

## ПРОГРАММА И СОДЕРЖАНИЕ

<b>13 марта</b>		
11.30 – 11.40	Открытие.	
<b>1 заседание</b>	<u>Председатель С.В. Гапонов</u>	
11.40 – 12.10	<u>Ю.В.КОПАЕВ</u> , В.И.БЕЛЯВСКИЙ, <i>Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия</i> <b>Сверхпроводимость отталкивающихся частиц.</b>	1
12.10 – 12.40	В.Б.ТИМОФЕЕВ <i>Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Моск. обл.</i> <b>Спектроскопия квантовых точек, связанных в молекулы.</b>	3
12.40 – 13.10	<u>А.А.ЖАРОВ</u> , Р.Е.НОСКОВ <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> <b>Резонансные нано и микроструктурированные среды: левосторонние свойства и отрицательная рефракция электромагнитных волн.</b>	4
13.10 – 13.40	В.В. АРИСТОВ <i>Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия</i> <b>Преломляющая оптика жесткого рентгеновского диапазона.</b>	
13-40 – 17.00	<b>Обед</b>	
<b>2 заседание</b>	<u>Зондовая микроскопия и общие свойства наноструктур– 1. Председатель Г.А.Максимов</u>	
15.00 – 15.30	В.А.БЫКОВ <i>ЗАО "НТ-МДТ", Зеленоград, Москва, Россия</i> <b>Новые возможности зондовой микроскопии.</b>	8
15.30 – 16.00	В.И. КОНОВ <i>Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Центр естественно-научных исследований,</i> <b>Автоэлектронная эмиссия из углеродных наноматериалов и наноструктур.</b>	
16.00 – 16.20	<u>А.Н. ТИТКОВ</u> , М.С.ДУНАЕВСКИЙ, В.М.КОЖЕВИН, Д.А.ЯВСИН, С.А.ГУРЕВИЧ <i>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия</i> <b>Локальная зарядовая запись на слоях монодисперсных частиц Pt на окисле SiO<sub>2</sub>.</b>	140
16.20 – 16.40	В.Я. ШУР <i>Уральский государственный университет им. А.М. Горького, Уральский ЦКП "Сканирующая зондовая микроскопия", Екатеринбург, Россия</i> <b>Нанотехнологии в сегнетоэлектриках: использование методов сканирующей зондовой микроскопии.</b>	9
16.40 – 17.00	<u>В.Л. МИРОНОВ</u> , Б.А.ГРИБКОВ, А.А.ФРАЕРМАН, С.А.ГУСЕВ, С.Н.ВДОВИЧЕВ, Д.С.НИКИТУШКИН, В.Б.ШЕВЦОВ, И.Р.КАРЕТНИКОВА, И.М.НЕФЕДОВ, И.А.ШЕРЕШЕВСКИЙ <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> <b>Магнитно-силовая микроскопия наночастиц Co.</b>	13
17.00 – 17.30	<i>Coffee – break</i>	
17.30	<b>1 стендовая сессия:</b> Сверхпроводящие наносистемы, гетероструктуры сверхпроводник/ферромагнетик, Зондовая микроскопия.	
<b>14 марта</b>		
<b>3 заседание</b>	<u>Транспорт и неустойчивости в полупроводниковых квантово-размерных структурах</u> <u>Председатель С.Д.Ганичев.</u>	
9.00 – 9.30	<u>Р.А. СУРИС</u> , И. А. ДМИТРЕВ <i>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия</i> <b>Каскадный лазер на сверхрешетке из квантовых точек.</b>	

9.30 – 10.00	<u>А.А. АНДРОНОВ</u> , Е.П.ДОДИН, А.Ю. КЛИМОВ, В.В.РОГОВ, Ю.Н.НОЗДРИН, Д.И.ЗИНЧЕНКО, А.А.МАРМАЛЮК, А.А.ПАДАЛИЦА <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> <b>Транспортные свойства, колебания тока и спонтанные терагерцовые излучения, включая блоховское, в сверхрешетках GaAs-GaAlAs со слабыми барьерами.</b>	15
10.00 – 10.30	<u>А.А. ИГНАТОВ</u> <sup>1</sup> , А. ПАТАНЕ <sup>2</sup> , D. FOWLER <sup>2</sup> , O. MAKAROVSKY <sup>2</sup> , L. EAVES <sup>2</sup> , L. GEELHAAR <sup>3</sup> , H. RIECHERT <sup>3</sup> <sup>1</sup> <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия,</i> <sup>2</sup> <i>School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, UK.</i> <sup>3</sup> <i>Infinion Technologies, Corporate Research Photonics, Munich, Germany</i> <b>Горячие электроны и отрицательная дифференциальная проводимость в твердом растворе GaAs<sub>1-x</sub>N<sub>x</sub>.</b>	18
10.30 – 11.00	М.А. СКВОРЦОВ <i>Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН, Черногоровка, Моск. обл., Россия</i> <b>Динамическая локализация в квантовых точках.</b>	20
11.00 – 11.30	<i>Coffee – break</i>	
<b>4 заседание</b>	<u>Магнитные сверхрешетки. Председатель В.М.Уздин.</u>	
11.30 – 12.00	В.В. УСТИНОВ <i>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия</i> <b>Спин-флип переходы и спиновый транспорт в многослойных магнитных наноструктурах.</b>	
12.00 – 12.30	<u>В.Л. АКСЕНОВ</u> <sup>1,2</sup> , НИКИТЕНКО Ю.В. <sup>2</sup> , ХАЙДУКОВ Ю.Н. <sup>2</sup> <sup>1</sup> <i>РНИЦ " Курчатowski институт ", Москва, Россия,</i> <sup>2</sup> <i>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Моск. обл., Россия</i> <b>Нейтроннография магнитных слоистых систем.</b>	24
12.30 – 12.50	<u>Д.И.ХОЛИН</u> <sup>1</sup> , С.О.ДЕМОКРИТОВ <sup>2</sup> , Н.М.КРЕЙНЕС <sup>1</sup> <sup>1</sup> <i>Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН, Москва, Россия,</i> <sup>2</sup> <i>Nichtlineare Magnetische Dynamik Institut für Angewandte Physik Westfälische Wilhelms Universität Münster, Münster, Germany</i> <b>Межслойный обмен в многослойных магнитных структурах Fe/Cr/Fe.</b>	
12.50 – 13.10	<u>А.А. ФРАЕРМАН</u> , О.Г.УДАЛОВ <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> <b>Особенности распространения нейтронов в среде с геликоидальной магнитной структурой.</b>	25
13.10 – 13.30	<u>Р.С.ИСХАКОВ</u> , Е.А. ДЕНИСОВА, С.В. КОМОГОРЦЕВ <i>Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск, Россия</i> <b>Исследование реальной микромагнитной структуры наноструктурных магнетиков методами современного магнитного анализа.</b>	
13.30 – 15.00	<b>Обед</b>	
<b>5 заседание</b>	<u>Магнитные наноструктуры. Председатель Е.С.Демидов.</u>	
15.00 – 15.30	<u>В.Я. ДЕМИХОВСКИЙ</u> , Д.В.ХОМИЦКИЙ <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород, Россия</i> <b>Квантовые состояния и спиновая поляризация двумерной электронной системы с модулированным спин-орбитальным взаимодействием.</b>	29
15.30 – 16.00	С.О.ДЕМОКРИТОВ <i>Nichtlineare Magnetische Dynamik Institut für Angewandte Physik Westfälische Wilhelms Universität Münster, Münster, Germany</i> <b>Прямое наблюдение Бозе-Эйнштейновской конденсации магнонов при комнатной температуре.</b>	
16.00 – 16.30	А.И. СМИРНОВ <i>Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН, Москва, Россия</i> <b>Порядок и беспорядок в фрустрированных магнетиках.</b>	

16.30 – 16.50 Т.В.МУРЗИНА, Р.В.КАПРА, Ф.Ю.СЫЧЕВ<sup>1</sup>, И.А.МОШНИНА, А.А.ЕЖОВ<sup>1</sup>, О.А.АКЦИПЕТРОВ<sup>1</sup>, С.Ф.КАПЛАН<sup>2</sup>, Д.А.КУРДЮКОВ<sup>2</sup>, В.Г.ГОЛУБЕВ<sup>2</sup>, М.А.БАДЕР<sup>3</sup>, Г.МАРОВСКИЙ<sup>3</sup> 33

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия, <sup>2</sup>Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия. <sup>3</sup>Laser Laboratorium Goettingen, Göttingen, Germany

**Наноструктурированные одномерные и трехмерные магнитофотонные кристаллы на основе пористого кремния и искусственных опалов.**

16.50 – 17.30 *Coffee – break*

17.30 **2 стендовая сессия:** Магнитные наноструктуры; Нанофотоника.

**15 марта**

**6 заседание** Рентгеновская оптика – 1. Председатель Э.В.Суворов.

9.00 – 9.30 С.В. КУЗИН 36

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

**Исследования Солнца в мягком рентгеновском и вакуумном ультра-фиолетовом диапазонах спектра.**

9.30 – 9.50 К.М. ПОДУРЕЦ, А.А.МАНУШКИН, В.Г.НЕДОРЕЗОВ, Д.К.ПОГОРЕЛЫЙ, В.А.СОМЕНКОВ

*ФГУП РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

**Рефракционная интроскопия медицинских и биологических объектов на станции "МЕДИАНА" Курчатковского источника синхротронного излучения.**

9.50 – 10.10 А.Ю. РОМАНОВ 40

*Институт рентгеновской оптики, Москва, Россия*

**Исследование моно - и поликапиллярных рентгеновских микропучков.**

10.10 – 10.30 В.Н. ТРУШИН, А.С. МАРКЕЛОВ, Е.В. ЧУПРУНОВ, А.А. ЖОЛУДЕВ 44

*Нижегородский Государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород, Россия*

**Управление дифракционными спектрами рентгеновского излучения и формирование пространственной структуры рентгеновских дифракционных пучков.**

10.30 – 11.00 Зе Дон КВОН

*Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия*

**Твердотельные квантовые интерферометры.**

11.00 – 11.30 *Coffee – break*

**7 заседание** Микро- и оптоэлектроника. Председатель Н.Н.Сибельдин.

11.30 – 12.00 А.Л. АСЕЕВ, Н.Н.МИХАЙЛОВ, В.С.ВАРАВИН, Ю.Г.СИДОРОВ 47

*Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия*

**Слой кадмий-ртуть-теллур: получение методом молекулярно-лучевой эпитаксии, свойства, применение.**

12.00 – 12.30 А.А. ОРЛИКОВСКИЙ 51

*Физико-технологический институт РАН, Москва, Россия*

**Суб-100 нм кремниевая микроэлектроника: перспективы и проблемы.**

12.30 – 13.00 З.Ф. КРАСИЛЬНИК, Б..А.АНДРЕЕВ<sup>1</sup>, Л.В.КРАСИЛЬНИКОВА<sup>1</sup>, Д.И.КРЫЖКОВ<sup>1</sup>, В.П.КУЗНЕЦОВ<sup>2</sup>, Д.Ю.РЕМИЗОВ<sup>1</sup>, М.В.СТЕПИХОВА<sup>1</sup>, В.Ю.ЧАЛКОВ<sup>2</sup>, В.Г.ШЕНГУРОВ<sup>2</sup>, В.Б.ШМАГИН<sup>1</sup>, А.Н.ЯБЛОНСКИЙ<sup>1</sup> 55

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, <sup>2</sup>Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского Н.Новгород, Россия

**Люминесцентные свойства редкоземельных элементов в кремнии.**

13.00 – 13.30 В.В. КВЕДЕР 56

*Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия*

**Инженерия дефектов в применении к дислокациям в кремнии и ее перспективы для кремниевой оптоэлектроники и солнечной энергетики.**

13.30 – 15.00 *Обед*

<b>8 заседание</b>	<u>Сверхпроводящие наноструктуры-1. Председатель В.В.Курин.</u>	
15.00 – 15.30	В.В. МОЦАЛКОВ <i>Katholieke Universiteit Leuven, Nanoscale Superconductivity and Magnetism Group, Pulsed Fields Group, Leuven, Belgium</i> <b>Vortex Manipulation and Ratchets in Nanostructured Superconductors.</b>	
15.30 – 16.00	Ю.С. БАРАШ, Б.АНДЕРСЕН <sup>2</sup> , П.ХИРШФЕЛД <sup>2</sup> <sup>1</sup> <i>Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия,</i> <sup>2</sup> <i>Университет Флориды, Гейнсвилл, Флорида, США</i> <b>Джозефсоновский ток через антиферромагнитные прослойки.</b>	59
16.00 – 16.30	В.В. РЯЗАНОВ <sup>1</sup> , В.А.ОБОЗНОВ <sup>1</sup> , В.В.БОЛЬГИНОВ <sup>1</sup> , А.К.ФЕОФАНОВ <sup>1</sup> , В.П.КОШЕЛЕЦ <sup>2</sup> , П.Н.ДМИТРИЕВ <sup>2</sup> <sup>1</sup> <i>Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия,</i> <sup>2</sup> <i>Институт радиотехники и электроники, Москва, Россия</i> <b>Гибридные наноструктуры на основе контактов сверхпроводник- ферромагнетик для цифровой и квантовой логики.</b>	63
16.30 – 17.00	<u>А.С. МЕЛЬНИКОВ<sup>4</sup></u> , В.М.ВИНОКУР <sup>1</sup> , Н.Б.КОПНИН <sup>2,3</sup> , А.С.МЕЛЬНИКОВ <sup>4</sup> , И.М.НЕФЕДОВ <sup>4</sup> , В.И.ПОЗДНЯКОВА <sup>4</sup> , Д.А.РЫЖОВ <sup>4</sup> , И.А.ШЕРЕШЕВСКИЙ <sup>4</sup> <sup>1</sup> <i>Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois USA.</i> <sup>2</sup> <i>Low Temperature Laboratory, Helsinki University of Technology, Finland.</i> <sup>3</sup> <i>Институт Теоретической Физики РАН, Москва, Россия.</i> <sup>4</sup> <i>Институт физики микроструктур РАН, Новгород, Россия</i> <b>Вихревые состояния в мезоскопических сверхпроводниках.</b>	67
17.00 – 17.30	<i>Coffee – break</i>	
<b>9 заседание</b>	<u>Сверхпроводящие наноструктуры-2. Председатель В.В.Рязанов.</u>	
17.30 – 18.00	Л.Р. ТАГИРОВ <i>Казанский Государственный Университет, Казань, Россия</i> <b>Новые квазиклассические граничные условия для контактов двух металлов: сверхпроводящих, нормальных, ферромагнитных.</b>	71
18.00 – 18.20	<u>В.В. КУРИН</u> , А.В.ЧИГИНЕВ <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> <b>Взаимодействие оптических фононов и джозефсоновских вихрей в слоистых сверхпроводниках.</b>	73
18.20 – 18.40	<u>Я.В. ФОМИНОВ<sup>2</sup></u> , Д.А. ИВАНОВ <sup>1</sup> <sup>1</sup> <i>Institute of Theoretical Physics, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, Switzerland.</i> <sup>2</sup> <i>Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Моск.обл., Россия</i> <b>Минищель в контакте сверхпроводник–ферромагнетик с неоднородной намагниченностью.</b>	77
18.40 – 19.00	А.Ю. РУСАНОВ <i>Институт физики твёрдого тела РАН, Моск. обл., Черноголовка, Россия</i> <b>Эффекты близости и переключения намагниченности в гибридах сверхпроводник/ферромагнетик.</b>	

**Банкет**

**16 марта**

<b>10 заседание</b>	<u>Магнитооптические явления в полупроводниковых гетероструктурах. Председатель Ю.Е.Лозовик.</u>	
9.00 – 9.30	С.Д.ГАНИЧЕВ <i>Universitaet Regensburg, Institut fuer Experimentelle und Angewandte Physik, Regensburg, Germany</i> <b>Экспериментальное разделение спинового расщепления Рашбы и Дрессельхауза в полупроводниковых квантовых структурах с помощью спиновых фототоков, возбужденных ТГц излучением.</b>	78

9.30 – 10.00	<u>С.В. ЗАЙЦЕВ-ЗОТОВ</u> , В.Е.МИНАКОВА <i>Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия</i> <b>Фотопроводимость и управляемые светом коллективные явления в пайерловских проводнике TaS<sub>3</sub>.</b>	79
10.00 – 10.20	<u>В.В. БЕЛЬКОВ</u> <sup>1</sup> , С.Д. ГАНИЧЕВ <sup>2</sup> , С.Н. ДАНИЛОВ <sup>2</sup> , Е.Л. ИВЧЕНКО <sup>1</sup> , С.А.ТАРАСЕНКО <sup>1</sup> <sup>1</sup> <i>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия.</i> <sup>2</sup> <i>University of Regensburg, Regensburg, Germany</i>	83
10.20 – 10.40	<b>Генерация спинового тока в полупроводниковых гетероструктурах.</b> <u>В.В. ПЛАТОНОВ</u> <sup>1</sup> , И.М.МАРКЕВЦЕВ <sup>1</sup> , А.Н.МОЙСЕЕНКО <sup>1</sup> , В.Д.СЕЛЕМИР <sup>1</sup> , О.М.ТАЦЕНКО <sup>1</sup> , А.В.ФИЛИППОВ <sup>1</sup> , В.Я.АЛЕШКИН <sup>2</sup> , В.И.ГАВРИЛЕНКО <sup>2</sup> , Н.В.ЗАКРЕВСКИЙ <sup>2</sup> , Д.В.КОЗЛОВ <sup>2</sup> , С.В.МОРОЗОВ <sup>2</sup> , Б.Н.ЗВОНКОВ <sup>3</sup> , S.HANSEL <sup>4</sup> , M. VON ORTENBERG <sup>4</sup> <sup>1</sup> <i>Российский Федеральный Ядерный Центр ВНИИЭФ, Саров, Нижегородской обл., Россия.</i> <sup>2</sup> <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.</i> <sup>3</sup> <i>Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород. Россия.</i> <sup>4</sup> <i>Institute of Physics of the Humboldt University at Berlin, Berlin, Germany</i>	84
10.40 – 11.00	<b>Магнетооптические исследования гетероструктур InGaAs/GaAs в мегагауссных магнитных полях.</b> <u>В.И. ГАВРИЛЕНКО</u> <sup>1</sup> , В. Я.АЛЕШКИН <sup>1</sup> , Ю.Б.ВАСИЛЬЕВ <sup>2</sup> , А.В.ИКОННИКОВ <sup>1</sup> , С.С.КРИШТОПЕНКО <sup>1</sup> , Ю.Г.САДОФЬЕВ <sup>1,5</sup> , M.L.SADOWSKI <sup>3</sup> , W.KNAP <sup>4</sup> , S. R.JOHNSON <sup>5</sup> , Y.-H.ZHANG <sup>5</sup> <sup>1</sup> <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.</i> <sup>2</sup> <i>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия.</i> <sup>3</sup> <i>Grenoble High Magnetic Field Laboratory, CNRS, Grenoble, France.</i> <sup>4</sup> <i>University of Montpellier 2, Montpellier, France.</i> <sup>5</sup> <i>Arizona State University, Tempe, USA</i>	86
11.00 – 11.30	<b>Исследование циклотронного резонанса в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами в квантующих магнитных полях.</b> <i>Coffee - break</i>	
11 заседание	<b>Экситонные состояния и люминисцентные свойства наноструктур. Председатель В.Б.Тимофеев.</b>	
11.30 – 12.00	<u>В.П. КОЧЕРЕШКО</u> <sup>1</sup> , А.В.ПЛАТОНОВ <sup>1</sup> , J.J.DAVIES <sup>2</sup> , D.WOLVERSON <sup>2</sup> , R.T.COX <sup>3</sup> , J.SIBERT <sup>3</sup> , Н.МАРИЕТТЕ <sup>3</sup> , Е.В.УБЫЙВОВК <sup>4</sup> , Ю.П.ЕФИМОВ <sup>4</sup> <i>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия.</i> <sup>2</sup> <i>Department of Physics, University of Bath, Bath, UK.</i> <sup>3</sup> <i>Laboratoire de Spectrometrie Physique, Universit.e Joseph Fourier de Grenoble, France.</i> <sup>4</sup> <i>Институт Физики им. В.А.Фока С.Петербургского Государственного Университета, С. Петербург, Россия</i>	88
12.00 – 12.30	<b>Гигантское увеличение продольного магнитного момента экситона при его движении.</b> <u>С.В. ИВАНОВ</u> , В.А.СОЛОВЬЕВ, А.Н.СЕМЕНОВ, Б.Я.МЕЛЬЦЕР, С.В.СОРОКИН, О.Г.ЛЮБЛИНСКАЯ, Я.В.ТЕРЕНТЬЕВ, А.А.УСИКОВА, Т.В.ЛЬВОВА, П.С.КОПЬЕВ <b>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия</b> <b>InSb/InAsSb наноструктуры для оптоэлектроники среднего ИК диапазона.</b>	91
12.30 – 12.50	<u>Ю.Е. ЛОЗОВИК</u> <sup>1</sup> , С.П.МЕРКУЛОВА <sup>1</sup> , В.А.НАДТОЧЕНКО <sup>2</sup> , О.М.САРКИСОВ <sup>3</sup> , А.М.ПОПОВ <sup>1</sup> , А.С.СОБЕННИКОВ <sup>3</sup> , Е. VICHOUTSKAIA <sup>4</sup> , M.I.HEGGIE <sup>5</sup> <sup>1</sup> <i>Институт спектроскопии РАН, Троицк, Моск. обл., Россия.</i> <sup>2</sup> <i>Институт проблем химической физики, Черноголовка, Россия</i> <sup>3</sup> <i>Институт химической физики, Moscow, Russia.</i> <sup>4</sup> <i>Cambridge University, Chemical Laboratory, Cambridge CB2 1EW.</i> <sup>5</sup> <i>Department of Chemistry, University of Sussex, Falmer, Brighton BN1 9QJ, United Kingdom</i>	
12.50 – 13.10	<b>Электронные свойства, структура и фемтосекундная спектроскопия нанотрубок.</b> <u>Н.Н. СИБЕЛЬДИН</u> , М.Л. Скориков, В.А. Цветков <i>Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия</i> <b>Кинетика экситон-трионной системы в мелких квантовых ямах GaAs/AlGaAs.</b>	95

13.10 – 13.30	<u>М.В. ШАЛЕЕВ</u> <sup>1</sup> , А.В.НОВИКОВ <sup>1,2</sup> , А.Н.ЯБЛОНСКИЙ <sup>1</sup> , О.А.КУЗНЕЦОВ <sup>3</sup> , Ю.Н.ДРОЗДОВ <sup>1,2</sup> , Д.Н.ЛОБАНОВ <sup>1</sup> , З.Ф.КРАСИЛЬНИК <sup>1,2</sup>	98
	<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия, <sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, <sup>3</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия	
	<b>Интенсивная фотолюминесценция Ge(Si) самоформирующихся островков, заключенных между слоями напряженного Si.</b>	
13.30 – 15.00	<b>Обед</b>	
<b>12 заседание</b>	<u>Зондовая микроскопия и общие свойства наноструктур – 2. Председатель В.А.Быков.</u>	
15.00 – 15.30	А.П. ВОЛОДИН	102
	<i>Katholieke Universiteit Leuven, Laboratorium voor Vaste-Stoffysica en Magnetisme, Leuven, Belgium, Московский Институт Стали и Сплавов, Москва, Россия</i>	
	<b>Низкотемпературная магнито– и магнито-резонансная силовая микроскопия.</b>	
15.30 – 16.00	Г.А. МАКСИМОВ	
	<i>Нижегородский Государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород, Россия</i>	
	<b>Исследование состава твердотельных наноструктур.</b>	
16.00 – 16.30	С.Г. ТИХОДЕЕВ	106
	<i>Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия</i>	
	<b>Поляритонные эффекты в фотонных кристаллах.</b>	
16.30 – 17.00	А.Г. ЗАБРОДСКИЙ	109
	<i>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия</i>	
	<b>Микро- и нанотехнологии для портативных топливных элементов.</b>	
17.00 – 17.30	<i>Coffee - break</i>	
17.30	<b>3 стендовая сессия:</b> Рентгеновская оптика; Технология, оптические и транспортные свойства полупроводниковых наноструктур.	

