слой закрывался покровным слоем GaAs разной толщины. В данной работе исследовались морфология поверхности на атомно-силовом микроскопе (ACM) и спектры ФЛ. На части КРС с КТ, закрытых тонким покровным слоем (3 и 5 нм), проводилась газохимическая обработка КРС четыреххлористым углеродом *in-situ* в процессе роста [4,5].



Рис.3. Спектры ФЛ обработанных в CCl₄ гетероструктур с КТ при толщине покровного слоя 5 нм (1) и 3 нм (2). Тонкими линиями показано разложение спектров на гаусианы.

На рис. 2 показано влияние газохимического травления в CCl₄ поверхности КРС с тонким покровным слоем 3 и 5 нм на морфологию увеличения поверхности. Для контраста изображения и выявления, скрытых под покровным слоем GaAs массивов квантовых точек InAs, покровный слой после газохимического травления был стравлен в химическом травителе избирательно удаляющем GaAs [6]. Как видно из рис. 2, после такого двойного травления, при толщине покровного слоя 5 нм (рис. 2а) наблюдаются глубокие лунки с поверхностной концентрацией 3·10⁷ см⁻². При толщине покровного слоя 3 нм (рис. 2b) число лунок значительно увеличилось до 2·10⁹ см⁻². После уменьшении области сканирования до 1 остаточный массив КТ мкм² виден с поверхностной концентрацией 3·10¹⁰ см⁻² (рис. 2с). Мы предполагаем, что поверхностная концентрация лунок травления совпадает с поверхностной концентрацией удаленных четыреххлористым углеродом нанокластеров. Образование таких глубоких лунок травления связано с тем, что при газохимическом травлении нанокластер удаляется полностью вместе с участком смачивающего слоя И при последующем химическом травлении лунка глубоко протравливается. В случае 5 нм покровного слоя удаляются лишь самые крупные релаксированные нанокластеры. При 3 нм покровном слое также удаляются и крупные КТ.

Из рис. 3, на котором приведены спектры ФЛ структур с разными покровными слоями после травления в CCl₄, видно, что спектр КРС с покровным слоем 5 нм после травления можно разложить на два гауссиана: относительно узкий при энергии фотонов 0.89 эВ с шириной пика ≈60 мэВ и значительно более широкий и высокий при энергии фотонов 1.0 эВ с шириной пика ≈200 мэВ.

После травления КРС с толщиной покровного слоя 3 нм полностью исчез пик ФЛ на 0.89 эВ, как мы полагаем, связанный с массивом крупных и более однородных по размеру КТ, но остался пик на 1.0 эВ, связанный с массивом более мелких и менее однородных КТ. Это полностью подтверждает результаты морфологии ACM исследования КРС. свидетельствующие возможности 0 самоформирования бимодальных массивов КТ при некоторых режимах их выращивания.

Таким образом, в данной работе разработана методика выявления бимодальных распределений КΤ InAs, основанная на газохимическом травлении слоев КТ, покрытых тонкими покровными слоями GaAs. и комплексном исследовании морфологии И спектров ФЛ КРС после травления. Ее можно рекомендовать для диагностики массивов КТ, изменением условий выращиваемых с выращивания. Показано, что в некоторых режимах выращивания КРС методом ГФЭ МОС действительно самоформируются АДВ бимодальные массивы КТ с поверхностными концентрациями $\approx 2 \cdot 10^9$ и $3 \cdot 10^{10}$ см⁻² крупных и мелких точек соответственно.

Работа поддержана РФФИ (гранты 08-02-00548а и 08-02-97038р_поволжье_а), Минобрнауки РФ (проекты РНП.2.1.1.2741, РНП 2.2.2.3.8006) и CRDF BRHE (RUX0-001-NN/BF7M01).

[1] A. Chahboun, M. I. Vasilevskiy et al. // J. Appl. Phys., 2008, 083548.

[2] В.А. Кульбачинский, В.А.Рогозин и др. // ФТП, 2005, Т.39, Вып.11, с. 1354.

[3] А.В. Здоровейщев, П.Б. Демина, Б.Н. Звонков //Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского, 2008 № 5, С. 1–4.

[4] А.А Бирюков, Б.Н. Звонков и др. // Нанофотоника – 2001: Мат. совещания, Н.Новгород, 26-29 марта 2001 г., Н.Новгород: ИФМ РАН 2001, с.98.

[5] Н.В.Байдусь, А.А.Бирюков и др. // Изв. РАН. Сер. Физ., 2003, Т. 67, №2, с.208.

[6] I.A.Karpovich, A.V.Zdoroveishev et al. // Phys. Low-Dim. Struct., 2003, V. 3/4, p. 191-196.

Атомно-силовая микроскопия наночастиц никеля, обладающих электрокаталитическими свойствами

<u>С.А. Зиганшина¹</u>, Д.А. Бизяев¹, М.Г. Севастьянов^{1,2}, А.П. Чукланов¹, А.А. Бухараев^{1,2}

¹Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, , ул. Сибирский тракт 10/7, Казань, Россия.

² Казанский государственный университет, ул. Кремлевская 18, Казань, Россия sufia@kfti.knc.ru

В настоящее исследования, время посвященные изучению свойств наноразмерных объектов, активно развиваются. Интерес к таким объектам, с одной стороны, стимулируется существенным прогрессом экспериментальных методов создания наноматериалов и способов их характеризации, с другой стороны возможностью использования наноструктур в прикладных целях [1 - 3]. Среди всех разрабатываемых наноматериалов особый интерес представляют наноразмерные частицы катализаторов. Процессы катализа играют роль в жизни человека. Bce важную биохимические процессы в организме человека протекают под лействием ферментовцелого получение ряда катализаторов, химических веществ возможно только С использованием каталитических реакций [4]. Многие сенсоры, позволяющие детектировать малые количества биологически активных соединений, основаны на принципах гетерогенного катализа [5]. В последнее время интенсивно велется поиск эффективных катализаторов для использования в водородных элементах получении топливных при переходе электроэнергии [1, 5]. При к наномасштабам частицы металлов приобретают специфические свойства, отличные от свойств макрокристаллов. Согласно результатам многих исследований нанокатализаторы проявляют высокую каталитическую активность различных реакциях [2 - 6].

В большинстве экспериментальных работ катализаторы переходных металлов формируются использованием с электрохимического метода [7-9]. Главное достоинство этого метода – относительная простота и быстрота процесса формирования частиц металла. С помощью электрохимического осаждения при варьировании различных условий (например, состав раствора, время и потенциал осаждения) возможно получение частиц катализатора в широком интервале размеров. Кроме того, метод вольтамперометрии широко используется для исследования различных электрохимических свойств материалов, в частности катализаторов. Данный метод позволяет получать качественные и количественные параметры электрохимической системы, дает широкое представление о кинетике и динамике процессов, протекающих на границе раздела фаз раствор/электрод [10].

В последнее десятилетие метод атомномикроскопии силовой (ACM) хорошо зарекомендовал себя при изучении разного рода поверхностей [11, 12]. АСМ обладает высокой разрешающей способностью, не разрушает объект исследования, не требует сложных подготовительных операций. Изучение свойств наночастиц металлов способствует разработке подходов к прогнозированию и оптимизации электрокаталитических И других свойств материалов.

Целью настоящей работы явилась разработка методики электрохимического получения наночастиц никеля, изучение их топографии, определение размеров образующихся частиц и сопоставление этих данных с их каталитической активностью в реакции окисления этанола.

Изучение морфологии поверхности наночастиц никеля, электроосажденных на высокоориентированный пиролитический графит (ВОПГ), проводили при помощи атомносилового микроскопа марки Solver P47 фирмы НТ-МДТ. Изображения были получены полуконтактным методом при использовании NSG11. Электрохимические зонда марки электроосажденными свойства ΒΟΠΓ с частицами никеля (ВОПГ-Ni) изучались в фоновом электролите (0.4 M NaCl + NaOH) с pH 10. Для изучения электрокаталитических свойств раствор ΒΟΠΓ-Νί использовался 0.025 M этипового спирта в фоновом электролите. Получение наночастиц никеля на поверхности ВОПГ и изучение их электрохимических и каталитических свойств проводили при помощи полярографа ЭКОТЕСТ-ВА (Россия). Скорость наложения потенциала во всех электрохимических измерениях составляла 20 мВ/сек.

С целью получения изолированных наночастиц никеля были использованы растворы электроосаждения, отличающиеся по pH: 0.005 M раствор NiSO₄ в 0.5 M H₂SO₄ (pH = 1) или в 0.4 M NaCl (pH = 7). Были получены ACM изображения частиц никеля. Из этих ACM изображений установлено, что в нейтральной среде происходит формирование мелких изолированных частиц никеля равномерно распределенных по поверхности ВОПГ. В случае сильно кислого раствора на поверхности наблюдаются сетчатая пленка металла, частицы соединены в "цепи". Вероятно, это связано с тем, что кислая среда способствует растворению мелких частиц и на поверхности остаются только крупные образования. Поэтому дальнейшее формирование частиц никеля производилось в нейтральной среде.

Было оценено влияние потенциала электроосаждения никеля на размеры Частицы никеля формирующихся частиц. получали электроосаждением в течение 10 секунд при потенциалах -1.2 - -0.8 В. По полученным АСМ изображениям построены гистограммы распределения частиц по размерам. На АСМ изображениях частии, осажденных при низких потенциалах (-1.2 В), наблюдаются хаотично сформированные на поверхности конгломераты с размерами достигающими микрон. При увеличении потенциала осаждения до -1 В на поверхности наблюдаются мелкие равномерно распределенные плотно лежащие частицы. Из гистограммы распределения установлено, что размеры частиц лежат в интервале от 30 нм до 80 нм, наиболее часто встречаются частицы с диаметром около 60 нм. На 1 мкм² поверхности электрода в среднем приходится около 54 частиц. Электроосаждение частиц никеля при потенциале -0.8 В приводит к локальному формированию частиц на ступеньках пирографита. Размеры частиц образующихся при потенциале -0.8 B увеличиваются (практически в 2 раза) по сравнению с размерами частиц полученных при потенциале -1 В и лежат в интервале от 40 до 200 нм, наиболее часто встречаются частицы с лиаметром ~ 117 нм. Плотность составляет около 22 частиц 1 мкм² поверхности электрода. При увеличении потенциала электроосаждения никеля с -1.2 В до -1 В плотность частиц увеличивается, а размеры частиц значительно уменьшаются. При дальнейшем увеличении потенциала электроосаждения никеля с -1 В до -0.8 В плотность частиц уменьшается, хотя размеры остаются в пределах 40 - 200 нм. Следует отметить, что формирование частиц никеля равномерно по всей рабочей поверхности ВОПГ в обоих случаях.

Для наночастиц никеля, электроосажденных на поверхность ВОПГ, были электрохимические изучены И электрокаталитические свойства в реакции окисления этанола. На вольтамперограмме, полученная в фоновом электролите с pH=10 на ВОПГ с частицами никеля, в области потенциалов 0 – 1.2 В наблюдается одна анодная волна. Согласно [13, 14] при потенциале ~ 0.5 В происходит окисление Ni²⁺ (в составе частиц Ni(OH)₂) до Ni³⁺ (в составе частиц NiOOH). На вольтамперограмме, полученной на ВОПГ-Ni в присутствии этанола, наблюдаются 2 волны при потенциалах 0.5 В и 0.6 В, причем величина тока второй волны зависит от концентрации спирта в растворе. Это означает, что частицы NiOOH, образующиеся потенциале ~0.5 B, при выступают катализатора В роли электроокисления этанола. Механизм электрокатализа можно представить в следующем виде: на первой стадии происходит окисление Ni²⁺ с образованием Ni³⁺ (NiOOH), который на второй стадии окисляет этанол с регенерацией Ni²⁺ [14]. Одним из наиболее вероятных продуктов электроокисления этанола является уксусный альдегид [13].

Таким образом, разработана методика электрохимического осаждения на поверхности ВОПГ наночастиц никеля. Получены АСМ изображения поверхностей BOΠΓ-Ni, сформированных при разных потенциалах и в разных по составу растворах электроосаждения. Установлено, что равномерно распределенные по поверхности частицы никеля формируются при следующих условиях электроосаждения: 0.005 М NiSO₄ и 0.4 М NaCl в течении 10 секунд при потенциале -1 В. Изучены электрохимические и электрокаталитические свойства частиц никеля. Установлено, что наночастицы никеля проявляют каталитическую активность при электроокислении этанола.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов РФФИ (№07-03-0860), ФЦКП «Физико-химические исследования веществ и материалов".

[1] Marković, N.M., Ross Jr., R.O., Surface Science reports, **45**, 117 (2002)

[2] Сергеев, Г.Б., М: Изд-во МГУ, 288 (2003).

[3] Friedrich, K.A., Geyzers, K.P., Dickinson, A.J., Stimming U. J. Electroanal. Chem., **524-525**, 261 (2002).

[4] Крылов, О.В., М.: ИКЦ Академкнига, 679 (2004).

[5] Bakker, E., Telting-Diaz, M., Anal. Chem., 74, 2781 (2002).

[6] Chu, D., Jiang, R., Solid State Ionics, **148**, 591 (2002).

[7] Wendt, H., Spinacé, E.V., Neto, A.O., Linardi, M., Quim. Nova, **28**, 1066 (2005).

[8] Tang, Z., Liu, S., Dong, S., Wang, E., Journal of Electroanal. Chem., **502**, 146 (2001).

[9] Thompson, D.T., Nanotoday, 2, 40 (2007).

[10] Дамаскин, Б.Б., Петрий, О.А., Цирлина Г.А., М.: Химия, 672 (2006).

[11] Binnig, G., Quate, C.F., Gerber, Ch., Phys. Rev. Lett., **56**, 930 (1986).

[12] Миронов, В.Л., М.: Техносфера, 144 (2004).

[13] Kim, J.-W., Park, S.-M., Journal of the Korean Electrochemical Society, **8**, 117 (2005).

[14] Huang, W., Li, Z., Peng, Y., Niu, Z., Chem. Commun., 1380 (2004).

Возможность использования пористых систем Si/SiO₂ для формирования массива углеродных нанотрубок

<u>Е.Ю. Канюков¹</u>, С.Е. Демьянов¹, А.В. Петров¹, А.В. Окотруб² ¹ ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», ул. П. Бровки 19, Минск, Беларусь ² Институт неорганической химии им. А.В.Николаева СО РАН, Новосибирск, Россия e-mail: <u>kaniukov@physics.by</u>

В последнее время проводится интенсивное изучение физических свойств низкоразмерных систем и наноструктурных материалов с целью разнообразных созлания наноэлектронных устройств. В связи с этим представляет интерес использования материалов, содержащих нанопоры оксиде на поверхности в полупроводника, которые могут иметь различную геометрию и размеры в зависимости получения параметров И ОТ типа полупроводниковой подложки [1].

С научной и практической точки зрения перспективно создание структур на подложке кремния с его оксидом, содержащим нанопоры, внутри которых посредством метода электрохимического осаждения формируются однородные нанокомпозиции, состоящие из кластеров металла.

В данной работе рассматривается возможность формирования массива электронных эмиттеров на базе углеродных нанотрубок (УНТ) с использованием систем n-Si/SiO₂/Ni. Выбор никеля обусловлен тем, что он находясь в нанопоре будет играть роль катализатора при синтезе УНТ.

Для создания структуры n-Si/SiO₂/Ni в использовались подложек качестве монокристаллические пластины n-Si. Аморфный кремния формировался путем оксил термического окисления при температуре 1100 °С в течение 10 часов в атмосфере очищенного кислорода. Нанопоры в слое SiO₂ создавались путем облучения быстрыми тяжелыми ионами с флюенсом 5×10^8 см⁻². Полученные латентных треков протравливались в плавиковой кислоте, что позволило создать стохастически распределенные поры в виде усеченных конусов с диаметрами оснований 150-250 нм на поверхности SiO₂ и 100-200 нм на границе с Si. Их высота соответствовала толщине слоя оксида кремния, которая после травления была порядка 200 нм.

Осаждение никеля в треки проводилось электрохимическим методом из электролита 0,5 моль/л H₃BO₃ + 0,5 моль/л NiSO₄, при потенциале электрода минус 1 В в течение 120 сек., что приводило к полному заполнению поры. Ранее проведенные исследования показали, что при использовании данного метода никель представляет собой совокупность нанокластеров селективно осажденных в поры [2]. УНТ синтезировались методом химического осаждения из газовой фазы. Так как азотсодержащие УНТ имеют повышенные автоэмиссионные свойства, то в качестве источника углерода использовался ацетонитрил (CH₃CN). Пары ацетонитрила вводились в рабочую область реактора потоком аргона (расход 150 мл/мин). Рост проводился при температуре 800°С в течении 60 мин.

При синтезе УНТ, в результате термолиза углеводорода на частицах металла в порах, одна из частиц никеля отрывается от подложки, что и приводит к росту нанотрубки. Иногда от поры могут оторваться две металлические частицы, что, соответственно, приводит к одновременному росту двух нанотрубок. Из рисунка 1 видно, что при полном заполнении пор нанокластерами никеля УНТ растут вдоль поверхности диэлектрического слоя, переплетаясь между собой.



Рис. 1. Изображения сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) поверхности образца n-Si/SiO₂ с углеродными нанотрубками, выращенными в ионных треках, полностью заполненных никелем.

Такое переплетение нанотрубок отрицательно влияет на автоэмиссионные свойства полевых катодов, в то время как для формирования массива электронных эмиттеров на основе исследуемых структур необходимо, чтобы углеродные нанотрубки были ориентированы как можно более перпендикулярно к поверхности оксида. По нашему мнению это может быть реализовано в случае, если направление роста нанотрубки задается узким каналом ионного трека незаполненного никелем (рис. 2).



Рис. 2. Концепция создания массива углеродных нанотрубок в матрице пористого оксида кремния на кремнии, частично заполненного никелем.

Несмотря на то, что технология электрохимического осаждения металлов хорошо отработана, эксперименты по осаждению Ni в поры на 1/3 и 1/2 их глубины (т.е. примерно на 70 нм и 100 нм, соответственно) до настоящего времени не проводились. После проведения серии экспериментов по осаждению были подобраны следующие параметры: для осаждения никеля на 1/3 глубины поры – 30 сек. и 60 сек. для заполнения на 1/2 глубины при потенциале электрода минус 1,2 В.

На рисунке 3 приведены изображения поверхностной структуры образцов с никелем в порах, полученные на растровом электронном микроскопе (РЭМ). Сравнение данных изображений подтверждает неполное заполнение пор, т.е. примерно на 1/3 (рис. 3а) и 1/2 их глубины (рис. 36).



Рис. 3. Изображения РЭМ нанокластеров Ni порах слоя SiO₂ при сканировании под углом 30° к поверхности образца: а – время осаждения 30 сек.; б – 60 сек.

Результаты синтеза УНТ на структурах с частичным заполнением треков представлены на рисунке 4. Видно, что УНТ при выходе из поры нанотрубки ориентированы перпендикулярно поверхности и при дальнейшем росте начинают отклоняться к поверхности оксида кремния. Выросшие трубки имеют длину ~ 10 микрон и диаметр ~ 50 нм. Хорошо заметно, что нанотрубки имеет на своем верхнем конце каталитическую никелевую частицу (затравку), что свидетельствует о «вершинном» механизме роста нанотрубок [3]. Данные исследования показали, что при ограничении времени синтеза возможно получение структур УНТ с вертикальными нанотрубками, необходимых для создания массива отдельно стоящих электронных эмиттеров.



Рис. 4. Изображения сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) поверхности образца n-Si/SiO₂ с углеродными нанотрубками, выращенными в ионных треках, заполненных никелем на 1/3.

Данное исследование выполнено при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф08Р-077).

[1] Fundamentals of Ion-Irradiated Polymers. Ed. by Fink D. // Heidelberg. Springer Series in Materials Science, V.63, 2004.

[2] Демьянов С.Е., Канюков Е.Ю., Петров А.В., Белоногов Е.К., Наноструктуры систем Si/SiO2/металл с треками быстрых тяжелых ионов // Известия РАН. Серия Физическая, 2008, том 72, №9, с.1262-1264.

[3] Окотруб А.В., Булушева Л.Г., Кудашов А.Г., Белавин В.В., Комогорцев С.В., Массивы углеродных нанотруб, ориентированных перпендикулярно подложке: анизотропия структуры и свойств // Российские нанотехнологии, 2008, том 3, № 3-4, с.28-37.

Метод выделения границ объектов на изображениях сканирующей зондовой микроскопии

<u>О. В. Карбань</u>, ¹Д. В. Хлопов², , М. В. Телегина¹, О. М. Немцова¹, И. В. Журбин¹, А. В. Смурыгин¹

¹Физико-технический институт УрО РАН ул.Кирова, 132, г.Ижевск, Россия ²Ижевский государственный технический университет, ул.Студенческая, 7, г.Ижевск, Россия e-mail: <u>ocsa123@yahoo.com</u>

В последние годы значительное внимание уделяется разработке исследованию И наноструктурных материалов, полученных различными методами. Уникальные свойства таких материалов во многом определяются размерами наноструктурных элементов. Очевидно, что одним из важнейших вопросов диагностики нанообъектов определение является размера структурных элементов. Сканирующая зондовая микроскопия (C3M) является широко используемым инструментом для исследования нанообъектов, поскольку с её помощью можно получать трехмерное изображение поверхности исследуемого объекта, а после анализа изображений получить гистограммы распределения нанообъектов по размерам. Однако, в ряде случаев получение корректной информации о размерах и форме исследуемых нанообъектов по их СЗМ изображениям бывает затруднено из-за слипания некоторых объектов или неровности исследуемой поверхности.

Огличительной особенностью СЗМ изображений является то, что анализируемые объекты имеют неоднородную яркость, а наличие крупномасштабной неровности и слипшихся объектов, требующих разделения при анализе таких изображений, не позволяет эффективно применять традиционно используемые градиентные и пороговые методы выделения границ.

Для решения данной задачи нами предлагается использовать новый *метод выделения контуров*, основанный на регистрации локальных минимумов функции яркости изображения по четырем направлениям. Тестирование предлагаемого метода производилось на модельных изображениях (рис. Зав). Для сравнения, модельные изображения были обработаны так же традиционно используемыми для выделения границ объектов пороговым методом и методом Лапласа.

создавалась Модель (рис. 1) путем последовательного добавления объектов сферической формы на фоновую поверхность, которая деформировалась наложением функции Гаусса. При этом радиус объектов (из заданного набора возможных значений) и координаты их центров по осям х, у выбирались псевдослучайным образом. При добавлении каждого очередного объекта проверялось условие максимально допустимого перекрытия объектов. Модели содержат по 207 объектов сферической формы в том числе: 28 объектов радиусом 13 пикселей, 24 объекта радиусом 11

пикселей, 62 объекта радиусом 9 пикселей и 93 объекта радиусом 7 пикселей. Далее на основе полученной модели синтезировалось изображение поверхности. Яркость каждой точки модельного изображения линейно зависит от аппликаты точки лицевой поверхности модели. Максимальная яркость соответствует максимальной аппликате по всем точкам модели.

Количественный анализ точности обработки изображений состоит в вычислении для каждой серии измерений (на разных поверхностях) и для каждой группы шаров относительной погрешности метода. Чтобы оценить погрешность метода в целом, вычисляется среднеквадратичное отклонение относительной ошибки для трех поверхностей.



Рис.1. *а* - пространственное распределение объектов в горизонтальной плоскости; *в*, *г* и *д* - пространственное распределение объектов в вертикальной плоскости; *б*) гистограмма распределения объектов по радиусам.

Сравнение результатов обработки модельных изображений каждым из рассматриваемых методов показало, что на плоской поверхности наилучшие результаты демонстрируют предлагаемый нами *метод выделения контуров* и пороговый метод. Однако, при усложнении формы поверхности, эффективность порогового метода резко снижается, в то время как предлагаемый метод, наряду с методом Лапласа, демонстрируют большую инвариантность точности результатов относительно формы тренда обрабатываемой поверхности. Для порогового метода



Рис.2 Результат обработки сравниваемыми методами изображений: *a)* объекты расположены на плоской поверхности; *б)* объекты расположены на вогнутой поверхность; *в)* объекты расположены на выпукло-вогнутой поверхности. По оси у отложены количества обнаруженных с помощью каждого метода объектов

характерно уменьшение общего числа обнаруженных объектов при усложнении формы поверхности, обусловленное ростом числа объектов, яркость которых имеет значение ниже порогового значения. На результирующем изображении, полученном с помощью порогового метода, такие объекты оказываются потерянными. В месте с тем, на гистограмме распределения объектов, обнаруженных с помощью метода Лапласа (рис. 2), отчетливо видно большее, по сравнению с другими методами. количество объектов располагающихся в интервале максимальных значений площадей, что обусловлено слабой эффективностью данного метода в отношении решения задачи разделения слипшихся объектов. Об этом свидетельствует и отклонение в меньшую сторону, относительно заданного количества, числа обнаруженных с его помощью объектов располагающихся в остальных интервалах, наиболее выраженное отклонение имеет место для интервала наименьших значений площадей, поскольку потери объектов располагающихся в данном интервале не компенсируются за счет перетекания объектов из интервалов меньших площадей.

По сравнению с известными методами обработки изображений разработанный метод выделения контуров объектов основанный на регистрации локальных МИНИМУМОВ яркости изображения обладает существенным преимуществом, так как позволяет получить для большинства объектов на изображении четко очерченные контуры, свести к минимуму количество разрывов на границах объектов, а так же, в большинстве случаев, отделить один объект от другого. Результаты, полученные с помощью предлагаемого нами метода, не только демонстрируют наиболее близкие к реальному распределения объектов по группам, но и наименее зависимы от формы обрабатываемой поверхности по сравнению с другими методами.

Предложенный метод может быть распространен на другие виды изображений, требующих устойчивого выделения структурных составляющих.



Рис.3. Пример применения метода к СЗМизображениям: *a*, *б*) частицы механоактивированной наноструктурной плаценты человека; *e*, *c*) коллагеновых фибрилл стекловидного тела глаза кролика; *d*, *e*) компакта нанопорошка Y₂O₃:Nd³⁺.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 07-02-00391, 08-06-00002), МНТЦ (проект 3719)

АСМ исследование легированных Fe и Co силикатов, полученных золь-гель методом

<u>О.В.Карбань</u>¹, С.С.Михайлова², О.А.Шилова³

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Москва, Россия²Физикотехнический институт УрО РАН, ул.Кирова, 132, Ижевск, Россия³Институт химии силикатов им. И.В. Гребенщикова РАН, наб. Макарова 2 Санкт-Петербург, Россия e-mail:ssmikh@hotbox.ru

Легированные различными переходными металлами силикаты (пленки, порошки), полученные золь-гель методом, находят широкое применение в микроэлектронике как источники каталитические диффузии И слои. Они перспективны для применения в оптоэлектронике и магнитооптике, а также при создании различного класса магнитных аморфных структур. Особенности золь-гель введение различных допирующих процесса, примесей, температура последующей термообработки получаемых гелей позволяют получать материалы с широким набором свойств, в том числе и с различной морфологией поверхности, что особенно важно для пленочных материалов.

Целью настоящей работы было исследование морфологии поверхности силикатных полученных золь-гель методом легированных Fe и Co пленок, после термообработки при 150°С, т.е. на начальном этапе структурообразования пленок, а также полученных при термообработке при более (500°C температурах 900°C) высоких И порошкообразных легированных силикатов.



Рис.1 ACM изображение поверхности нелегированных силикатных пленок, полученных при температуре 150°C и 250°C

исследование ACM показало, что термообработки увеличение температуры нелегированной силикатной пленки (Рис.1) до 250°C приводит резкому уменьшению к конусообразных количества И высоты включений. Уменьшение шероховатости поверхности и формирование более гладкой пленки, по-видимому, вызвано завершением процессов термодеструкции и формированию силикатной структуры пленки.

Поверхность легированной Fe пленки (Рис.2в) имеет низкую шероховатость. Для нее характерно почти полное исчезновение конусообразных фрагментов, наблюдаемых для нелегированной пленки. При легировании Со (Рис.2б) имеет место образование достаточной развитой поверхности с размером зерен 160-240 нм.



Рис.2 АСМ изображение поверхности пленок, легированных железом и кобальтом и термообработанных при 150°С: а нелегированная пленка, б - пленка, легированная кобальтом, в- пленка, легированная железом, г пленка, легированная одновременно железом и кобальтом.

В обоих случаях поверхность пленок существенно отличается от поверхности кремнеземной пленки (Рис.2а). Из сравнения полученных легированных для пленок результатов следует, что химическая природа легирующего элемента существенно влияет на формирование морфологии поверхности одновременном получаемых пленок. При легировании Fe и Co формируется пленка со специфической структурой, характеризующейся наличием областей с резко отличающимся количеством структурных включений уже на низкотемпературной стадии ее формирования (150°С). Области с большим количеством включений (Рис.2г) характеризуются присутствием крупных глобул (размером до 3 мкм) при наличии достаточно ровной матрицы, что находит свое отражение в существенных различиях величин среднеквадратичной шероховатости для участков различного размера (Табл.). По ACM данным включения представляют собой отдельно расположенные структурированные глобулы co средним размером порядка 2.5 µ. Размер зерен в глобулах колеблется в пределах 70-180 нм. При этом поверхность глобул характеризуется повышенной концентрацией кобальтсодержащих структур, как следует из данных Оже спектроскопии. В таблице приведены значения среднеквадратичной шероховатости R_q и размаха высот Н для двух участков поверхности каждой из исследованных пленок.

Таблица Значения среднеквадратичной шероховатости R_q и размаха высот Н для двух участков поверхности силикатных пленок, полученных при 150°С.

	2000×2000 нм ²		300×300 нм ²	
	R_{q1} , нм	H ₁ , нм	R_{q2} , нм	Н ₂ , нм
Нелегированная SiO ₂ пленка	2	29.	<1	2
Легированная Fe (60SiO ₂ •40Fe ₂ O ₃ , масс%)	<1	2	<1	1
Легированная Со (67SiO ₂ •33CoO, масс%)	27	152	4	14
Легированная Fe и Co одновременно (46SiO ₂ •31Fe ₂ O ₃ •23CoO, масс%)	81	321	1	4

Увеличение температуры термообработки порошкообразных силикатов, легированных железом, приводит к значительному изменению морфологии их поверхности (Рис. 3).



Рис.3 АСМ изображение порошкообразных силикатов, легированных железом: *а*-режим топографии, *б*- режим фазового контраста.

После термообработки при 500°С для них характерен неоднородный фазовый состав. Принимая во внимание результаты Мессбауэровских исследований, легированные железом порошки представляют собой частицы силикатной матрицы в виде глобул с размерами 130-140 поверхности HM, на которых расположены наночастицы αFe₂O₃ с размерами порядка нескольких нм, которые частично собраны в агрегаты (Рис.3б).

Увеличение температуры термообработки до 900°С приводит к формированию достаточно однородных по структурно-фазовому составу порошков. Легированные железом порошки представляют собой частицы в виде глобул, состоящих из зерен с размерами 25-30 и 30-40 нм. Основываясь на данных РФА анализа, РФЭС и Мессбауэровской спектроскопии можно предположить, что зерна представляют частицы оксидов железа (α Fe₂O₃ и ϵ Fe₂O₃), на поверхности которых присутствует сверхтонкий слой оксида кремния.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 07-02-00391), МНТЦ (проект 3719)

Диффузия титана в керамике на основе Al₂O₃.

Е. В. Колесникова, Л.И. Деркаченко, В.Н. Гурин, М. В. Заморянская

Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

e-mail: kolesnikova@mail.ioffe.ru

В последние десятилетия современное материаловедение характеризуется поиском новых керамик (в общем смысле – соединениями металлов с неметаллами и материалами на их основе). Основную долю при этом составляют оксидные материалы, хотя в самое последнее время увеличивается количество так называемой бескислородной керамики. При этом не теряет значения и использование бескислородных тугоплавких соединений в виде всевозможных защитных покрытий [1-3], в том числе и для оксидной керамики.

например, для Так, в работе [4], повышения прочностных (и, возможно, огнеупорных) свойств корунда были использованы покрытия из TiB₂, ZrC, B₄C, WC (как в отдельности, так и в сочетании). При этом, как показали исследования, такие покрытия взаимодействуют при высокой температуре с поверхностью корунда, частично или полностью превращаясь в сложные соединения и твёрдые растворы – в зависимости от толщины покрытия, температуры и способа его нанесения и термической Происходит обработки. образование различных глубине по 30H (состоящих из различных соединений), в которые диффундируют элементы покрытия, как правило, их составляющие – металлы. Сапфир является основой для создания сверхпрочной керамики. Одним из способов повышения прочностных и огнеупорных свойств керамики на основе сапфира является введение в керамику примесей высокотемпературной методом диффузии.

В настоящей работе была исследована диффузия Ті в керамике на основе сапфира. На поверхность керамики был нанесен слой TiB₂, и затем керамика была подвергнута термической обработке в атмосфере аргона при 1700 °C в течение 27 часов.

Образцы исходной керамики и керамики после высокотемпературной диффузии были исследованы методами локальной катодолюминесценции (КЛ) и рентгеноспектрального микроанализа. Образцы исследовались при энергии электронов 15 кэВ. Спектры катодолюминесценции в диапазоне от 1,6 эВ-2,4 эВ были получены с использованием фильтра ЖС-17.

В спектрах катодолюминесценции наблюдается несколько характерных полос связанных с точечными дефектами в кристаллах сапфира: полоса с максимумом 3,67 эВ связанная с люминесценцией F-центра в сапфире (вакансия кислорода с одним электроном) [5]; полоса с максимумом интенсивности 3,1 эВ, соответствующая люминесценции Р⁻ центров (анионно-катионные вакансионные пары) [6]; полоса с максимумом 2,4 эВ связанная с парами анионных вакансий, захвативших электроны (агрегатные центры F-типа) [7]; и полоса с максимумом 1,8 эВ, соответствующая люминесценции Ti³⁺.