<b>17 марта</b>
-----------------

<b>13 заседание</b>	<u>Рентгеновская оптика-2. Председатель В.А.Слемзин.</u>	
9.00 – 9.30	А.И. ШМАЕНОК	
	<i>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия, PhysTeX, Netherlands</i>	
	<b>Разработка технологии и аппаратуры для международных программ по EUV литографии.</b>	
9.30 – 10.00	<u>Н.И. ЧХАЛО</u> <sup>1</sup> , А.Ю. КЛИМОВ <sup>1</sup> , Е.Б. КЛЮЕНКОВ <sup>1</sup> , А.Л. МИЗИНОВ <sup>1</sup> , В.Н. ПОЛКОВНИКОВ <sup>1</sup> , Н.Н. САЛАЩЕНКО <sup>1</sup> , М.Н. ТОРОПОВ <sup>1</sup> , Н.Б. ВОЗНЕСЕНСКИЙ <sup>2</sup>	113
	<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. <sup>2</sup> VTT Optik Ltd., Nedsajk, Vaerska vald, Poelvamaa, Estonia	
	<b>Интерферометрия оптических поверхностей с субнанометровой точностью.</b>	
10.00 – 10.20	<u>Н.Н. САЛАЩЕНКО</u> , М.С.БИБИШКИН, С.А.ГУСЕВ, Е.Б.КЛЮЕНКОВ, А.Я.ЛОПАТИН, В.И.ЛУЧИН, А.Е.ПЕСТОВ, Н.Н.ЦЫБИН, Н.И.ЧХАЛО, Л.А.ШМАЕНОК*	114
	<i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. *PhysTeX, Vaals, Netherlands</i>	
	<b>Многослойные абсорбционные фильтры для спектральной области 13.5нм.</b>	
10.20 – 10.40	<u>В.А. БУШУЕВ</u> , О.Д. РОЩУПКИНА	116
	<i>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия</i>	
	<b>Влияние толщин переходных слоев на эффективность возбуждения тонкопленочного рентгеновского волновода.</b>	
10.40 – 11.00	<u>М.А. АНДРЕЕВА</u> <sup>1</sup> , Е.Н. ОВЧИННИКОВА <sup>1</sup> , А.Г. СМЕХОВА <sup>1</sup> , Б. ЛИНДГРЕН <sup>2</sup> , М.БЪОРК <sup>2</sup>	120
	<i>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия. <sup>2</sup>Университет Уппсала, Швеция</i>	
	<b>Рентгеновская резонансная рефлектометрия магнитных нанослоев.</b>	
11.00 – 11.30	<i>Coffee – break</i>	

<b>14 заседание</b>	<u>Нанопотоника. Председатель Р.А.Сурис.</u>	
11.30 – 12.00	<b>А.Г. ВИТУХНОВСКИЙ</b> <i>Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия</i>	124
	<b>Органические светодиоды.</b>	
12.00 – 12.20	<b>Д.Р. ХОХЛОВ<sup>1</sup></b> , А. Е. КОЖАНОВ <sup>1</sup> , А. В. НИКОРИЧ <sup>2</sup> , Л. И. РЯБОВА <sup>1</sup> <i>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия.</i> <i><sup>2</sup>Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Молдавия</i>	126
	<b>Корреляционные процессы, индуцированные переменным электрическим полем, в твердых растворах <math>Pb_{1-x}Sn_xTe(In)</math>.</b>	
12.20 – 12.50	<b>Вл.В. КОЧАРОВСКИЙ<sup>2</sup></b> , А.А.БЕЛЯНИН <sup>1</sup> , В.В.КОЧАРОВСКИЙ <sup>1,2</sup> <i><sup>1</sup>Институт квантовых исследований и физический факультет Техасского А&amp;М университета, США. <sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород, Россия</i>	129
	<b>Коллективная электрон-дырочная рекомбинация и супер-флюоресценция горячих мод в гетероструктурах с квантовыми ямами.</b>	
12.50 – 13.10	<b>А.А. БИРЮКОВ<sup>1</sup></b> , Б.Н.ЗВОНКОВ <sup>1</sup> , С.М.НЕКОРКИН <sup>1</sup> , В.Я.АЛЁШКИН <sup>2</sup> , В.И.ГАВРИЛЕНКО <sup>2</sup> , А.А.ДУБИНОВ <sup>2</sup> , К.В.МАРЕМЬЯНИН <sup>2</sup> , С.В.МОРОЗОВ <sup>2</sup> , А.А.БЕЛЯНИН <sup>3</sup> , В.В.КОЧАРОВСКИЙ <sup>3,4</sup> , Вл.В.КОЧАРОВСКИЙ <sup>4</sup> <i><sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Научно-исследовательский физико-технический институт, Н. Новгород, Россия. <sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. <sup>3</sup>Институт квантовых исследований и физический факультет Техасского А&amp;М университета, США. <sup>4</sup>Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия</i>	133
	<b>Исследование возможности создания межзонных каскадных лазеров с туннельным переходом.</b>	
13.10 – 13.30	<b>В.В. ПОПОВ<sup>1</sup></b> , Г.М.ЦЫМБАЛОВ <sup>1</sup> , Т.В.ТЕПЕРИК <sup>1</sup> , Д.В.ФАТЕЕВ <sup>1</sup> , М.С.SHUR <sup>2</sup> <i><sup>1</sup>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия. <sup>2</sup>Department of Electrical, Computer, and System Engineering and RPI/IBM Center for Broadband Data Transfer, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York, USA.</i>	137
	<b>Терагерцовое возбуждение высших плазменных мод в GaN гетеротранзисторе с многощелевым затвором большой площади.</b>	
13.30 – 15.00	<b>Обед</b>	

## СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

№  
стенда

13 марта, понедельник – 1 стендовая сессия

стр.

### СВЕРХПРОВДЯЩИЕ НАНОСИСТЕМЫ, ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ФЕРРОМАГНЕТИК/СВЕРХПРОВОДНИК

- |       |   |     |
|-------|---|-----|
| Пн 1  | <p>В.Л.АКСЕНОВ<sup>А,В</sup>, К.Н.ЖЕРНЕНКОВ<sup>А</sup>, <u>Ю.Н.ХАЙДУКОВ<sup>А</sup></u>, Ю.В.НИКИТЕНКО<sup>А</sup>, А.В.ПЕТРЕНКО<sup>А</sup>, В.В.ПРОГЛЯДО<sup>А,В</sup>, Г.АНДЕРСОН<sup>С</sup>, Р.ВАПЛИНГ<sup>С</sup>, Х.ЦАБЕЛЬ<sup>Д</sup><br/> <sup>а</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия. <sup>б</sup>МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия.<br/> <sup>с</sup>Университет г. Уппсала, Уппсала, Швеция. <sup>д</sup>Рурский университет, Бохум, Германия</p> <p><b>Изменение магнитного состояния в Fe/V слоистой структуре под действием сверхпроводимости.</b></p> |     |
| Пн 2  | <p>Д.Ю.ВОДОЛАЗОВ<br/>         Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.</p> <p><b>Управление транспортными свойствами сверхпроводящих пленок с помощью наномангнитов</b></p>   |     |
| Пн 3  | <p><u>С.Н.ВДОВИЧЕВ</u>, Д.Ю.ВОДОЛАЗОВ, Б.А.ГРИБКОВ, С.А.ГУСЕВ, А.Ю.КЛИМОВ, Ю.Н.НОЗДРИН, А.В.САМОХВАЛОВ, В.В.РОГОВ, А.А.ФРАЕРМАН<br/>         Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.</p> <p><b>Исследование транспортных свойств сверхпроводящих структур в неоднородном магнитном поле ферромагнитных наночастиц.</b></p>   | 142 |
| Пн 4  | <p>А.В.ВЕДЯЕВ, <u>Н.Г.ПУГАЧ</u>, Н.В.РЫЖАНОВА<br/>         Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия</p> <p><b>Осцилляции критического тока в структуре сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник при учете s-d рассеяния.</b></p>   | 144 |
| Пн 5  | <p>А.В.САМОХВАЛОВ<br/>         Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</p> <p><b>Резонансные эффекты в туннельном джозефсоновском контакте в неоднородном поле массива магнитных наночастиц.</b></p>  | 146 |
| Пн 6  | <p><u>Н.В.КЛЁНОВ</u>, В.К.КОРНЕВ<br/>         МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия</p> <p><b>Логические операции над системами фазовых кубитов на основе ангармонического двухконтактного интерферометра.</b></p>   | 148 |
| Пн 7  | <p>ЗАСКАЛЬКО В.В., ВОДОЛАЗОВ Д.Ю., <u>МАКСИМОВ И.Л.</u><br/>         Нижегородский Госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород</p> <p><b>Аномальное магнетосопротивление в сверхпроводниках второго рода</b></p>  | 150 |
| Пн 8  | <p><u>С.В. НИКОЛАЕВ</u>, К.Н. ЮГАЙ<br/>         Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, Омск, Россия</p> <p><b>Динамические свойства сверхпроводящей нанопроволоки</b></p>  | 151 |
| Пн 9  | <p>В.Л.ГУРТОВОЙ, С.В.ДУБОНОС, <u>А.В.НИКУЛОВ</u>, Н.Н.ОСИПОВ, В.А.ТУЛИН<br/>         Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Моск. обл. Россия</p> <p><b>Квантовые осцилляции критического тока асимметричных сверхпроводящих колец.</b></p>  | 153 |
| Пн 10 | <p>А.В.ОКОМЕЛЬКОВ<br/>         Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</p> <p><b>Кулоновское взаимодействие в двумерных системах со страйп структурами.</b></p>   | 155 |
| Пн 11 | <p><u>А.Л.ПАНКРАТОВ</u>, К.Г.ФЁДОРОВ<br/>         Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</p> <p><b>Время жизни сверхпроводящего состояния распределённого джозефсоновского контакта.</b></p>   | 157 |

- Пн 12 А.С.МЕЛЬНИКОВ, В.И.ПОЗДНЯКОВА, Д.А.РЫЖОВ, И.А.ШЕРЕШЕВСКИЙ 159  
*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия*  
**Электронные состояния в многоквантовых вихрях**
- Пн 13 А.С.МЕЛЬНИКОВ, М.А.СИЛАЕВ 161  
*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.*  
**Электронные состояния в вихревых молекулах в сверхпроводниках второго рода.**
- Пн 14 О.Ю.СМОЛЯНКИНА, К.Н.ЮГАЙ 163  
*Омский государственный университет им. Ф. М. Достоевского, Омск, Россия*  
**Основное состояние сверхпроводящей наночастицы**
- Пн 15 Р.М. АЙНБИНДЕР, Д.Ю. ВОДОЛАЗОВ, И.Л. МАКСИМОВ 165  
*Нижегородский Госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород*  
**Низкополевой пик-эффект в сверхпроводниках II рода с поверхностным барьером.**
- Пн 16 Ю.В.КИСЛИНСКИЙ<sup>1</sup>, Ф.В.КОМИССИНСКИЙ<sup>1,2</sup>, К.И.КОНСТАНТИНЯН<sup>1</sup>, 166  
Г.А.ОВСЯННИКОВ<sup>1,2</sup>, И.В.БОРИСЕНКО<sup>1</sup>, Т.Ю.КАРМИНСКАЯ<sup>2</sup>, В.К.КОРНЕВ<sup>2</sup>,  
Э.ГОЛДОБИН<sup>4</sup>  
<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия. <sup>2</sup>Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция. <sup>3</sup>Московский государственный университет, Москва, Россия. <sup>4</sup>Институт экспериментальной физики, Тюбинген, Германия.  
**Детекторный отклик на воздействие миллиметрового излучения гибридных гетероструктур Nb/Au/YBCO из оксидных сверхпроводников с наноконтактами.**
- Пн 17 V.L. AKSENOV, Yu.V.NIKITENKO, YU.N.KHAIDUKOV, V.F.KOZHEVNIKOV, 166  
C.V.GIURANIUC, M.J.VAN BAEL, K.TEMST, C. VAN HAESSENDONCK, V.N.  
GLADILIN, V.M. FOMIN, J.T. DEVREESE, J.O. INDEKEU  
**Surface superconductivity in In/Pb layered nanostructure studied by polarized neutron reflection.**

#### ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

- Пн 18 М.И. БАКУНОВ, С.Н. ЖУКОВ 166  
*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород, Россия.*  
**FDTD моделирование усиления светового поля под иглой атомно-силового микроскопа**
- Пн 19 БАТУРИН А.С 166  
*ГОУВПО "Московский физико-технический институт", Москва, Россия*  
**Проблемы количественных измерений в атомно-силовой акустической микроскопии**
- Пн 20 V. M. ASTASHINSKY<sup>1</sup>, E. A. KOSTUKEVICH<sup>1</sup>, A. M. KUZMITSKI<sup>1</sup>, 166  
L. V. KUKHARENKO<sup>2</sup>, V. M. ANISHCHIK<sup>3</sup>, V. V. UGLOV<sup>3</sup>, N. N. CHERENDA<sup>3</sup>,  
YU. V. SVESHNIKOV<sup>3</sup>, A. A. KUKHARENKO<sup>3</sup>, N. T. KVASOV<sup>4</sup>  
<sup>1</sup>Institute of Molecular and Atomic Physics of National Academy of Sciences of Belarus,  
<sup>2</sup>Belarusian State University, <sup>3</sup>Belarusian State Medical University, <sup>4</sup>Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, Belarus  
**Nanosized coating formation on silicon by compression plasma flows**
- Пн 21 А. С. БАТУРИН<sup>1</sup>, А. В. ЗЕНКЕВИЧ<sup>2</sup>, Ю. Ю. ЛЕБЕДИНСКИЙ<sup>2</sup>, Н. Ю. ЛЮБОВИН<sup>1</sup> 166  
<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет), <sup>2</sup>Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва, Россия  
**Исследование влияния термообработки на сверхтонкие слои HfO<sub>2</sub> на кремнии методами атомно-силовой микроскопии.**
- Пн 22 Н.Р. ГАЛЛЬ, И.В. МАКАРЕНКО, Е.В. РУТЬКОВ, А.Н. ТИТКОВ. 168  
*ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия*  
**СВВ СТМ исследования структуры слоя графена на поверхности Ir (111)**

- Пн 23** ТРОЯНОВСКИЙ А.М.<sup>1</sup>, NISHIZAKI T<sup>2</sup>, ЕКИМОВ Е.А.<sup>3</sup>  
<sup>1</sup>.Институт Физических Проблем РАН, Москва, Россия. <sup>2</sup>.Institute for Materials Research, Tohoku University, Japan. <sup>3</sup>.Институт Физики Высоких Давлений РАН, Троицк, Россия  
**Сканирующая туннельная микроскопия/спектроскопия алмаза в сверхпроводящем состоянии.**
- Пн 24** А.В. АНКУДИНОВ<sup>1</sup>, А.Н. БАРАНОВ<sup>2</sup>, К.С. ЛАДУТЕНКО<sup>1</sup>, М.А. РЕМЕННЫЙ<sup>1</sup>, В.П.ЕВТИХИЕВ<sup>1</sup>, Б.А.МАТВЕЕВ<sup>1</sup>, А.Н. ТИТКОВ<sup>1</sup>, R. LAHO<sup>3</sup>.  
<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия <sup>2</sup>Université Montpellier II, Centre d'Electronique et de Microoptoelectronique de Montpellier (CEM2), Montpellier, France. <sup>3</sup>Wihuri Physical Laboratory, Turku University, Turku, Finland  
**Сканирующая Кельвин зонд микроскопия утечки носителей из активной области работающих полупроводниковых светоизлучающих приборов.**
- Пн 25** P. DE WOLF, O.I. KISELYOVA  
*Veeco Instruments, INTERTECH Corporation*  
**Nanometer-scale Electrical Characterization using Atomic Force Microscopy: Tunneling-AFM, Scanning Capacitance Microscopy, Scanning Spreading Resistance Microscopy, and Nanoscopic 4-point-probe.**
- Пн 26** А.М. АЛЕКСЕЕВ<sup>1</sup>, D. TRANCHIDA<sup>2</sup>, U. RABE<sup>3</sup>, J. LOOS<sup>4</sup> 170  
<sup>1</sup>ЗАО Нанотехнология-МДТ, Москва, Россия. <sup>2</sup>University of Palermo, Italy. <sup>3</sup>IZP, Saarbrucken, Germany. <sup>4</sup>Eindhoven University of Technology, The Netherlands  
**Количественное определение модуля Юнга полимеров с помощью СЗМ.**
- Пн 27** А.М. АЛЕКСЕЕВ, В.Н. КОМКОВ, В.Н. РЯБОКОНЬ, С.А. САУНИН, В.А. БЫКОВ 172  
*ЗАО Нанотехнология-МДТ, Москва, Россия*  
**Трехпроходный метод измерения магнитных сил с СЗМ.**
- Пн 28** Д.А. АНТОНОВ<sup>1</sup>, Д.О. ФИЛАТОВ<sup>1</sup>, Г.А. МАКСИМОВ<sup>1</sup>, А.В.ЗЕНКЕВИЧ<sup>2</sup>, Ю.Ю.ЛЕБЕДИНСКИЙ<sup>2</sup> 173  
<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия. <sup>2</sup>Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва, Россия  
**Исследование электрофизических свойств тонких пленок ZrO<sub>2</sub>, HfO<sub>2</sub> после отжига в вакууме методами СЗМ и РФЭС.**
- Пн 29** Г.А.АБАКУМОВ<sup>1</sup>, М.А.БАТЕНЬКИН<sup>1</sup>, С.Н.МЕНСОВ<sup>2</sup>, С.А.ЧЕСНОКОВ<sup>1</sup> 175  
<sup>1</sup>Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, <sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского. Н. Новгород, Россия.  
**Влияние статистических характеристик иницирующего излучения на структуру свободной фотополимерной поверхности.**
- Пн 30** М.А.БАТЕНЬКИН<sup>1</sup>, С.Н.МЕНСОВ<sup>2</sup>, Д.А.СМИРНОВ<sup>1</sup>, Б.Б.ТРОИЦКИЙ<sup>1</sup>, Л.В.ХОХЛОВА<sup>1</sup> 176  
<sup>1</sup>Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, <sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород, Россия.  
**Топология наноразмерных регулярных неоднородностей, формируемых при эмульсионной полимеризации метилметакрилата.**
- Пн 31** Д.А.БИЗЯЕВ<sup>1</sup>, А.А.БУХАРАЕВ<sup>1</sup>, О.В.УГРЮМОВ<sup>2</sup>, О.А.ВАРНАВСКАЯ<sup>2</sup> 177  
<sup>1</sup>Казанский Физико-технический институт КазНЦ РАН им. Е.К. Завойского, <sup>2</sup>ОАО НИИнефтепромхим, Казань, Россия.  
**Исследование свойств ингибиторов коррозии методами атомно-силовой микроскопии.**
- Пн 32** ГАЙКОВИЧ К.П. 179  
*Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhniy Novgorod, Russia.*  
**Scanning computer-aid tomography.**
- Пн 33** Г.В.ДЕДКОВ, Е.Г.ДЕДКОВА, Б.С.КАРАМУРЗОВ, З.А.КОКОВ, Р.И.ТЕГАЕВ 181  
*Кабардино-Балкарский госуниверситет, Нальчик, Россия.*  
**Исследование силовых взаимодействий зонда сканирующего микроскопа с проводящими и не проводящими образцами в атмосферных условиях**

Пн 34	ДОРОФЕЕВ И.А. <i>Institute for physics of microstructures RAS, N.Novgorod Russia</i> <b>Nonequilibrium resonance dispersion interaction of gaseous matter with a surface of solids due to the two- and three-particle interactions</b>	183
Пн 35	ЗАНАВЕСКИН М.Д., ГРИЦЕНКО Ю.В., РОЦИН Б.С., АСАДЧИКОВ В.Е., ТОЛСТИХИНА А.Л. <i>Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова РАН, Москва, Россия</i> <b>Анализ функции спектральной плотности мощности, рассчитанной по данным исследования сверхгладких поверхностей методом атомно-силовой микроскопии.</b>	185
Пн 36	<u>Д.В.КАЗАНЦЕВ</u> <sup>1,2</sup> , Р.ГАТЦ <sup>2</sup> , Н.ОЦЕЛИЧ <sup>2</sup> , Р.ХИЛЛЕНБРАНД <sup>2</sup> , Ф. КАЙЛМАНН <sup>2</sup> <sup>1</sup> <i>Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия.</i> <sup>2</sup> <i>Max-Planck Institute of Biochemistry, Martinsried (Muenchen), Germany</i> <b>Сканирующий микроскоп рассеяния ближним оптическим полем иглы (sSNOM).</b>	186
Пн 37	<u>Д.В.КАЗАНЦЕВ</u> <sup>1,2</sup> , Р.ХИЛЛЕНБРАНД <sup>2</sup> , ДЖ.ВИТТБОРН <sup>3</sup> <sup>1</sup> <i>Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия.</i> <sup>2</sup> <i>Max-Planck Institut of Biochemistry, Martinsried (Munich), Germany.</i> <sup>3</sup> <i>Infineon, Germany</i> <b>Использование сканирующего микроскопа рассеяния света ближним оптическим полем иглы (s-SNOM) для изображения полупроводниковой микроструктуры.</b>	187
Пн 38	<u>Д.В.КАЗАНЦЕВ</u> <sup>1,2</sup> , Р.ХИЛЛЕНБРАНД <sup>2</sup> , Ж-Х.СОНГ <sup>3</sup> , Т.АТАЙ <sup>3</sup> , А.В.НУРМИККО <sup>3</sup> <sup>1</sup> <i>Институт теоретической и экспериментальной физики, Россия.</i> <sup>2</sup> <i>Max-Planck Institut of Biochemistry, Martinsried (Muenchen), Germany.</i> <sup>3</sup> <i>Brown University, Prov. Rhode Island, USA</i> <b>Микроскопия рассеяния света иглой над димерами металлических нанодисков</b>	191
Пн 39	<u>О.В.КАРБАНЬ</u> <sup>1</sup> , А.МИТРОФАНОВ <sup>2</sup> , А.СУГОНЯКО <sup>3</sup> <sup>1</sup> <i>Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск, Россия.</i> <sup>2</sup> <i>Физический институт имени П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия.</i> <sup>3</sup> <i>Rijksuniversiteit Groningen, Groningen, The Netherlands</i> <b>Исследования поверхности полиэтилентерефталатных пленок, модифицированных под действием вакуумно-ультрафиолетового излучения в воздушной среде.</b>	193
Пн 40	<u>О.В.КАРБАНЬ</u> <sup>1</sup> , О.ХАСАНОВ <sup>2</sup> , Е.САЛАМАТОВ <sup>1</sup> , С.ИВАНОВ <sup>3</sup> , Е.ХАЗАНОВ <sup>3</sup> <sup>1</sup> <i>Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск, Россия.</i> <sup>2</sup> <i>Томский политехнический университет, Томск, Россия.</i> <sup>3</sup> <i>Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия</i> <b>Наследственность и модификация структуры нанокерамики ZrO<sub>2</sub> в процессе изготовления.</b>	195
Пн 41	<u>В.М.КОРНИЛОВ</u> <sup>1</sup> , А.Н.ЛАЧИНОВ <sup>1</sup> , И.Р.НАБИУЛЛИН <sup>2</sup> <sup>1</sup> <i>Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН,</i> <sup>2</sup> <i>Башкирский Государственный Университет, Уфа, Россия</i> <b>Полимерные пленки на кремнии: сравнительное исследование методами атомно-силовой и сканирующей туннельной микроскопии.</b>	197
Пн 42	<u>С.Ф.ЛОМАЕВА</u> <sup>1</sup> , Е.П.ЕЛСУКОВ <sup>1</sup> , В.В.ИВАНОВ <sup>2</sup> , Г.Н.КОНЫГИН <sup>1</sup> , А.С.КАЙГОРОДОВ <sup>2</sup> , С.В.ЗАЯЦ <sup>2</sup> <sup>1</sup> <i>Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск, Россия.</i> <sup>2</sup> <i>Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия</i> <b>Морфология фазовых составляющих и механические свойства нанокомпозитов Fe+Fe<sub>3</sub>C.</b>	199
Пн 43	<u>D.V.OVCHINNIKOV</u> <sup>1,2</sup> , S.S.CHEVTCHENKO <sup>1</sup> , J.LOOS <sup>1</sup> <sup>1</sup> <i>Technische Universiteit Eindhoven, Eindhoven, Nederland.</i> <sup>2</sup> <i>Zavoisky Physical-Technical Institute of RAS, Kazan, Russia</i> <b>High-temperature AFM investigation of PCBM thin film annealing.</b>	201
Пн 44	D. V. OVCHINNIKOV <sup>1,2</sup> <sup>1</sup> <i>Technische Universiteit Eindhoven, Eindhoven, Nederland.</i> <sup>2</sup> <i>Zavoisky Physical-Technical Institute of RAS, Kazan, Russia</i> <b>Tip-Sample Convolution Effect Influence On Surface Roughness Determined From AFM image.</b>	203

- Пн 45** A.E. POCHTENNY<sup>1</sup>, A.N. LAPPO<sup>1</sup>, P. KARAGEORGIEV<sup>2</sup>, D. NEHER<sup>3</sup>, B. STILLER<sup>3</sup>, T. KIETZKE<sup>3</sup> 205  
<sup>1</sup>Belarussian State University of Technology, Minsk, Belarus. <sup>2</sup>Center of advanced European studies and research, Bonn, Germany,  
<sup>3</sup>Potsdam University, Potsdam, Germany.  
**Photoassisted scanning tunneling microscopy for characterization of organic nanocomposite films**
- Пн 46** С.Ш. Рехвиашвили 207  
*Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик*  
**Концепция сканирующей зондовой термоэлектронной микроскопии.**
- Пн 47** Д.А.САВЕЛБЕВ<sup>1</sup>, Д.А.АНТОНОВ<sup>1</sup>, Д.О.ФИЛАТОВ<sup>1</sup>, Е.С.ДЕМИДОВ<sup>1</sup>, С.В.ТИХОВ<sup>1</sup>, Д.М.ДРУЖНОВ<sup>1</sup>, А.В.ЗЕНКЕВИЧ<sup>2</sup>, Ю.Ю.ЛЕБЕДИНСКИЙ<sup>2</sup> 209  
<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н.Новгород, Россия. <sup>2</sup>Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва, Россия  
**Электрофизические свойства пленок Ni<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> и Hf<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> на HfO<sub>2</sub>/Si и на SiO<sub>2</sub>/Si.**
- Пн 48** P.V.SEREDIN<sup>1</sup>, E.P.DOMASHEVSKAYA<sup>1</sup>, A.N. LUKIN<sup>1</sup>, L.A.BITYUTSKAYA<sup>1</sup>, I.N.ARSENTYEV<sup>2</sup>, I.S.TARASOV<sup>2</sup> 211  
<sup>1</sup>Voronezh State University, Voronezh, Russia. <sup>2</sup>Ioffe Physical and Technical Institute, St-Petersburg, Russia  
**IR-reflections spectra and surface morphology epitaxial Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs (100) heterostructures with AlGaAs<sub>2</sub> ordered phase.**
- Пн 49** Р.В.ГАЙНУТДИНОВ<sup>1</sup>, А.Л.ТОЛСТИХИНА<sup>1</sup>, Н.Д.СТЕПИНА<sup>1</sup>, О.М.МАЗУРОВА<sup>1</sup>, В.В.ВОЛКОВ<sup>1</sup>, В.П.СКЛИЗКОВА<sup>2</sup>, Ю.Г.БАКЛАГИНА<sup>2</sup>, В.В.КУДРЯВЦЕВ<sup>2</sup> 213  
<sup>1</sup>Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Москва, Россия. <sup>2</sup>Институт высокомолекулярных соединений РАН, С.-Петербург, Россия  
**Атомно-силовая микроскопия структурообразования в ЛБ-пленках преполимера полиимида.**
- Пн 50** Д.А.АНТОНОВ<sup>1</sup>, Д.О.ФИЛАТОВ<sup>1</sup>, А.В.ЗЕНКЕВИЧ<sup>2</sup>, Ю.Ю.ЛЕБЕДИНСКИЙ<sup>2</sup> 215  
<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород, Россия. <sup>2</sup>Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва, Россия  
**Исследование электронных свойств нанокластеров Au в SiO<sub>2</sub> методом комбинированной сканирующей туннельной/атомно-силовой микроскопии.**
- Пн 51** В.Д. ФРОЛОВ<sup>1</sup>, С.М. ПИМЕНОВ<sup>1</sup>, Е.В. ЗАВЕДЕЕВ<sup>1</sup>, В.И. КОНОВ<sup>1</sup>, Е.Н. ЛУБНИН<sup>2</sup>, Г.Г. КИРПИЛЕНКО<sup>3</sup> 217  
<sup>1</sup>ЦЕНИ Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия.  
<sup>2</sup>Институт физической химии РАН, Москва, Россия. <sup>3</sup>ЗАО «Патинор коутинг», НИИМВ, Зеленоград, Москва, Россия  
**Новый тип упорядоченных углеродных наноструктур: наноконусы на поверхности пленок углеродно-кремниевого композита**
- Пн 52** S.S. KHARINTSEV<sup>1,2</sup>, S.S. SHEVTCHEV<sup>1</sup>, D.V. OVCHINIKOV<sup>1,3</sup>, G.G. HOFFMANN<sup>1,4</sup>, J. LOOS<sup>1</sup> 219  
<sup>1</sup>Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands. <sup>2</sup>Kazan State University, Kazan, Russia. <sup>3</sup>Zavoisky Physical-Technical Institute, Kazan, Russia. <sup>4</sup>University of Duisburg-Essen, Essen, Germany  
**Tip-Enhanced Raman Spectroscopy of PCBM.**
- Пн 53** В.М. ЯСИНСКИЙ, Е.В.ИВАКИН, А.В. СУХОДОЛОВ, А.Я. ХАЙРУЛЛИНА 221  
*Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Минск, Беларусь*  
**Исследование модифицированных пространственно-модулированным лазерным излучением металлических пленок методом ближнеполевой оптической микроскопии.**
- Пн 54** М.В.ГРИШИН, Ф.И.ДАЛИДЧИК, С.А.КОВАЛЕВСКИЙ, Н.Н.КОЛЧЕНКО 223  
*Институт химической физики им. Н.Н.Семенова РАН, Москва, Россия*  
**Резонансная туннельная спектроскопия единичных поверхностных комплексов, образующихся при адсорбции воды на оксиде вольфрама.**

- Пн 55** Б.А.ГРИБКОВ, А.А.ФРАЕРМАН, Д.С.НИКИТУШКИН, С.А.ГУСЕВ, С.Н.ВДОВИЧЕВ, В.Б.ШЕВЦОВ, В.Л.МИРОНОВ И С.В.ГАПОНОВ 225  
*Институт Физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия*  
**Магнитно-силовая микроскопия многослойных наночастиц на основе кобальта.**
- Пн 56** Е.И.МАЛЬШЕВА, Д.О.ФИЛАТОВ 227  
*Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия*  
**Исследования пленок GaAs:Mn методом магнитно-силовой микроскопии.**
- Пн 57** В.Л.МИРОНОВ, О.Л.ЕРМОЛАЕВА 229  
*Институт Физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия*  
**Взаимодействие магнитного вихря с полем зонда магнитно-силового микроскопа.**
- Пн 58** В.Л.МИРОНОВ<sup>1,2</sup>, Д.С.НИКИТУШКИН<sup>1</sup>, Д.С.ПЕТРОВ<sup>1</sup>, А.Б.ШУБИН<sup>2</sup>, П.А.ЖДАН<sup>3</sup> 231  
<sup>1</sup>Институт Физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. <sup>2</sup>ЗАО "НТ-МДТ", Зеленоград, Россия. <sup>3</sup>University of Surrey, Guildford, Surrey, UK  
**Моделирование МСМ контраста от малых слабокоэрцитивных ферромагнитных наночастиц во внешнем поле.**
- Пн 59** Д.С.НИКИТУШКИН, А.А.ФРАЕРМАН, В.Л.МИРОНОВ, И.М.НЕФЕДОВ, И.Р.КАРЕТНИКОВА, И.А.ШЕРЕШЕВСКИЙ 233  
*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия*  
**Магнитные состояния в многослойных ферромагнитных наночастицах**
- Пн 60** НУРГАЗИЗОВ Н.И.<sup>1,2</sup>, ЖДАН П.А.<sup>1</sup>, БИННС К.<sup>3</sup> 235  
<sup>1</sup>University of Surrey, Guildford, Surrey, UK. <sup>2</sup>КФТИ КазНЦ РАН, Казань, Россия. <sup>3</sup>University of Leicester, Leicester, UK  
**Сканирующая зондовая микроскопия наноструктурированных магнитных образцов полученных различными методами.**
- Пн 61** НУРГАЗИЗОВ Н.И.<sup>1,2</sup>, ЖДАН П.А.<sup>1</sup> 237  
<sup>1</sup>University of Surrey, Guildford, Surrey, UK. <sup>2</sup>КФТИ КазНЦ РАН, Казань, Россия  
**Приготовление игл для магнитно-силовой микроскопии высокого разрешения.**

14 марта, вторник – 2 стендовая сессия

#### МАГНИТНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ

- Вт 1** М.В.САПОЖНИКОВ<sup>1</sup>, Б.А.ГРИБКОВ<sup>1</sup>, А.А.ФРАЕРМАН<sup>1</sup>, Ю.А.КЛИМОВ<sup>1</sup>, JOONYEON CHANG<sup>2</sup> 253  
<sup>1</sup> Институт Физики Микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия. <sup>2</sup> Korea Institute of Science & Technology, Hawolgok-dong, Seongbuk-gu, Seoul136-791, Korea  
**Влияние ферромагнитных наночастиц на транспортные свойства мостиков GaMnAs.**
- Вт 2** В.В.УСТИНОВ, В.В.ПОПОВ, В.Н.КАЙГОРОДОВ, Т.П.КРИНИЦИНА, С.А.МАТВЕЕВ, М.А.МИЛЯЕВ, Н.К.АРХИПОВА, А.М.БУРХАНОВ, Е.А.КРАВЦОВ, И.В.БЛИНОВ 254  
*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*  
**Магнитные свойства, кристаллическая структура и строение интерфейсов бислойных наноструктур Co/CoO.**
- Вт 3** О.Г.УДАЛОВ, А.А. ФРАЕРМАН 255  
*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия*  
**Спиновая и зарядовая аккумуляция в системах с некомпланарным распределением намагниченности.**
- Вт 4** А.В.МУРЕЛЬ<sup>1</sup>, Ю.А.ДАНИЛОВ<sup>2</sup>, М.Н.ДРОЗДОВ<sup>1</sup>, Ю.Н.ДРОЗДОВ<sup>1</sup>, М.А.А.PUDENZI<sup>3</sup> 255  
<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. <sup>2</sup>Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия. <sup>3</sup>Instituto de Fisica "Gleb Wataghin", Universidade de Campinas, Campinas, Brasil  
**Свойства гибридных магнитных структур, сформированных имплантацией ионов Mn в GaAs**

- Вт 5** Р.С.ИСХАКОВ, Л.А.ЧЕКАНОВА, Е.А.ДЕНИСОВА, С.В.КОМОГОРЦЕВ  
*Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск, Россия*  
**Магнитные свойства нанокристаллических ферромагнитных нитей Fe-Ni в поликарбонатных мембранах.**
- Вт 6** <sup>1</sup>Р.С.ИСХАКОВ, <sup>2</sup>Н.А.ШЕПЕТА, <sup>1,3</sup>С.В.СТОЛЯР, <sup>1</sup>Л.А.ЧЕКАНОВА, <sup>1</sup>В.Ю.ЯКОВЧУК  
<sup>1</sup>*Институт физики СО РАН им. Л.В. Киренского, <sup>2</sup>Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева, <sup>3</sup>Красноярский государственный университет, Красноярск, Россия*  
**Спин-волновой резонанс в магнитных мультислоях Co/Pd и трехслойных пленках NiFe/Cu/NiFe.**
- Вт 7** Е.М.АРТЕМЬЕВ<sup>1</sup>, Л.В.ЖИВАЕВА<sup>2</sup> 257  
<sup>1</sup>*Красноярский государственный технический университет, <sup>2</sup>Красноярский торгово-экономический институт, Красноярск, Россия*  
**Перпендикулярная магнитная анизотропия в пленках сплавов FePd, Fe<sub>50</sub>Pd<sub>50-x</sub>Pt<sub>x</sub>.**
- Вт 8** Р.Г. ГАТИЯТОВ<sup>1,2</sup>, П.А. БОРОДИН<sup>1</sup>, А.А. БУХАРАЕВ<sup>1</sup>, Д.А. БИЗЯЕВ<sup>1</sup> 259  
<sup>1</sup>*Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, <sup>2</sup>Казанский Государственный университет, Казань, Россия*  
**Магнитомеханические эффекты и магнитосопротивление никелевых наноструктур.**
- Вт 9** М.В.ВАШУК<sup>1</sup>, Е.А.ГАНЬШИНА<sup>2</sup>, И.И.ТУЛЬСКИЙ<sup>2</sup>, П.Н.ЩЕРБАК<sup>2</sup>, Ю.Е.КАЛИНИН<sup>3</sup>, А.В.СИТНИКОВ<sup>3</sup> 261  
<sup>1</sup>*Институт теоретической и прикладной электродинамики ОИВТ РАН, Москва, Россия. <sup>2</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия. <sup>3</sup>Воронежский Технический Университет, Воронеж, Россия*  
**Эволюция оптических и магнитооптических свойств в мультислойных системах ферромагнитный металл-полупроводник {CoFeZr(x)-aSi(y)}n.**
- Вт 10** С.Н. ВДОВИЧЕВ, Б.А. ГРИБКОВ, С.А. ГУСЕВ, Д.С. НИКИТУШКИН, А.А.ФРАЕРМАН, В.Б.ШЕВЦОВ. 263  
*Институт Физики Микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия*  
**Статистика вихревых состояний двумерных решеток ферромагнитных нанодисков.**
- Вт 11** О.В.ВИХРОВА<sup>1</sup>, Ю.А.ДАНИЛОВ<sup>1,2</sup>, Е.С.ДЕМИДОВ<sup>3</sup>, Б.Н.ЗВОНКОВ<sup>1</sup>, В.И.КОВАЛЕВ<sup>4</sup>, З.Э.КУНЬКОВА<sup>4</sup>, В.В.ПОДОЛЬСКИЙ<sup>1</sup>, М.В.САПОЖНИКОВ<sup>2</sup>, А.И.СУЧКОВ<sup>5</sup>, М.П.ТЕМИРЯЗЕВА<sup>4</sup> 265  
<sup>1</sup>*Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н. Новгород, Россия. <sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, Россия. <sup>3</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород, Россия. <sup>4</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Фрязино, Россия. <sup>5</sup>Институт химии высокочистых веществ РАН, Н. Новгород, Россия*  
**Ферромагнетизм в слоях GaMnAs, нанесенных методом лазерной эпитаксии.**
- Вт 12** Е.С.ДЕМИДОВ<sup>1)</sup>, Ю.А.ДАНИЛОВ<sup>1-3)</sup>, В.В.ПОДОЛЬСКИЙ<sup>2, 3)</sup>, А.А..ФРАЕРМАН<sup>3)</sup>, М.В.САПОЖНИКОВ<sup>3)</sup>, В.П.ЛЕСНИКОВ<sup>2, 3)</sup>, Д.М.ДРУЖНОВ<sup>1)</sup> 267  
<sup>1)</sup>*Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, <sup>2)</sup>Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, <sup>3)</sup>Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, Россия*  
**Лазерно осаждённые наноразмерные ферромагнитные эпитаксиальные слои на основе германия и кремния, пересыщенных примесями группы железа**
- Вт 13** Ю.М. КОРОТЕЕВ 269  
*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия*  
**Электронная структура монослоя Fe на поверхности Si(111)**
- Вт 14** А.С.КОРШУНОВ, Ю.Б.КУДАСОВ 271  
*Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, Саров, Россия*  
**Стимуляция ферромагнитного состояния на поверхности палладия сильным электрическим полем.**

Вт 15	Ю.Б.КУДАСОВ <i>Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, Саров, Россия</i> <b>Кривая намагниченности треугольной решетки изинговских цепочек</b>	273
Вт 16	<u>А.К.МУРТАЗАЕВ</u> <sup>1</sup> , К.Ш.ХИЗРИЕВ <sup>1</sup> , В.М.УЗДИН <sup>2</sup> <i><sup>1</sup>Институт физики Дагестанского НЦ РАН, Махачкала, Россия. <sup>2</sup>МЦ ДПО СПбГУ, С.-Петербург, Россия</i> <b>Исследование критических явлений в моделях наноразмерных магнитных сверхрешеток</b>	275
Вт 17	<u>Г.А.ОВСЯННИКОВ</u> <sup>1,2</sup> , В.ДЕМИДОВ <sup>1</sup> , Ю.В. КИСЛИНСКИЙ <sup>1</sup> , Ф.В. КОМИССИНСКИЙ <sup>1,2</sup> <i><sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники, Москва, Россия. <sup>2</sup>Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция.</i> <b>Проводимость и антиферромагнетизм допированных Sg эпитаксиальных тонких пленок CaCuO<sub>2</sub>.</b>	277
Вт 18	<u>А.С. ПАРШИН</u> <sup>1</sup> , Г.А. АЛЕКСАНДРОВА <sup>1</sup> , С.Н. ВАРНАКОВ <sup>1,2</sup> , С.А. КУЩЕНКОВ <sup>1</sup> , С.Г. ОВЧИННИКОВ <sup>2</sup> <i><sup>1</sup>Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева, Красноярск, Россия. <sup>2</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Академгородок, Россия.</i> <b>Исследование магнитных слоистых наноструктур Fe/Si методом спектроскопии потерь энергии отраженных электронов.</b>	279
Вт 19	Ю.А. БАБАНОВ <sup>1,2</sup> , В.П. ПИЛЮГИН <sup>1</sup> , Т. МИЯНАГА <sup>3</sup> , А.М. ПАЦЕЛОВ <sup>1</sup> , Е.Г. ЧЕРНЫШЕВ <sup>1</sup> , А.В. РЯЖКИН <sup>1</sup> , Т. ОГАСАВАРА <sup>3</sup> <i><sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия. <sup>2</sup>Удмурдский государственный университет, Ижевск, Россия. <sup>3</sup>Отдел наук и технологий, факультет наук, университет Хиросаки, Хиросаки, Япония</i> <b>Нанокристаллические твердые растворы Ni–Mn – новые материалы с конкурирующим обменным взаимодействием.</b>	281
Вт 20	<u>САДЫКОВ Э.К.</u> <sup>1</sup> , АРИНИН В.В. <sup>1</sup> , ВАГИЗОВ Ф.Г. <sup>1,2</sup> , <i><sup>1</sup>Казанский университет, Казань, Россия. <sup>2</sup>Техасский университет, Колледж Стейшн, Техас США</i> <b>Контролируемая квантовая интерференция в мессбауэровской спектроскопии: «вентильный» эффект.</b>	283
Вт 21	<u>В.Г. СЕМЕНОВ</u> <sup>1</sup> , В.С. ВОЛОДИН <sup>1</sup> , В.В. ПАНЧУК <sup>1</sup> , В.В. МАТВЕЕВ <sup>1</sup> , EAMONN DELVIN <sup>2</sup> , Г.Ю. ЮРКОВ <sup>3</sup> , Д.А. БАРАНОВ <sup>3</sup> , И.П. ДОЦЕНКО <sup>3</sup> <i><sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия. <sup>2</sup>NCSR “Demokritos”, Greece. <sup>3</sup>ИОНХ им. Курнакова РАН.</i> <b>Исследование наноразмерных частиц железа в матрице полиэтилена высокого давления (ПЭВД) методом Мессбауэровской спектроскопии.</b>	285
Вт 22	В.М.УЗДИН <i>Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия</i> <b>Структурные дефекты и пространственно-неоднородные состояния в магнитных наносистемах.</b>	287
Вт 23	И. В. МАЛИКОВ, В.Ю.ВИННИЧЕНКО, <u>Л.А.ФОМИН</u> , К.М.КАЛАЧ, Г.М.МИХАЙЛОВ <i>Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Россия</i> <b>Развитие нанотехнологии и методов исследования магнитных и электронно-транспортных свойств планарных наноструктур из ферромагнитных металлов.</b>	289
Вт 24	ВУГАЛЬТЕР Г.А., <u>ШВЕЦОВ А.В.</u> <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия</i> <b>Электромагнитно индуцированная прозрачность в кристаллах магнитных молекул.</b>	291

Вт 25	Д.С.ИЛЬЮЩЕНКОВ <sup>1</sup> , М.А.ОДНОБЛЮДОВ <sup>1</sup> , Д.А.ЯВСИН <sup>1</sup> , В.М.КОЖЕВИН <sup>1</sup> , <u>И.Н.ЯССИЕВИЧ</u> <sup>1</sup> , С.А.ГУРЕВИЧ <sup>1</sup> , Т.Т.NGUYEN <sup>2</sup> , E.BRUCK <sup>2</sup> . <sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия. <sup>2</sup> Van der Waals – Zeeman Institute, University of Amsterdam, Amsterdam, The Netherlands.	293
Вт 26	<b>Магнитные плёнки из монодисперсных никелевых наночастиц.</b> В.В.АМЕЛИЧЕВ <sup>1</sup> , <u>А.И.ГАЛУШКОВ</u> <sup>1</sup> , С.И.КАСАТКИН <sup>2</sup> , А.М.МУРАВЬЁВ <sup>2</sup> , Ф.А.ПУДОНИН <sup>3</sup> , А.И.КРИКУНОВ <sup>4</sup> <sup>1</sup> Государственное учреждение Научно-производственный комплекс «Технологический Центр» МИЭТ, Зеленоград, Россия. <sup>2</sup> Институт проблем управления РАН, Москва, Россия. <sup>3</sup> Физический Институт РАН, Москва, Россия. <sup>4</sup> Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники, Фрязино, Россия	295
Вт 27	<b>Исследование спин-туннельных магниторезистивных переходов.</b> <u>А.Н.ЛАЧИНОВ</u> <sup>1</sup> , Н.В.ВОРОБЬЕВА <sup>1</sup> , А.А.ЛАЧИНОВ <sup>2</sup> <sup>1</sup> Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН, <sup>2</sup> Башкирский Государственный Университет, Уфа, Россия	297
Вт 28	<b>Особенности гигантского магнетосопротивления в системе ферромагнетик-полимер</b> L.S.ISAEV <sup>1</sup> , Y.S.JOE <sup>1</sup> , <u>A.M.SATANIN</u> <sup>2</sup> <sup>1</sup> Department of Physics and Astronomy, Ball State University, Muncie, USA. <sup>2</sup> Institute for Physics of Microstructures of the RAS, N.Novgorod, Russia <b>Spin-polarization effects in quantum films based on narrow-band semiconductors</b>	299

#### НАНОФОТОНИКА

Вт 29	С.П.СВЕТЛОВ <sup>1</sup> , <u>В.Ю.ЧАЛКОВ</u> <sup>1</sup> , В.Г.ШЕНГУРОВ <sup>1</sup> , В.Н.ШАБАНОВ <sup>1</sup> , С.А.ДЕНИСОВ <sup>1</sup> , З.Ф.КРАСИЛЬНИК <sup>2</sup> , Л.В.КРАСИЛЬНИКОВА <sup>2</sup> , М.В.СТЕПИХОВА <sup>2</sup> , Д.В.ШЕНГУРОВ <sup>2</sup> , Ю.Н.ДРОЗДОВ <sup>2</sup> <sup>1</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, <sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия <b>Гетероструктуры Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>:Er/Si(100), выращенные методом сублимации кремния в среде германа</b>	301
Вт 30	<u>О. А. ШАЛЫГИНА</u> , Д. М. ЖИГУНОВ, В. Ю. ТИМОШЕНКО, П. К. КАШКАРОВ Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия <b>Светоизлучающие свойства легированных эрбием структур кремниевых нанокристаллов в матрице диоксида кремния.</b>	303
Вт 31	<u>Э.А.ШТЕЙНМАН</u> <sup>1</sup> , А.Н.ТЕРЕЩЕНКО <sup>1</sup> , В.Я.РЕЗНИК <sup>2</sup> <sup>1</sup> Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, <sup>2</sup> ГИРЕДМЕТ, Москва, Россия. <b>Структура и излучательные свойства дислокаций, возникающих при росте кислородных преципитатов в кремнии.</b>	305
Вт 32	<u>О.А.АКЦИПЕТРОВ</u> , С.С.ЕЛОВИКОВ, Е.М.КИМ, Т.В.МУРЗИНА Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия; <b>Гигантские оптические гармоники и локальные плазмоны в серебряных наночастицах.</b>	307
Вт 33	<u>Н.А.БЕКИН</u> , В.Н.ШАСТИН Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия <b>Принцип каскадного лазера на примесных состояниях в селективно легированных сверхрешетках.</b>	309
Вт 34	<u>В.А. БЕЛЯКОВ</u> , В.А. БУРДОВ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н.Новгород, Россия <b>Тонкая структура энергетического спектра носителей в кремниевых квантовых точках с мелкими донорами.</b>	311

- Вт 35** А.А.БИРЮКОВ<sup>1</sup>, С.М.НЕКОРКИН<sup>1</sup>, Б.Н.ЗВОНКОВ<sup>1</sup>, В.Я.АЛЕШКИН<sup>2</sup>, А.А.ДУБИНОВ<sup>2</sup>, А.А.БЕЛЯНИН<sup>3</sup>, В.В.КОЧАРОВСКИЙ<sup>3,4</sup>, ВЛ.В.КОЧАРОВСКИЙ<sup>4</sup> 313  
<sup>1</sup>Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н. Новгород, Россия. <sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, Россия. <sup>3</sup>Институт квантовых исследований и физический факультет Техасского T&M университета, США. <sup>4</sup>Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород, Россия  
**Полупроводниковый лазер с металлической дифракционной решеткой.**
- Вт 36** В.А. БУРДОВ 315  
 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н.Новгород, Россия  
**Влияние поляризационных полей на ширину оптической щели кремниевых нанокристаллов.**
- Вт 37** В.Я. АЛЕШКИН, А.В. АНТОНОВ, Д.В. ГАВРИЛЕНКО, В.И. ГАВРИЛЕНКО. 316  
 Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, Россия  
**Резонансы Фано в спектре фототока легированных полупроводников и гетероструктур с квантовыми ямами**
- Вт 38** М.С. БРЕСЛЕР<sup>1</sup>, О.Б. ГУСЕВ<sup>1</sup>, А.В. МУДРЫЙ<sup>2</sup>, Е.И. ТЕРУКОВ<sup>1</sup>, Ю.К. УНДАЛОВ<sup>1</sup> 318  
<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия. <sup>2</sup>Объединенный институт физики твердого тела и полупроводников НАНБ, Минск, Беларусь  
**Фотолюминесценция эрбия в гетерогенной матрице аморфного кремния, полученного магнетронным распылением.**
- Вт 39** Е.В.ДЕМИДОВ, М.С.КУЗНЕЦОВ, В.В.ЦЫПЛЕНКОВ, В.Н.ШАСТИН 320  
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия  
**Переходы между уровнями донорного центра в Si со спонтанным излучением длинноволновых акустических фононов.**
- Вт 40** В.Я.АЛЕШКИН<sup>1</sup>, А.А.АФОНЕНКО<sup>2</sup>, А.А.ДУБИНОВ<sup>1</sup> 322  
<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. <sup>2</sup>Белорусский государственный университет Минск, Белоруссия  
**О нелинейной генерации излучения на разностной частоте в среднем и дальнем инфракрасных диапазонах в полупроводниковых волноводах на основе фосфида галлия.**
- Вт 41** К.С.ЖУРАВЛЕВ\*, Д.Д.РИ\*, В.Г.МАНСУРОВ\*, А.Ю.НИКИТИН\*, П.П.ПАШКОВ\*\*, П.О.ХОЛЬТЦ\*\* 324  
 \* Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия. \*\*Университет Линчопинга, Линчопинг, Швеция  
**Микро-фотолюминесценция квантовых точек GaN в AlN матрице, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии.**
- Вт 42** В.И.ЗУБКОВ<sup>1</sup>, И.С. ШУЛГУНОВА<sup>1</sup>, А.В.СОЛОМОНОВ<sup>1</sup>, М. GELLER<sup>2</sup>, А. MARENT<sup>2</sup>, D. VIMBERG<sup>2</sup>, А.Е.ЖУКОВ<sup>3</sup>, Е.С.СЕМЕНОВА<sup>3</sup>, В.М.УСТИНОВ<sup>3</sup> 326  
<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», С.-Петербург, Россия. <sup>2</sup>Technische Universität Berlin, Institut für Festkörperphysik, Berlin, Germany. <sup>3</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия  
**Прямое наблюдение процесса захвата носителей заряда в массив самоорганизующихся квантовых точек**
- Вт 43** В.Я.АЛЕШКИН<sup>1</sup>, А.В.ИКОННИКОВ<sup>1</sup>, В.И.ГАВРИЛЕНКО<sup>1</sup>, О.А.КУЗНЕЦОВ<sup>2</sup>, К.Е.СПИРИН<sup>1</sup> 328  
<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, <sup>2</sup>Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия  
**Исследование примесного магнитопоглощения в гетероструктурах Ge/GeSi при импульсном фотовозбуждении.**
- Вт 44** А.А. АФОНЕНКО<sup>1</sup>, В.К. КОНОНЕНКО<sup>2</sup>, Р. CHRISTOL<sup>3</sup>, А. JOULLIÉ<sup>3</sup> 330  
<sup>1</sup>Belarussian State University, Minsk, Belarus. <sup>2</sup>Stepanov Institute of Physics NASB, Minsk, Belarus. <sup>3</sup>Université de Montpellier II, Montpellier, France  
**Spectral characteristics of heterostructures in the GaInAsSb–AlGaAsSb–GaSb system**