В оптический микроскоп было видно, что исходная керамика состоит из отдельных зерен кристаллов лейкосапфира. В спектрах катодолюминесценции этих зерен наблюдается полоса с максимумом 3,67 эВ связанная с люминесценцией F-центра в сапфире (вакансия кислорода с одним электроном) и полоса с 1.8 эB, соответствующая максимумом люминесценции Ti³⁺. Содержание примеси Ti в исходной керамике, как показал метод РСМА, меньше 0,01%wt.



Рис.1 Изображение КЛ керамики после отжига на расстоянии 200-300 микрон от поверхности (на рисунке указано содержание титана в весовых процентах).

После проведения высокотемпературной диффузии катодолюминесцентном в изображении можно выделить несколько характерных областей. расположенных на различной глубине от поверхности. В области расположенной от поверхности вглубь на 500 микрон наблюдались крупные зерна с выраженным градиентом содержания титана (рис.2). Как видно, в этой области титан проникал в зерна на глубину до 20 микрон. В центре большинства зерен остались монокристаллы сапфира исходным с содержанием титана.

Были исследованы люминесцентные свойства выделенных областей в зернах (рис.2).

В спектрах сапфировой керамики выделяются полоса с максимумом 3,65 эВ и полоса с максимумом 1,8 эВ. Для полосы с максимумом 1,8эВ была построена концентрационная зависимость(рис.3).



Рис.2 Спектры КЛ областей с различным содержанием титана.



Рис.3 Зависимость интенсивности КЛ полосы с максимумом 1,8 эВ от содержания титана в исследуемом микрообъеме.

На глубине более 500 микрон от поверхности также наблюдаются укрупненные зерна керамики. В этом случае титан диффундировал в зерна на глубину не более 5 микрон (рис.4). На глубине более 3 мм от поверхности содержание титана соответствовало исходной керамике.



Рис.4 Изображение КЛ керамики после отжига на расстоянии более 500 микрон от поверхности.

Глубина диффузии титана в керамике (3 мм) на порядки превышает глубину диффузии титана в кристалл сапфира при тех же условиях. Эта аномальная диффузия вызвана тем, что диффузия титана в керамике проходит по межзеренным границам. Затем с границ зерен происходит диффузия титана к центру по внутренним дислокациям и трещинам (область с содержанием титана 0,4% wt.). Титан доходит до границы монокристалла сапфира с низким содержанием дислокаций и диффундирует на глубину порядка 1 микрона (содержание титана в этой области 0,1% wt.). Монокристалл сапфира в центре зерна сохранял исходное содержание кристалла. Исследования прочностных характеристик показали, что после диффузии титана микротвердость керамики увеличилась в два раза.

[1] Материаловедение тугоплавких соединений: достижения и проблемы, Сб. Трудов Междунар. конференции, 27-29 мая 2008, ИПМ им. И.Н. Францевича НАНУ, Киев, Украина, 224 стр. (стр. 111, 159, 160, 168, 175 и др.). (In Russian) [2] Г.В. Калинников, Р.А. Андриевский, В.Н. Копылов, D. Louzguine., ФТТ, 2008, Т. 50, вып. 2, C. 359-363. (In Russian) [3] И.А. Подчерняева, А.Д. Панасюк, В.А. Лавренко, Р.А. Андриевский, М.А. Тепленко, А.Д. Костенко., Порошковая металлургия, 2001, №9/10, C. 69-77. (In Russian) [4] В.Н. Гурин, А.Б. Синани, Л.И Деркаченко, В.А.Трунов, Г.П. Зайцев, В.М. Крымов., Новые огнеупоры, № 8 (2008) 47-53. (In Russian) [5] ФТТ 2003, 45 вып 7, pp.1202-1208 [6] A.V. Puvats, M.J. Springis, J.A. Valbis. Phys. Stat. Sol. (a) 62, 85 (1980). [7] M.J. Springis, J.A. Valbis. Phys. Stat. Sol. (b) 123, 335 (1984).

Исследование поверхности и структуры ультратонких слоёв кремния на сапфире, выращенных методом молекулярно лучевой эпитаксии

Е.В. Коротков, Д.А. Павлов, П.А. Шиляев, Н.О. Кривулин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского e-mail: korotkov_ev@phys.unn.ru

R производстве радиационно-стойких быстродействующих интегральных схем базовой технологией является технология «кремний на сапфире» (КНС). Сегодня для перехода к более жёстким проектным нормам необходимо применение совершенных слоёв КНС толщинами меньше 100 нм (т.н. ультратонкие слои). Газо-фазная эпитаксия (основной промышленный метод получения КНС в РФ) не позволяет получать монокристаллические ультра тонкие КНС-слои. Альтернативным методом выращивания кремния на сапфире является молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ), которая имеет ряд преимуществ по сравнению с газо-фазным осаждением КНС[1].

Исследование процесса начального формирования эпитаксиальной плёнки кремния сверхмалой толщины на поверхности сапфира с помощью МЛЭ представляет собой определённый фундаментальный интерес. Так как в связи с различием постоянных решётки кремния и сапфира (подобно гетеропаре Ge/Si), на начальных стадиях роста в нашей системе возможно проявление эффектов самоорганизации. А благодаря нанометровым размерам самоорганизующихся островков в такой системе могут иметь место эффекты размерного квантования.

Целью наших исследований было изучение начальных стадий молекулярно лучевой эпитаксии кремния на сапфире и выяснение пригодности данного метода для получения ультра тонких КНСслоёв.

В качестве подложки использовалась пластина сапфира ориентацией (1102) (R-срез). *R*-плоскость имеет псевдосимметрию четвертого порядка, которая является основой для роста кремния (001). Рассогласование решёток, в случае R-среза сапфира, составляет 6% [2].

Эпитаксиальные слои кремния на сапфире выращивались сублимационной методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Источник кремния, размерами 1 мм × 3 мм × 50 мм, разогревался пропусканием через него постоянного тока (около 7,5 А) до 1330-1350°С. Температура источника измерялась оптическим пирометром. Сапфировая подложка предварительно отжигалась при температуре 1300 °С в течение 30 мин. Температуры подложек во время роста составляли 450-800 °С. Давление в камере в процессе эпитаксии не 7×10⁻⁷ превышало Topp. Время осаждения варьировалось от 10 секунд до 60 минут. Скорость роста составляла 2,5-3 Å/сек.

Морфология поверхности слоёв КНС исследовалась методами атомно-силовой микроскопии на сканирующем зондовом микроскопе Solver (NT-MDT, Зеленоград). Кристаллическое совершенство эпитаксиальных слоёв изучали по результатам электронограмм на отражение, сделанных на ЭМР-102 при ускоряющем напряжении 50 кВ.

результатам По атомно-силовой микроскопии на ранних стадиях эпитаксии на поверхности сапфира образуется сплошной смачивающий слой кремния. осаждении дальнейшем При на поверхности образуется массив трёхмерных островков Si. Таким же образом, осуществляется рост Ge на Si при МЛЭ [2].





Максимальная плотность островков составила 2×10^{11} см⁻² (температура подложки 600°С, рис.1 а), при этом средний размер островка – 18-20 нм.

При низких температурах подложки (ниже 650°С) островки кремния имеют форму усечённой пирамиды. Латеральные размеры островков примерно в 10 раз превышают высоту островков.

При температуре подложке больше 650°С помимо пирамидальных островков на поверхности слоя образуются островки с куполообразной формой (рис. 1 б). Форма таких островков напоминает форму dome-кластеров германия на кремнии [4]. Средние латеральные размеры куполообразных островков кремния на сапфире составляют 40 нм (при температуре подложки 700°С), а их средняя высота – 6 нм. Их поверхностная плотность составляет 4×10¹⁰ см⁻². При повышении температуры подложки до 800°С практически все кристаллиты на поверхности слоя кремния имеют куполообразную форму (рис. 1 в). Но при этом островки не однородны по своим размерам. На фоне мелких островков (размерами 40 на поверхности присутствуют крупные нм) кристаллиты размерами до 80 нм.



Рис. 2. а) топограмма поверхности образца в области ступеньки между кремнием и сапфиром; б) гистограмма распределения высот.

После коалесценции островков кремния рост эпитаксиального слоя при всех температурах осуществляется одинаковым образом, т.е. путём разрастания кристаллитов за счёт поглощения соседних зёрен. Увеличение температуры подложки ведёт к возрастанию латеральных размеров кристаллитов слоя и, соответственно, к уменьшению их поверхностной плотности.

Установлено, что оптимальная температура подложки, необходимая для получения сплошных монокристаллических слоёв КНС толщиной меньше 100 нм, составляет 700°С (рис. 2). Результаты электронографии подтверждают монокристалличность слоёв. При температуре роста меньше 650°С ультратонкие слои КНС имеют поликристаллическую структуру.

Работа была выполнена при поддержке гранта Рособразования РНП. 2.1.1/3626 и гранта CRDF Post-Doctoral Fellowship Supplemental Award Y4-P-01-07.

[1] Richmond E. D. and oth. Appl. Phys. Lett., 56, №.25, 2551 (1990)

[2] Палатник Л.С., Папиров И.И.. Эпитаксиальные плёнки - М.: Наука, 1971, 480с.

[3] Eaglesham D J, Cerullo M., Phys. Rev. Lett., 64, 1943 (1990)

[4] Пчеляков О. П. и др., ФТП, 34, 1281 (2000)

Прямое наблюдение утечек неосновных носителей заряда в действующем лазерном диоде методом сканирующей Кельвинзонд микроскопии.

К.С. Ладутенко, А.В. Анкудинов, В.П. Евтихиев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, Россия. e-mail: fisik2000@mail.ru

Предлагается подход к изучению процессов утечки дырок и электронов из активной области полупроводниковых лазерных диодов, заключаюшийся В измерениях на поверхности лазерных зеркал усредненного сигнала вариаций локальной контактной разности потенциалов, возникающих в действующем приборе при импульсном питании. Показано, что уровень измеряемого сигнала определяется степенью перезарядки медленных поверхностных состояний, взаимодействующих с неосновными неравновесными носителями заряда, концентрация которых прямо связана с током утечки.

Для измерения распределений значений контактной разности потенциалов (*CPD* – contact potential difference) на поверхности зеркала лазерного диода в воздушной среде был использован стандартный двухпроходный режим СКЗМ (сканирующей Кельвин-зонд микроскопии) [1] атомно-силового микроскопа фирмы NT-MDT [2].Одно СКЗМ измерение требует несколько миллисекунд, и при импульсном питании это приводит к усреднению детектируемых значений *CPD*.

Идея прямого наблюдения токов утечки основана на регистрации сигнала *ДСРD*_{leakage}, отражающего изменения локального приповерхностного изгиба зон при захвате на поверхностные состояния инжектированных неосновных носителей заряда. При постоянном смещении заметный вклад в сигнал дает распределение приложенного смещения (BVD – bulk voltage drop). При импульсном питании вклад BVD обратно пропорционально vменьшается скважности импульсного питания. Для типичных значений скважности ~200 и величины смещения диода ~2 V максимальная величина вклада BVD в измеряемый сигнал вблизи р-контакта не должна превышать 10 mV, что приблизительно соответствует уровню шума измерений. При импульсной инжекции неосновных носителей среднее значение изменения локального приповерхностного изгиба зон в полупроводнике зависит от осуществления захвата носителей на поверхностные состояния. Если захвата нет (так называемый режим постоянного поверхностного заряда [3]), то, как и при усреднении вклада BVD, среднее значение будет близко к нулю. Таким образом, в рассматриваемой ситуации большой сигнал *ДСРD*_{leakage} должен быть свидетельством процесса медленной перезарядки поверхностных



Рис.1. Зависимости $\triangle CPD$ от тока инжекции на поверхности скола лазерного диода при импульсном питании, измеренные при разной скважности импульсов. На вставке к рисунку показана кинетика сигнала $\triangle CPD$, измеренная над заземленной п⁺ подложкой, при подаче и выключении импульсного питания со скважностью 200 и значениях импульсного тока 1.8 А. Использована стандартная оптическая система регистрации отклонений кантилевера на длине волны 650 nm.

состояний с большим временем жизни в неравновесном состоянии.

На Рис.1 для четырех скважностей импульсного питания лазерного диода отложены значения ΔCPD , зарегистрированные нал заземленной п-подложкой лазера в 5 µm от активной области, в зависимости от тока накачки. Для всех значений токов и скважностей наблюдается положительный сигнал, отражающий уменьшение отрицательного заряда на поверхностных состояниях n-подложки. Интересно также отметить, что в достаточно широком диапазоне значений импульсного тока (от ~2 до ~7 значений порогового тока, от 0.5 до 1.8 А) при последовательном уменьшении скважности приблизительно в 3 раза (скважности 200, 60 и 20) величина ДСРД растет приблизительно на 40-50 mV. значения. Этот факт выражает логарифмическую связь амплитуды изменения приповерхностного изгиба зон со средней по времени приповерхностной концентрацией неосновных неравновесных дырок и, следовательно, логарифмическую зависимость сигнала от скважности [4,5]. На вставке рис.1 показана характерная кинетика сигнала ДСРД.



Рис.2. СКЗМ исследование распределений приложенных прямых импульсного (скважность 200, амплитуда импульсного тока 560 mA) и постоянного (+0,5 V) смещений на зеркале лазерного диода. 2D топография рельефа, измеренная в области выхода его основных слоев лазера – (а). 2D изображения сигнала СРД, использованные для определения профиля ДСРД в прямо смещенном лазерном диоде, при включении импульсного (b) и постоянного питания (с), стрелка слева указывает на место скана, где было включено питание. На рис (d) указаны: профиль топографии (А); усредненные профили распределения изменения контактной разности потенциалов при приложении импульсного (В) и постоянного (С) смещения. Для идентификации основных слоев лазера в верхней части рисунка также приведено схематическое изображение зонной диаграммы лазерной гетероструктуры. Использована инфракрасная система регистрации отклонений кантилевера на длине волны 1.3 µm.

При включенном импульсном питании сигнал плавно вырастает до уровня +80 mV, что соответствует захвату на поверхностные состояния неосновных дырок. При выключении импульсов сигнал возвращается к нулевому равновесному значению более чем за 200 секунд. Анализ данных рис.1 позволяет сделать следующий вывод: импульсы инжекционного тока выбрасывают из активной области дырки, которые захватываются на поверхностные состояния и создают неравновесный долгоживущий положительный заряд со временем жизни, превышающим длительность существенно импульсов питания, период их повторения и время СКЗМ измерений.

Как и дырки, неосновные электроны, выброшенные из активной области в р-слои лазерного диода, должны уменьшать величину приповерхностного изгиба зон, заряжая при этом поверхность отрицательно. На рис.2 показаны результаты СКЗМ исследования распределений приложенных прямых импульсных и постоянных смещений на зеркале лазерного диода. Рассмотрим на рис.2(d) профили распределений *ДСРD* измеренные над зеркалом прямо смещенного лазерного диода при приложении постоянного (С) и импульсного смещения (В) со скважностью 200. Профиль ДСРД лазерного диода при постоянном смещении (С) отражает распределение объемного потенциала (главные изменения происходят в области нелегированного волновода) и многократно описан в статьях [4,5,6]. Профиль *ДСРD*_{leakage} (В) при импульсном питании также имеет ступенчатую форму, но принципиально отличается от профиля (C): в nобласти значения *ДСРD*_{leakage} положительны, а в р-эмиттере отрицательны. Такое поведение изложенным хорошо соответствует выше представлениям о захвате инжектируемых неосновных электронов и дырок на поверхность.

В работе предложен новый подход к изучению процессов утечки дырок и электронов из активной области полупроводниковых лазерных диодов, заключающийся в измерениях на поверхности лазерных зеркал локальных изменений контактной разности потенциалов, возникающих при включении импульсного питания диода. Развитый подход может быть использован для детального анализа инжекционных приборов в рабочих условиях.

Работа поддержана российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 06-02-17198-а и 06-02-17318-а) и программой Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

[6]G. L'ev[°]eque, P. Girard, E. Skouri, D. Yarekha, Appl. Surf. Sci. **157**, 251 (2000).

^[1]В.Л. Миронов, Основы сканирующей зондовой микроскопии, ИФМ РАН, Нижний Новгород, 110 стр. (2004).
[2] www.ntmdt.ru
[3]L. Kronik, Y. Shapira, Surf.Sci.Rep. **37**, 1 (1999).
[4]А.В. Анкудинов, В.П. Евтихиев, К.С. Ладутенко, А.Н. Титков, R. Laiho, ФТП **40**, 8, 1009 (2006).
[5]А.V. Ankudinov, V.P. Evtikhiev, K.S. Ladutenko, M.G. Rastegaeva, A.N. Titkov, R. Laiho, J.Appl.Phys. **101**, 024504 (2007).

Сглаживание наношероховатостей плёнки полиметилметакрилата вакуумным ультрафиолетом

<u>Р. В. Лапшин</u>,^{1, 2} А. П. Алехин,^{1, 2} А. Г. Кириленко,¹ С. Л. Одинцов,¹ В. А. Кротков¹

¹ НИИ Физических проблем им. Ф. В. Лукина, проезд 4806, дом 6, Зеленоград, Москва, Россия
 ² Московский физико-технический институт, Институтский переулок 9, Долгопрудный, Россия e-mail: <u>rlapshin@yahoo.com</u>. web: <u>www.niifp.ru/staff/lapshin/</u>

Обработка ультрафиолетом (УФ) при низком давлении рабочего газа позволяет направленно изменять физико-химические свойства поверхности полиметилметакрилата (ПММА), не затрагивая при этом свойств материала полимера в объёме и не вызывая заметного его нагрева [1]. В частности, с помощью УФобработки можно уменьшить толщину плёнки и шероховатость поверхности ПММА в нанометровом диапазоне.