- Вт 45** Л.В. КРАСИЛЬНИКОВА<sup>1</sup>, Д.М.ЖИГУНОВ<sup>2</sup>, О.А. ШАЛЫГИНА<sup>2</sup>, В.Ю. ТИМОШЕНКО<sup>2</sup>, М.В. СТЕПИХОВА<sup>1</sup>, В.Г. ШЕНГУРОВ<sup>3</sup>, З.Ф.КРАСИЛЬНИК<sup>1</sup> 332  
*<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия. Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия*  
**Люминесцентные свойства легированных эрбием структур Si и SiGe в условиях сильного оптического возбуждения.**
- Вт 46** Ю.Н.ДРОЗДОВ, З.Ф.КРАСИЛЬНИК, Д.Н.ЛОБАНОВ, А.В.НОВИКОВ, М.В.ШАЛЕЕВ, Д.В.ШЕНГУРОВ, А.Н.ЯБЛОНСКИЙ 334  
*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия*  
**Сравнительный анализ фотолюминесценции GeSi/Si(001) самоформирующихся nanoостровков и дефектов кристаллической решётки.**
- Вт 47** С.А.КРИВЕЛЕВИЧ, М.И.МАКОВИЙЧУК, Р.В.СЕЛЮКОВ 336  
*Институт микроэлектроники и информатики РАН, Ярославль, Россия.*  
**Электронно-дырочная рекомбинация на ловушках, связанных с эрбий-кислородными комплексами в кремнии.**
- Вт 48** А.А. МАРМАЛЮК<sup>1</sup>, Ю.А. РЯБОШТАН<sup>1</sup>, М.А. ЛАДУГИН<sup>2</sup> 338  
*<sup>1</sup>ООО "Сигм Плюс", Москва, Россия. <sup>2</sup>Калужский филиал Московского Государственного Технического Университета им. Н.Э. Баумана, Калуга, Россия*  
**GaInAs/AlGaInAs/InP – перспективная система материалов для ИК-фотоприемников с квантовыми ямами**
- Вт 49** Д.И. ТЕТЕЛЬБАУМ<sup>1</sup>, В.А. БУРДОВ<sup>1</sup>, А.Н. МИХАЙЛОВ<sup>1</sup>, А.И. БЕЛОВ<sup>1</sup>, Д.А.КАМБАРОВ<sup>1</sup>, Д.М. ГАПОНОВА<sup>2</sup> 340  
*<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, <sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия*  
**Кинетика фотолюминесценции слоев SiO<sub>2</sub> с ионно-синтезированными нанокристаллами Si, легированных фосфором, бором и азотом.**
- Вт 50** Ю.А. МОРОЗОВ<sup>1</sup>, М. ПЕССА<sup>2</sup>, Т. ЛЕЙНОНЕН<sup>2</sup>, А. ХАРКОНЕН<sup>2</sup>, М.Ю. МОРОЗОВ<sup>3</sup> 342  
*<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия. <sup>2</sup>Optoelectronics Research Centre, Tampere University of Technology, Tampere, Finland. <sup>3</sup>Саратовский государственный университет, Саратов, Россия.*  
**Динамика излучения двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором.**
- Вт 51** В.В.ПОПОВ<sup>1</sup>, О.В.ПОЛИЩУК<sup>1</sup>, Т.Ю.БАГАЕВА<sup>1</sup>, Д.В.ФАТЕЕВ<sup>1</sup>, G.R AIZIN<sup>2</sup> 344  
*<sup>1</sup>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия. <sup>2</sup>Department of Physical Sciences, Kingsborough College of the City University of New York, Brooklyn, NY, USA*  
**Терагерцовый фотоприемник на плазменном резонансе в полевым гетеротранзисторе с решеточным затвором.**
- Вт 52** Т.В.ТЕПЕРИК<sup>1</sup>, В.В.ПОПОВ<sup>1</sup>, О.В.ПОЛИЩУК<sup>1</sup>, Д.В.ФАТЕЕВ<sup>1</sup>, F.J. GARCÍA DE АВАЖО<sup>2</sup>, J.J.BAUMBERG<sup>3</sup>, T.KELF<sup>3</sup>, Y.SUGAWARA<sup>3</sup> 346  
*<sup>1</sup>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия. <sup>2</sup>Donostia International Physics Center, San Sebastian, Spain. <sup>3</sup>University of Southampton, Southampton, United Kingdom.*  
**Резонансная дифракция и преобразование поляризации света на поверхности нанопористого металла.**
- Вт 53** Д.Ю. РЕМИЗОВ, З.Ф. КРАСИЛЬНИК, В.П. КУЗНЕЦОВ, С.В. ОБОЛЕНСКИЙ, В.Б. ШМАГИН 348  
*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия*  
**О возможности расширения области пространственного заряда в диодной структуре Si:Er/Si, излучающей в режиме пробоя p/n-перехода.**
- Вт 54** М.М. СОБОЛЕВ, А.Е. ЖУКОВ, А.П. ВАСИЛЬЕВ, Е.С. СЕМЕНОВА, В.С. МИХРИН 350  
*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*  
**Эффект Штарка в многослойной системе сильно связанных квантовых точек InAs/GaAs.**

- Вт 55** А.М.ЕМЕЛЬЯНОВ, В.В.ЗАБРОДСКИЙ, Н.В.ЗАБРОДСКАЯ, Н.А.СОБОЛЕВ, В.Л.СУХАНОВ 352  
*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия*  
**Краевая электролюминесценция эффективного точечного кремниевого светодиода.**
- Вт 56** СОШНИКОВ И.П. 354  
*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Научно-образовательный комплекс СПб ФТНОЦ РАН, С.-Петербург, Россия*  
**Исследование структуры и оптоэлектронных свойств гетероструктур InGaP/AlInGaP, выращенных на подложках GaAs(811)A методом МПЭ**
- Вт 57** V.V.TEMNOV, U.WOGGON  
*Experimentelle Physik IIb, Universität Dortmund, Dortmund, Germany*  
**Signatures of Superradiance of Quantum Dots in Microcavities.**
- Вт 58** M-E PISTOL, C. PRYOR, Z. ZANOLLI, N. SKOLD, L.E. JENSEN, M.T. BJORK, AND L. SAMUELSON 354  
*Solid State Physics/The Nanometer Structure Consortium, Lund University, Lund, Sweden*  
**Fabrication, optical characterization and modeling of strained coreshell nanowires.**

16 марта, четверг – 3 стендовая сессия

#### РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА

- Чт 1** М.С.БИБИШКИН<sup>1</sup>, Е.Д.КАЗАКОВ<sup>2</sup>, В.И.ЛУЧИН<sup>1</sup>, Н.Н.САЛАЩЕНКО<sup>1</sup>, В.В.ЧЕРНОВ<sup>1</sup>, Н.И.ЧХАЛО<sup>1</sup>, А.П.ШЕВЕЛЬКО<sup>2,3</sup>. 356  
<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия, <sup>2</sup>Институт физики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, Москва, Россия, <sup>3</sup>Физический институт им. П.Н.Лебедева, Москва.  
**Короткопериодные W/B4C дисперсионные элементы для рентгеновской спектроскопии плазмы**
- Чт 2** КУЗИН С.В., ПЕРЦОВ А.А., ШЕСТОВ С.В. 358  
*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия*  
**Двухкоординатные детекторы для регистрации мягкого рентгеновского и ВУФ излучений на основе ПЗС-матрицы.**
- Чт 3** М.С.БИБИШКИН, С.А.ГУСЕВ, И.Г.ЗАБРОДИН, А.Ю.КЛИМОВ, Е.Б.КЛЮЕНКОВ, А.Я.ЛОПАТИН, В.И.ЛУЧИН, А.Е.ПЕСТОВ, Н.Н.САЛАЩЕНКО, Н.Н.ЦЫБИН, Н.И.ЧХАЛО, Л.А.ШМАЕНОК\* 358  
*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия, \*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия, PhysTeX, Netherlands*  
**Характеристики абсорбционных EUV-фильтров при высоких тепловых нагрузках.**
- Чт 4** АРИСТОВ В.В., ПАВЛОВ Г.А., ШАБЕЛЬНИКОВ Л.Г.  
*Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Россия*  
**Моделирование процесса формирования преломляющих рентгеновских линз методом центрифугирования**
- Чт 5** П.В.ДОРОВАТОВСКИЙ<sup>1,2</sup>, С.Н.СУЛЬЯНОВ<sup>2</sup>, Д.М.ХЕЙКЕР<sup>2</sup>  
<sup>1</sup>КЦСИ и ИТ, РИЦ “Курчатовский Институт”, <sup>2</sup>Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Москва, Россия  
**Устройство и область применения станции белковой кристаллографии «БЕЛОК» на накопителе «СИБИРЬ-2».**
- Чт 6** А.Н.АРТЕМЬЕВ<sup>1</sup>, А.А.СНИГИРЕВ<sup>2</sup>, В.Н.КОРЧУГАНОВ<sup>1</sup>, А.Г.ВАЛЕНТИНОВ<sup>1</sup>, В.В.КВАРДАКОВ<sup>1</sup>, Н.А.АРТЕМЬЕВ<sup>1,2</sup>, А.В.ЗАБЕЛИН<sup>1</sup>, В.А.РЕЗВОВ<sup>1</sup>, Б.Ф.КИРИЛЛОВ<sup>1</sup>, А.Г.МАЕВСКИЙ<sup>1</sup>, О.В.НАЙДА<sup>1</sup>, А.А.ДЯТЛОВ<sup>1</sup> 360  
<sup>1</sup>Российский научный центр Курчатовский институт, Москва, Россия, <sup>2</sup>European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France  
**Применение краевого экрана и рентгеновской рефракционной линзы для определения размеров пучка электронов Курчатовского источника СИ.**

Чт 7	А.А.АХСАХАЛЯН, <u>А.Д.АХСАХАЛЯН</u> , Е.Б.КЛЮЕНКОВ, А.Я.ЛОПАТИН, В.А.МУРАВЬЕВ, В.Н.ПОЛКОВНИКОВ, Н.Н.САЛАЩЕНКО, А.И.ХАРИТОНОВ, В.В.ЧЕРНОВ <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> <b>Многослойное рентгеновское зеркало в форме эллипсоида вращения.</b>	362
Чт 8	<u>М.М. БАРЫШЕВА</u> , А.М. САТАНИН <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> <b>Латеральное смещение рентгеновских пучков и фазовая проблема рефлектометрии многослойных периодических структур.</b>	364
Чт 9	<u>М.М. БАРЫШЕВА</u> , А.М. САТАНИН <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> <b>Фазовращатели на основе многослойных рентгеновских зеркал: влияние дефектов.</b>	366
Чт 10	В.А. БУШУЕВ <i>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия</i> <b>О возможности временной компрессии фемтосекундных импульсов излучения рентгеновского лазера на свободных электронах при брэгговском отражении от кристалла.</b>	368
Чт 11	<u>К.Р.ГАЙКОВИЧ</u> <sup>1</sup> , V.A.SLEMZIN <sup>2</sup> <i><sup>1</sup>Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny Novgorod, Russia. <sup>2</sup>Lebedev's Physical Institute of RAS, Moscow, Russia</i> <b>Retrieval of High Atmosphere Absorption Profiles from Solar Occultation Data in EUV-XUV Spectral Range.</b>	370
Чт 12	Л.И.ГОРАЙ <sup>1,2</sup> <i><sup>1</sup>I.I.G., Inc., USA. <sup>2</sup>Институт аналитического приборостроения РАН,, С.-Петербург, Россия</i> <b>Внеплоскостная скользящего падения решетка с блеском и радиальными штрихами как эффективный спектральный фильтр для КУФ литографии.</b>	372
Чт 13	<u>С.С.ГУСЬКОВ</u> , М.А.ФАДДЕЕВ, Е.В.ЧУПРУНОВ <i>Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского, Н. Новгород, Россия</i> <b>Зонарная микроструктура кристаллов и их оптическое совершенство.</b>	374
Чт 14	<u>Е.В.ЕГОРОВ</u> , В.К.ЕГОРОВ <i>ИПТМ РАН, Черногловка, Россия</i> <b>Изучение распределения интенсивности рентгеновского излучения сформированного волноводом-резонатором с разновеликими рефлекторами.</b>	375
Чт 15	Д.В. ИРЖАК <sup>1</sup> , Д.В. РОЩУПКИН <sup>1</sup> , Д.В. ПУНЕГОВ <sup>1</sup> , С.А. САХАРОВ <sup>2</sup> <i><sup>1</sup>Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черногловка, Россия. <sup>2</sup>ФОМОС-Материалс Со., Москва, Россия</i> <b>Применение метода рентгеновской топографии для анализа резонаторов на объемных акустических волнах.</b>	377
Чт 16	N.N.KOCHEVSKY <i>Byelorussian State University, Minsk, Belarus</i> <b>Optical system of the two refractive X-ray lenses</b>	379
Чт 17	Ю.Л. Лобанова, А.Н. Субботин, П.Д. Гаспарян, Е.С. Цой, Н.А. Суслов <i>Российский Федеральный Ядерный Центр ВНИИЭФ, Саров, Россия</i> <b>Измерение спектра рентгеновского излучения лазерной плазмы с помощью изогнутого многослойного зеркала.</b>	380
Чт 18	<u>П.Г.МЕДВЕДЕВ</u> , А.М.АФАНАСЬЕВ, М.А.ЧУЕВ <i>Физико-технологический институт РАН, Москва, Россия</i> <b>Аномальный эффект Коссея в рентгеновской голографии</b>	382
Чт 19	А.В. МИТРОФАНОВ <i>Физический институт имени П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия</i> <b>Безразмерный анализ оптических характеристик трековых мембран в рентгеновской и ультрафиолетовой областях спектра.</b>	384

Чт 20	<p><u>С.В.НЕКИПЕЛОВ</u><sup>1</sup>, <u>А.С.ВИНОГРАДОВ</u><sup>2</sup>, <u>Д.В.ВЯЛЫХ</u><sup>3,4</sup>, <u>С.Л.МОЛОДЦОВ</u><sup>2,3,4</sup>, <u>В.Н.СИВКОВ</u><sup>1</sup>, <u>Д.В.СИВКОВ</u><sup>1</sup></p> <p><sup>1</sup>Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия. <sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия. <sup>3</sup>Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Dresden, Dresden, Germany. <sup>4</sup>Russian-German Laboratory at BESSY II, Berlin-Adleshof, Germany.</p> <p><b>Силы осцилляторов вибрационных и ридберговских переходов в 1s – спектре поглощения молекулы N<sub>2</sub>.</b></p>	385
Чт 21	<p><u>И.Г.ЗАБРОДИН</u><sup>1</sup>, <u>И.А.КАСЬКОВ</u><sup>1</sup>, <u>Е.Б.КЛЮЕНКОВ</u><sup>1</sup>, <u>А.Е.ПЕСТОВ</u><sup>1</sup>, <u>Д.Г.РАСКИН</u><sup>1</sup>, <u>Н.Н.САЛАЩЕНКО</u><sup>1</sup>, <u>Н.И.ЧХАЛО</u><sup>1</sup>, <u>В.А.КУЗНЕЦОВ</u><sup>2</sup>, <u>В.М.АРТЮХОВ</u><sup>2</sup></p> <p><sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, <sup>2</sup>НПО “Салют”, Нижний Новгород, Россия</p> <p><b>Новая мощная трубка на длину волны 13,5 нм.</b></p>	387
Чт 22	<p><u>Ю.Е.КАЛИНИН</u><sup>2</sup>, <u>Л.Н.КОТОВ</u><sup>1</sup>, <u>А.П.ПЕТРАКОВ</u><sup>1</sup>, <u>А.А.САДОВНИКОВ</u><sup>1</sup>, <u>А.В.СИТНИКОВ</u><sup>2</sup>, <u>В.К.ТУРКОВ</u><sup>1</sup></p> <p><sup>1</sup>Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия. <sup>2</sup>Воронежский государственный технический университет, Воронеж, Россия</p> <p><b>Исследование структуры нанокompозитов металл-диэлектрик.</b></p>	389
Чт 23	<p><u>С.Ю.ЗУЕВ</u>, <u>А.Е.ПЕСТОВ</u>, <u>В.Н.ПОЛКОВНИКОВ</u>, <u>Н.Н.САЛАЩЕНКО</u></p> <p>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</p> <p><b>Влияние антидиффузионных слоев В4С и Сг на отражательные характеристики многослойных рентгеновских зеркал на основе Мо/Si.</b></p>	391
Чт 24	<p><u>В.И.ПУНЕГОВ</u><sup>1,2</sup>, <u>А.В.КАРПОВ</u><sup>2</sup>, <u>С.И.КОЛОСОВ</u><sup>2</sup></p> <p><sup>1</sup>Коми научный центр УрО РАН, <sup>2</sup>Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия</p> <p><b>Теория дифракции рентгеновского излучения от многослойного зеркала с синусоидальным поверхностным рельефом.</b></p>	392
Чт 25	<p><u>В.И.ПУНЕГОВ</u><sup>1,2</sup>, <u>А.В.КАРПОВ</u><sup>2</sup>, <u>С.И.КОЛОСОВ</u><sup>2</sup></p> <p><sup>1</sup>Коми научный центр УрО РАН, <sup>2</sup>Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия</p> <p><b>Теория рассеяния рентгеновских лучей на многослойной дифракционной решетке со случайным расположением штриха в периоде.</b></p>	394
Чт 26	<p><u>М.М.БАРЫШЕВА</u>, <u>А.М.САТАНИН</u></p> <p>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</p> <p><b>Флуктуации амплитудных и фазовых характеристик многослойных структур</b></p>	396
Чт 27	<p><u>В.Н.СИВКОВ</u><sup>1</sup>, <u>А.С.ВИНОГРАДОВ</u><sup>2</sup>, <u>С.В.НЕКИПЕЛОВ</u><sup>1</sup>, <u>Д.В.СИВКОВ</u><sup>1</sup></p> <p><sup>1</sup>Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия. <sup>2</sup>Институт физики Санкт-Петербургского государственного университета, С.-Петербург, Россия</p> <p><b>Сечения поглощения ультрамягкого рентгеновского излучения пленок ряда соединений К, Са и Sc в интервале энергий 250 - 1400 эВ.</b></p>	398
Чт 28	<p><u>И.А.СМИРНОВА</u><sup>1</sup>, <u>Э.В.СУВОРОВ</u><sup>1</sup>, <u>Е.В.ШУЛАКОВ</u><sup>2</sup></p> <p><sup>1</sup>Институт физики твердого тела РАН, <sup>2</sup>Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, Московская область, Россия</p> <p><b>Особенности дифракции рентгеновских лучей на деформациях локализованных параллельно поверхности образца.</b></p>	400
Чт 29	<p><u>А.Г.ТУРЬЯНСКИЙ</u>, <u>И.В.ПИРШИН</u></p> <p>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия</p> <p><b>Туннелирование рентгеновских фотонов через тонкую пленку в условиях полного внутреннего отражения.</b></p>	402
Чт 30	<p><u>Л.Г.ШАБЕЛЬНИКОВ</u></p> <p>Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Московская обл., Россия</p> <p><b>Учет каналов потерь интенсивности фокусировки для элементов преломляющей оптики.</b></p>	404

Чт 31	<u>Л.Г.ШАБЕЛЬНИКОВ</u> , В.В.АРИСТОВ <i>Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Московская обл., Россия</i> <b>Внутренняя симметрия и спектральные свойства преломляющих киноформных линз.</b>	406
Чт 32	Е.В. ШУЛАКОВ <i>Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, Россия</i> <b>Особенности формирования рентгеновского изображения в области дифракции Фраунгофера.</b>	408
Чт 33	<u>ЩЕЛОКОВ И.А.</u> <sup>1</sup> , КОНДАКОВ А.С. <sup>1</sup> , СУББОТИН А.Н. <sup>2</sup> <sup>1</sup> <i>Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, Россия.</i> <sup>2</sup> <i>Российский Федеральный Ядерный Центр ВНИИЭФ, Саров</i> <b>Изготовление W/Si многослойного зеркала с латеральным градиентом периода.</b>	410
Чт 34	М.В.ЧУКАЛИНА <sup>1</sup> , <u>И.А.ЩЕЛОКОВ</u> <sup>1</sup> , Д.П.НИКОЛАЕВ <sup>2</sup> <sup>1</sup> <i>Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, Россия.</i> <sup>2</sup> <i>Институт проблем передачи информации, Москва, Россия.</i> <b>Сканирующая рентгенофлуоресцентная микроскопия на лабораторном источнике: задачи и теоретические оценки.</b>	412
Чт 35	<u>В.А. СЛЕМЗИН</u> <sup>1</sup> , А.В. МИТРОФАНОВ <sup>1</sup> , О.Л. БУГАЕНКО <sup>1</sup> , С.В. КУЗИН <sup>1</sup> , А.А. ПЕРЦОВ <sup>1</sup> , Н.Н. САЛАЩЕНКО <sup>2</sup> , С.Ю. ЗУЕВ <sup>2</sup> <sup>1</sup> <i>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия.</i> <sup>2</sup> <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> <b>Воздействие факторов космического полета на характеристики оптических элементов солнечных ВУФ-телескопов.</b>	414
ТЕХНОЛОГИЯ, ОПТИЧЕСКИЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУР.		
Чт 36	<u>Ю.Г.АРАПОВ</u> <sup>1</sup> , С.В.ГУДИНА <sup>1</sup> , В.Н.НЕВЕРОВ <sup>1,2</sup> , Г.И.ХАРУС <sup>1</sup> , Н.Г.ШЕЛУШИНИНА <sup>1</sup> , М.В.ЯКУНИН <sup>1</sup> , С.М.ПОДГОРНЫХ <sup>1</sup> , Б.Н.ЗВОНКОВ <sup>2</sup> , Е.А.УСКОВА <sup>2</sup> <sup>1</sup> <i>Институт физики металлов, Екатеринбург, Россия.</i> <sup>2</sup> <i>НИФТИ НГУ, Н.Новгород, Россия</i> <b>Особенности перехода от слабой локализации к режиму квантового эффекта Холла в 2D-структурах GaAs/n-InGaAs/GaAs с двойными квантовыми ямами</b>	416
Чт 37	<u>М.Ю.БАРАБАНЕНКОВ</u> , В.В.СТАРКОВ, Е.Ю.ГАВРИЛИН <i>Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия.</i> <b>Микрозеркала на основе двумерных периодических структур из метало-диэлектрических трубок</b>	418
Чт 38	<u>М.Ю.БАРАБАНЕНКОВ*</u> , Ю.Н.БАРАБАНЕНКОВ, С.А.НИКИТОВ <i>*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия. Институт радиотеники и электроники РАН, Москва, Россия</i> <b>Метод “соотношений переноса” в исследовании резонансных оптических эффектов на периодических структурах</b>	420
Чт 39	<u>А.В.ГЕРМАНЕНКО</u> <sup>1</sup> , О.Э.РУТ <sup>1</sup> , В.А.ЛАРИОНОВА <sup>1</sup> , Г.М. МИНЬКОВ <sup>1,2</sup> , А.А.ШЕРСТОБИТОВ <sup>1,2</sup> , Б.Н.ЗВОНКОВ <sup>3</sup> <sup>1</sup> <i>ГОУ ВПО Уральский государственный университет им. А.М.Горького, Екатеринбург, Россия.</i> <sup>2</sup> <i>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия.</i> <sup>3</sup> <i>НИФТИ, НГУ им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород, Россия</i> <b>Влияние электрон-электронного взаимодействия на проводимость двумерного газа в полупроводниковых гетероструктурах.</b>	421

- Чт 40** О.В. ВИХРОВА<sup>1</sup>, Ю.А. ДАНИЛОВ<sup>1,2</sup>, Ю.Н. ДРОЗДОВ<sup>2</sup>, Б.Н. ЗВОНКОВ<sup>1</sup>, Ф. ПКАВА<sup>3</sup>, M.J.S.P. BRAZIL<sup>3</sup> 423  
<sup>1</sup>Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н. Новгород, Россия. <sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, Россия. <sup>3</sup>Instituto de Fisica "Gleb Wataghin", Universidade de Campinas, Campinas, Brazil  
**Свойства квантово-размерных структур на основе GaAs/InGaAs, содержащих δ-слой марганца.**
- Чт 41** Е.С. ДЕМИДОВ, И.С. БЕЛОРУНОВА, О.Н. ГОРШКОВ, Ю.И. ЧИГИРИНСКИЙ, М.О. МАРЫЧЕВ, М.В. СТЕПИХОВА\* 425  
Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, \*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия  
**Свойства силиката магния с примесью хрома в пористом кремнии и опале.**
- Чт 42** Ю.Н. ДРОЗДОВ, В.М. ДАНИЛЬЦЕВ, М.Н. ДРОЗДОВ, А.В. МУРЕЛЬ, О.И. ХРЫКИН, Н.В. ВОСТОКОВ, В.И. ШАШКИН 427  
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия  
**Диагностика покрывающих слоев в многослойных структурах с квантовыми точками InAs(N) на GaAs(001), выращенных методом металлоорганической газовой эпитаксии**
- Чт 43** Д.В. ГУСЕЙНОВ<sup>1</sup>, Д.В. ХОМИЦКИЙ<sup>1</sup>, А.А. ЕЖЕВСКИЙ<sup>1</sup>, А.В. ГУСЕВ<sup>2</sup> 429  
<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, <sup>2</sup>Институт химии высококичтых веществ РАН, Н.Новгород, Россия  
**Спиновая релаксация электронов, локализованных на мелких и глубоких донорных центрах в кремнии, при различном содержании ядер <sup>29</sup>Si и изменении изотопического беспорядка.**
- Чт 44** Д.М. ЖИГУНОВ, О.А. ШАЛЫГИНА, Д.А. ПАЛЕНОВ, В.Ю. ТИМОШЕНКО, П.К. КАШКАРОВ 431  
Московский Государственный Университет им.М.В.Ломоносова, Москва, Россия  
**Процессы рекомбинации носителей заряда и передачи энергии в ансамблях кремниевых нанокристаллов**
- Чт 45** Ю.А. РОМАНОВ, Ю.Ю. РОМАНОВА, И.В. КЕЛЕЙНОВ, А.А. РЫЖОВА 433  
Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, Россия  
**Блоховские осцилляции в сверхрешетках с негармоническим законом дисперсии**
- Чт 46** В.А. ВЕРБУС, В.А. КОЗЛОВ, А.В. НИКОЛАЕВ 435  
Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, Россия  
**Терагерцовая отрицательная проводимость гетероструктурных барьеров при баллистическом транспорте горячих электронов.**
- Чт 47** В.Я. АЛЕШКИН, Д.В. КОЗЛОВ 437  
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия  
**Резонансные состояния акцепторов в гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами и в объемном Ge в магнитном поле.**
- Чт 48** В. И. ГАВРИЛЕНКО<sup>1</sup>, А. В. ИКОННИКОВ<sup>1</sup>, С. С. КРИШТОПЕНКО<sup>1</sup>, Ю. Г. САДОФЬЕВ<sup>2</sup>, S. R. JOHNSON<sup>2</sup>, Y.-H. ZHANG<sup>2</sup> 439  
<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. <sup>2</sup>Arizona State University, Tempe, USA  
**Осцилляции субмиллиметровой фотопроводимости в нелегированных гетероструктурах InAs/AlSb с двумерным электронным газом**
- Чт 49** К.В. МАРЕМЬЯНИН<sup>1</sup>, С.В. МОРОЗОВ<sup>1</sup>, Е.В. ДЕМИДОВ<sup>1</sup>, В.И. ГАВРИЛЕНКО<sup>1</sup>, W.KNAP<sup>2</sup>, J.LUSAKOWSKI<sup>2</sup>, M.A.POISSON<sup>3</sup>, E.MORAN<sup>3</sup>, C.DUA<sup>3</sup>, C.CAQUIERE<sup>4</sup>, D.DUCATTEAU<sup>4</sup> 441  
<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. <sup>2</sup>GES –UMR, CNRS - Universite Montpellier2, Montpellier, France. <sup>3</sup>Thales Research & Technology, Domaine de Corbeville, Orsay Cedex, France. <sup>4</sup>IEMN/TIGER, Villeneuve d'Ascq, France  
**Электронный транспорт и детектирование терагерцового излучения субмикронным полевым транзистором GaN/AlGaN.**

- Чт 50** В.М.ДАНИЛЬЦЕВ, М.Н.ДРОЗДОВ, Л.Д.МОЛДАВСКАЯ, Д.А.ПРЯХИН, 443  
В.И.ШАШКИН, И.Ю.ШУЛЕШОВА  
*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия*  
**Влияние времени роста квантовых точек в гетероструктурах InGaAs/GaAs на интенсивность фотолюминесценции и ИК фотопроводимости.**
- Чт 51** С.В.МОРОЗОВ<sup>1</sup>, В.И.ГАВРИЛЕНКО<sup>1</sup>, К.Е.СПИРИН<sup>1</sup>, Y.KAWAGUCHI<sup>2</sup>, 445  
S.KOMIYAMA<sup>2</sup>  
<sup>1</sup>*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.* <sup>2</sup>*Department of Basic Science, University of Tokyo, Tokyo, Japan*  
**Эволюция времени фотоотклика приемника на циклотронном резонансе 2D электронов в GaAs/AlGaAs в условиях квантового эффекта Холла.**
- Чт 52** Д.А.ПРЯХИН, Н.В.ВОСТОКОВ, В.М.ДАНИЛЬЦЕВ, М.Н.ДРОЗДОВ, Ю.Н. 447  
ДРОЗДОВ, А.В.МУРЕЛЬ, О.И.ХРЫКИН, В.И.ШАШКИН  
*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия*  
**Получение гетероструктур с квантовыми точками в системе (В,In,Ga)As.**
- Чт 53** О.П.ПЧЕЛЯКОВ, А.И.НИКИФОРОВ, Б.З.ОЛЬШАНЕЦКИЙ, С.А.ТИЙС, 449  
В.В.УЛЬЯНОВ  
*Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия*  
**Наноконпозиции на основе Si и Ge для применений в фотовольтаике: синтез из молекулярных пучков**
- Чт 54** Ю.Ю.РОМАНОВА, А.А.РЫЖОВА, Ю.А.РОМАНОВ, И.В.КЕЛЕЙНОВ 451  
*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия*  
**Нелинейные свойства двумерных сверхрешеток в бигармонических полях.**
- Чт 55** В.И.ГАВРИЛЕНКО<sup>1</sup>, Ю.Г.САДОФЬЕВ<sup>1,2</sup>, К.Е.СПИРИН<sup>1</sup>, S.R.JOHNSON<sup>2</sup>, Y.- 453  
H.ZHANG<sup>2</sup>  
<sup>1</sup>*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.* <sup>2</sup>*Arizona State University, Tempe, USA*  
**Особенности магнетотранспорта в гетероструктурах InAs/AlSb в условиях остаточной фотопроводимости.**
- Чт 56** О.И.ХРЫКИН, Н.В.ВОСТОКОВ, В.М.ДАНИЛЬЦЕВ, М.Н.ДРОЗДОВ, Ю.Н.ДРОЗДОВ, 455  
А.П.КОТКОВ\*, В.И.ШАШКИН  
*Институт физики микроструктур РАН, \*ФГУП «НПП «Салют», Н.Новгород, Россия*  
**Исследование различных факторов влияющих на свойства слоев GaN, выращенных на сапфире методом газофазной эпитаксии.**
- Чт 57** Т.С.ШАМИРЗАЕВ<sup>1</sup>, В.А.АБАЛМАССОВ<sup>1</sup>, К.С.ЖУРАВЛЕВ<sup>1</sup>, J.FURST<sup>2</sup>, H.PASCHER<sup>2</sup> 457  
<sup>1</sup>*Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия.* <sup>2</sup>*Experimentalphysik I, Universität Bayreuth, Germany*  
**Измерение времени спиновой релаксации в квантовых точках InAs/AlGaAs методом Ханле.**
- Чт 58** Т.С.ШАМИРЗАЕВ, А.М.ГИЛИНСКИЙ, А.К.КАЛАГИН, А.И.ТОРОПОВ, К.С. 459  
ЖУРАВЛЕВ  
*Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия*  
**Энергетическая структура и механизм рекомбинации монослойной квантовой ямы InAs/AlAs.**
- Чт 59** О.А.ШЕГАЙ<sup>1</sup>, В.И.МАШАНОВ<sup>1</sup>, Н.-Н.CHENG<sup>2</sup>, О.П.ПЧЕЛЯКОВ<sup>1</sup> 461  
<sup>1</sup>*Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия.* <sup>2</sup>*Center for Condensed Matter Sciences and Graduate Institute of Electronic Engineering, National Taiwan University, Taipei, Taiwan, Republic of China*  
**Межзонная фотопроводимость Ge/Si структур с самоорганизующимися квантовыми кольцами.**
- Чт 60** О.А.ШЕГАЙ<sup>1</sup>, Д.Н.ЛОБАНОВ<sup>2</sup>, А.И.НИКИФОРОВ<sup>1</sup>, А.В.НОВИКОВ<sup>2</sup>, В.В.УЛЬЯНОВ<sup>1</sup>, 463  
З.Ф.КРАСИЛЬНИК<sup>2</sup>  
<sup>1</sup>*Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия.* <sup>2</sup>*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия*  
**Межзонная фотопроводимость SiGe/Si структур с квантовыми ямами.**

<b>Чт 61</b>	<p><u>M.V.YAKUNIN</u><sup>1</sup>, YU.G.APAPOV<sup>1</sup>, V.N.NEVEROV<sup>1</sup>, S.M.PODGORNYY<sup>1</sup>, N.G.SHELUSHININA<sup>1</sup>, G.I.HARUS<sup>1</sup>, B.N.ZVONKOV<sup>2</sup>, E.A.USKOVA<sup>2</sup></p> <p><sup>1</sup>Institutw of metal Physics, Ekaterinburg, Russia. <sup>2</sup>Physical-Technical Institute it Nizhni Novgorod State University, N.Novgorod, Russia.</p> <p><b>Spin effects in stereoscopic pictures of the <math>n</math>-In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs double quantum well magnetoresistance dependencies on the perpendicular and parallel field components.</b></p>	465
<b>Чт 62</b>	<p><u>Н.В.СИБИРЕВ</u><sup>1</sup>, В.Г.ДУБРОВСКИЙ<sup>2,3</sup>, Р.А.СУРИС<sup>3</sup>, Г.Э.ЦЫРЛИН<sup>1,2,3</sup>, А.А.ТОНКИХ<sup>1,2,3</sup>, И.П.СОШНИКОВ<sup>2,3</sup>, В.М.УСТИНОВ<sup>2,3</sup>, М.ТСHERNYSCHEVA<sup>4</sup>, J.C.HARMAND<sup>4</sup></p> <p><sup>1</sup>Институт аналитического приборостроения РАН, <sup>2</sup>Научно-образовательный комплекс «Санкт-Петербургский физико-технический научно-образовательный центр РАН», <sup>3</sup>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия. <sup>4</sup>CNRS-LPN, Marcoussis, France</p> <p><b>Кинетические механизмы формирования GaAs нанометровых нитевидных кристаллов</b></p>	467
	СПИСОК УЧАСТНИКОВ СИМПОЗИУМА (том 1)	239
	АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ (том 2)	469



# Сверхпроводимость отталкивающихся частиц

В.И. Белявский, Ю.В. Копаев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
Москва, 119991, Россия  
e-mail: kopaev@lebedev.sci.ru

Представлена концепция сверхпроводящего (SC) спаривания с большим импульсом при кулоновском отталкивании ( $\eta_K$  - спаривание) и ее приложения к интерпретации фазовой диаграммы допированных купратных соединений и ключевых экспериментов физики купратов [1].

Кулоновские корреляции в родительских купратных соединениях приводят к спиновому антиферромагнитному (AF) основному состоянию [2, 3], которое в результате допирования трансформируется в ближний AF порядок, что находит отражение в типичной для недопированных купратов форме контура Ферми (FC) в виде дырочных карманов. Такой FC обнаруживает *нестинг* при импульсе, равном AF вектору, и *зеркальный нестинг* для  $\eta_K$  - пар с таким же суммарным импульсом [4].

Следствием зеркального нестинга является возникновение логарифмической сингулярности амплитуды рассеяния в относительном движении частиц, составляющих  $\eta_K$  - пару, не только при спаривающем притяжении, но и при спаривающем отталкивании. При зеркальном нестинге SC состояние  $\eta_K$  - пар возникает уже при сколь угодно малой эффективной константе связи [5] спаривающего взаимодействия. Отклонение от идеального зеркального нестинга сглаживает логарифмическую сингулярность, так что сверхпроводимость оказывается возможной, если константа связи превышает некоторое конечное значение, возрастающее по мере отклонения от идеального зеркального нестинга [6].

Экранированное кулоновское отталкивание рассматривается как основное спаривающее взаимодействие, определяющее диэлектрические и SC состояния купратов. Особенностью SC спаривания с отличным от нуля импульсом является наличие *области кинематического ограничения*, которой могут принадлежать импульсы частиц, составляющих пару. Обрезание матричных элементов кулоновского отталкивания на границе этой области может приводить к связанному состоянию пары. Необходимым условием существования связанного состояния является наличие хотя бы одного *отрицательного* собственного значения оператора спаривающего взаимодействия [7]. При идеальном зеркальном нестинге FC это условие оказывается достаточным для возникновения сверхпроводимости в системе отталкивающихся частиц.

В случае  $\eta_K$  - спаривания экранированное кулоновское отталкивание допускает не только связанное состояние, но и долгоживущие *квази-*

*стационарные состояния* (QSS) некогерентных пар [8], имеющих смысл развитых SC флуктуаций выше температуры SC перехода, которые могут быть связаны с состоянием *сильной псевдощели* с аномально большим диамагнитным откликом и эффектом Нернста [9, 10].

Концепция  $\eta_K$  - спаривания с необходимостью приводит к существованию внеконденсатных частиц при сколь угодно низких температурах, поскольку SC спаривание определяется низким спектральным весом *теневого* зоны [11] дырочного кармана: лишь сравнительно малая часть носителей в *основной* зоне может найти партнеров для спаривания в теневой зоне. В случае, если зеркальный нестинг имеет место не на всем FC, а лишь на его части (что, скорее всего, типично для передопированных купратов), также не все частицы выпадают в SC конденсат. Существование внеконденсатных частиц объясняет друдевское поведение оптической проводимости и квазилинейную температурную зависимость теплоемкости в SC состоянии.

Спаривающее отталкивание приводит к двухкомпонентному параметру порядка [12], компоненты которого могут быть связаны с зарядовой и токовой степенями свободы относительно движения  $\eta_K$  - пары [9]. Относительная фаза компонент выживает в области температур, превышающих  $T_c$ , и может рассматриваться как независимый параметр орбитального антиферромагнитного (OAF) порядка, связанный с состоянием *слабой псевдощели* [13].

При  $\eta_K$  - спаривании внутри области кинематического ограничения имеются три особые линии: 1) FC как линия, на которой обращается в нуль заряд квазичастицы, 2) линия нулей параметра порядка и 3) линия, на которой обращается в нуль групповая скорость квазичастицы. Это приводит к нетривиальной зависимости факторов когерентности от импульса относительного движения пары, что позволяет объяснить наблюдаемую асимметрию туннельной проводимости, *peak-dip-hump* структуру туннельных и фотоэмиссионных спектров [14], а также особенности андреевского отражения [15] в купратах. Нули SC и орбитального AF параметров порядка не совпадают, с чем связана относительная нечувствительность SC состояния к рассеянию на немагнитных примесях.

Схема  $\eta_K$  - спаривания с учетом вклада электрон-фононного механизма спаривания позволяет объяснить проявления изотопического эффекта в купратах [16], включая так назы-

ваемый отрицательный изотопический эффект. Симметрия SC щели определяется более слабыми (по сравнению с кулоновским отталкиванием) спаривающими взаимодействиями, перемешивающими электронные состояния в разных кристаллически эквивалентных областях кинематического ограничения и снимающими вырождение параметра порядка, связанное с кристаллической симметрией. С учетом взаимодействий, обусловленных обменом фононами и АФ магнонами, SC параметр порядка может допускать *расширенные* (с дополнительными нулями на FC, связанными со спаривающим отталкиванием)  $s$  - волновую или  $d$  - волновую симметрию.

Макроскопический подход Гинзбурга-Ландау к проблеме  $\eta_K$  - спаривания [12] учитывает естественную связь и конкуренцию SC и ОАФ упорядоченных состояний и приводит к фазовой диаграмме [9], качественно согласующейся с наблюдаемой в купратах с дырочным допированием. Точка, в которой оказываются равными температуры SC и ОАФ переходов, вычисленные независимо в приближении среднего поля, является тетракритической точкой [17], соответствующей сосуществованию четырех фаз: нормального металла, ОАФ диэлектрика и двух SC фаз с фазовым переходом второго рода внутри SC состояния [9]. Одной из SC фаз ( $\beta$  - фаза) соответствует сосуществование сверхпроводимости и орбитального антиферромагнетизма как циркуляций орбитальных токов [18], другая подобна обычному сверхпроводнику.

В передопированных соединениях состояние обычного сверхпроводника ( $\pi$  - фаза) граничит с состоянием нормального металла ( $N$  - фаза), которое при переходе в недоопированное состояние выше температуры SC перехода граничит с диэлектрическим ОАФ состоянием ( $\alpha$ -фаза). При понижении температуры имеет место фазовый переход из  $\alpha$  - фазы в  $\beta$  - фазу, граничащую в SC состоянии с  $\pi$  - фазой.

Выше температуры перехода  $\beta \rightarrow \alpha$  имеет место достаточно широкая область температур, в которой свободные энергии обеих фаз близки, что проявляется в зависимости свободной энергии от модуля и относительной фазы параметра порядка: в этой области имеется минимум по относительной фазе и седловая точка по модулю параметра порядка. Таким образом, выше  $T_c$  имеют место развитые флуктуации модуля параметра порядка, то есть существуют некогерентные  $\eta_K$  - пары в виде QSS. Такие флуктуации, возникающие в схеме среднего поля, обусловлены конкуренцией SC и ОАФ упорядоченных состояний.

Сбой фазы SC параметра порядка, связанной с движением центра масс  $\eta_K$  - пары, приводящий к разрушению сверхпроводимости, может

быть обусловлен возникновением абрикосовских вихрей, что является причиной аномального усиления эффекта Хернста, наблюдаемого в области сильной псевдощели [19]. Диэлектрическая природа нормального состояния недоопированных и оптимально допированных купратов подтверждается наблюдением сопротивления переменному току, обусловленного движением вихрей [20]. Выше уровня допирования, соответствующего переходу  $\beta \rightarrow \pi$ , имеется достаточно широкая область фазовой диаграммы, в которой также проявляются развитые флуктуации. Поскольку такой переход имеет место между двумя SC состояниями, сбой фазы связан не с движением центра масс, а с относительным движением  $\eta_K$  - пары, то есть с флуктуациями относительной фазы в виде QSS циркулярных орбитальных токов.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований.

- 
- [1] Белявский, В.И., Копаев, Ю.В., УФН, **176**, N5 (2006).
  - [2] Anderson, P.W., Science, **235**, 1196 (1987).
  - [3] Lee, P.A., Nagaosa, N., Wen, X.-G., Rev. Mod. Phys., **78**, 17 (2006).
  - [4] Белявский, В.И., Капаев, В.В., Копаев, Ю.В., Письма в ЖЭТФ, **81**, 650 (2005).
  - [5] Belyavsky, V.I., Kopaev, Yu.V., Phys. Lett. A, **322**, 244 (2004).
  - [6] Белявский, В.И., Капаев, В.В., Копаев, Ю.В., Письма в ЖЭТФ, **76**, 51 (2002).
  - [7] Белявский, В.И., Копаев, Ю.В., Софронов, В.М., Шевцов, С.В., ЖЭТФ, **124**, 1149 (2003).
  - [8] Белявский, В.И., Копаев, Ю.В., Софронов, В.М., Шевцов, С.В., ЖЭТФ, **126**, 672 (2004).
  - [9] Belyavsky, V.I., Kopaev, Yu.V., M.Yu. Smirnov, Phys. Rev. B, **72**, 132504 (2005).
  - [10] Anderson, P.W., Phys. Rev. Lett., **96**, 017001 (2006).
  - [11] Kampf, A., Schrieffer, J.R., Phys. Rev., **42**, 7967 (1990).
  - [12] Белявский, В.И., Копаев, Ю.В., ЖЭТФ, **127**, 45 (2005).
  - [13] Chakravarty, S., Laughlin, R.B., Morr, D.K., Nayak, C., Phys. Rev. B, **63**, 094503 (2001).
  - [14] Kopaev, Yu.V., Sofronov, V.M., Phys. Lett. A, **344**, 297 (2005).
  - [15] Копаев, Ю.В., Софронов, В.М., Письма в ЖЭТФ, **82**, 652 (2005).
  - [16] Belyavsky, V.I., Kopaev, Yu.V., Nguyen, N.T., Togushova, Yu.N., Phys. Lett. A, **342**, 267 (2005).
  - [17] Белявский, В.И., Копаев, Ю.В., Смирнов, М.Ю., ЖЭТФ, **128**, 525 (2005).
  - [18] Ivanov, D.A., Lee, P.A., Wen, X.-G., Phys. Rev. Lett., **84**, 3958 (2000).
  - [19] Xu, Z.A., Ong, N.P., Wang, Y., Kakeshita, T., Uchida, S., Nature, **406**, 486 (2000).
  - [20] Morgan, B., et al., cond-mat/0512459.

# Спектроскопия квантовых точек, связанных в молекулы

В.Б.Тимофеев

Институт Физики Твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Российская Федерация

Исследована тонкая структура основного состояния двух квантовых точек, вертикально связанных в молекулу, в магнитном поле (геометрии Фарадея и Фойгта) [1,2]. Исследовались связанные пары квантовых точек с различными ширинами туннельного барьера. Все исследования проводились для одиночных молекул. При высокой симметрии молекулярной системы в магнитном поле наблюдается привычная картина дублетного зеемановского расщепления. Продемонстрировано, что в условиях нарушенной центральной и аксиальной симметрии все компоненты сложного экситонного мультиплета, возникающего из-за смешивания состояний оптически активных (“bright”) и неактивных (“dark”) экситонов, оказываются в конечном итоге разрешенными в спектрах. В результате, в спектрах люминесценции наблюдается сложная картина антипересечений смешанных состояний и все восемь компонент сложного экситонного мультиплета становятся оптически разрешенными в спектрах. Основные вклады, обеспечивающие смешивание состояний, проистекают вследствие анизотропного зеемановского взаимодействия для дырок и спин-орбитального взаимодействия для электронов в нулевом магнитном поле [3]. Другим свидетельством когерентного смешивания состояний в молекуле является диамагнитное поведение экситонных термов в магнитном поле, исследованном в геометрии Фойгта. С помощью этих экспериментов установлена большая протяженность состояний вдоль молекулярной оси. По сути, эти эксперименты являются первым наблюдением когерентного смешивания экситонных спиновых состояний в квантовых точках. Обсуждаются также эксперименты, когда когерентное смешивание состояний в связанных квантовых точках возникает при сканировании электрического поля в Шоттки-диодах с квантовыми точками.

1. G.Ortner, A.Larionov, V.B.Timofeev, H.Kurtze, D.Yakovlev, M.Bayer, A.Forchel, P.Hawrylak, Y.Lyanda-Geller, T.Reinecke, M.Ptemski et al. Fine Structure in the excitonic Emission of InAs/GaAs Quantum Dot Molecule Phys.Rev. **B71**, 125335 (2005)
2. G.Ortner, M.Bayer, A.Larionov, V.B.Timofeev, A.Forchel, T.L. Reinecke et al., Phys.Rev.Lett.**90**, 086404 (2003)
3. Y.V.Lyanda-Geller, T.L.Reinecke and M.Bayer. Phys.Rev **B69**, 161308 (R) (2004)

# Резонансные нано и микроструктурированные среды: левосторонние свойства и отрицательная рефракция электромагнитных волн

А.А.Жаров, Р.Е.Носков

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород 603950, Россия

В докладе приводится краткий обзор современных исследований в области линейной и нелинейной электродинамики резонансных нано и микроструктурированных композитных сред (метаматериалов), у которых эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости могут принимать отрицательные значения. Обсуждаются также некоторые перспективные направления исследований и возможные приложения.

## 1. «Левосторонние» среды. Отрицательная рефракция. Совершенная линза.

В последние годы достигнуты впечатляющие успехи в разработке, изготовлении и характеристике резонансных нано и микроструктурированных композитных материалов (или метаматериалов), обладающих в определенных частотных диапазонах отрицательным показателем преломления и, как следствие, демонстрирующих необычные электромагнитные свойства, отсутствующие у природных сред. Уже около сорока лет назад В.Веселаго теоретически исследовал электродинамические свойства гипотетической сплошной изотропной среды с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями  $\epsilon < 0, \mu < 0$  [1] (такой среде можно приписать отрицательный показатель преломления  $n < 0$ ). Как легко убедиться, макроскопические электрическое и магнитное поля в однородной плоской волне образуют левую тройку с волновым вектором (в отличие от обычных сред с  $\epsilon, \mu > 0$ , в которых соответствующая тройка является правой), откуда следует, что волновой вектор и средняя по времени плотность потока энергии оказываются противоположно направленными, а сами волны обратными. По этой причине среды, поддерживающие обратные волны, чаще всего называются «левыми» или «левосторонними» (left-handed). Мы также будем придерживаться в дальнейшем этого термина, хотя существует (преимущественно в англоязычной литературе) и другая терминология. Очевидно, что левым средам присуща достаточно сильная частотная дисперсия, обеспечивающая, в частности, положительную определенность средней по времени плотности энергии электромагнитного поля [2]. Возбуждение обратных волн в левых средах приводит к обращению эффектов Доплера и Вавилова-Черенкова. Утверждается также, что в левых средах имеет место эффект отрицательного светового давления. Однако вычисления с использованием тензора электромагнитных натяжений показывают, что существуют ситуации, когда знак давления может меняться [3]. Наиболее интересным и

перспективным с точки зрения приложений представляется эффект отрицательной рефракции электромагнитных волн на границе раздела правой и левой сред. Вследствие непрерывности тангенциальной компоненты волнового вектора на границе и условий излучения луч преломленной волны лежит по ту же сторону от нормали к границе раздела, что и падающий. Лучевая картина отрицательной рефракции показана на рис.1.

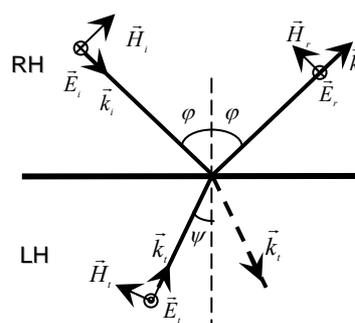


Рис.1

На том же рисунке штриховой линией показана обычная, положительная рефракция, имеющая место на границе раздела двух правых или двух левых сред. Отметим, что впервые возможность отрицательной рефракции обсуждал Л.И.Мандельштам еще в 1944 году [4]. С явлением отрицательной рефракции непосредственно связан интересный и важный эффект фокусировки излучения точечного источника плоским слоем левой среды. Соответствующая лучевая картина показана на рис.2.

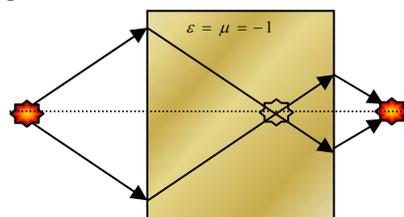


Рис.2

Более того, в работе [5] было показано, что расположенный в вакууме левосторонний слой с  $\epsilon = -1, \mu = -1$  способен идеально реконструировать не только волновые, но и ближние (описываемые экспоненциально спадающими от источника пространственными гармониками) поля монохроматического

источника любого размера. Действительно, для слоя толщины  $d$ , расположенного в пространстве в области  $0 < z < d$  коэффициент передачи имеет вид

$$T(z, k_x, k_e) = \frac{S_{E,H}^{(tr)}(z, k_x, k_y)}{S_{E,H}^{(inc)}(z = -a, k_x, k_y)} = \exp\left\{-i\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_z^2}(z' + a - d)\right\}, \quad (1)$$

где  $S_{E,H}^{(inc)}$  и  $S_{E,H}^{(tr)}$  - пространственные спектры амплитуды электромагнитного поля перед слоем в плоскости  $z = -a$  и за слоем соответственно;  $z' = z - d > 0$ . Когда  $z' \equiv b = d - a$ , экспоненциальный фактор в (1) обращается в единицу для всех поперечных волновых чисел, а следовательно, отсутствует дифракционный предел разрешения. Реально же масштаб разрешения ограничивается рядом причин: поглощением [6], неупорядоченностью материала [7,8], конечностью апертуры слоя, дискретностью структуры метаматериала и некоторыми другими факторами.

## 2. Резонансные метаматериалы.

Исследования структурированных композитных материалов (метаматериалов), выполненных на основе решеток резонансных частиц, активизировались, в наибольшей степени, около десяти лет назад, что хронологически совпадает, примерно, с выходом в свет двух теоретических работ [9,10], в которых были предложены способы создания сред с отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями в микроволновом диапазоне. В этих работах, была обоснована возможность реализации таких материалов на основе решеток металлических электрически малых частиц, обладающих резонансным магнитным откликом. Было показано, что композитный материал, состоящий из вложенных кубических решеток прямых металлических проводов и кольцевых щелевых резонаторов (от английского – split-ring resonator, SRR), представляющих собой, фактически, резонансные магнитные диполи (см. рис.3а, б), обладает эффективными диэлектрической и магнитной проницаемостями, которые описываются следующими формулами:

$$\begin{aligned} \epsilon_{eff} &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\gamma_e)}, \\ \mu_{eff} &= 1 + F \frac{\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma_m \omega} \end{aligned}, \quad (2)$$

где  $\omega_p$  - эффективная «плазменная» частота, зависящая от расстояния между проводами и их радиуса,  $\omega_0$  - частота близкая к резонансной частоте индивидуального SRR,  $F$  - форм-фактор, пропорциональный отношению площади SRR к площади грани кубической решетки,  $\gamma_{e,m}$  - коэффициенты затухания,  $\omega$  - частота электромагнитного поля. Как видно из (1), при достаточно малых потерях, действительные

части проницаемостей могут быть отрицательными в определенных (вообще говоря, различных) частотных полосах, а при надлежащем выборе «плазменной» частоты и резонансной частоты SRR – на одной и той же частоте. Именно этот факт и был продемонстрирован в первых экспериментах в гигагерцовом диапазоне частот [11,12]. В то же самое время наметилась одна из важнейших современных тенденций в развитии резонансных метаматериалов - их продвижение во все более коротковолновые диапазоны (терагерцовый, ИК и оптический), что привело как к миниатюризации элементарной ячейки, так и изменению ее дизайна. Созданы материалы на диапазон 1 - 2,7THz [13], в состав элементарной ячейки которых входят, как и в [11,12], двухкольцевые SRR (рис.3б), продемонстрированы левосторонние свойства метаматериалов в среднем ИК диапазоне, где электрические и магнитные элементы объединены в единую цепь в виде змейки (рис.3в) [14], получены метаматериалы на  $3 \mu m$  [15] с однокольцевыми SRR и на  $1,5 \mu m$  [16] на основе дупериодической решетки золотых наностержней (рис.3г). Экспериментально апробированы левые материалы на основе так называемых  $\Omega$  - частиц [17], в которых электрические и магнитные частицы образуют единый элемент (рис.3д). Обсуждаются также перспективы использования металлических нанопроволок с магнитными элементами в виде металлических П - наночастиц [18-20] (рис.3е) и однокольцевых резонаторов [21] для работы в видимом свете.