Минимальный размер наноэлемента, изготовленного литографическими методами, в сильной степени зависит от толщины плёнки и шероховатости поверх-

ности ПММА-резиста. Шероховатость ПММА в нанометровом диапазоне существенно влияет на работу трущихся элементов микроэлектромеханических систем, а также во многом определяет биосовместимые свойства поверхности ПММАимплантантов. Таким образом, УФ-методы обработки, изменяющие шероховатость поверхности ПММА в нанометровом диапазоне, представляют на сегодняшний день большой прикладной интерес.

Обработка ПММА вакуумным ультрафиолетом (ВУФ) проводилась на лабораторной установке модификации полимеров УМП-2. Установка разработана и изготовлена в НИИ Физических проблем им. Ф. В. Лукина. В качестве ис-

точника УФ-излучения использовались криптоновые резонансные лампы КрР-3 с длиной волны излучения λ =123.6 нм и интенсивностью около 7 мДж см⁻² с⁻¹.

Морфология поверхности ПММА и динамика изменения её шероховатости исследовалась методом сканирующей атомносиловой микроскопии (АСМ). Измерения проводились на приборе SolverTM Р4 (НТ-МДТ) в тэппинг режиме. Коэффициент упругости кремниевого кантилевера (НИИ Физических проблем им. Ф. В. Лукина) составлял око-



Рис. 1 АСМ-сканы плёнки ПММА: (а) исходная поверхность после нанесения на кремниевую подложку; (б) наноструктурированная поверхность, полученная в результате обработки исходной поверхности в кислородной ВЧ-плазме.

ло 12 Н/м, частота резонанса – 130.800 кГц. Радиус кончика зонда кантилевера не превышал 10 нм. Геометрические размеры особенностей определялись в ходе компьютерного распознавания рельефа, который выполнялся по методу особенность-ориентированного сканирования (OOC) [2].

Исходная плёнка полиметилметакрилата (молекулярная масса $8 \cdot 10^4$) толщиной около 0.8 мкм была нанесена центрифугированием на полированную поверхность Si(100) (Рис. 1а). Поскольку исходная плёнка ПММА представляет собой достаточно гладкую поверхность, лишённую каких-либо заметных особенностей, то её ВУФ-обработка не позволит выявить сглаживающего действия УФ-излучения. Поэтому ис-



Рис. 2 АСМ-сканы наноструктурированной плёнки ПММА, облученной ВУФ при остаточном давлении воздуха в камере 2 Па. Продолжительность воздействия: (а) 2 мин; (б) 10 мин.

ходная плёнка ПММА была дополнительно наноструктурирована в кислородной высокочастотной (ВЧ) плазме (13.56 МГц) в течение 20 секунд.

В результате травления плёнки ПММА на поверхности образовались нанозёрна (Рис. 16) с латеральными размерами около 66 нм, высотой около 1.8 нм и расстоянием между соседними нанозёрнами около 104 нм (средние значения). Количество нанозёрен, приходящихся на единицу поверхности, составило приблизительно 122 мкм⁻². Технология, используемая для наноструктурирования, обеспечивает хорошую воспроизводимость результатов.

Образцы плёнок ПММА подвергались ВУФ-облучению продолжительностью 0.5, 1, 2, 5, 10 и 20 мин. Исследования проводили в вакууме при остаточном давлении воздуха 2 Па и 100 Па. На Рис. 2 показан рельеф наноструктурированной поверхности ПММА после воздействия ВУФ в течение 2 и 10 минут при остаточном давлении воздуха в рабочей камере 2 Па.

Энергия фотонов криптоновой лампы КрР-3 составляет около 10 эВ, этой энергии достаточно для возбуждения молекулы полимера и разрыва химических связей: С–С, С–Н, С–СН₂, С–О [1]. В ходе фотолиза образуются низкомолекулярные газообразные продукты: СО, СО₂, H₂, H₂O, CH₄; а также высокомолекулярные газо-

образные продукты, такие как: метилформиат НСООСН3, формальдегид CH2=O, метанол CH3-OH. метилметакрилат CH₂=C(CH₃)-COOCH₃ [1]. Кроме того, под действием ВУФ в плёнке происходят межмолекулярные сшивки [1]. Таким образом, наблюдаемый эффект сглаживания нанорельефа вакуумным ультрафиолетом возникает в результате совместного действия следующих процессов: фототравления полимера, переосаждения газообразных продуктов фотолиза и образования межмолекулярных сшивок.

В целом анализ полученных результатов показывает, что уже после 2 минут ВУФ-облучения хорошо заметно сглаживание особенностей наноструктурированной поверхности плёнки ПММА (сравни Рис. 2а с Рис. 1б). После 10 минут облучения величина средней шероховатости уменьшается в 2.6-3 раза, средний латеральный размер нанозерна уменьшается в 2 раза, а его средняя высота уменьшается в 15-18 раз. Таким образом, после 10 минут ВУФ-воздействия полученная поверхность по своим параметрам становится сравнимой с поверхностью исходной гладкой плёнки ПММА, нанесённой на центрифуге (сравни Рис. 26 с Рис. 1а).

На Рис. 3 показаны Фурье-спектры исследуемых поверхностей. Спектр пространственных частот наноструктурированной в кислородной плазме плёнки ПММА (Рис. 3б) однозначно указывает на наличие двумерной квазипериодической структуры поверхности. Извлечённый из спектра пространственный период 1/f₁=107 нм хорошо согласуется со средним расстоянием между нанозёрнами. Обнаруженная квазипериодическая структура представляет собой параллельные цепочки нанозёрен. Сами нанозёрна, повидимому, являются глобулами полимера. В процессе последующей ВУФ-обработки частично упорядоченная наноструктура поверхности была полностью разрушена, что подтверждается соответствующими Фурье-спектрами (Рис. 3г).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 09-03-00051, 09-07-00446).

[1] Валиев, К. А., Великов, Л. В., Дорофеев,

Ю. И., Крамаренко, А. С., Скурат, В. Е., Тальрозе, В. Л., Поверхность. Физика, химия, механика, № 6, 86 (1985).

[2] Lapshin, R. V., Nanotechnology, **15**, 1135 (2004).



Рис. 3 Фурье-спектры поверхности: (а) исходной плёнки ПММА; (б) плёнки ПММА, наноструктурированной в кислородной плазме; (в) наноструктурированной плёнки ПММА после 2 мин обработки ВУФ при давлении 2 Па; (г) наноструктурированной плёнки ПММА после 10 мин обработки ВУФ при давлении 2 Па.

Исследование МДП-структур на основе HfO₂/SiO₂/*n*-Si(001) методом баллистической электронной эмиссионной микроскопии

М.А. Лапшина¹, М.А. Исаков¹, Д.О. Филатов¹, С.В. Тихов¹, Ю.А. Матвеев², А.В. Зенкевич²

¹ Нижегородский государственный университет, пр-т Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия ² Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Каширское шоссе 31,

Москва, Россия

e-mail: lapshina-marina@yandex.ru

Структуры металл-оксид-полупроводник (МОП) являются основой активных элементов (МОП-транзисторов) большинства современных цифровых интегральных схем (ИС). В течение десятилетий повышение скорости и степени интеграции МОП ИС достигалось путём уменьшения линейных размеров транзисторов, что диктует необходимость уменьшения толщины поздатворного диэлектрика. В настоящее время дальнейшее масштабирование элементов на основе традиционных материалов подошло к фундаментальному физическому пределу. В качестве одного из путей дальнейшего развития МОП устройств предложен переход к материалам с более высокой, чем у SiO₂, диэлектрической проницаемостью (т. наз. higk-k диэлектрики), а также к металлическим затворам вместо используемых ныне поликремниевых [1]. Наиболее перспективным *higk-k* диэлектриком является материал на основе HfO_2 [2].

В данной работе методом баллистической электронной эмиссионной микроскопии (БЭЭМ) [3] исследованы МОП-структуры Me/HfO₂/Si(001) (Me = Au, Pt, Ni_{0,25}Si_{0,75}) с тонким (0,5 нм) промежуточным слоем SiO₂ между HfO₂ и Si, формируемым в ходе роста оксидных слоёв методом атомного послойного осаждения (АПО). Ранее методом БЭЭМ исследовались МОП-структуры (Au, Pt, Ir)/SiO₂/Si(001) [4] и (Pt, Pd)/HfO₂/Si(001) [5].



Рис.1 Зонная диаграмма контакта Pt зонда к МДП-структуре Au/HfO₂/SiO₂/*n*-Si.

В настоящей работе метод БЭЭМ был впервые применён к МОП-структурам с двух-Целью диэлектриком HfO₂/SiO₂. слойным работы являлось экспериментальное определение методом БЭЭМ высоты потенциального барьера на границе HfO2 с указанными материалами затворов ΔE = $E_{\rm c}({\rm HfO}_2) - E_{F{\rm Me}}$, где $E_{\rm c}({\rm HfO}_2)$ — энергия края зоны проводимости (точнее, учитывая, что слой имел аморфную структуру, щели HfO_2 подвижности) в HfO₂, *E*_{FMe} — уровень Ферми в материале затвора (рис.1), на которую существенное влияне оказывают поверхностные состояния на границе Me/HfO2. Эта величина, важная для физики МДП-структур, не была известна ранее.

Слои HfO_2 толщиной 3.0 ± 0.5 нм формировались на подложках SiO₂ (0.5 нм)/n-Si(001) с концентрацией электронов $n \approx 2 \ 10^{15} \text{ см}^{-3}$ методом АПО. На поверхности HfO2 методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) через маску формировались металлические электроды из Au и Pt номинальной толщиной $d_b = 5 \div 10$ нм, а также из аморфного нестехиометрического соединения $Ni_{0,25}Si_{0,75}$ с $d_b \approx 30$ нм. МОПструктуры характеризовались методами измерения вольт-фарадных характеристик (C-V) и измерениями фотоЭДС насыщения. БЭЭМ исследования проводились в атмосферных условиях при помощи оригинальной установки на базе сканирующего зондового микроскопа NT MDT Solver Pro. Зонды изготаливались из Pt проволоки путём срезания.



Рис.2 Типичный БЭЭМ спектр МОП-структуры $Au/HfO_2/SiO_2/n-Si(001).$

Таблица 1 Значения φ_s и ΔE , определённые методами C - V спектроскопии, фотоЭДС насыщения и БЭЭМ.

Материал затвора	$arphi_s$, B	$\begin{array}{c} \Delta E,\\ \mathbf{9B} \end{array}$
Au	$0,\!4 \pm 0,\!1$	$2,3 \pm 0,1$
Pt	$0,7 \pm 0,1$	$3,1 \pm 0,2$
Ni _{0,25} Si _{0,75}	$-0,1 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,1$

В БЭЭМ спектрах в области $eV_t < \Delta E$, где V_t — напряжение между зондом и затвором (рис.1), наблюдались пороги, соответствующие высоте поверхностного барьера на границе SiO₂/ Si φ_s (рис.2). Кроме того, наблюдались пороги, соответствующие краям зоны проводимости (щели подвижности) HfO₂ и SiO₂. Значения пороговых напряжений V_s зависят от материала затвора и коррелируют со значениями φ_s , определёнными методами C-V и фотоЭДС насыщения (табл.1).

ΔЕ в БЭЭМ спектрах При eV_t > наблдюдалсь осцилляции, связанные с интерференцией электронных волн, когерентно отражённых от границ Me/HfO2, HfO2/SiO2 и SiO₂/Si. Подобные осцилляции наблюдались в БЭЭМ спектрах МОП структур Au/SiO₂/Si(001) [4] и (Pt, Pd)/HfO₂/Si(001) [5] в области $eV_t >$ $E_c(SiO_2,$ HfO_2) И были связаны с интерференциией электронных волн, отражённых от границ диэлектрических слоёв при надбарьерном туннелировани.

Было проведено моделирование БЭЭМ спектров МОП структур Me/HfO₂/SiO₂/*n*-Si в одномерном приближении [6]:

зонда с поверхностью затвора, μ_1 и E_{cPt} — уровень Ферми и энергия дна с-зоны в материале зонда (Pt), $\lambda(E)$ — длина свободного пробега электрона в материале затвора, T_{Pt-Me} – коэффициент туннельной прозрачности контакта зондзатвор, $T_D(E)$ — то же для двойного диэлектрического слоя, A(E) — коэффициент лавинного умножения электронов в Si. Поставляющая функция $N_{Pt}(E, V_t)$ [7] учитывает законы сохранения энергии и импульса при туннелировании между зондом и затвором: *Т*_{Pt-Me} рассчитывалась в квазиклассическом приближении трапециевидного барьера по формуле Симмонса [8]. Вычисление $T_D(E)$ проводилось на основе точного решения одномерного уравнения Шрёдингера аналогично [9]. В качестве общего решения в слоях диэлектрика использовались функции Эйри. На вставке рис.3 приведен расчётный спектр туннельной прозрачности двойного диэлектрического слоя HfO₂/SiO₂ в структуре Au/HfO₂/SiO₂/n-Si(001).

На рис.3 приведены экспериментальный и модельный БЭЭМ спектры МОП структуры $Au/HfO_2/SiO_2/n-Si(001)$. При расчёте толщина слоя HfO_2 и эффективная площадь туннельного контакта *S* рассматривались как подгоночные параметры. Таким образом, подгонкой модельных БЭЭМ спектров под экспериментальные могут быть уточнены параметры исследуемых МОП-структур.

Работа поддержана Федеральной целевой научно-технической программой «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2012 гг.» 2007-3-1.3-25-02-081 и РФФИ (08-02-97044-р_поволжье).

$$I_{c}(V_{t}) = \frac{eS}{2\pi\hbar} \int_{eV_{t}-\mu_{1}+E_{cP_{t}}}^{\infty} N_{P_{t}}(E,V_{t})T_{P_{t}-Au}(E,V_{t})\exp\left(-\frac{a_{2}}{\lambda(E)}\right)T_{D}(E)A(E)dE, \qquad (1)$$

где *Е* — энергия баллистических электронов в материале затвора, *е* — элементарный заряд, *S* — эффективная площадь туннельного контакта



Рис.3 Экспериментальный (1) и расчётный (2) БЭЭМ спектры МДП-структуры Au/HfO₂/SiO₂/ *n*-Si(001). На вставке: расчётный спектр туннельной прозрачности двойного диэлектрического слоя Au/HfO₂/SiO₂/*n*-Si(001).

[1] Wong, B., Mittal, A., Cao, Y., and Starr. G.W., Nano-CMOS Circuit and Physical Design, Wiley, 2005.

[2] High Dielectric Constant Materials: VLSI MOSFET Applications, Eds. Huff, H.R. and Gilmer, D.C., Springer, 2004.

[3] V. Narayanamurti, M. Kozhevnikov, Phys. Rep. **349**, 447 (2001).

[4]Ludeke, R., Cartier, E., and Schenk, A., Appl. Phys. Lett. **75**, 1407 (1999).

[5] Zheng, Yi, Troadec, C., Wee1, A.T.S., Pey, K.L., O'Shea, S.J., and Chandrasekhar, N., J. Phys. Conf. Series **61**, 1347 (2007).

[6] Smith, D.L., Kozhevnikov, M., Lee, E.Y., and Narayanamurti, V., Phys. Rev. B. 61, 13914 (2000).
[7] Esaki, L., and Stiles, P.J., Phys. Rev. Lett. 16, 1108 (1966).

[8] Simmons, J.G., J. Appl. Phys. 34, 1793 (1963).

[9] Ландау, Л.Д., Лившиц, Е.М.. Квантовая механика: нерелятивистская теория. М.: Наука, 1989.

Трехмерное манипулирование нанообъектами

А. И. Иржак¹, В.С.Калашников², В. В.Коледов², <u>П. В. Лега³</u>

¹Государственный технологический университет Московский институт стали и сплавов, Москва. ²Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Москва ³Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана.

Предложена новая схема и изготовлен макет нанопинцета для трехмерного манипулирования нанообъектами, с рекордно малыми габаритными размерами: 12x3x1 мкм3, толщина слоя с эффектом памяти формы (ЭПФ) – 500 нм. Размер захватываемого объекта – от 10 до 1000 нм. Нанопинцет предназначен для закрепления на кончике микропроволоки наноманипулятора Omniprobe и управляется лазерным излучением. Для целей нанотехнологии на основе различных принципов разработано большое количество микро- и наноманипуляторов и пинцетов [1, 2]. Сплавы с эффектом памяти формы (ЭПФ) представляют интерес для создания миниатюрных датчиков, исполнительных элементов, наноактюаторов и нанопинцетов, применяемых в биологии, электронике, микро- и наномеханике для манипуляции нанообъектами. Однако, пока ещё ни один микропинцет не может манипулировать объектами наномасштаба размеров, например, такими как одностенные углеродные нанотрубки. Целью настоящей работы является создание макета микропинцета субмикронного размера, использующего ЭПФ в сплаве Ni50Ti25Cu25 и изучение проявлений этого эффекта при масштабе размеров образца менее 1000 нм.

В данной работе разработан нанопинцет на основе сплава с эффектом памяти формы (ЭПФ), имеющий размер порядка единиц микрона. В настоящей работе предложен новый подход создание композиционного материала с ЭПФ, не нуждающегося в операции тренировки для достижения многократно обратимых деформаций [3]. Образцы ленты получали методом быстрой закалки, затем их стравливали до нескольких микрон, затем подвергали псевдопластической деформации растяжения до 1 %. Подготовленный таким образом образец фокусированного помещался в установку ионного пучка. Лазерным излучением образец нагревался и свободный конец образца, изгибаясь при нагреве, полностью перекрывал свободное пространство 1000 нм (см. рис. 1 - 3).



Рис. 1. Образец в мартенситном состоянии, T = 20 C



Рис. 2. Образец в аустенитном состоянии, T = 60 C



Рис. 3. Захват нанопинцетом мирочастицы толщиной 300 нм.

[1] Luo J. K., He J. H., Fu Y. Q., et al. J. Micromech. Microeng. 15 (2005) 1406.
[2] Fu Y. Q., Luo J. K., Ong S. E., et al. J. Micromech. Microeng. 18 (2008) 035026.
[3] D.I.Zakharov, A.G.Kirilin, V.V.Koledov, G.A.Lebedev, E.P.Perov, V.G.Pushin, V.V.Khovailo, V.G.Shavrov, A.V.Shelyakov. A composite functional material with shape memory effect exhibiting a giant reversible straining. Functional Materials, 15, № 3, 448-454 (2008).

Применение метода самосогласованной калибровки ошибки обратной связи для улучшения качества изображений, полученных в контактной методике ACM

C.И. Леесмент ЗАО «Нанотехнология - МДТ» e-mail: leesment@ntmdt.ru

Контактный метод постоянной силы широко используется для измерения рельефов поверхностей в АСМ [1]. Однако, данный метод ряд недостатков, связанных имеет с использованием системы обратной связи (OC). Одним из ограничений скорости сканирования, а также минимальной силы прижима зонда к образцу, является конечная скорость реакции системы ОС. Этот недостаток в значительной степени может быть преодолен с использованием того факта, что в процессе сканирования новое значение величины изгиба кантилевера (и сигнал рассогласования) устанавливается быстрее, чем система обратной связи приведет величину изгиба к предустановленному значению.

Сигнал Рассогласования системы обратной связи, возникающий в процессе сканирования с Метода Постоянной использованием Силы содержит дополнительную информацию относительно рельефа поверхности. Он может быть использован для более полного воспроизведения рельефа в т.н. Контактном Методе Рассогласования [2]. Суть метода заключается в следующем: в процессе сканирования в каждой точке измеряются два значения: рельефа и ошибки обратной связи. ошибка обратной Затем, связи перекалибровывается соответствующие в значения высот и складывается с исходным значением рельефа. В символьном виде это выражение можно записать так:

 $R = R_M + K_c \cdot E \tag{1}$

где R — реальный рельеф, R_M — измеренный рельеф, E — значение ошибки обратной связи в текущей координате и K_C — калибровочный коэффициент.

На практике прямое применение данного метода расчёта может давать существенную погрешность, в связи с этим, нами был предложен новый Метод самосогласованной калибровки ошибки обратной связи [3].

Суть метода следующая: во время измерения рельефа поверхности регистрируются сигналы вертикальных перемещений сканера и взаимодействия зонда с объектом в прямом и направлениях (рис.1). обратном Затем, производится вычитание соответствующих «разнораправленных» профилей вертикальных перемещений сканера и взаимодействия зонда с объектом (рис.2 a,b). Таким образом, для каждой строчки изображений имеется профиль ошибки в единицах измерения рельефа и единицах измерения сигнала взаимодействия зонда с объектом. Поскольку причина возникновения этих ошибок имеет схожий характер, можно предположить, что искомый калибровочный коэффициент Кс должен удовлетворять минимуму среднеквадратичной разности двух этих профилей:

$$RMS[(R_{MForward} - R_{MBackward}) - K_{C} \cdot (E_{Forward} - E_{Backward})] \rightarrow 0(2)$$

где $R_{MForward}$ — рельеф, измеренный на прямом проходе, $R_{MBackward}$ — рельеф, измеренный на обратном проходе, $E_{Forward}$ ошибка обратной связи на прямом проходе, $E_{Backward}$ — ошибка обратной связи, измеренная на обратном проходе.



Рис.1. Измеряемые сигналы и вычисляемые величины: а). реальный рельеф; b). рельеф, измеренный при прямом проходе; c). разность между реальным рельефом и рельефом, измеренный при прямом проходе; d). рельеф, измеренный при обратном проходе; e). разность между реальным рельефом и рельефом, измеренным при прямом проходе.



Рис.2. Разностные и суммарные величины: а). разница между измеренными рельефами на прямом и обратном проходах; b). разница ошибок обратной связи на прямом и обратном проходах; c). сумма профилей а и b; d). рельеф, измеренный на прямом проходе; e). корректирующий профиль для прямого прохода; f). восстановленный профиль прямого прохода.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В качестве исследуемого объекта была использована калибровочная решётка TGZ01 (период 3 мкм, высота 21 нм). Измерения проводились на СЗНЛ Интегра компании НТ-МДТ. Кантилевер CSG01.

На рис.3 представлены изображения рельефа и ошибки обратной связи.

a).





b).

Рис. 3 с картинками решётки до обработки. а). измеренный рельеф; b). ошибка обратной связи. Скорость сканирования 15 Гц. Размер скана 9х9 мкм.

Как видно из рисунка, измеренный рельеф сильно искажён. После применения построчной процедуры согласно выражению (2), с использованием данных, измеренных на обратном проходе, был вычислен калибровочный коэффициент К_с = 97.5, подставив который в выражение (1) был получен результат, показанный на рис. 4:



Рис. 4 Результат работы алгоритма: восстановленный рельеф и усреднённый профиль

На основании проведённых измерений и расчётов, можно сделать вывод, что метод самосогласованной калибровки ошибки обратной связи позволяет проводить восстановление измеренных данных.

 G. Binnig, C.F. Quate, Ch. Geber, Atomic Force Microscope, Phys.Rev.Let., Vol.56, No9, 1986, p 930;
 New imaging mode in atomic-force microscopy based on the error signal. C.A. Putman, K.O. van der Werf, B.G. de Grooth, N.F. van Hulst, J. Greve, P.K. Hansma. 1992. SPIE v.1639, P.198-204;
 Патент RU 2329465 C1.

Микроскопическая модель отрицательного дифференциального сопротивления в молекулярной проволоке

<u>Д.А.Маслов¹</u>, Ю.Б.Кудасов^{1,2}

¹Саровский Государственный Физико-Технический Институт, ул. Духова 6, Саров, Россия ²Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, ул. Мира 37, Саров, Россия e-mail: kudasov@ntc.vniief.ru

В результате достаточно быстрого развития молекулярной наноэлектроники в последние годы в руках исследователей для оказались инструменты изучения электронного транспорта через одиночные молекулы и кластеры. Заметную роль при исследовании процессов этих играет сканирующая туннельная микроскопия И развитие устройств с наноконтактами.

При протекании электрического тока через молекулу возникает ряд новых явлений, и, в частности, отрицательное дифференциальное сопротивление (ОДС) [1]. На основе этого эффекта могут быть построены различные устройства молекулярной электроники, такие как транзисторы, коммутаторы, элементы памяти и логические элементы. Очень важным обстоятельством является то, что этот эффект наблюдается при комнатных температурах, а характерная величина напряжения может составлять 1 В [1].

В настоящее время последовательное объяснение эффекта ОДС отсутствует. Рассматриваются различные механизмы его возникновения: деформация молекулы, изменение электронного спектра молекулы под действием сильного внешнего электрического поля и т.д. [2].

Электронные состояния молекулы, присоединенной к наноконтактам, сравнительно слабо связаны с электронами проводимости наноконтактов. В этих условиях, сила кулоновских корреляций при транспорте заряда через молекулу оказывается значительно выше, чем в металле, поэтому сушествование участков вольтамперной характеристики с ОДС может быть объяснено наличием сильных электронных корреляций.

В предыдущей работе [3] для анализа протекания тока в режиме сильных корреляций была предложена модель молекулы, состоящая из двух уровней, вырожденных по спину. Гамильтониан изолированной молекулы имел вид

$$H_{M} = \sum_{\substack{i=1,2\\\sigma=\uparrow,\downarrow}} \varepsilon_{i} n_{i\sigma} + U \sum_{i=1,2} n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} + V \sum_{\sigma,\sigma'=\uparrow,\downarrow} n_{1\sigma} n_{2\sigma'} , (1)$$

где ε_i – энергия *i*-ого уровня, $n_{i\sigma}$ – оператор числа частиц на *i*-ом уровне со спином σ , U и V – параметры кулоновского взаимодействия. Функцию Грина (ФГ), соответствующую данному молекулярному гамильтониану (1), можно вычислить точно посредством метода уравнений движения [4,5].

Затем, в статье [3] был применен феноменологический прием, заключающийся в функция том. что Грина системы «молекула+контакты» была определена при помощи стандартной теории возмущений, где взаимодействия оператор молекулы с контактами рассматривался как возмущение к невозмущенному состоянию молекулы, определяемому выражением (1). Однако, одним из условий применимости стандартной теории возмущений для функций Грина является требование квадратичности гамильтониана по операторам рождения и уничтожения, которое здесь явно не выполняется.

В настоящей работе для описания эффекта ОДС используется модель магнитной молекулы, предложенная в статье [6]. Здесь гамильтониан системы имеет вид

$$H = \sum_{\sigma} \varepsilon_{\sigma} n_{\sigma} + U n_{\uparrow} n_{\downarrow} + \sum_{\sigma; \mathbf{k} \in L, R} \varepsilon_{\mathbf{k}\sigma} c_{\mathbf{k}\sigma}^{+} c_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\sigma; \mathbf{k} \in L, R} (t_{\mathbf{k}\sigma} c_{\mathbf{k}\sigma}^{+} d_{\sigma} + \mathrm{H.c.}),$$
(2)

где два последних слагаемых — гамильтониан контактов и оператор взаимодействия молекулы с контактами соответственно: волновые вектора электронов проводимости \mathbf{k} относятся к левому или правому контакту (индексы L и R).

Модель (2) представляет собой простейшую двухуровневую систему: оба уровня невырождены. Ее можно рассматривать как модель магнитной одноуровневой молекулы (состояния с разными спинами имеют разные значения энергии и разные интегралы переноса заряда из молекулы в контакт). При этом число возможных состояний оказывается в 4 раза меньше, чем в [3], что существенно упрощает решение.

Для системы с гамильтонианом (2) имеется приближенное решение для ФГ системы, полученное путем пренебрежения функциями Грина более высокого порядка при решении уравнений движения [6].

Получив выражение для функций Грина, можно построить вольтамперную характеристику в рамках формулы Ландауэра [6,7].

Таким образом, в рамках простой двухуровневой модели [6], с различной связью уровней с контактами, можно исследовать корреляционный механизм ОДС. Следует

отметить, что здесь, также как и в работе [3], необходимым условием возникновения ОДС является различие в интегралах переноса заряда для различных спинов ($t_{k\uparrow} \neq t_{k\downarrow}$), т.е. один из уровней является почти локализованным, а другой сильно связан с контактами. Локализованный уровень должен находиться по энергии дальше от невозмущенного уровня Ферми контактов, чем делокализованный.

Работа поддержана РФФИ (проекты 08-02-97018-р-поволжье-а и 08-02-00508-а), МНТЦ (проект 3501) и ФЦП «Научные и научнопедагогические кадры инновационной России». Один из авторов (Д.А.М.) выражает признательность фонду «Династия».

[2] Datta S., Nanotechnology **15**, S433 (2004) [3] Кудасов Ю.Б., Изв. РАН. С. Физ., **72**, 189 (2008)

[4] Зубарев Д.Н., УФН, LXXI, 71 (1960)

[5] Hubbard J., Proc. Roy. Soc., **276**, 238 (1963)

[6] Meir Y., Wingreen N.S., Lee P.A., Phys. Rev. Lett., **66**, 3048 (1991)

[7] Meir Y., Wingreen N.S., Phys. Rev. Lett., **68**, 2512 (1992)

^[1] Cheng, J., Wang, W., Reed, M. A., Rawlett, A.M., Price, D. W., and Tour, J.M., Appl. Phys. Lett. **77**, 1224 (2000)

Magnetic force microscope tip induced remagnetization of CoPt nanodiscs with perpendicular anisotropy

V. L. Mironov¹, B. A. Gribkov¹, S. N. Vdovichev¹, S. A. Gusev¹, A. A. Fraerman¹, O. L. Ermolaeva¹, A. B. Shubin², A. M. Alexeev², P. A. Zhdan³ and C. Binns⁴

¹Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhniy Novgorod, 603950, Russia
 ² "Nanotechnology MDT" Company, Zelenograd, 124482, Russia
 ³School of Engineering, University of Surrey, Guildford, Surrey, GU2 7XH, UK
 ⁴Department of Physics and Astronomy, University of Leicester, Leicester, LE1 7RH, UK

Electronic mail mironov@ipm.sci-nnov.ru

Bit-patterned recording media are promising for the realization of data storage densities up to 1 Tbit/in² [1-7]. In this connection considerable effort has been devoted to the investigation of coercivity, thermal stability and recording properties of such systems [8-15]. However most studies were focused on the investigation of the inhomogeneous behavior of dot arrays in an external homogeneous magnetic field. In this paper we study the influence of the local inhomogeneous magnetic field of an MFM probe on the remagnetization of individual CoPt nanodiscs with perpendicular anisotropy.

The initial 7 nm thick CoPt multilayer thin films with perpendicular anisotropy were grown by magnetron sputtering on silicon substrates at the University of Nebraska-Lincoln [16]. The coercitivity of initial CoPt films was 200 Oe. The nanoparticles in the form of cylindrical discs with a diameter of 35 nm were fabricated by electron beam lithography and ion beam etching. Scanning electron microscopy (SEM) investigations and e-beam lithography were performed using a "SUPRA 50VP" electron microscope ("Carl Zeiss" Company, Germany). Some details of the lithographic processes are described in reference [17].

The MFM investigations of the magnetic states and remagnetization effects were carried out using a vacuum scanning probe microscope "Solver HV" ("NT-MDT" Company, Russia). MFM measurements were performed in the oscillatory non-contact (constant height) mode using home made cantilevers with a 20 nm Co coating. The double-amplitude of the cantilever oscillations was about 30 nm and the average scanning height was 50-60 nm. The phase shift of the cantilever oscillations caused by the gradient of the magnetic field was used to obtain the MFM contrast. All measurements were performed in a vacuum of 10⁻³ Torr, which increases the MFM signal relative to an in-air measurement due to an increase in the cantilever quality factor.

An SEM image of fabricated CoPt nanodiscs is shown in fig. 1. The CoPt nanodiscs were arranged in square arrays with a 120 nm period.

The MFM tip-induced controllable writing on this particle array was investigated. The sample was previously magnetized in a perpendicular external field of 10 kOe. So the magnetization of all CoPt discs in the initial state was opposite to the tip magnetic moment direction. In this case a bright contrast is observed from the discs in the MFM image. The step by step MFM images of the writing process are demonstrated in fig. 2.



Fig. 1. SEM image of CoPt nanodiscs. (The white scale bar is 200 nm).



Fig. 2. The MFM tip induced writing in the ordered array of CoPt nanoparticles. (a) is the MFM image with 1 reversed particle. (b) is for 2 reversed particles, (c) is for 3 reversed particles, (d) is for 4 reversed particles. The frame size is 700×700 nm.
The writing to selected particles was achieved by reducing tip-particle separation down to touching. The particle remagnetization is accompanied by local MFM contrast inversion.

The magnetization reversal of magnetic nanoparticles in a homogeneous external magnetic field has been widely discussed. The Stoner-Wolhlfarth model suggesting that remagnetization occurs through the coherent rotation [18-20] and reversed embryo nucleation model [20-22] are most commonly used. However remagnetization in the highly inhomogeneous MFM probe field could well invoke some different processes. We performed computer modeling of the nanodiscs remagnetization in the magnetic field of the MFM probe using specially developed software based on solving the Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation. Some details of simulations are described in [23-25]. The point probe approximation was used in the model calculations. The MFM tip was approximated as a uniformly magnetized sphere with an effective magnetic moment, $m_t = M_t V_t$, where M_t is the remanent magnetization of the tip capping material and V_t is the effective volume of the interactive part of the tip. The step by step LLG model process of particle remagnetization by the inhomogeneous magnetic field of the MFM probe is shown in fig. 3.



Fig. 3. Step-by-step stages of remagnetization by the MFM probe magnetic field. The probe is situated over the center of particle. The positive Zcomponent of the magnetization is indicated by red and the negative Z-component by blue.