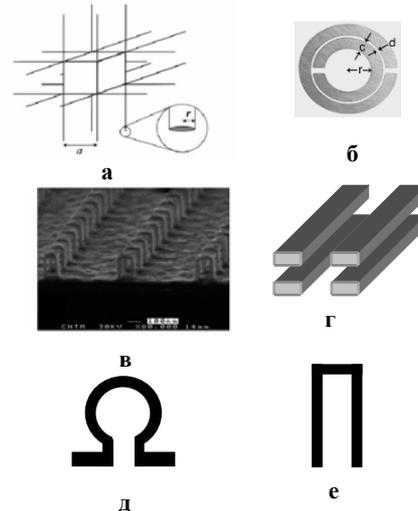


Рис.3

Сейчас развитие резонансных метаматериалов идет, главным образом, не столько по пути поиска новых физических эффектов и практических приложений, сколько в направлении улучшения дизайна элементарных ячеек и демонстрации характеристик новых искусственных сред. Усилия, направленные на совершенствование микроструктуры метаматериалов, привели к убедительной демонстрации левосторонних свойств объемных

метаматериалов путем измерений отрицательной рефракции микроволнового излучения на клине из метаматериала [22]. Идея суперлинзы [5] также существенным образом стимулировала экспериментальные исследования, в результате которых появилось несколько работ, демонстрирующих преодоление дифракционного предела метаматериалами с различным дизайном элементарной ячейки [23-25].

### 3. Некоторые актуальные направления.

В настоящее время наблюдается все возрастающий поток теоретических и экспериментальных работ, в которых сообщается о новых физических эффектах, присущих исключительно левым средам, а также обсуждаются возможные практические приложения метаматериалов. Обзор соответствующих результатов не представляется возможным вместить в рамки одного доклада. Поэтому мы выделим несколько из наиболее актуальных, по нашему мнению, направлений, касающихся, в основном, фундаментальных аспектов электродинамики метаматериалов.

#### Неотражающие анизотропные левые среды.

Анизотропия левых метаматериалов, возникающая естественным образом, скажем, в материалах с решеткой одинаково ориентированных SRR, изучалась в ряде работ (см., например, [26-28]) и, обычно, рассматривалась как вредный фактор. Мы обратим внимание на среды, описываемые тензорами диэлектрической и магнитной проницаемостей вида [29]:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} A & 0 & 0 \\ 0 & B & 0 \\ 0 & 0 & A^{-1} \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu} = \begin{pmatrix} B & 0 & 0 \\ 0 & A & 0 \\ 0 & 0 & B^{-1} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Особенностью среды, описываемой тензорами (3), является отсутствие отражения падающих из вакуума электромагнитных волн обеих поляризаций (ТЕ и ТМ) при произвольных (включая комплексные) значениях параметров  $A$  и  $B$  независимо от угла падения. При  $A > 0$  и  $B < 0$  волны ТЕ поляризации испытывают положительную рефракцию, а ТМ-поляризованные волны – отрицательную. При изменении знаков  $A$  и  $B$  ситуация меняется на противоположную. В случае, когда компоненты тензоров (3) одновременно отрицательны, отрицательную рефракцию испытывают волны обеих поляризаций. Такое свойство метаматериала, описываемого (3), может быть использовано для пространственной поляризационной сепарации электромагнитных пучков. Кроме того, плоский слой такого метаматериала в отсутствие потерь всегда образует совершенную линзу либо по отдельности для одной из поляризаций поля (ТЕ или ТМ), либо для обеих поляризаций одновременно. Важным свойством анизотропной совершенной линзы при  $A \neq B$  является пространственное разделение изображений для

ТЕ- и ТМ-поляризованных полей. Заметим также, что анизотропный метаматериал, обладающий вышеуказанными свойствами может быть изготовлен на той же «элементарной» базе, что и существующие материалы, однако в этом случае подрешетка прямых проводов должна образовывать элементарную ячейку в виде параллелепипеда со специально подобранными длинами ребер, а SRR, с магнитными моментами, ориентированными вдоль главных осей в элементарной ячейке, обладать различными, также специальным образом подобранными, собственными частотами.

Нелинейные метаматериалы. С точки зрения приложений, одним из перспективных направлений в физике композитных сред является создание перестраиваемых (например, по частоте) и управляемых внешними полями левых метаматериалов. Один из путей решения этой проблемы – создание нелинейных метаматериалов, электродинамические свойства которых зависят от напряженности внешнего электромагнитного поля. Очевидно, что для придания метаматериалу нелинейных свойств, наиболее выгодным местом для помещения нелинейного элемента является SRR, поскольку именно в них достигаются наибольшие значения силы токов (в витках) и напряженности электрических полей (в емкостных зазорах) в силу резонансного характера взаимодействия SRR с электромагнитным полем. Возможно обеспечить два типа отклика метаматериала на внешнее поле, обеспечивающие (i) самовоздействие электромагнитного поля в материале при заполнении емкостных зазоров SRR диэлектриком керровского типа и (ii) [30-32] генерацию второй гармоники (и трехволновые взаимодействия) при помещении диодных вставок в токовую цепь SRR [33-37]. В первом случае (i) достигается возможность переключения метаматериала из левостороннего состояния в правостороннее и наоборот внешними электромагнитными полями. Эффект переключения приводит к возможности самолокализации поля в материале и генерации пространственных и пространственно-временных солитонов обеих поляризаций. В случае квадратичной нелинейности (ii), метаматериал может быть использован в качестве эффективного зеркала, полностью отражающего поле второй гармоники, генерируемое падающей волной при условии точного фазового синхронизма обратной волны фундаментальной частоты с прямой волной на второй гармонике. В отсутствие фазового согласования, слой метаматериала, будучи непрозрачным на фундаментальной частоте может формировать изображения, с субдлинноволновым разрешением, второй гармоники поля источника, образуя, таким образом, нелинейную линзу.

Эффекты дискретности. Собственные волны в резонансных дискретных системах.

Стандартный теоретический подход к исследованию свойств метаматериалов основан обычно на приближении эффективной среды, характеризуемой эффективными макроскопическими параметрами и не принимает во внимание взаимодействие между отдельными элементами через микроскопическое электромагнитное поле. Очевидно, что эффекты дискретности метаматериала, состоящего из решеток резонансных частиц, могут оказаться существенными из-за возможности возбуждения в них собственных квазимагнитоэлектростатических или квазиэлектростатических волн, обеспечивающих сильную пространственную дисперсию. Так, в цепях SRR возможно существование так называемых магнитоиндуктивных волн [38], возникающих из-за магнитодипольного взаимодействия SRR. В объемных метаматериалах магнитоиндуктивные волны являются одним из важных факторов, определяющих его электродинамические свойства, в частности, анизотропию. В системах электрических резонансных частиц, аналогично, будут иметь место квазиэлектростатические волны. Исследования квазиэлектростатических волн в цепочках металлических наночастиц на частотах, близких к частоте дипольного квазистатического резонанса отдельной частицы, представляют также и самостоятельный интерес, поскольку такие цепочки дают возможность локализации и манипулирования оптическими полями на нанометровых масштабах.

#### 4. Благодарности.

Авторы признательны Ю.С.Кившарю, И.В.Шадринову (Австралийский национальный университет), Н.А.Жаровой, И.Г.Кондратьеву и А.И.Смирнову (Институт прикладной физики РАН) за сотрудничество и помощь. Работа выполнена при поддержке РФФИ; грант 05-02-16357.

- [1]. Веселаго В.Г., УФН, **172**, 1215 (1967)
- [2]. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1981
- [3]. Жаров А.А., Кондратьев И.Г., Смирнов А.И., Изв. Вузов. Радиофизика, **48**, 978 (2005)
- [4]. Мандельштам Л.И., Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М., Наука, 1972
- [5]. Pendry J.B., Phys. Rev. Lett., **87**, 249702 (2001)
- [6]. Podolsky V.A. and Narimanov E.E., Opt. Lett., **30**, 75 (2005)
- [7]. Aydin K., Guven K., Katsarakis N., et al., Opt. Express, **12**, 5896 (2004)
- [8]. Zharov A.A., Shadrivov I.V., and Kivshar Y.S., J. Appl. Phys., **97**, 113906 (2005)
- [9]. Pendry J.B., Holden A.J., Stewart W.J., et al., Phys. Rev. Lett., **76**, 4773 (1996)

- [10]. Pendry J.B., Holden A.J., Robbins D.J., et al., IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **47**, 2075 (1999)
- [11]. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., et al., Phys. Rev. Lett., **84**, 4184 (2000)
- [12]. Shelby R.A., Smith D.R., Nemat-Nasser S.C., and Schultz S., Appl. Phys. Lett., **78**, 489 (2001)
- [13]. Moser H.O., Casse B.D.R., Wilhelmi O., and Saw B.T., Phys. Rev. Lett., **94**, 063901 (2005)
- [14]. Zheng S., Fan W., Minhes B.K., et al., Phys. Rev. Lett., **94**, 037402 (2005)
- [15]. Linden S., Enkrich C., Wagnener M., et al., Science, **306**, 1351 (2004)
- [16]. Ishikawa A., Tanaka T., and Kawata S., Phys. Rev. Lett., **95**, 237401 (2005)
- [17]. Huangfu J., Ran L., Chen H., et al., Appl. Phys. Lett., **84**, 1537 (2004)
- [18]. Podolsky V.A., Sarychev A.K., and Shalaev V.M., Opt. Express, **11**, 735 (2003)
- [19]. Podolsky V.A., Sarychev A.K., and Shalaev V.M., Int. J. Nonlin. Opt. Phys., **11**, 65 (2002)
- [20]. Takahara J. and Kobayashi T., Opt. Photonic News, **15**, 55 (2004)
- [21]. Shalaev V.M., Cai W., Chettiar U.K., et al., Opt. Lett., **30**, 3356 (2005)
- [22]. Parazzoli C., Greigor R., Li K., et al., Phys. Rev. Lett., **90**, 107401 (2003)
- [23]. Lagarkov A.N. and Kissel V.N., Phys. Rev. Lett., **92**, 077401 (2004)
- [24]. Grbic A. and Eleftheriades G.V., Phys. Rev. Lett., **92**, 117403 (2004)
- [25]. Wilson J.D. and Schwartz Z.D., Appl. Phys. Lett., **86**, 021113 (2005)
- [26]. Smith D.R. and Schurig D., Phys. Rev. Lett., **90**, 077405 (2003)
- [27]. Lindell I.V., Tretyakov S.A., Nikoskinen K.I., et al., Microw. Opt. Tech. Lett., **31**, 129 (2001)
- [28]. Кондратьев И.Г., Смирнов А.И., Изв. Вузов. Радиофизика, **48**, 152 (2005)
- [29]. Zharov A.A., N.A.Zharova, R.E.Noskov, et al., New J. Phys., **7**, 220 (2005)
- [30]. Zharov A.A., Shadrivov I.V., and Kivshar Y.S., Phys. Rev. Lett., **91**, 037401 (2003)
- [31]. Shadrivov I.V., Zharov A.A., Zharova N.A., and Kivshar Y.S., Radio Sci., **40**, RS3S90 (2005)
- [32]. Zharova N.A., Shadrivov I.V., Zharov A.A., and Kivshar Y.S., Opt. Express, **13**, 1291 (2005)
- [33]. Lapine M., Gorkunov M., and Ringhofer K.H., Phys. Rev. E, **67**, 065601 (2003)
- [34]. Agranovich V.M., Shen Y.R., Baughman R.H., and Zakhidov A.A., Phys. Rev. B, **69**, 165112 (2004)
- [35]. Lapine M., Gorkunov M., Phys. Rev. E, **70**, 66601 (2004)
- [36]. Zharov A.A., Zharova N.A., Shadrivov I.V., and Kivshar Y.S., Appl. Phys. Lett., **87**, 091104 (2005)
- [37]. Shadrivov I.V., Zharov A.A., and Kivshar Y.S., J. Opt. Soc. Am. B, **23** No.2 (2006)
- [38]. Shamonina E and Solymar L., J. Phys. D: Appl. Phys., **37**, 362 (2004)

# Новые возможности зондовой микроскопии

В.А. Быков,

ЗАО Группа «НТ-МДТ»  
e-mail: [vbykov@ntmdt.ru](mailto:vbykov@ntmdt.ru), [www.ntmdt.com](http://www.ntmdt.com)

Возможности сканирующих зондовых микроскопов, как приборов для регистрации рельефа и различных свойств поверхности, динамики изменений под действием тех или иных факторов хорошо известны. Попытка же исследования свойств отдельных и динамики наночастиц до последнего времени оставалась практически не решаемой задачей, в особенности, если необходимо было изучать изменение их свойств в зависимости от температуры.

Эти сложности обусловлены с одной стороны не идеальностью керамики (крип), которую можно учесть и практически исключить применением малощумящих датчиков перемещения, и не симметрией системы СЗМ, затрудняющей компенсацию термодрейфов.

Задача существенно осложняется тем, что обязательным требованием к производимым приборам являются опции позиционирования зонда относительно образца на расстояниях превышающих область сканирования, обычно, это несколько миллиметров квадратных даже для задач исследования единичных образований на поверхности. Кроме того должна быть решена задача относительно легкой смены зондов.

В конструкции прибора ИНТЕГРА-ТЕРМО найдено частичное решение этой задачи. Дрейфы составляют порядка 5 нм в час при постоянной температуре и лучше 15 нм на градус без применения программной коррекции. Дальнейшее совершенствование конструкции и введение алгоритмов программной коррекции позволят проводить длительные исследования свойств отдельных молекул методами зондовой спектроскопии.

Задачи качественного анализа требуют разработки специальных приборов, комбинирующих в себе возможности спектрометров и микроскопов. При этом появляется возможность реализации нового качества – многократного усиления интенсивности света непосредственно под кончиком иглы зондового микроскопа.

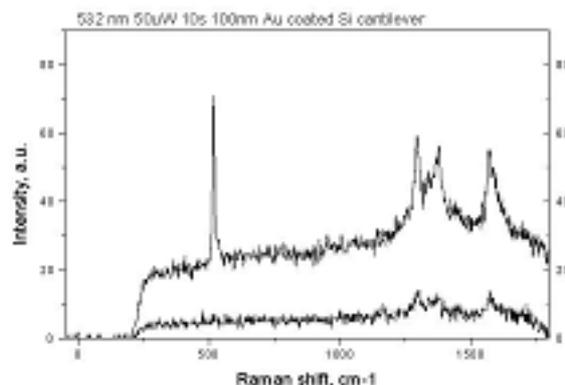


Рис.1 На рисунке показано усиление сигнала комбинационного рассеяния полипропилена под иглой, покрытой золотом. Результаты получены на приборе ИНТЕГРА-СПЕКТРА. Интеграция идей конструкции термоголовки, описанной ранее, в конструкцию спектрального прибора позволят еще сильнее расширить его возможности.

Для решения задач, связанных с созданием функциональных структур с уникальными свойствами требуются системы нового уровня, объединяющие возможности методов локальных воздействий (СЗМ, FIB) и методов групповых обработок. В докладе будет представлена конструкция системы, в которой предпринята первая попытка такой интеграции. Развитие этих систем откроет новые возможности конструирования микромашин и механизмов, позволит в том числе и развить новое направление в СЗМ - 3D –СЗМ, который позволит получать атомарное разрешение и на рельефных поверхностях.

# Нанотехнологии в сегнетоэлектриках: использование методов сканирующей зондовой микроскопии

В.Я. Шур

Уральский центр коллективного пользования «Сканирующая зондовая микроскопия»  
Уральский государственный университет им. А.М. Горького  
пр. Ленина 51, 620083 Екатеринбург, Россия  
e-mail: vladimir.shur@usu.ru

Представлен обзор современного состояния проблем и достижений, связанных с применением методов сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) для изучения и создания периодических и самоорганизованных квази-регулярных нано-доменных структур в сегнетоэлектрических и нелинейно-оптических монокристаллах.

Исследование кинетики и статики наномасштабных периодических и квази-регулярных доменных структур в сегнетоэлектриках и особенно их создание превратились в последние годы в бурно развивающееся направление науки и технологии – domain engineering. Основными целями исследований с использованием различных мод СЗМ являются: понимание механизмов, приводящих к образованию нано-доменных структур, а также разработка прецизионных методов управления параметрами структуры при приложении локального поля с помощью проводящего зонда СЗМ. Решение поставленных задач играет особо важную роль для создания фотонных кристаллов и сверхплотной записи информации.

СЗМ представляет собой уникальный инструмент доменной нано-манипуляции. Изменение амплитуды поля, приложенного с помощью проводящего зонда, позволяет использовать СЗМ как для визуализации доменов с рекордно высоким пространственным разрешением, так и для создания нано-доменов. Новую информацию о кинетике и статике доменов удастся получить при использовании силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика Piezoresponse Force Microscopy (PFM) в сочетании с атомно-силовой микроскопией (AFM).

Среди проведенных исследований особое место занимает изучение самоорганизованного формирования квази-регулярных и фрактальных структур, состоящих из цепей нано-доменов, возникающих при распаде сильно-неравновесного доменного состояния, образующегося при импульсном воздействии сильного электрического поля, в результате интенсивного импульсного лазерного излучения или при ионной имплантации.

## Создание нано-доменов методами СЗМ

В пластинах стехиометрического танталата лития VTE-SLT со сравнительно низкими коэрцитивными полями толщиной 800 мкм проводилось переключение поляризации с использованием нано-электрода (зонда СЗМ). Приложение переключающего напряжения к

образцу с изменением величины и длительности приложенных импульсов от точки к точке по определенной схеме (Рис.1а) позволило получить нано-доменную структуру (Рис.1б).

Детальное рассмотрение структуры вблизи одного из центров переключения показало, что точечное приложение поля приводит к формированию группы изолированных нано-доменов (Рис.1в). Такой результат можно отнести за счет эффекта анизотропного коррелированного зародышеобразования, впервые наблюдавшегося при приложении поля с помощью зонда СЗМ.

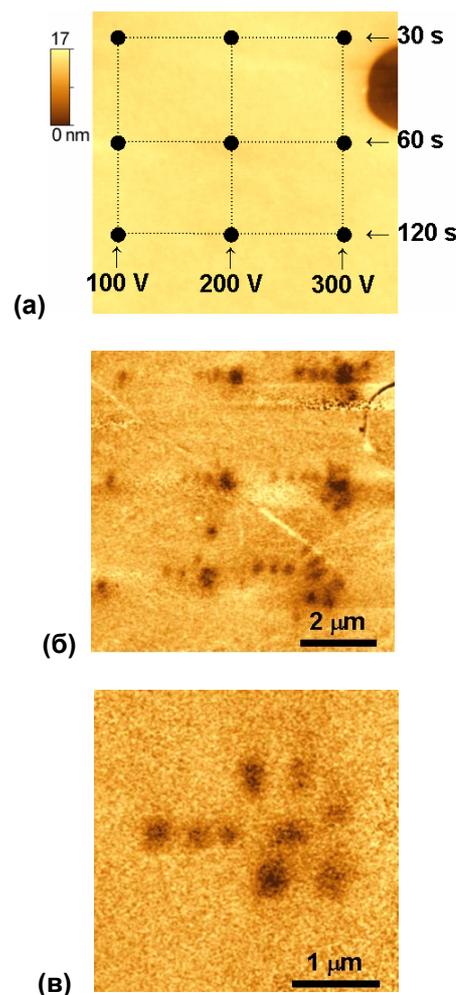


Рис.1. Нано-доменная структура в VTE-SLT, полученная приложением поля к зонду СЗМ. (а) AFM изображение рельефа со схемой приложения поля, (б) и (в) PFM изображения доменной структуры. Толщина образца 800 мкм.

Необходимо отметить, что геометрия доменной структуры существенно изменяется с ростом приложенного поля, но слабо зависит от длительности переключения (Рис. 1б).

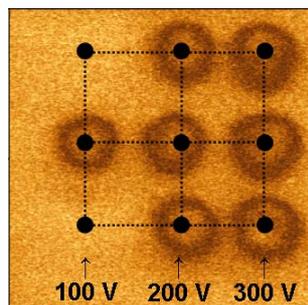


Рис.2. PFM изображение доменной структуры, созданной с помощью приложения поля к зонду СЗМ в VTE-SLT. Толщина образца 170 мкм.

При измерении локальных PFM петель гистерезиса в образцах VTE-SLT толщиной 170 мкм была обнаружена значительная униполярность процесса переключения (Рис.3), что свидетельствует о наличии внутреннего поля смещения.

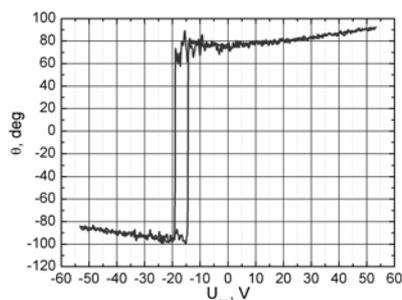


Рис.3. Петля гистерезиса, измеренная в PFM режиме в образце VTE-SLT толщиной 170 мкм.

#### Создание квазирегулярных нано-доменов

Переключение поляризации воздействием серии прямоугольных однополярных импульсов позволило использовать спонтанное обратное переключение для создания квазирегулярных структур, состоящих из полосовых доменов с периодом около 100 нм (Рис.4).

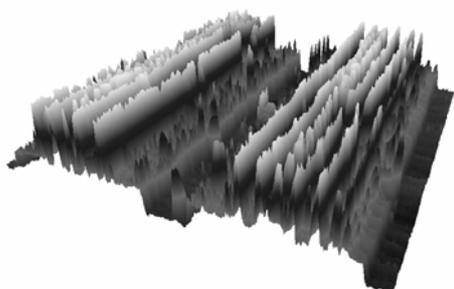


Рис.4. Формирование в MgO:LN нано-доменной структуры вблизи полосового электрода при воздействии серии прямоугольных импульсов поля. Период 100 нм.  $T = 120^{\circ}\text{C}$ . Структура выявлена травлением. Визуализация контактной модой AFM.

Исследовались доменные структуры в ниобате лития, легированном магнием (MgO:LN). Переключение производилось при  $T = 100 - 140^{\circ}\text{C}$ . Использовались полосовые электроды из Al, нанесенные фотолитографией с периодом от 4 до 7 мкм. В результате переключения вблизи краев электродов возникали квазипериодические структуры, состоящие из нано-доменов (Рис.4). Было получено рекордное количество цепей нано-доменов, формирующихся вдоль краев электродов в результате многократной активации эффекта коррелированного зародышеобразования (Рис.5).

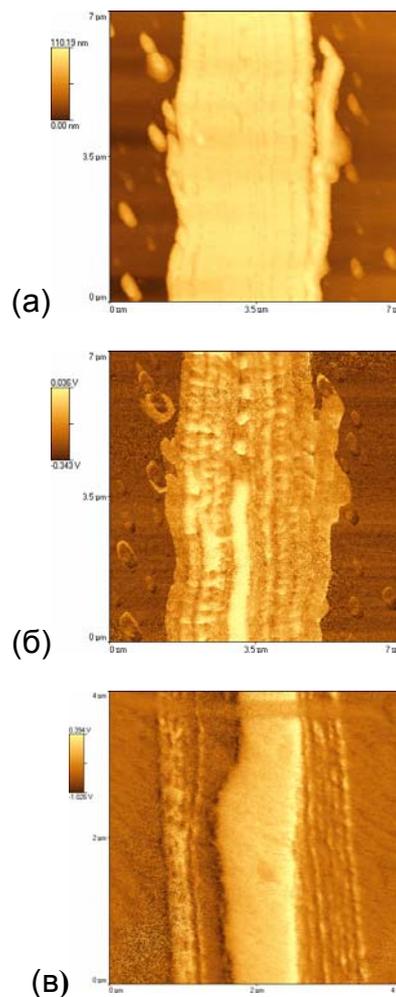


Рис.5. Квазирегулярные структуры нано-доменов в MgO:LN: (а) AFM изображения рельефа травления, (б) и (в) PFM изображения. (а) и (б) получены при одном измерении, (в) наблюдение доменов без травления. Размеры сканов: (а) и (б) 7x7 мкм, (в) 4x4 мкм.

#### Создание нанодоменов при лазерном облучении

Проведенные нами исследования кинетики доменов в LN показали, что при распаде сильно неравновесного доменного состояния объемное экранирование запаздывает, что приводит к дискретному переключению [1,2] и образованию самоорганизованных структур, состоящих из ориентированных цепей нано-доменов. Нами изучен распад сильно неравновесного состояния, создаваемого импульсами лазерного излучения [3].

Проводилось исследование формирования поверхностных доменных структур при облучении ультрафиолетовым и инфракрасным импульсным лазерным излучением. Установлено, что тип структуры зависит от интенсивности облучения.

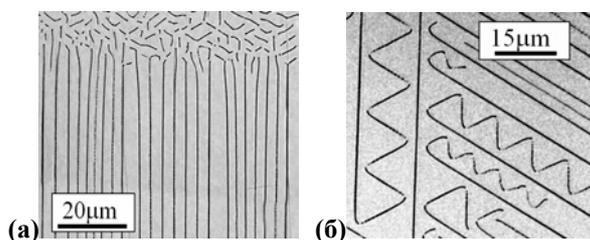


Рис.6. Оптические изображения доменных лучей: (а) периодических и (б) нерегулярных.