It is clearly seen in fig. 3 that the remagnetization process goes through the inhomogeneous vortex-like state. The initial magnetization is directed up along the Z axis (fig. 3a), indicated by the arrow-head. In the initial stage of remagnetisation (fig. 3b) the curling state is formed. Then the narrow circular region near the maximum of the radial component of probe magnetic field changes the z-component of magnetization (this region is placed between two circular dashed lines in fig. 3c). And finally this nucleus with opposite z component spreads throughout the particle (fig. 3(d-f)). The estimates based on LLG computer simulations showed that magnetization reversal in an inhomogeneous MFM probe field has a lower energy barrier than a remagnetization by coherent rotation produced by a homogeneous external magnetic field.

The authors are very thankful to I. A. Nefedov, I. M. Shereshevsky I. A. Karetnikova and N. I. Polushkin for assistance and fruitful discussions. Special thanks to S.A. Michalski and R. D. Kirby for CoPt films fabrication and to A. Yu. Klimov and V. V. Rogov for the sample preparation.

This work was partly supported by the RFBR (08-02-01202) and by EC through the NANOSPIN project (contract NMP4-CT-2004-013545).

- ¹C.Chappert et al. Science **280**, 1919 (1998).
- ²M.Albrecht et al. Appl. Phys. Lett. **80**, 3409 (2002).
- ³J.I.Martin, et al. JMMM, **287**, 449 (2005).
- ⁵H.J.Richter et al. IEEE Tr. Magn. **42**, 2255 (2006).
- ⁶A.Moser et al. Appl. Phys. Lett. **91**, 162502 (2007).
- ⁷M.Albrecht et al. Appl. Phys. Lett. **81**, 2875 (2002).
- ⁸M.Albrecht et al. J. Appl. Phys. **91**, 6845 (2002).
- ⁹K.Mitsuzuka et al. J. Appl. Phys. 103, 07C504 (2008).
- ¹⁰C.Parekh et al. J. Appl. Phys. **103**, 063904 (2008).
- ¹¹V.Repain et al. J. Appl. Phys. **95**, 2614 (2004).
- ¹²M.V.Rastei et al. Appl. Phys. Lett. 87, 222505 (2005).
- ¹³H.J.Jang et al. Appl. Phys. Lett. **86**, 023102 (2005).
- ¹⁴S.Gider et al. Appl. Phys. Lett. **69**, 3269 (1996).
- ¹⁵J.Lohau et al. Appl. Phys. Lett. **78**, 2020 (2001).
- ¹⁶J.X.Shen et al. J. Appl. Phys. **73**, 6418 (1993).
- ¹⁷A.A.Fraerman et al. Phys. Rev. B 65, 064424 (2002). $^{18}\text{E.C.Stoner}$ et al. Philos. Trans. Roy. Soc. A 240,
- 599 (1948).
- ¹⁹S.Okamoto et al. Appl. Phys. **103**, 07C501 (2008).
- ²⁰G.Hu et al. J. Appl. Phys. **103**, 10J702 (2005).
- ²¹N.Kikuchi et al. Appl. Phys. Lett. **82**, 4313 (2003).
- ²²K.Mitsuzuka et al. IEEE Trans. Magn. 43, 2160 (2007). ²³J. Chang et al., J. Appl. Phys., **100**, 104304 (2006).
- ²⁴V.L.Mironov et al., J. Surf. Inv., **1**(4), 466 (2007).
- ²⁵V.L.Mironov et al. J. Magn. Magn. Mater., 312, 153 (2007).

Тонкая структура доменных границ при переключении ниобата лития с модифицированным поверхностным слоем. Исследование методами сканирующей лазерной конфокальной микроскопии комбинационного рассеяния

<u>М.С. Небогатиков</u>¹, Е.И. Шишкин¹, М.А. Долбилов¹, М.Ф. Сарманова¹, Е.В. Николаева¹, Д.К. Кузнецов¹, В.Я. Шур¹, О.А. Плаксин², Н.В. Гаврилов³, S. Tascu⁴, М.Р. De Micheli⁴ ¹Уральский госуниверситет им. А.М. Горького, Екатеринбург ²Физико-энергетический институт им. А. И. Лейпунского, Обнинск ³Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург ⁴Universite de Nice Sophia-Antipolis, Nice, France e-mail: <u>eugene.shishkin@usu.ru</u>

Нелавно. на примере конгруэнтного ниобата лития (CLN), было продемонстрировано, что спектры комбинационного рассеяния света чувствительны к искажениям кристаллической решетки, возникающим вблизи доменных границ сегнетоэлектриков [1]. Этот эффект открывает уникальные возможности по исследованию статики и динамики доменной структуры в объеме сегнетоэлектрических монокристаллов методами сканирующей лазерной конфокальной микроскопии комбинационного рассеяния (СЛКМ-КР).

В качестве демонстрации возможностей методики СЛКМ-КР будут представлены результаты, впервые полученные при изучении особенностей кинетики микро- и нанодоменной структуры в CLN с поверхностными слоями, модифицированными протонным обменом [2] и ионной имплантацией [3]. Для реализации метолики СЛКМ-КР была использована зонловая нанолаборатория NTEGRA Spectra (HT-MДТ, Россия). Проведенные исследования позволили впервые осуществить трехмерную визуализацию доменных стенок в объеме CLN. Следует отметить, что при создании модифицированного поверхностного слоя не удается визуализировать сегнетоэлектрические домены традиционными методами сканирующей зондовой микроскопии.

R пластинах CLN. подвергнутых имплантации отрицательных ионов меди с энергией 60 keV при плотности тока 50 µA/cm². методом СЛКМ-КР были визуализированы поверхностные нанодоменные структуры, состоящие из трехлучевых звезд («триподы»), лучи которых ориентированы строго вдоль Ү кристаллографических направлений кристалла [Рис. 1(а)]. Изображение представляет собой пространственное распределение интенсивности линий спектра комбинационного рассеяния, чувствительных к искажениям кристаллической решетки вблизи доменных стенок.

Известно, что ионная имплантация и формирование кластеров меди [4] также приводят к значительному искажению линий спектра комбинационного рассеяния CLN. поэтому наблюлающиеся на привеленном изображении светлые области могут быть вызваны как наличием доменных границ, так и существованием кластеров меди [Рис. 1(а)]. Для разделения вклада двух указанных эффектов сравнение было проведено полученного изображения с изображением того же участка образца, представляющего собой распределение интенсивности линий спектра комбинационного обусловленных наличием рассеяния. меди [Рис. 1(b)].



Рис. 1. СЛКМ-КР визуализация нанодоменных структур, индуцированных в CLN имплантацией ионов меди. Пространственное распределение интенсивности линий спектров комбинационного рассеяния: (а) чувствительных к искажениям решетки вблизи доменных границ, (b) соответствующих кристаллической меди.



Рис. 2. СЛКМ-КР визуализация нанодоменных структур, полученных при переключении поляризации в образце CLN с поверхностным слоем, модифицированным методом протонного обмена: (а) вблизи модифицированной поверхности, (b) на глубине, соответствующей смещению сканера на 7 мкм.

Отсутствие выраженной корреляции между распределением доменов и кластеров меди позволяет слелать вывод O TOM. что формирование доменных лучей не связано с влиянием имплантированной меди. В этом наблюдающееся случае переключение поляризации может быть вызвано действием пироэлектрического поля, обусловленного тепловыми эффектами, сопровождающими ионную имплантацию, что аналогично действию импульсного лазерного излучения [5].

Использование СЛКМ-КР методики для визуализации доменной структуры, полученной результате частичного переключения в поляризации в образце CLN с поверхностным слоем, модифицированным методом протонного обмена, позволило установить, что боковой рост ломенов сопровождается распространением движущейся доменной границей перед самоорганизованной структуры нанодоменных геометрией лучей co сложной (Рис. 2). Сравнение доменных изображений, полученных на различной глубине от модифицированной поверхности, показало, что доменные лучи состоят из несквозных нанодоменов и имеют сложную самоподобную («фрактальную») структуру, формирующуюся в результате роста и ветвления взаимодействующих нанодоменных лучей.

Впервые удалось экспериментально исследовать кинетику процесса и предложить формирования нанодоменной механизм структуры. Показано. переход что OT классического скачкообразного движения доменной стенки, плоской вызванного взаимодействием с дефектами, к аномальной доменной кинетике с непрерывным движением стенок обусловлен качественным изменением механизма формирования ступеней на доменной стенке. При этом переходе детерминированная генерация элементарных ступеней сменяется их стохастическим образованием в результате слияния границы с нанодоменами.

Качественное изменение кинетики доменов в микро- и наномасштабе, вызванное модификацией поверхностного слоя CLN объясняется уменьшением эффективности внешнего экранирования деполяризующих полей при увеличении толщины поверхностного диэлектрического зазора.

Полученные результаты имеют большое значение для понимания фундаментальных механизмов кинетики нанодоменной структуры в сегнетоэлектриках. Они являются физической основой новых методов микро- и нано-доменной инженерии в сегнетоэлектриках.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 08-02-12173-офи, 08-02-90434-Укр-а, 08-02-99082-р-офи, 07-02-96033-р-Урал-а, 05-02-19648-НЦНИЛ) и программы СRDF BRHE и Федерального Агентства по образованию (гранты РНП 2.2.2.3.16019 / Y5-P-05-10 и РНП 2.2.2.3.10017/ Y4-P-05-11).

- Hammoum R., Fontana M. D., Bourson P. and Shur V. Ya., Appl. Phys. A: Material Science & Processing, 91, 65 (2008).
- [2] Dolbilov M. A., Shur V. Ya., Shishkin E. I., Sarmanova M. F., Nikolaeva E. V., Tascu S., Baldi P. and De Micheli M. P., Ferroelectrics, 374, 14 (2008).
- [3] Nikolaeva E. V., Shur V. Ya., Dolbilov M. A., Shishkin E. I., Kuznetsov D. K., Sarmanova M. F., Plaksin O. A. and Gavrilov N. V., Ferroelectrics, **374**, 73 (2008).
- [4] Plaksin O. A., Takeda Y., Kono K., Umeda N., Fudamoto Y. and Kishimoto N., Material Science & Engineering B, 120, 84 (2005).
- [5] Kuznetsov D. K., Shur V. Ya., Negashev S. A., Lobov A. I., Pelegov D. V., Shishkin E. I., Zelenovskiy P. S., Platonov V. V., Ivanov M. G. and Osipov V. V., Ferroelectrics, **373**, 133 (2008).

Электрохимическая обработка зондов АСМ

<u>И.А. Няпшаев¹</u>, А.В. Анкудинов¹, А.Б. Спешилова², В.П. Улин¹.

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт - Петербург, ул. Политехническая 26 ²СПбГПУ, 194021 Санкт - Петербург, ул. Политехническая 29

e-mail: xokage@mail.ru

Главным элементом атомного силового микроскопа (АСМ) является кремниевый зонд кантилевер. на котором зафиксирована конусообразная кремниевая микроиголка с радиусом закругления кончика 10-20 нм [1]. С помощью такого зонда АСМ усиливает наши тактильные ощущения в области наномира (позволяет «ощупывать» рельеф, определять локальную жесткость нанообъектов и т.п.). из проблем АСМ исследований Одной оказывается деградация формы кончика зонда, которая происходит по двум основным причинам: 1)механическая поломка кончика, 2) загрязнение кончика (на кончик зонда адсорбируются присутствующие на поверхности образца загрязнения). В первом случае единственным возможным решением является замена изношенного зонда на новый. Однако часто деградация зонда происходит по второй причине. С загрязнением АСМ зондов можно бороться.

Для восстановления рабочего состояния зонлов авторы применили метол электрохимической обработки самого кончика зонда АСМ. На данном этапе метод позволяет восстанавливать форму загрязненных зондов. Для удаления адсорбента с кончика иглы, а заодно и удаления окисла, зонд частично опускается в медленно испаряющуюся микрокаплю раствора с плавиковой кислотой. Позицию мениска микрокапли на микроиголочке можно контролировать В оптическом микроскопе. Для ускорения реакции на зонд можно подать небольшой положительный потенциал. Оптическая фотография зонда при электрохимической обработке показана на рис. 1. электрохимической реакции Ход можно отслеживать по величине тока и времени процесса. Результат процесса восстановления АСМ зондов можно проверить с помощью сканирования TGT решетки[2] (рис. 2).

АСМ также позволяет изучать, например. распределения локальной проводимости или намагниченности [2]. Для таких исследований требуются специализированные зонды. с проводящим или магнитным покрытием [1,2]. В промышленности применяется вакуумное конкретных напыление материалов, что позволяет осуществлять массовое производство специализированных зондов с хорошими геометрическими параметрами.



Рис.1. Оптическая фотография зонда АСМ во время электрохимической обработки. 1-микрокапля раствора. 2- игла АСМ (верхний электрод). 3- позолоченный Si (нижний электрод).

Недостатком ЭТОМ оказывается при невысокая адгезия покрытия к кремниевому зонду. В результате во время работы зонды быстро деградируют и не только из-за механического воздействия. Например, промышленные проводящие Рt зонды «не напряжений 3-4 держат» больше вольт. происходит отслоение покрытия с кончика зонда. Известно также, что магнитные Со зонды требуется хранить в сухой атмосфере, иначе они быстро теряют свои магнитные свойства.

Разработанный нами метод электрохимической обработки можно применять и для создания металлизированных зондов. Электрохимическое осаждение, по своей природе, должно приводить к лучшей адгезии металла с кремнием, чем вакуумное. Если использовать в капле раствор соли определенного металла, то можно проводить электрохимическое осаждение ионов этого металла на зонд. Форму полученных металлизированных зондов можно определять по АСМ изображениям ТGT решетки, а также по данным сканирующей электронной микроскопии (СЭМ).

Нам удалось изготовить несколько вариантов модифицированных микроиголочек на промышленных зондах: гидрофобизированные (см. рис.3(а)), покрытые Pd (см. рис.3(b)), Cu и Co. В докладе приведены технические детали метода и результаты тестирования формы кончика.



Рис.2. Частичное восстановление формы старого зонда. АСМ топографии тестовой ТGT решетки, полученные использованным зондом до обработки (а) и после обработки (b). На вставках к рисункам показаны профили поверхности взятые через пирамидки решетки.

Рассмотрены результаты по применению изготовленных металлизированных зондов при изучении проводимости образцов и при исследовании магнитных битов винчестера. Также обсуждаются перспективы дальнейшего развития метода.



(b)



Рис.3. СЭМ фотографии гидрофобизированного зонда (а) и зонда с электрохимически осажденным Pd (b).

Основы сканирующей зондовой микроскопии, В.Л.Миронов, ИФМ РАН, Нижний Новгород, 2004г.
 http://www.ntmdt.ru

О капиллярной силе в атомно-силовом микроскопе

<u>С.Ш. Рехвиашвили</u>, Б.А. Розенберг¹, В.В. Дремов², Е.В. Киштикова

Кабардино-Балкарский государственный университет, г. Нальчик

¹ Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка

² Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка

і. В атомно-силовом микроскопе (ACM), работающем в атмосферных условиях, между зондом и образцом всегда имеется тонкий слой воды, что существенно влияет на силу взаимодействия. Зонд прилипает к образцу за счет адгезионных и капиллярных сил (F_a и F_c), что при низкой жесткости балки кантилевера (менее 10 H/м) является причиной гистерезиса силы, наблюдаемого при зондировании образца перпендикулярно его поверхности.



Рис.1. Схема контакта в АСМ.

В отсутствие электрических и магнитных полей сила отрыва зонда от поверхности образца равна

$$F = F_a + F_c \,. \tag{1}$$

іі. Для адгезионной составляющей силы в настоящей работе получено следующее простое выражение

$$F_a = \frac{(60)^{1/6} AR}{7a^2},$$
 (2)

где R – радиус кривизны кончика зонда, a – равновесное расстояние для парного взаимодействия атомов зонда и образца, A – постоянная Гамакера. Расчеты по формуле (2) хорошо согласуются с многочисленными экспериментальными данными.

iii. Капиллярная сила, обусловленная жидким мениском в системе зонд-образец, дается в общем случае выражением

$$F_{c} = \pi r_{2} \sigma (1 + r_{2} / r_{1}), \qquad (3)$$

$$\frac{h + d}{\cos(\theta_{1} + \alpha) + \cos \theta_{2}}, \quad r_{2} = R \sin \alpha,$$

где σ – поверхностное натяжение жидкой пленки, $\theta_{1,2}$ – краевые углы смачивания для зонда и образца, h – расстояние от кончика зонда до поверхности образца, d - глубина погружения зонда в жидкую пленку, *α* – угол, определяющий точку соприкосновения зонда с мениском (см. рис.1). Из выражения (3) в качестве частных случаев получаются все известные из литературы выражения для капиллярных сил (гидрофобный и гидрофильный случаи).

iv. Нами подробно исследовалась роль размерного эффекта поверхностного натяжения, играющего роль при малых радиусах кривизны менисков на зондах ACM. Для сферической поверхности имеет место известное уравнение Гиббса-Толмена-Кенига-Баффа

$$\frac{\partial \ln \sigma}{\partial \ln r} = \frac{\frac{2\delta}{r} \left(1 + \frac{\delta}{r} + \frac{1}{3} \frac{\delta^2}{r^2} \right)}{1 + \frac{2\delta}{r} \left(1 + \frac{\delta}{r} + \frac{1}{3} \frac{\delta^2}{r^2} \right)},$$
(4)

где δ – длина Толмена, r – радиус кривизны рассматриваемой поверхности. Показано, что решение уравнения (4) при δ = const представимо в виде

$$\sigma = \sigma^{(\infty)} f(r \,/\, \delta) \,, \tag{5}$$

$$f(y) = y \prod_{k=1}^{3} (y - z_k)^{q_k}, \quad q_k = -\frac{z_k^2}{3z_k^2 + 4z_k + 2},$$

где $z_k = \{-0,558; -0,721+i0,822; -0,721-i0,822\},$

 $\sigma^{(\infty)}$ – поверхностное натяжение для плоской поверхности. Для цилиндрической поверхности выведено новое уравнение

$$\frac{d\ln\sigma}{d\ln r} = \frac{\left(\delta/r\right)^2 + 2\delta/r}{\left(\delta/r\right)^2 + 2\delta/r + 2}.$$
 (6)

Решение уравнения (6) при δ = const имеет вид (5), но только с другой функцией:

$$f(y) = y \sqrt{\frac{2}{2y^2 + 2y + 1}} \exp\left(-\arctan\left(\frac{1}{1 + 2y}\right)\right).$$

Расчеты показывают, что размерная зависимость поверхностного натяжения для цилиндрической поверхности проявляется значительно слабее, чем для сферической. В силу положительности решений уравнений (4) и (6), знак δ должен совпадать со знаком *r*.

С.Ш. Рехвиашвили, Б.А. Розенберг, В.В. Дремов // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т.88. № 11. С.805-809.

Исследование локальной плотности состояний в латеральносдвоенных квантовых точках InAs/GaAs методом комбинированной СТМ/АСМ

<u>Д.О. Филатов</u>¹, М.А. Лапшина¹, А.А. Забалуев¹, П.А. Бородин², А.А. Бухараев²

¹ Нижегородский государственный университет, пр-т Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия ² Казанский физико-технический институт КНЦ РАН, Сибирский тракт 10/7, Казань, Россия e-mail <u>filatov@.phys.unn.ru</u>

Методы сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ) широко применяются для исследования морфологии и атомной структуры квантоворазмерных полупроводниковых гетероструктур. В последнее время метод СТМ в сверхвысоком вакууме (СВВ) всё шире применяются также и для исследования энергетического спектра и пространственного распределения локальной плотности состояний (ЛПС) в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) [1], заращенными [2] и поверхностными [3] квантовыми точками (КТ) и пр.

В [4] для исследования электронных состояний в поверхностных КТ InAs/GaAs(001) впервые применен метод комбинированной СТМ/АСМ в СВВ [5]. Были получены токовые изображения КТ, отражающие пространственное распределение плотности размерноквантованных электронных состояний в КТ, а также ВАХ контакта металлизированного АСМ зонда к поверхности КТ, отражающие энергетический спектр размерного квантования в КТ. Полученные в [4] результаты согласуются с расчётами огибающих волновых функций и спектра размерного квантования в КТ InAs/GaAs(001) [6], а также с результатами фотоэлектрической спектроскопии гетероструктур InAs/GaAs(001) с KT [7].

В настоящей работе методом комбинированной СТМ/АСМ в СВВ впервые исследовано пространственное распределение ЛПС $\rho(x, y)$, где x, y — координаты в плоскости поверхности образца, в латерально-сдвоенных поверхностных КТ InAs/GaAs(001).



Рис.1 Схема измерения токового изображения поверхностных КТ InAs/GaAs.

Исследованные структуры были выращены на подложках n^+ -GaAs(001) методом МОСгидридной эпитаксии при атмосферном давлении Б.Н.Звонковым в Научно-исследовательском физико-техническом институте Нижегородского государственного университета (НИФТИ ННГУ). Схема структуры показана на рис.1. Номинальная толщина слоя InAs составляла ≈ 5 монослоёв (МС), температура роста — 540°С.

СТМ/АСМ исследования проводились на СВВ АСМ/СТМ в составе СВВ комплекса Отісгоп Multiprobe P при комнатной температуре. Схема эксперимента показана на рис.1. Поверхность образца, покрытая естественным окислом, сканировалась АСМ зондом с проводящим покрытием (W_2 С). Одновременно с изображением топографии поверхности образца измерялось пространственное распределение электрического тока, протекающего через контакт АСМ зонда с поверхностью образца, I(x, y)(токовое изображение) при фиксированном значении напряжения между зондом и образцом V_{o} .

Характерной особенностью морфологии поверхностных КТ InAs/GaAs(001), выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении, является наличие на поверхности, наряду с одиночных КТ, некоторого количества латерально-сдвоенных КТ, расположенных на достаточно малом (порядка размеров КТ) расстоянии друг от друга (рис.2, вверху).



Рис.2 ACM изображение поверхностных KT InAs/GaAs(001). Размер кадра 215×215 нм², диапазон высот 4,6 нм.



Рис.3 АСМ изображение (*a*) и токовые изображения ($\delta - \partial$) латерально-сдвоенных КТ InAs/GaAs(001). V_{c} , B: $\delta - 2,3$; e - 3,0; c - 3,6; $\partial - 3,8$. Размер кадра 55 × 55 нм².

На рис.3*а* приведено АСМ изображение латерально-сдвоенных КТ, а на рис.3 δ — δ — их токовые изображения, полученные при различных значениях V_g , соответствующих максимумам на ВАХ контакта АСМ зонда к поверхности КТ, приведённых на рис.4. ВАХ были построены по значениям *I*, извлечённым из серии токовых изображений, полученных при различных значениях V_g , в точках, указанных на рис.3*a*. Закруглённая форма КТ на рис.3*a* обусловлена эффектом конволюции вследствие конечного радиуса закругления острия АСМ зонда [8].

Наблюдаемое увеличение тока І в местах, соответствующих контакту зонда с поверхностью КТ, связано с резонансным туннелированием электронов из АСМ зонда в подложку через размерно-квантованные электронные состояния в КТ [3, 4]. Система АСМ зонд — КТ – подложка представляет собой по сути своего рода резонансно-туннельный диод, в котором металлическое покрытие АСМ зонда играет роль эмиттера, буферный слой n^+ -GaAs — роль коллектора, а потенциальные барьеры образованы соответственно плёнкой естественного окисла на поверхности КТ и частью области пространственного заряда контакта зонд — образец, находящейся между буферным слоем и КТ (рис.1) [4].

Полученные токовые изображения I(x, y), показанные на рис.36—г, отражают пространственное распределение ЛПС в плоскости поверхности образца (x, y) [3, 4].



Рис.4 ВАХ контакта АСМ зонда к поверхности КТ в точках, отмеченных соответствующими символами на рис.3*a*.

Наблюдается асимметрия токовых изображений КТ, как в пределах отдельных КТ, так и между КТ, в отличие от токовых изображений одиночных КТ [3, 4]. Характер указанной асимметрии меняется с изменением Vg (ср. рис.36*d*). Так, при $V_g = 3,8$ В наблюдается появление дополнительного максимума на токовом изображении, локализованного в промежутке между КТ (рис.3д). Также наблюдается сдвиг максимумов ВАХ, измеренных в различных точках на поверхности КТ, по Vg относительно друг друга (рис.4). Указанные особенности связаны с гибридизацией электронных состояний в близкорасположенных КТ. Аналогичные закономерности изменения токовых изображений и ВАХ с увеличением V_o наблюдались в [1] при исследодвойных вании симметричных КЯ GaSb/InAs(001) методом CBB CTM на поперечных сколах гетероструктур.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (09-02-00088). Авторы благодарят Б.Н.Звонкова (НИФТИ ННГУ) за выращивание образцов для исследования.

[1] Suzuki, K., Kanisawa, K., Janer, C., Perraud, S., Takashina, K., Fujisawa, T., and Hirayama, Y., Phys. Rev. Lett., **98**, 136802 (2007).

[2] Grandidier, B., Niquet, Y.M., Legrand, B., Nys, J.P., Priester, C., Stiévenard, D., Gérard, J.M., and Thierry-Mieg, V., Phys. Rev. Lett. 85, 1068 (2000).
[3] Maltezopoulos, T., Bolz, A., Meyer, C., Heyn, C., Hansen, W., Morgenstern, M., and Wiesendanger, R., Phys. Rev. Lett., 91, 196804 (2003).

[4] Бородин, П.А., Бухараев, А.А., Филатов, Д.О., Лапшина, М.А., Поверхность, 2009 (принято в печать).

[5] Антонов, Д. А., Филатов, Д. О., Зенкевич, А. В., Лебединский, Ю. Ю., Изв. АН: Сер. Физ., **71**, 61 (2007).

[6] Stier, O., Grundmann, M., and Bimberg, D., Phys. Rev. B, **59**, 5688 (1999).

[7] Karpovich, I.A., Levichev, S.B., Morozov, S.V., Zvonkov, B.N., Filatov, D.O., Gorshkov, A.P., and Ermakov, A.Yu., Nanotechnology **13**, 445 (2002).

[8] Бухараев, А.А., Бердунов, Н.В., Овчинников, Д.В., Салихов, К.М., Микроэлектроника **26**, 163 (1997).

Исследование электрофизических свойств МДП наноструктур на основе high-k диэлектриков методами атомно-силовой микроскопии

А.С. Батурин¹, А.В. Зенкевич², Ю.Ю. Лебединский²,

Ю.А. Матвеев², <u>А.А. Чуприк¹</u> ¹ Московский физико-технический институт, ² Московский инженерно-физический институт e-mail: chouprik@mail.ru

Поиск и исследование новых материалов подзатворных диэлектриков лпя И металлических затворов в структурах металлдиэлектрик-полупроводник (МДП), являющихся функциональной частью комплементарных полевых транзисторов логических в микросхемах, является актуальной залачей микросовременной И наноэлектроники. Используемые до настоящего момента оксинитрид кремния в качестве подзатворного диэлектрика и сильнолегированный кремний в качестве затвора уже не удовлетворяют предъявляемым требованиям для производства логических микросхем нового поколения [1]. В качестве альтернативы на роль подзатворного диэлектрика в современных МДП структурах предложен и используется материал на основе оксида гафния (HfO₂) [1-4], а в качестве формирования технологии металлического затвора рассматривается т.н. технология полной силицидизация затвора с образованием моносилицида никеля (NiSi) [5]. При разработке и совершенствовании технологии требуется измерение электрофизических параметров МОП конденсатора, и ее качество определяется на основе измеряемых вольт-амперных и вольтфарадных характеристик. С точки зрения измерения этих характеристик с высоким латеральным разрешением наиболее атомно-силовая перспективной является микроскопия (АСМ).

Для электрических ACM измерений использовался сканирующий зондовый (NT-MDT, микроскоп NTegra Россия), работающий в атомно-силовом режиме в комнатных условиях. Стабильность И воспроизводимость контактных электрических АСМ измерений обеспечивалась специальной подготовкой токопроводящих зондов. Способ подготовки зондов реализуется путем постепенного погружения изношенного зонда в проводящее вещество в жидком состоянии вплоть до соприкосновения неразрушенного проводящего покрытия на зонде с жидкостью. Момент соприкосновения определяется по измеряемым ВАХ системы «зонд-проводящее вещество в жидком состоянии-подложка». В качестве проводящего вещества в жидком состоянии могут быть использованы следующие классы жидкостей: жидкие металлы и сплавы, а также жидкие проводящие клеи. Использование в качестве проводящего состава жидкости с высокими адгезионными свойствами обеспечивает дополнительную стабильность электрическому контакту «зонд-поверхность образца». Кроме того, кончик острия зонда, полученного в соответствии с предлагаемым способом, за счет применения первоначально жидкого проводящего вещества имеет заведомо гладкую форму, что приводит к образованию стабильного одноточечного электрического контакта между зондом и поверхностью образна. Разработанный способ позволяет получать зонды для электрических методов с сопротивлением 10 кОм и менее.

данной работе предложен B метол измерения локальных вольт-амперных (ВАХ) и низкочастотных вольт-фарадных $(B\Phi X)$ характеристик многослойных наноструктур, позволяющий в ходе одного измерения одновременно получать ВАХ и ВФХ. Поскольку тепловой дрейф образца, крип пьезосканера, деградация зонда и модификация исследуемой структуры при определенных условиях АСМ эксперимента могут оказаться существенными на временах порядка 1 с и менее, одновременное измерение ВАХ и ВФХ важно для их корректного анализа с целью характеризации электрофизических свойств структуры. Предложенный метод измерения ВАХ и ВФХ заключается в измерении тока смещения в контакте «зонд-образец» при известном законе изменения напряжения, поданного на образец, при заземлённом зонде. Ток смещения $I_{c}(V)$, протекающий в структуре, определяется разностью токов при увеличении и уменьшении напряжения

$$I_{\rm c}(V) = \left(I_{\uparrow}(V) - I_{\downarrow}(V)\right)/2,$$

где $I_{\uparrow}(V)$ и $I_{\downarrow}(V)$ – значения токов при положительной и отрицательной развертках напряжения. Емкость структуры C(V) однозначно определяется током смещения $I_c(V)$ и скоростью изменения (развертки) напряжения dV/dt:

$$C(V) = \frac{I_{\rm c}(V)}{{\rm d}V/{\rm d}t}.$$

калибровки Для определения И чувствительности метода спроектированы и изготовлены методом послойного атомного осажления тестовые многослойные МДП наноструктуры, которые включают в себя полупроводниковые Si подложки 10^{15} концентрацией легирующей примеси 10^{20} см⁻³, диэлектрические слои SiO₂ и HfO₂ и верхний слой Pt или Ni с металлической проводимостью. Одной ИЗ особенностей тестовых структур является то, что верхний металлический слой представляет собой электрод, напыленный на поверхность верхнего диэлектрического слоя. Такой электрод позволяет увеличить значение туннельного тока описанную МДП структуру через И последовательно соелиненный нею с токопроводящий зонд до величины 30 пА, измеримой встроенным измерителем тока микроскопа. Корректное применение метода измерения ВАХ и ВФХ невозможно без калибровки атомно-силового микроскопа, а логарифмического именно, калибровки измерителя тока, скорости развертки напряжения, фильтрации скачков напряжения при развертке, а также последующей математической обработки измеряемых ВАХ. Было установлено, что по результатам тестирования на серийных конденсаторах точность метода измерения локальных ВАХ и ΒΦΧ составляет низкочастотных 1.5 %. систематические сдвиги – 1 %, по результатам тестирования на тестовых многослойных структурах точность составляет 2 %, паразитная емкость системы «зонд-образец» - 0.5 пФ.

В примера качестве применения разработанного метода в работе представлены и проанализированы результаты измерений локальных вольт-амперных и низкочастотных вольт-фарадных характеристик многослойных структур на основе сверхтонких диэлектрических слоев NiSi/RuO, Al₂O₃, Gd₂O₃, TiO₂(1-4 нм)/HfO₂(10 нм)/Si(100). Каждый образец представляет собой кремниевую подложку р-типом проводимости с (концентрация легирующей примеси $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), на поверхности которой расположены диэлектрических слоя. два Подслой HfO₂ имеет толщину 10 нм, материал верхнего диэлектрического слоя различен (RuO, Al₂O₃, Gd₂O₃, TiO₂), и его толщина составляет 1 нм, 2 нм и 4 нм для различных образцов. Площадь верхних электродов из моносилицида никеля (NiSi) составляет 625±30 мкм², и более точно определяется в каждом конкретном случае средствами ACM. На рис. 1 представлены вольт-амперная и вольт-фарадные характеристики, полученные для структуры NiSi/Al₂O₃(2 нм)/HfO₂(10 нм)/Si(100). **ΒΦΧ** 1



Рис. 1. Вольт-амперная (а) и вольт-фарадные (б) характеристики многослойных наноструктур на основе сверхтонких диэлектрических слоев

получена при частоте изменения напряжения 12 Гц на структуре с NiSi электродом площадью 610 ± 5 мкм², а ВФХ 2 – при частоте 120 Гц на структуре с NiSi электродом площадью 640 ± 5 мкм². ВФХ 1 нормирована на значение емкости 12 пФ, а ВФХ 2 – на значение емкости 15 пФ.

размеров При уменьшении верхнего электрода емкость структуры также уменьшается. Однако с помощью современных АСМ возможно измерение малых токов смещения (до нескольких фА) и использование относительно больших скоростей развертки напряжения (до 200 B/c). Поэтому возможно измерение ВФХ структур субмикрометровых латеральных размеров. Предложенный метод измерения ВАХ и ВФХ позволяет исследовать электрофизические свойства многослойных МДП наноструктур на основе оксида гафния и моносилицида никеля, в частности, плотность поверхностных состояний на границе раздела Si-HfO₂.

[1] The International Technology Roadmap for Semiconductors.

[2] J. Robertson. Rep. Prog. Phys. **69**, 327-396 (2006).

[3] J. Robertson. Eur. Phys. J. Appl. Phys. 28, 265-291 (2004).

[4] G.D. Wilk, R.M. Wallace, J.M. Anthony. J. Appl. Phys. **89**, 5243-5275 (2001)

[5] W.P. Maszara. J. Electrochem. Soc. **152**, G550-G555 (2005).