Систематический анализ оптических изображений позволил разделить наблюдаемые структуры на три типа: 1) «изолированные домены» в виде точек или коротких штрихов, 2) «доменные лучи», образующие периодические полосовые (Рис.6а) или нерегулярные структуры (Рис.6б) и 3) «самоподобные структуры» с эффектом ветвления. Изучение с помощью СЗМ показало, что все доменные лучи состоят из изолированных нано-доменов (Рис.7).

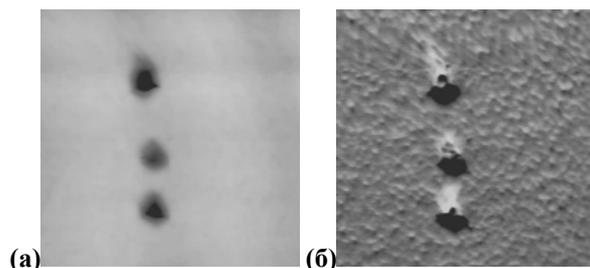


Рис.7. СЗМ изображения: а) топография, б) PFM. Размер скана 1.5x1.5 мкм.

#### Кинетика доменов при травлении в SLT

Экспериментально обнаружена и изучена методами СЗМ индуцированная химическим травлением кинетика доменов в монокристаллах стехиометрического танталата лития  $\text{LiTaO}_3$ , легированного MgO ( $\text{MgO:SLT}$ ) [4]. Выявленные особенности рельефа, измеренного в контактной AFM моде, показали, что доменная структура изменяется при травлении, а PFM изображения, показали, что доменные стенки продолжают смещаться даже после завершения травления.

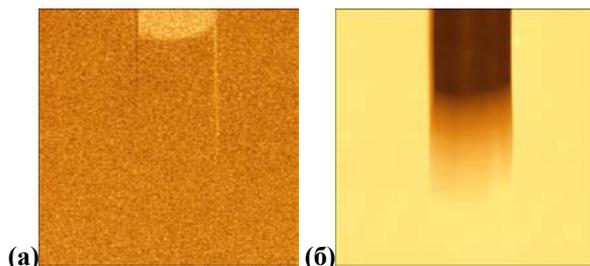


Рис.8. СЗМ изображения одного и того же участка на конце домена: (а) топография (рельеф травления), (б) PFM. Размеры скана 10x10 мкм.

Для объяснения эффекта был рассмотрен механизм переключения под действием деполяризующих полей, степень компенсации которых уменьшается при частичном удалении приповерхностных экранирующих зарядов в процессе травления.

Информация о положениях доменных стенок при изменении доменной структуры во время травления записана в рельефе травления, который может быть измерен с высоким пространственным разрешением с помощью СЗМ. Анализ сечений рельефа позволил определить зависимость положения и скорости бокового движения стенок домена на обеих полярных поверхностях от времени травления.

Известно, что травление в LT существенно анизотропно и скорость травления поверхности  $Z^+$  пренебрежимо мала по сравнению с поверхностью  $Z^-$ . При анализе предполагалось, что скорость травления постоянна. Следовательно, глубина травления в каждой точке полярной поверхности образца прямо пропорциональна времени, в течение которого эта точка подвергалась травлению, находясь в переключенном состоянии. Таким образом, множество точек рельефа травления, лежащих на одной глубине, воспроизводят контур доменной структуры (доменные стенки) в определенный момент времени в процессе травления, и можно определить, как изменялось положение доменных стенок в процессе травления (Рис.9).

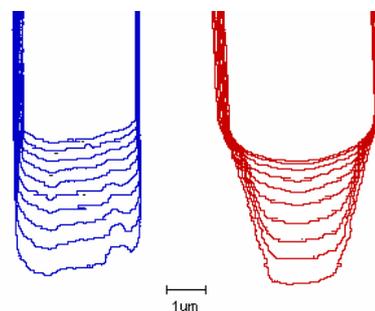


Рис.9. Последовательность положений доменных стенок на  $Z^+$  (слева) и  $Z^-$  (справа) поверхностях с интервалом 540 секунд, полученных в результате анализа рельефа травления.

Нам удалось впервые показать, что классический метод выявления доменов, основанный на химическом травлении, всегда рассматривавшийся как не изменяющий доменную структуру, в действительности, не является таковым. Этот факт следует обязательно учитывать при измерении параметров микро- и нано-доменных структур. Разработанная методика измерения эволюции доменной структуры обладает исключительно высоким разрешением и может быть широко использована.

#### Нано-доменные структуры в релаксорах

Представлены результаты изучения сложной доменной структуры, представляющей собой трехмерный лабиринт и формирующейся

самопроизвольно в релаксорах (сегнетоэлектриках с размытым фазовым переходом), которые в широком температурном диапазоне находятся в гетерофазном состоянии и содержат неполярные включения нано-масштаба. Для изучения нано-доменной структуры нами была выбрана легированная La керамика  $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.65}\text{Ti}_{0.35})\text{O}_3$  (**PLZT**) с концентрацией La от 6 до 10%. Исследуемый состав **PLZT** 9.75/65/35, находится в релаксорной фазе при комнатной температуре.

Метод **PFM** позволил выявить доменную структуру и различать отдельные зерна. На полученных изображениях четко просматриваются границы зерен (Рис.10). Наблюдаемое различие контраста доменной структуры в соседних зернах обусловлено различием кристаллографических направлений. Анализируя структуру в различных зернах, можно исследовать «срезы» доменной структуры в различных плоскостях.

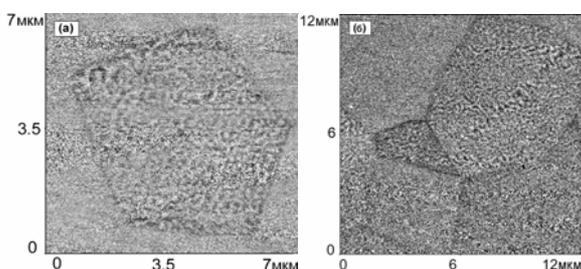


Рис.10. PFM изображения зерен и нано-доменной структуры, наблюдаемые в керамике PLZT 9.75/65/35.

Из полученных в **PLZT** x/65/35 керамике **PFM** изображений доменной структуры (Рис.11) можно сделать заключение о приблизительно одинаковом пространственном распределении доменов с противоположными направлениями спонтанной поляризации.

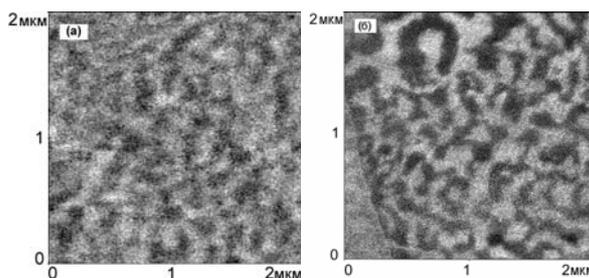


Рис.11. PFM изображения лабиринтовой нано-доменной структуры в PLZT 9.75/65/35.

Визуализированная нано-доменная структура представляет собой сложный лабиринт. Учитывая особенности метода измерений, следует отметить, что полученные изображения включают в себя отклик не только поверхностной доменной структуры, но и доменов, находящихся на небольшой глубине вблизи поверхности. Поэтому отдельные домены на **PFM** изображениях представляют собой изолированные сечения сложной трехмерной поверхности заряженных доменных стенок. Отсутствие четких границ между доменами разного знака объясняется тем,

что домены не являются сквозными. Также легко заметить, что на границе двух зерен происходит смена геометрии доменной структуры, соответствующая изменению «выделенного направления» лабиринта (Рис.12). Таким образом, можно утверждать, что наблюдаемая вблизи поверхности доменная структура является квазирегулярным лабиринтом.

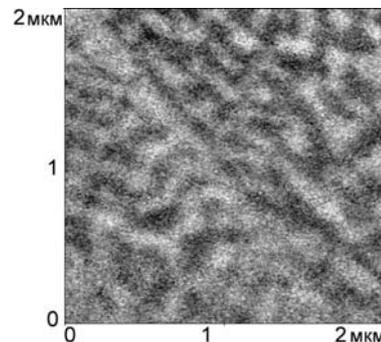


Рис.12. Изображение нано-доменной структуры, вблизи границы зерна в PLZT 9.75/65/35.

Обработка изображений позволила впервые количественно характеризовать доменную структуру нано-размеров в релаксорной фазе **PLZT** керамики. Проведенный статистический анализ показал, что наблюдаемая структура имеет период около 200 нм. Корреляционный анализ позволил определить средний период  $205 \pm 30$  нм, а также среднюю ширину доменов  $110 \pm 15$  нм. Вычисленная фрактальная размерность структуры  $2.56 \pm 0.05$  очень близка к фрактальной размерности случайной Броуновской поверхности.

Проведенные исследования показали плодотворность использования методов **СЗМ** для изучения и создания нано-доменных структур в различных сегнетоэлектриках. Необходимо их дальнейшее совершенствование и широкое применение для более глубокого понимания кинетики доменной структуры.

1. Shur, V.Ya., Rumyantsev, E.L., Nikolaeva, E.V., Shishkin, E.I., Fursov, D.V., Batchko, R.G., Eyres, L.A., Fejer, M.M. and Byer, R.L., *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 143 (2000).
2. Chernykh, A.P., Shur, V.Ya., Nikolaeva, E.V., Shishkin, E.I., Shur, A.G., Terabe, K., Kurimura, S., Kitamura, K. and Gallo, K., *Material Science & Engineering B*, **120**, 109 (2005).
3. Shur, V.Ya., *Correlated Nucleation and Self-organized Kinetics of Ferroelectric Domains*, in "Nucleation Theory and Applications", Ed. by J.W.P. Schmelzer, WILEY-VCH, Ch.6, 178 (2005).
4. Shur, V.Ya., Lobov, A.I., Shur, A.G., Kurimura, S., Nomura, Y., Terabe, K., Liu, X.Y., and Kitamura, K., *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 022905 (2005).

Работа выполнена при частичной поддержке ИИТАС (гр.03-51-6562), РФФИ (гр.04-02-16770), РФФИ-ННИО (гр.04-02-04007), РФФИ-Урал (гр.04-02-96009), CRDF (гр.RUE1-5037-EK-04 FSTM), Рособразования (гр.РНП 2.1.1. 8272).

# Магнитно-силовая микроскопия наночастиц Co

В.Л.Миронов, Б.А.Грибков, А.А.Фраерман, С.А.Гусев,  
С.Н.Вдовичев, Д.С.Никитушкин, В.Б.Шевцов, И.Р.Каретникова,  
И.М.Нефедов, И.А.Шерешевский

Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия  
e-mail: [mironov@ipm.sci-nnov.ru](mailto:mironov@ipm.sci-nnov.ru)

В настоящей работе приводится обзор результатов проводимых в ИФМ РАН исследований магнитного состояния ферромагнитных частиц Co методами магнитно-силовой микроскопии (MCM).

Упорядоченные массивы ферромагнитных наночастиц эллиптической формы с различными латеральными размерами и различной высотой формировались посредством электронной литографии и ионного травления тонких пленок Co [1]. MCM исследования образцов проводились на зондовых микроскопах “Solver P7LS” и “Solver PRO” с использованием однопроходной (constant height mode) и стандартной двухпроходной (tapping/lift mode) методик. В качестве MCM контраста регистрировался сдвиг фазы колебаний кантилевера под действием градиента магнитного поля образца. Возможные распределения намагниченности в частицах рассчитывались с помощью программного пакета OOMMF [2], а также с помощью программного пакета микромагнитных расчетов, разработанного в ИФМ РАН. Модельные MCM изображения (сдвиг фазы колебаний кантилевера в магнитном поле) рассчитывались в приближении диполь - дипольного взаимодействия зонда и образца.

## Магнитные состояния наночастиц Co

Были проведены MCM исследования частиц Co в виде эллиптических цилиндров с латеральными размерами в диапазоне  $50 \div 1000$  нм и толщиной менее 40 нм. Проведенные MCM исследования показали, что в зависимости от геометрической формы (высоты и латеральных размеров) в частицах реализуются различные распределения намагниченности. В частицах Co с размерами  $1000 \times 550 \times 35$  нм обнаружены четырехвихревые (4V) состояния намагниченности. Такие состояния реализуются набором правых (*R*) и левых (*L*) вихрей. При этом устойчивыми являются распределения намагниченности, соответствующие только *R-L-R-L* или *L-R-L-R* конфигурациям. Данные конфигурации имеют различную симметрию (“правую” и “левую”) распределения намагниченности и, соответственно, различную симметрию MCM контраста. При уменьшении размеров частиц наблюдалось сокращение числа магнитных вихрей в структуре намагниченности. Так, в частицах с размерами  $900 \times 400 \times 35$  нм экспериментально наблюдались трехвихревые (3V) состояния намагниченности,

которые реализуются в виде правых *L-R-L* и левых *R-L-R* конфигураций, отличающихся направлением завихренности центрального вихря.

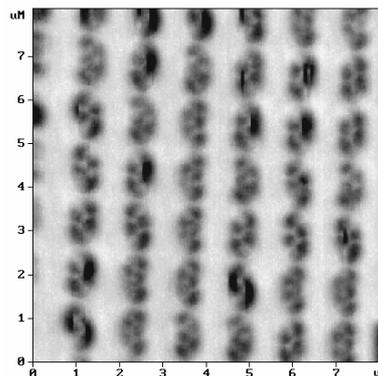


Рис. 1. MCM изображение 4V и 3V состояний в частицах Co.

В частицах с размерами  $700 \times 400 \times 35$  нм наблюдались 2V состояния, реализующиеся в виде правых *L-R* и левых *R-L* конфигураций, отличающихся направлением намагниченности в центральной части частицы. В частицах с размерами  $600 \times 400 \times 30$  нм реализуются одновихревые (vortex state -VS) состояния с различной завихренностью. И, наконец, в частицах с латеральными размерами менее 500 нм вплоть до 50 нм (толщиной 20 нм и менее) реализуется однодоменное состояние с квазиоднородным распределением намагниченности (uniform state -US).

## Перемагничивание частиц Co зондом MCM

Были изучены эффекты перемагничивания частиц, связанные с переходами между однородными состояниями  $US \leftrightarrow US$  с изменением направления намагниченности, а также эффекты перемагничивания, связанные с переходами между однородным и вихревым состояниями  $US \leftrightarrow VS$  под действием магнитного поля зонда MCM [3]. Индуцированные зондом MCM  $US \leftrightarrow US$  переходы изучались в частицах Co с большим аспектным соотношением. Манипулирование зондом в tapping lift и constant height режимах позволяет эффективно управлять направлением намагниченности в таких частицах. На рис. 2, в качестве примера, приведено MCM изображение цепочки из восьми частиц, магнитные моменты которых были сориентированы антипараллельно с помощью зонда MCM (пред-

варительно частицы были намагничены в одном направлении).

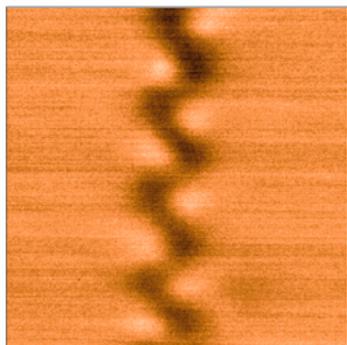


Рис. 2. MCM изображение (3 x 3 мкм) цепочки частиц Co, намагниченность которых упорядочена зондом микроскопа.

Экспериментально осуществлено управление знаком завихренности в процессе перехода из однородного в одновихревое состояние  $OC \leftrightarrow BC$ . Теоретически показано, что формирование выделенного направления завихренности при данном переходе обусловлено нарушением симметрии однородного распределения намагниченности в неоднородном поле зонда магнитно-силового микроскопа. Проведено компьютерное моделирование процессов перестройки магнитного состояния частиц под действием магнитного поля зонда MCM, объяснившее основные закономерности процесса перемагничивания.

Проведен теоретический анализ взаимодействия зонда MCM с вихревым распределением намагниченности в приближении жесткого вихря, объясняющий основные закономерности  $VS \leftrightarrow US$  переходов в ферромагнитных наночастицах.

### Многослойные частицы на основе Co

Проведены MCM исследования эллиптических частиц, состоящих из двух тонких слоев Co, разделенных прослойкой. В такой системе реализуются состояния с различной ориентацией вектора намагниченности в соседних слоях – сонаправленная ориентация  $\uparrow\uparrow$  (CO) и противоположная ориентация  $\uparrow\downarrow$  (ПО).

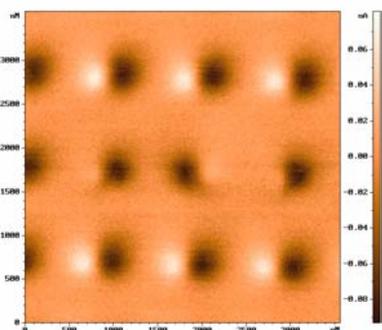


Рис. 3. MCM изображение CO и ПО состояний в двухслойных частицах Co/Si.

На MCM изображениях данные состояния отличаются интенсивностью контраста (рис. 3). CO состояния имеют более высокую, по сравнению с ПО состояниями, энергию за счет взаимодействия слоев кобальта. Изучены эффекты переходов  $CO \leftrightarrow PO$  во внешнем магнитном поле и под действием поля зонда MCM.

Рассмотрены магнитные состояния наночастиц, состоящих из трех слоев ферромагнетика, разделенных немагнитными прослойками. Показано, что за счет магнитостатического взаимодействия в такой системе возможны неколлинеарные состояния.

### MCM слабокоэрцитивных частиц

Рассмотрена проблема формирования MCM контраста от слабокоэрцитивных ферромагнитных (СК) и суперпарамагнитных (СП) частиц. Формирование MCM контраста в этом случае происходит в условиях сильного магнитного взаимодействия зонда и частицы, что затрудняет интерпретацию экспериментальных результатов. Рассчитаны зависимости величины MCM контраста СК и СП частиц от параметров сканирования и величины внешнего поля. При моделировании поле MCM зонда аппроксимировалось полем одиночного диполя. Предполагалось, что частицы имеют однородное распределение намагниченности, при этом направление магнитного момента частиц полностью определяется внешним магнитным полем. Магнитный момент СП частиц аппроксимировался функцией Ланжевена, учитывающей температурные флуктуации. Показано, что приложение внешнего поля в плоскости образца стабилизирует магнитный момент таких частиц и приводит к формированию MCM контраста, характерного для состояния с однородной намагниченностью, ориентированной вдоль внешнего поля. Проведены оценки характерных величин стабилизирующих полей в зависимости от размеров СК/СП частиц и параметров сканирования. Рассмотрены возможности стабилизации магнитного момента СП частиц за счет сильной анизотропии формы (частицы в виде эллипсоидов с аспектным соотношением 1:2 и более).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, МНТЦ, INTAS, и "Фонда содействия отечественной науке".

- [1] A.A.Fraerman, S.A.Gusev, et al. – Phys. Rev. B, (2002) v. 65, p. 064424-1 – 064424-5.
- [2] <http://math.nist.gov/oommf>
- [3] A.A.Fraerman, B.A.Gribkov, S.A.Gusev, et al. - Phys. Low Dim. Struct. (2004), N. 1/2, p. 117.

# Транспортные свойства, колебания тока и спонтанные терагерцовые излучения в сильно связанных сверхрешетках GaAs-GaAlAs

А. А. Андронов<sup>1</sup>, Е.П.Додин<sup>1</sup>, Д.И. Зинченко<sup>1</sup>, А.Ю. Климов<sup>1</sup>,  
А.А.Мармалюк<sup>2</sup>, А.А.Падалица<sup>2</sup>, В.В.Рогов<sup>1</sup>, Ю.Н.Ноздрин<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> ООО «Сигм Плюс», 117342, ул. Введенского, 3, Москва, Россия

e-mail: [andron@ipm.sci-nnov.ru](mailto:andron@ipm.sci-nnov.ru)

Исследования, составляющие содержание настоящего доклада, направлены на осуществление терагерцового блоховского генератора на основе полупроводниковых сверхрешеток (СР).

Идея блоховского осциллятора, восходящая к работам Блоха (1928), Кромера (1954), Келдыша (1962), Эсаки и Тсу (1970) состоит в следующем. Если вдоль оси СР с периодом  $d$  приложено достаточно сильное электрическое поле  $E$ , так что электрон движется в пределах одной энергетической зоны от одной границы зоны Бриллюэна до другой почти без рассеяния, то электрон совершает блоховские колебания на (блоховской) частоте

$$\Omega = eEd/\hbar$$

Взяв значения:  $E = 3$  кВ/см,  $d = 150$  А получаем частоту  $f_{\Omega} = \Omega/2\pi = 1$  ТГц.

Эта частота непрерывно перестраивается приложенным электрическим полем, что создает предпосылки для создания универсального перестраиваемого источника излучения (генератора) в терагерцовой области.

Конечно, существование осцилляций еще не гарантирует возможность их использования для генерации излучения. Для генератора необходима возможность создания когерентного излучения на такой частоте, для чего нужно, прежде всего, существование отрицательной проводимости в окрестности этой частоты. Исследование отрицательной проводимости – традиционная задача исследований по транспорту в полупроводниковых СР при наличии сильных электрических полей (см., например, обзоры [1, 2]). Большинство работ в этой области фокусируются на изучении транспорта в сверхрешетках в пределах первой минизоны. Отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП) здесь имеет место в интервале частот от  $\omega = 0$  до  $\omega \approx \Omega$  [2]. Блоховский осциллятор (генератор) мог бы выглядеть следующим образом. На проводящей подложке ( $n^+$ ) выращивается СР толщины  $l$ , которая зарастается второй сильно проводящей областью  $n^+$ . Из такой структуры вытравливается полоска длины  $L = \lambda/2$  (или  $n \lambda/2$ ,  $\lambda$  – длина волны на блоховской частоте в полоске,  $n$  – целое число). Такая полосковая линия  $n^+$ -СР- $n^+$  (подложка), с приложенным к ней напряжением, и представляет собой блоховский генератор, в

котором резонансной электродинамической системой является (открытый) отрезок полосковой линии длиной в целое число полуволн. Толщина СР  $l$  (число периодов СР  $N$ ) должно быть выбрано из условия, чтобы затухание полосковой моды в  $n^+$  «берегах» было меньше усиления моды за счет ОДП в СР. ОДП в СР невелика – она (в отличие от отрицательной проводимости каскадных структур) не возрастает с увеличением добротности блоховского резонанса – ее значение порядка статической проводимости (см. [3, 4] и ниже). Поэтому для возбуждения полосковой моды СР должна состоять из большого числа периодов (200 и больше). Причем, в такой СР должно поддерживаться однородное электрическое поле. К сожалению, в случае, когда транспорт происходит в пределах одной минизоны, вместе с ОДП вблизи блоховской частоты обязательно существует ОДП и на низких частотах, вызванная существованием падающего участка на вольт-амперной характеристике (ВАХ): как известно [1,2] падающий участок на ВАХ в простейшей ситуации возникает, когда добротность блоховских колебаний  $Q = \Omega\tau > 1$ ,  $\tau$  – время релаксации. Существование статической ОДП приводит в достаточно «толстых» (с большим числом периодов – необходимых, как сказано выше, для осуществления блоховского генератора) СР к образованию доменов (неоднородного распределения электрического поля), что препятствует существованию и исследованию блоховских осцилляций, и разрушает ОДП в сильных электрических полях при частоте порядка  $\Omega$ . Из-за этого до сих пор терагерцовый блоховский генератор, основанный на транспорте электронов в пределах нижней минизоны проводимости, не создан (и, скорее всего, и не будет создан по указанным выше причинам). Имеются лишь сообщения о создании микроволнового генератора ( $f$  около 150 ГГц) на СР [5], причем он функционирует за счет движущихся доменов сильного поля в структуре, подобно аналогичным ганновским диодам.

Наличие ОДП на низких частотах связано с падающим участком на вольтамперной характеристике. Падающего участка можно избежать, если рассматривать транспорт в

пределах многих минизон. Для этого необходима сверхрешётка с узкими запрещёнными минизонами, когда существенную роль играет межминизонный переход (туннелирование) в электрическом поле. Можно думать, что и в этом случае блоховские колебания и (динамическая) ОДП при  $\omega \approx \Omega$  сохранятся. Расчёты и численное моделирование, проведенные в квазиклассическом случае [4] подтверждают эту точку зрения. Эти результаты и были мотивацией для начала настоящих исследований.

Нами исследовались сверхрешетки выращенные методом МOCVD на p+ подложках, зарощенные сверху тонким p+ слоем (0.5 микрон). Параметры сверхрешеток представлены в Таблице 1 вместе с рассчитанными параметрами минизон. Энергии  $E_0(meV)$  (показано схематически на Рис. 1),  $\Delta E_1(meV)$ ,  $E_1(meV)$ ,  $E_{gap}(meV)$ ,  $E_2(meV)$  - это соответственно энергия дна первой минизоны, ширина первой минизоны, положение потолка первой минизоны, ширина первой запрещенной минизоны, положение дна второй минизоны и ее ширина. Рассчитанные значения параметров минизон согласуются с измерениями вольт-амперных характеристик (ВАХ) в области слабых полей. Здесь порог возникновения тока по напряжению связан с положением дна первой минизоны, как показано на Рис. 1.

Таблица 1. Параметры сверхрешеток.

Sample	426	502	698	816
$E_0(meV)$	3.2	3.7	6.5	6.2
$\Delta E_1(meV)$	11.2	14.8	11.8	10.7
$E_1(meV)$	14.4	18.5	18.3	16.9
$E_{gap}(meV)$	7.1	7.9	18.0	13.9
$E_2(meV)$	21.3	26.4	31.6	30.8
$\Delta E_2(meV)$	34.9	45.0	38.4	34.9
$d = w + b, \mu m$	185+10	163+10	155+20	161+20
$N$	100	150	500	1000

Из СР изготавливались мезоструктуры диаметром 200 – 500 микрон и к обеим сторонам структуры на p+ наносились омические контакты. На таких структурах исследовались ВАХ, колебания тока и терагерцовые излучения (регистрируемое различными фотоприемниками). Измерения проводились как в непрерывном, так и в импульсном режимах. Мы приведем здесь результаты для сверхрешетки 698.

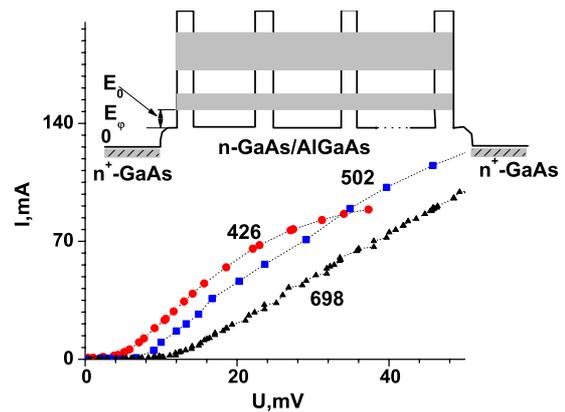


Рис. 1. ВАХ в области слабых полей, демонстрирующие порог протекания тока по напряжению.