Локальное исследование кинетики переключения поляризации и формирования нанодоменов методами сканирующей зондовой микроскопии

<u>Е.И. Шишкин</u>¹, Е.В. Николаева¹, А.В. Иевлев¹, В.Я. Шур¹, V.V. Shvartsman², W. Kleemann², T. Jungk³, A. Hoffmann³, E. Soergel³, A.H. Морозовская⁴, Г.С. Свечников⁴

¹Уральский госуниверситет им. А.М. Горького, Екатеринбург ²University of Duisburg-Essen, Duisburg, Germany ³Institute of physics, University of Bonn, Bonn, Germany ⁴Институт физики полупроводников НАН Украины им. В.Е. Лашкарева, Киев, Украина e-mail: <u>eugene.shishkin@usu.ru</u>

Сканирующая зондовая микроскопия (C3M) И особенно силовая микроскопия пьезоотклика (CMП) являются основными методами визуализации сегнетоэлектрических нанодоменов и управления доменной структурой [1-4]. В работе представлено развитие методов СМП для изучения статических доменных структур и кинетики переключения поляризации в нанометровом масштабе.

Методика СМП основана на регистрации амплитуды и фазы локальных механических колебаний поверхности сегнетоэлектрика за счет пьезоэлектрического обратного эффекта. индуцированного приложением переменного электрического поля [1-4]. Количественный анализ результатов затрудняется наличием фонового сигнала со сложным частотным спектральным профилем [4]. Предложен адекватный подход к оптимизации условий СМП математической измерений И коррекции экспериментальных ланных [5], который применим также к исследованиям кинетики переключения поляризации методом измерения локальных петель гистерезиса с помощью СМП.

Для измерения локальных петель наиболее распространено приложение напряжения в виде серии прямоугольных импульсов с линейно растущей амплитудой с измерением амплитуды и фазы пьезоотклика в паузах между импульсами что позволяет избежать влияния [3], электростатического взаимодействия межлу кантилевером и поверхностью образца на регистрируемые механические колебания кантилевера. Однако, интерпретация результатов затруднена неконтролируемым переключением поляризации после выключения поля, что характерно для объемных монокристаллических сегнетоэлектриков [5,6].

Более обоснованной представляется регистрация пьезоотклика непосредственно при приложении переключающего напряжения, изменяющегося по треугольному закону. При этом необходим математический аппарат для учета влияния паразитного электростатического взаимодействия между поверхностью образца и кантилевером. Нами показано, что для анализа измерения локальных результатов петель гистерезиса можно использовать линейную зависимость амплитуды колебаний кантилевера от приложенного переключающего напряжения, а тангенс угла наклона петли гистерезиса зависит от смещения точки фокусировки лазерного излучения на поверхности кантилевера (Рис. 1).



Рис. 1. Локальные СМП петли гистерезиса в MgO:LN: (а) исходная, (б) после коррекции. (в) Зависимость наклона петли гистерезиса, нормированного на суммарную освещенность фотодетектора, от положения точки фокусировки лазерного пятна на поверхности кантилевера.

Предложенный подход анализу к результатов СМП измерений vспешно реализован для количественного сопоставления параметров исходной доменной структуры (ИДС), формирующейся при охлаждении после сегнетоэлектрического фазового перехода. Геометрия ИДС различных сегнетоэлектриков, в том числе и релаксорных, качественно подобна и носит сложный лабиринтовый характер (Рис. 2). Для количественного анализа изображений ИДС производился расчет фрактальной размерности и среднего характерного размера доменов на основе расчета функции автокорреляции. Показано, что материалы с более выраженными релаксорными свойствами характеризуются большей величиной фрактальной размерности **D**. Причем по абсолютному значению величина D изменяется слабо, в то время как характерный размер доменов может отличаться на порядок.



Рис. 2. СМП изображения исходной доменной структуры а) германата свинца Pb₅Ge₃O₁₁, (б) ниобата бария стронция SBN 45/55.

Уникальные результаты получены при изучении влияния адсорбционных слоев на локальное переключение поляризации. На примере MgO:LN были исследованы три различных состояния поверхности: 1) после отмывки с помощью ацетона, 2) после отмывки деионизованной водой, 3) в вакууме 5·10⁻³ Торр. Характерные изображения доменов, полученные в этих условиях при приложении одинаковых переключающих импульсов представлены на Рис. 3. Формированием наиболее крупных доменов при переключении после очистки деионизованной водой [Рис. 3(a)] объясняется эффективным внешним экранированием деполяризующих полей за счет проводимости в адсорбата Ацетон слое воды. создает гидрофобное состояние, что понижает эффективность внешнего экранирования И существенно уменьшает размер доменов [Рис. 3(б)]. Рекордно малые размеры доменов получены при измерениях в вакууме [Рис. 3(в)]. На Рис. 4 представлена зависимость размера доменов от амплитуды переключающих импульсов для всех трех состояний поверхности.

Полученные результаты имеют важное значение при создании прецизионных доменных структур для устройств нелинейной оптики и акустоэлектроники. Полученные закономерности



Рис. 3. СМП изображения доменов, полученных локальным переключением поляризации в MgO:LN после очистки поверхности с помощью: (а) деионизованной воды, (б) ацетона, (в) деионизованной воды с измерениями в вакууме. Амплитуда импульсов 150 В, длительность 100 мс



Рис. 4. Зависимость радиуса доменов в MgO:LN, полученных локальным переключением, от амплитуды импульсов для различных состояний поверхности. Длительность импульсов 100 мс.

можно использовать для оптимизации методов доменной инженерии, основанных на записи доменных структур с помощью СЗМ и электродов, созданных методами литографии.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 08–02–12173–офи, 08–02–99082–р–офи, 07–02–96033–р–Урал–а, 08–02–90434–Укр–а, 05–02–19648–НЦНИЛ) и программы CRDF BRHE и Федерального Агентства по образованию (грант РНП 2.2.2.3.10017/ Y4–P–05–11).

- Shishkin E. I., Shur V. Ya., Schlaphof F. and Eng L. M., Appl. Phys. Lett., 88, 252902 (2006).
- [2] Morozovska A. N., Eliseev E. A. and Kalinin S. V., Appl. Phys. Lett., 89, 192901 (2006).
- [3] Kholkin A. L., Bdikin I. K., Shvartsman V. V. and Pertsev N. A., Nanotechnology, 18, 095502 (2007).
- [4] Jungk T., Hoffmann A. and Soergel E., Appl. Phys. Lett., **89**, 163507 (2006).
- [5] Shishkin E. I., Ievlev A. V., Nikolaeva E.V., Nebogatikov M.S. and Shur V. Ya., Ferroelectrics, 374, 26 (2008).
- [6] Shishkin E. I., Shur V. Ya., Mieth O., Eng L. M., Galambos L. L. and Miles R. O., Ferroelectrics, 340, 129 (2006).

Исследование ультратонких магнитных многослойных структур методами магнитно-силовой и магнитооптической микроскопии

<u>А. Шубин¹</u>, А. Алексеев¹, С.Божко¹

M. Tekielak², P. Mazalski², И. Свекло², A. Maziewski²,

B. Szymański³, M.Urbaniak³, F. Stobiecki³

¹ЗАО Нанотехнология-МДТ,124482 Москва, Россия

²Laboratory of Magnetism, University of Bialystok, Lipowa Str. 41, 15-424 Bialystok, Poland

³Institute of Molecular Physics, Polish Academy of Sciences, ul. Smoluchowskiego 17, 60-179 Poznan, Poland e-mail: shuhin@ntmdt.ru_alexander@ntmdt.ru

e-mail: shubin@ntmdt.ru, alexander@ntmdt.ru

Ультратонкие магнитные пленки И магнитные многослойные структуры являются в последнее время одними из наиболее интенсивно исследуемых магнитных материалов; интерес к исследованию которых. прежде всего. объясняется широким использованием данных материалов [1] в устройствах магнитной записи (жесткие диски, MRAM) и различных магнитных сенсорах на основе явления гигантского магнитного сопротивления. Ультратонкие перпендикулярной магнитные пленки С намагниченностью (например, Au/Co/Au) имеют сильную зависимость магнитной анизотропии от толщины магнитного слоя, что отражается, в частности, на наблюдаемой доменной структуре пленки. При увеличении толщины магнитного слоя выше некоторого критического значения происходит реориентация намагниченности: направление «легкая ось» изменяется на «легкая плоскость» и магнитная структура пленки приходит в монодоменное состояние [2]. Использование многослойных магнитных систем, состоящих из чередующихся слоев ферромагнетика и немагнитного металла, позволяет значительно увеличить величину намагниченности на елиницу плошали при сохранении перпендикулярной магнитной анизотропии. Однако, вместе с тем магнитная структура многослойной пленки значительно усложняется [3]. Варьируя толщины слоев и количество повторений можно в широком диапазоне изменять магнитные характеристики многослойных пленок.

В настоящей работе исследована магнитная структура многослойных систем (Co/Au)_N и (Co/Au/Py/Au)_N (где Ру- пермаллой) методами магнитооптической микроскопии на основе эффекта Керра и магнитно-силовой микроскопии (MCM). Изучена зависимость магнитной структуры образцов от числа повторений N и толщины слоев кобальта d_{Co}. Для МСМ при комнатных температурах использовался СЗМ ИНТЕГРА с продольным и перпендикулярным внешним магнитным полем (Нанотехнология-МДТ, Россия). Наряду с измерениями в условиях, нормальных образцы также исследовались в высоком вакууме при низких (до 110 К) температурах. Для МСМ в вакууме использовался СЗМ Солвер-НУ с возможностью приложения продольного внешнего магнитного поля (Нанотехнология-МДТ, Россия). Измерения проводились в режиме стабилизации частоты осцилляций кантилевера с использованием системы цифровой обратной связи ОС-4 (Nanonis, Швейцария).

Работа была выполнена при частичной поддержке гранта Евросоюза «Marie Curie Fellowships for Transfer of Knowledge» («NANOMAG-LAB» N 2004-003177). 29465 C1.

[1] P.Gruenberg "Layered Magnetic Structures: History, Highlights, Applications", Physics Today, 2001, vol 54 (5), p31-38.

[2] M. Kisielewski, A. Maziewski, T. Polyakova, and V. Zablotskii "Wide-scale evolution of magnetization distribution in ultrathin films", Phys. Rev B, 69, 184419 (2004).

[3] F. Stobiecki, M. Urbaniak, B. Szymański, J. Dubowik, P. Kuświk, M. Schmidt, T. Weis, D. Engel, D. Lengemann, A. Ehresmann, I. Sveklo, A. Maziewski "Magnetic field induced transition from weak to strong ferromagnetic coupling in NiFe/Au/Co/Au multilayers", Appl. Phys. Lett., 92,012511, (2008).

Калибровка z-перемещений в сканирующей зондовой микроскопии в диапазоне нескольких нанометров

П. А. Дементьев, М. С. Дунаевский, И. В. Макаренко, В. Н. Петров,

С. П. Лебедев, А. А. Лебедев, А. Н. Титков

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

В последнее время большой интерес разработка различных вызывает метрологических стандартов для нанотехнологий. Особенно важную роль играют стандарты для калибровки пьезокерамических сканеров в сканирующих зондовых микроскопах (СЗМ). Пьезокерамические СЗМ сканеры, осуществляющие перемещения при приложении к ним электрического напряжения, изменяют свои размеры с увеличением поля нелинейно. Поэтому требуются отдельные градуировки на лиапазон z-перемещений кажлый И. соответственно, отдельные тестовые структуры. На данный момент существуют калибровочные структуры для z-перемещений 500 нм, 100 нм, 20 нм и 0.314 нм (моноатомные ступени на поверхности кремния) [1]. Большой интерес вызывают в последнее время наноразмерные структуры с характерным размером 2-3 нм. Так например, активно исследуются металлические наночастицы из Pt, Ni, Co размером около 2 нм, которые используются для катализа. Поэтому важно иметь калибровочную структуру для градуировки в диапазоне нескольких нанометров. В природе существуют такие объекты – это моноатомные ступени на поверхностях кристаллических материалов. В данной работе предложена идея использования слабо разориентированных поверхностей политипа карбида кремния 6H-SiC(0001) в качестве тестовых поверхностей для калибровок атомносилового микроскопа.

Процедура калибровки представляет собой сканирование особенностей рельефа известной высоты H_{real} и с известными латеральными размерами L_{real}. Сопоставление получаемых в таком ACM-эксперименте высот H_{exp} и латеральных размеров L_{exp} с реальными размерами H_{real} и L_{real} позволяет настроить (скалибровать) зондовый микроскоп таким образом, чтобы получаемые в эксперименте размеры совпадали с реальными.

Политип 6H-SiC состоит из периодически следующих друг за другом шести слоев (ABCACB-ABCACB-ABCACB-...) плотноупакованного SiC. Ступени на таких поверхностях могут состоять из трех либо шести слоев SiC, а их высота может составлять величину $h_3=0.75$ нм либо $h_6=1.5$ нм соответственно.

В данной работе методами атомносиловой и сканирующей туннельной микроскопии исследовались поверхности 6H- SiC(0001), подвергнутые ступенчатому высокотемпературному отжигу в вакууме. Найдена процедура отжига, приводящая к структурированию поверхности регулярными атомногладкими ступенями высотой 1.5 нм (образец S1) или 0.75 нм (образец S2).



Рис. 1. АСМ изображение топографии ступеней высотой h₆=1.5 нм на поверхности 6H-SiC. На вставке приведена гистограмма распределения высот.

На рис. 1 приведено АСМ изображение поверхности образца S1, можно видеть ряды ступеней. Латеральное регулярные расстояние между ступенями (ширина террас) составляет величину L=400 нм. Ступени идут вдоль направления [11-20]. Оцениваемый угол разориентации поверхности составляет величину менее 0.2 градуса. Для повышения точности измерения высоты ступеней была построена гистограмма по высотам N[z] для приведенного АСМ-изображения (вставка на Рис. 1). На гистограмме видны шесть пиков, соответствующих шести террасам на рис. 1. Расстояние между соседними пиками соответствует средней высоте ступени, разделяющей соседние террасы. Уточненное значение высоты ступени составляет 1.5 нм. Это значение соответствует вышеописанной ступени высотой в шесть слоев плотноупакованного SiC h₆=1.5 нм.

На рис. 2 приведено АСМ-изображение образца S2 с террасами, разделенными ступенями высотой 0.7–0.8 нм. Ширина террас составляет величину около 350 нм. Ступени идут вдоль направления [1-100]. Анализ гистограммы распределения высот (вставка на Рис. 2) позволяет точно определить высоту ступеней h_3 =0.75 нм. Высота этих ступеней составляет половину шестикратной ячейки 6H-SiC. Действительно, в работе [2] было показано, что при определенных углах разориентации вицинальной поверхности 6H-SiC(0001) ступени h_6 могут распадаться на две ступени высотой h_3 =0.75 нм.



Рис. 2. АСМ изображение топографии ступеней высотой h₃=0.75 нм на поверхности 6H-SiC. На вставке приведена гистограмма распределения высот.

Помимо z-калибровки можно было бы думать об использовании ступеней как объектов известной формы для определения радиуса кривизны кончика АСМ-зонда. Действительно, при сканировании вертикальной ступеньки высотой h зондом с радиусом R должно происходить латеральное уширение ступеньки на величину $L = \sqrt{2Rh}$. Для зонда радиусом R=10-20 нм и ступеньки высотой h=1.5 нм уширение должно составлять величину около L≈6-8 нм. Путем точного определения в АСМэксперименте величин L, h и последующего решения обратной задачи можно определить радиус закругления кончика АСМ-зонда R. Однако наши измерения показывают, что латеральный размер ступени высотой h=1.5 нм составляет величину L_{ехр}≈15 нм. Это связано с тем обстоятельством, что ступень SiC не вертикальная, а имеет свой собственный латеральный размер. В работе [2] с помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения на сколах было показано,

что ступень SiC высотой 1.5 нм имеет латеральный размер 6-7 нм, то есть она не строго вертикальная. С учетом собственного латерального размера ступени возникает согласие с получаемым в АСМ-эксперименте значением латерального уширения ступени. Отметим также, что наши АСМ-измерения проводились в комнатных условиях и поэтому изначально гладкая поверхность SiC покрывалась неровным слоем окисла, последнее обстоятельство также приводило к латеральному уширению ступеньки. Отсутствие резкой вертикальной стенки у ступеней SiC практически невозможным лелает их использование для точного определения радиуса закругления АСМ-зонда.

Таким образом, в данной работе предложено использовать получаемые структурированные поверхности политипов 6H-SiC(0001) в качестве тестовых объектов для zкалибровки сканирующих зондовых микроскопов.

[1] D.A.Nasimov, D.V.Sheglov, E.E.Rodyakina,
S.S.Kosolobov, L.I.Fedina, S.A.Teys,
A.V.Latyshev, Phys.Low-Dim.Struct., Vol 3/4,
pp.146-152, (2003)
[2] A.Nakajima, H.Yokoya, Y.Furukawa,
H.Yonezu, J.Appl.Phys., 97, 104919, (2005)