Как показывают исследования ВАХ (Рис. 1 и 2,  $T=4K$ ), характер ВАХ существенным образом зависит от величины электрического поля. При относительно слабых приложенных напряжениях имеет место проводимость по первой (нижней) минизоне с выраженным эффектом пространственной динамической локализации электронов (первая область ОДП). В области больших приложенных напряжений возникает пилообразная структура ВАХ с линейно нарастающим по напряжению расстоянием между соседними пиками. Мы интерпретируем эти зубцы как проявление эффектов штарковской локализации в нижней минизоне и последующего резонансного туннелирования электронов в штарковские состояния во второй минизоне. В области токового плато наблюдаются колебания тока на частотах от 4 МГц до 4 ГГц (в зависимости от параметров структур и схемы подачи напряжения на СР) и гистерезисы на ВАХ (не отраженные на Рис. 2). Эти эффекты будут подробно обсуждаться в докладе.

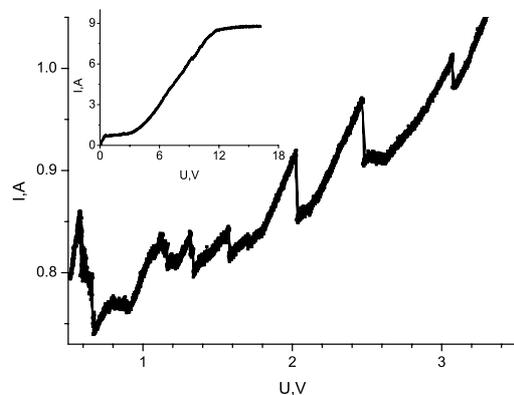


Рис.2 Область токового плато на ВАХ для структуры 698. На вставке: полная ВАХ для структуры 698.

В работе исследовано терагерцовое излучение при температуре 4К с помощью различных фотоприемников, расположенных в непосредственной близости к мезоструктурам исследуемых сверхрешеток.

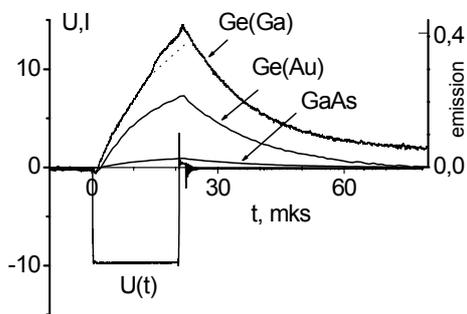


Рис 3 Импульсы сигналов терагерцовых излучений разных фотоприемников от сверхрешетки 698 при 4К; меза 300 микрон.

На Рис. 3 представлены импульсы сигналов разных детекторов, используемых для наблюдения терагерцовых излучений. Видно, что сигналы содержат «хвосты», тянущиеся далеко после конца импульса напряжения. Мы связываем эти сигналы с тем или иным тепловым излучением в разогретой мезе.

На основе анализа сигналов Ge(Ga), n-InSb, Ge(Au) и Si(B) детекторов, расчетов излучений и моделирования были идентифицированы различные типы терагерцовых излучений: межминизонное излучение в электрическом поле, излучение при блоховских колебаниях, равновесное межминизонное и микроволновое излучения в разогретой мезоструктуре, равновесное излучение в области остаточных лучей в разогретых мезоструктуре и подложке.

На Рис 5 приведены сигналы различных фотоприемников вместе с ВАХ. Нам представляется, что излучение в полосе чувствительности кремневого приемника (регистрируемое и после окончания импульса напряжения) – это равновесное тепловое излучение в полосе остаточных лучей в разогретой мезе и около нее. Аналогичное можно сказать и об излучении, регистрируемом InSb приемником: это равновесное микроволновое излучение в разогретой мезе и подложке.

Сигнал же германиевого детектора регистрировался в конце импульса напряжения. На основании моделирования разогрева электронов в сверхрешетке, расчетов и оценок межминизонного излучения и излучения при блоховских колебаниях мы заключаем, что этот сигнал в области слабых и сильных напряжений связан с межминизонным излучением, а в области промежуточных напряжений (3 – 5 В) существенный вклад дает и излучение при блоховских колебаниях.

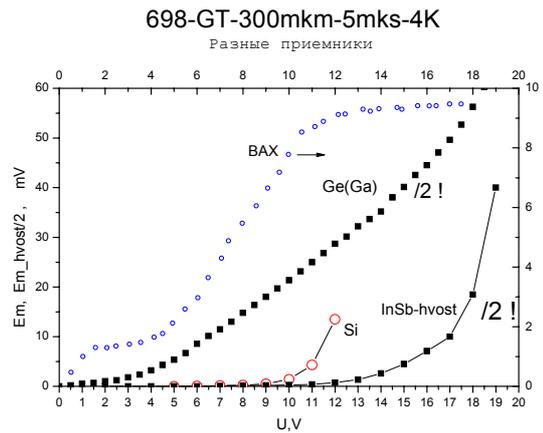


Рис 5 ВАХ и сигналы различных детекторов как функции приложенного напряжения при 4К; указан размер мезы и длительность импульса напряжения

Таким образом, в настоящей работе проведены исследования транспорта и спонтанных терагерцовых излучений в сильно связанных СР (СР со слабыми барьерами и узкими запрещенными минизонами) на основе соединений GaAlAs. Обнаружены явления, которые, как нам представляется, до сих пор в исследованиях транспорта в сильно связанных СР не обсуждались: спонтанные терагерцовые излучения, гигагерцовые колебания тока и сложная пилообразная структура ВАХ, связанные (как нам представляется) с квантовыми осцилляциями, вызванными резонансным туннелированием между штарковскими лестницами первой и второй минизон.

Важным результатом этих исследований, в плане создания блоховского генератора, как нам представляется сейчас, является необходимость рассмотрения транспорта и терагерцовых ОДП с учетом штарковской локализации электронов в минизонах.

Работа поддержана Грантом РФФИ № 05-02-16468 и Программой РАН «Низкоразмерные квантовые структуры».

- [1]. А.Я Шик, ФТП, т..8, N.10, P.1841-1864, 1974
- [2] L. Bonilla, H. Grahn, *Rep. Prog. Phys.* , 577 (2005).
- [3]. Ktitorov S.A., Simin G.S. and Sandolovski V.Ya., *Sov.Phys. - Solid State* 1971, V.13, N.8, P.1872-1874.
- [4]. Андронов А.А., Нефедов И.М., Соснин А.В., ФТП, Том 37, Вып. 3, С.378-383, 2003
- [5]. E.Schomburg, R.Scheuerer, S.Brandl, D.Pavel'ev, Yu.Koschuriniy, A.Zukov, A.Kovsh and P.S.Kop'ev, *Electron Lett.* V 35, N 17, pp 12-14, 1999

# Горячие электроны и отрицательная дифференциальная проводимость в твердом растворе $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$

А.А. Игнатов<sup>1</sup>, A. Patanè<sup>2</sup>, D. Fowler<sup>2</sup>, O. Makarovsky<sup>2</sup>, L. Eaves<sup>2</sup>,  
L. Geelhaar<sup>3</sup>, and H. Riechert<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт Физики Микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105, Россия.

<sup>2</sup> School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, UK.

<sup>3</sup> Infineon Technologies, Corporate Research Photonics, 81730 Munich, Germany.

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

Мы показываем, что манипуляция энергетического зонного спектра арсенида галлия путём добавления небольшого (0.1%) количества азота представляет собой мощное средство для управления динамикой электронов проводимости в полупроводниках. В частности, мы теоретически предсказали и экспериментально обнаружили сильно выраженный эффект отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) в твердом растворе  $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ , вызванный ускорением электронов сильным ( $E \sim 10$  kV/cm) электрическим полем в область отрицательных эффективных масс энергетического зонного спектра. Обнаруженный эффект принципиально отличен как от эффекта ОДП вызванного междолинным переходом электронов, так и от эффекта ОДП вызванного осцилляциями Блоха в полупроводниковых сверхрешетках. Расчёты показывают, что обнаруженный эффект имеет значительно более высокие предельные частоты чем эффект междолинного перехода электронов и может служить основой для создания новых активных полупроводниковых устройств на горячих носителях тока.

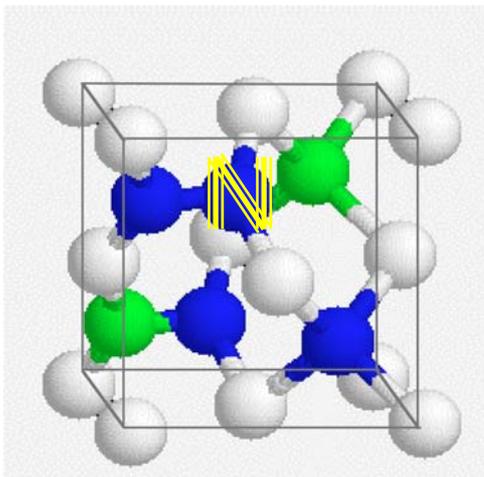


Рис. 1

Рисунок 1 схематически иллюстрирует инкорпорирование атомов азота в решетке арсенида галлия. Значительная электроотрицательность атомов азота наряду с сильным

возмущением связей между соседними атомами галлия и арсенида приводит к кардинальной перестройке энергетического спектра зоны проводимости, проиллюстрированной на Рис. 2.

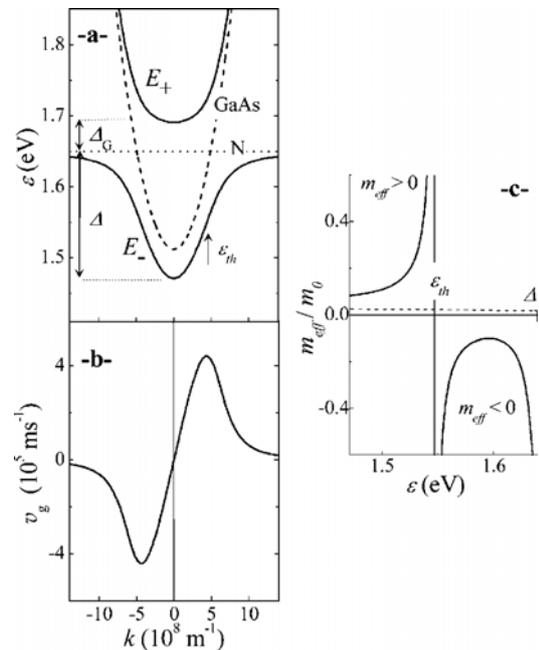


Рис.2 (а) Энергетический спектр электронов в зоне проводимости  $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$  ( $x \sim 0.1\%$ ), вычисленный исходя из модели антипересечения двух зон [1-3]. (б) Зависимость групповой скорости электронов в нижней подзоне от волнового числа. (с) Энергетическая зависимость эффективной массы электронов, иллюстрирующая возникновение эффекта отрицательных эффективных масс.

Для исследования возможности возникновения эффекта ОДП в  $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$  с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии были выращены селективно легированные гетероструктуры GaAs/AlAs. В потенциальной яме гетероструктуры помещался тонкий ( $a \sim 10$  nm) проводящий канал  $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ . Стандартные измерения, проведённые на основе эффекта Холла в слабых электрических полях, дают  $\mu_0 = 2000$   $\text{cm}^2/\text{Vs}$  и  $n_s = (1-3) \times 10^{11}$   $\text{cm}^{-2}$  для подвижности электронов и их поверхностной плотности. При измерении проводимости в

сильных электрических полях электрический ток протекал через канал длиной  $L=8 \mu\text{m}$  и шириной  $W=25 \mu\text{m}$ .

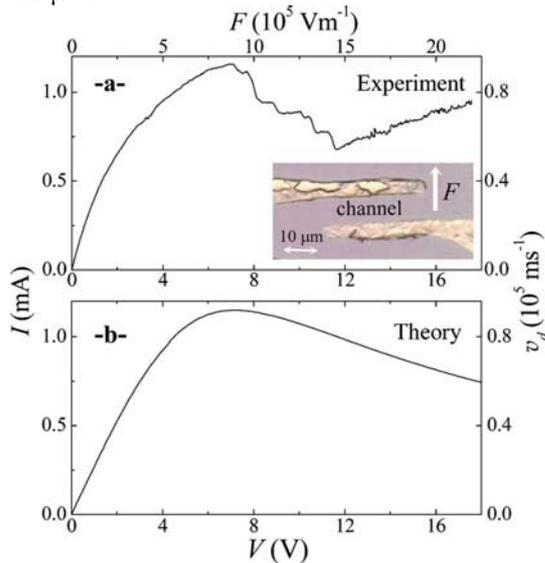


Рис.3

На рисунке 3 (a) представлена измеренная вольтамперная характеристика селективно легированного проводящего канала  $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$  ( $x \sim 0.1\%$ ,  $T=77 \text{ K}$ ), иллюстрирующая обнаруженный эффект отрицательной дифференциальной проводимости. Рисунки 3 (b) и 4 (a) демонстрируют результаты расчетов статической V-E характеристики, полученные на основе квазиклассической теории электронного разогрева в полупроводниках с сильно непараболическим электронным спектром [1]. Как видно из рисунка 4 (b), возникновение эффекта отрицательной дифференциальной проводимости твердых растворов  $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$  сопровождается разогревом электронов в область отрицательных эффективных масс энергетического зонного спектра, поскольку их средняя энергия  $\epsilon_0$  становится сравнимой с характерной энергией  $\epsilon_{th}$ .

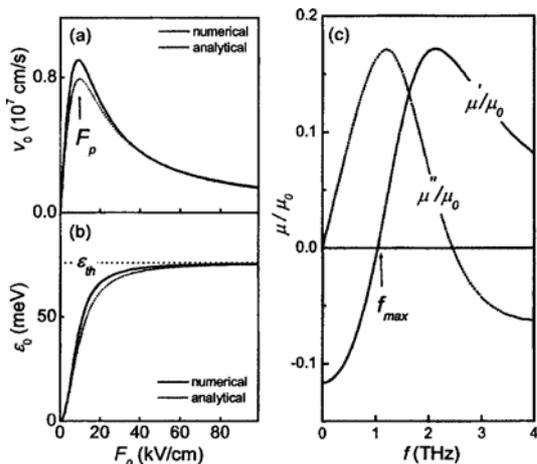


Рис. 4

Для выяснения потенциальных возможностей использования твердых растворов  $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$  для генерации электромагнитного излучения была проанализирована высокочастотная подвижность

электронов в сильных статических полях на основе балансных уравнений для их средней скорости и энергии [2]. Рисунок 3 (c) демонстрирует частотную зависимость действительной  $\mu'$  и мнимой  $\mu''$  части высокочастотной подвижности электронов в исследованных образцах  $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$  в диапазоне частот  $f = 1-4 \text{ THz}$  при величине статического электрического поля  $F_0=20 \text{ kV/cm}$ . Как видно из приведенного графика, реальная часть высокочастотной подвижности остаётся отрицательной вплоть до частоты  $f_{max} \sim 1 \text{ THz}$ .

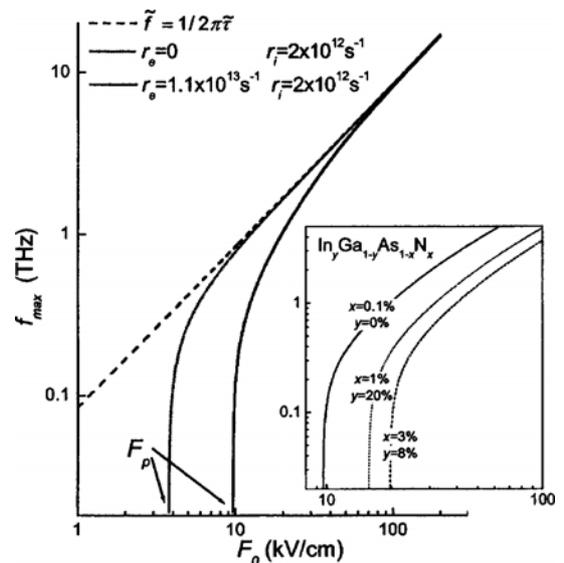


Рис. 5

Рисунок 5 демонстрирует рассчитанную зависимость частоты  $f_{max}$  от величины приложенного статического поля  $F_0$  для различных частот упругих ( $r_e$ ) и неупругих ( $r_i$ ) столкновений электронов. Правая кривая соответствует значениям частот столкновения, полученным из сопоставления теоретически рассчитанной статической V-E характеристики с данными эксперимента ( $r_e=2 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ ,  $r_i=1.1 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$ ). Как видно из рисунка, предельные частоты ОДП в  $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$  находятся в терагерцовом диапазоне длин волн электромагнитного излучения.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований (Грант 05-02-16124).

[1] A. Patane, A. Ignatov, D. Fowler, O. Makarovskiy, L. Eaves, L. Geelhaar, and H. Riechert. "Hot electrons and negative differential conductance in Ga(AsN)" Phys. Rev. B **72**, 033312 (2005).

[2] A. Ignatov, A. Patane, O. Makarovskiy, and L. Eaves "Terahertz response of hot electrons in dilute Ga(AsN) alloys" APL **88**, 032107 (2006).

[3] A. Patane, L. Eaves, J. Endicott, D. Fowler A. Ignatov, D.K. Maude, M. Hopkinson, G. Hill, L. Geelhaar, and H. Riechert. "Dilute Ga(AsN) alloys: a new material for hot electron devices", Abstracts of the 14th International Conference on Nonequilibrium Carrier Dynamics in Semiconductors (HCIS 14), Chicago, July 24-29, 2005, p. WE 1-2.

# Динамическая локализация в квантовых точках

М. А. Скворцов

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка, Россия  
e-mail: skvor@itp.ac.ru

Квантовые точки — искусственно созданные металлические нанобразцы — представляют собой уникальную лабораторию для изучения взаимного влияния эффектов квантовой интерференции и межэлектронного взаимодействия [1, 2]. Одним из наиболее распространённых способов создания квантовых точек является использование полупроводниковых гетероструктур, когда квантовая точка формируется из двумерного электронного газа с помощью системы затворов (см. рис. 1). Прикладывая напряжение к затворам, можно менять как прозрачность контактов, соединяющих точку с внешним миром, так и форму самой квантовой точки.

Если форма квантовой точки меняется со временем (либо путём модуляции напряжения на затворе, формирующем точку, либо в результате микроволновой подсветки), то система будет поглощать энергию. В замкнутой системе возникающие при этом джоулевы потери приводят к увеличению эффективной температуры электронов и линейному росту полной энергии системы со временем действия возмущения:  $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}(0) + W_0 t$ . В открытой системе рост температуры будет остановлен электрон-фононной релаксацией и/или обменом электронами с холодными резервуарами; при этом внутри квантовой точки установится стационарное неравновесное распределение, а скорость диссипации энергии в термостат будет даваться той же самой величиной  $W_0$ . В обоих случаях скорость поглощения энергии  $W_0$  определяется чувствительностью спектра квантовой точки ко внешнему возмущению, его амплитудой и частотой.

Описанный выше механизм поглощения энергии переменного поля предполагает, что кинетика электронов описывается классиче-

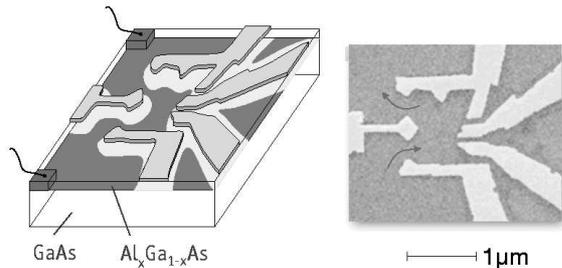


Рис. 1. Квантовая точка с хаотической (неинтегрируемой) динамикой [1].

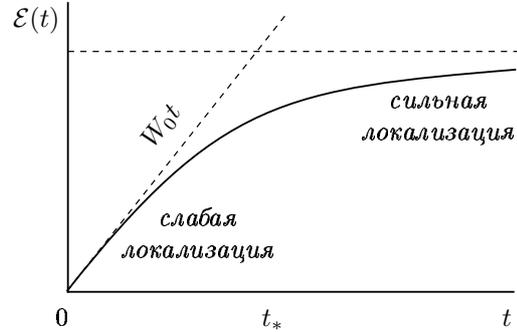


Рис. 2. Зависимость полной энергии замкнутой системы от времени действия гармонического возмущения (без учёта взаимодействия).

скими уравнениями. Однако, так как процесс поглощения и испускания системой квантов внешнего поля определяется квантовой механикой, возможно возникновение интерференционных эффектов, которые не укладываются в простейшую схему с постоянной скоростью разогрева  $W_0$ . В случае периодического возмущения в системе возникает явление *динамической локализации*, когда скорость поглощения энергии уменьшается со временем действия возмущения, так что в результате система совсем перестаёт поглощать энергию (см. рис. 2).

Явление динамической локализации было открыто в модели возбуждаемого периодическими толчками квантового ротатора (см., например, обзор [3]). Недавно динамическая локализация была обнаружена в эксперименте с ультрахолодными атомами в поле модулированной стоячей лазерной волны [4] — системе, описываемой моделью квантового ротатора с периодическими толчками. Однако, в силу того, что ротатор является квантовомеханической системой с одной степенью свободы, эта модель не может описать кинетику сложных твердотельных систем со многими степенями свободы. Последовательная микроскопическая теория кинетики таких систем под действием периодического возмущения построена в работе [5].

**Динамическая локализация в замкнутой системе без взаимодействия.** Исходным пунктом теории является положение о том, что статистика электронных уровней в квантовой точке с хаотической (неинтегрируемой) динамикой описывается теорией случай-

ных матриц. Для справедливости этого утверждения необходимо, чтобы все характерные энергии в задаче (температура  $T$  и частота внешнего возмущения  $\omega$ ; здесь и далее  $k_B = \hbar = 1$ ) были меньше энергии Таулесса  $E_{\text{Th}} = 1/t_{\text{erg}}$ , определяемой как обратное время диффузии через образец. На языке случайных матриц зависимость формы квантовой точки от напряжения на затворе  $\varphi$  описывается однопараметрической траекторией гамильтониана в пространстве случайных матриц:

$$H(\varphi) = H_0 + V\varphi, \quad (1)$$

где  $H_0$  и  $V$  можно считать независимыми случайными матрицами ортогональной симметрии (в отсутствие магнитного поля). Теория характеризуется средним расстоянием между уровнями  $\Delta$  и чувствительностью уровней по отношению к изменению внешнего параметра, которую удобно характеризовать величиной

$$\Gamma = \frac{\pi}{2\Delta} \left\langle \left( \frac{\partial E_n}{\partial \varphi} \right)^2 \right\rangle, \quad (2)$$

пропорциональной среднему квадрату «скорости уровня».

Кинетика системы под действием *зависящего от времени* параметра  $\varphi(t)$  определяется решением уравнением Шрёдингера

$$i \frac{\partial \Psi(t)}{\partial t} = H(\varphi(t))\Psi(t) \quad (3)$$

для многочастичной электронной волновой функции  $\Psi(t)$ . Физические величины (например, скорость поглощения энергии) выражаются через усредненные по беспорядку матричные элементы, посчитанные по точным волновым функциям  $\Psi(t)$ . Данная задача решается с привлечением формализма Келдышевской техники для неравновесных систем.

В пренебрежении квантовой интерференцией скорость поглощения энергии может быть посчитана с помощью формулы Кубо:

$$W_0 = \frac{\Gamma}{\Delta} \overline{\left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2} = \frac{\Gamma A^2 \omega^2}{2\Delta}, \quad (4)$$

где черта означает усреднение по времени, а второе равенство написано для гармонического возмущения  $\varphi(t) = A \sin \omega t$ . Квазиклассическое выражение (4) имеет такой же смысл, что и формула Друде для проводимости металла: в обоих случаях не учитываются интерференционные эффекты, приводящие к локализации.

Как и в теории слабой андерсоновской локализации, первая квантовая поправка к квазиклассической скорости поглощения  $W_0$  дается диаграммой с одной куперонной петлёй. Предполагая, что возмущение включено в момент времени  $t = 0$ , первая поправка к скорости поглощения имеет вид [5]:

$$\delta W(t) = \frac{\Gamma}{\pi} \int_0^t \varphi'(t) \varphi'(t-\xi) C_{t-\xi/2}(\xi, -\xi) d\xi, \quad (5)$$

где  $\varphi' \equiv d\varphi/dt$ , а динамический куперон, зависящий от трёх времён, даётся выражением

$$C_t(\eta, \eta') = \exp \left[ -\frac{\Gamma}{2} \int_{\eta'}^{\eta} (\varphi_+ - \varphi_-)^2 d\tau \right] \quad (6)$$

с  $\varphi_{\pm} = \varphi(t \pm \tau/2)$ . Для временной зависимости  $\varphi(t)$  общего положения куперон  $C_t(\eta, \eta')$  затухает с увеличением разности времён  $\eta - \eta'$ , что есть следствие сбоя фазы в переменном поле. Однако в случае гармонического возмущения зависимость куперона от времени устроена более сложным образом:

$$C_t(\eta, \eta') \approx \exp \left[ -\Gamma A^2 (\eta - \eta') \cos^2 \omega t \right], \quad (7)$$

где взят длинновременной предел  $\omega(\eta - \eta') \gg 1$ . Таким образом, на фоне экспоненциального затухания с  $\eta - \eta'$  существуют моменты времени  $t_k = (k + 1/2)\pi/\omega$ , когда куперон оказывается не мал. Суммируя вблизи этих точек, получаем *отрицательную* поправку к квазиклассической скорости поглощения, *растущую со временем* действия возмущения:

$$\frac{\delta W(t)}{W_0} = -\sqrt{t/t_*}, \quad t_* = \frac{\pi^3 \Gamma A^2}{2\Delta^2}. \quad (8)$$

Формула (8), справедливая при  $t \ll t_*$ , описывает режим *слабой динамической локализации*. На временах порядка  $t_*$  первая интерференционная поправка становится сравнимой с затравочной величиной  $W_0$ , и система непрерывно переходит в режим *сильной динамической локализации*, где она практически перестаёт поглощать энергию (см. рис. 2). Написав время установления локализации  $t_*$  в виде  $t_* \sim W_0/(\omega^2 \Delta)$  и вспомнив, что  $W_0$  является классической величиной, можно еще раз убедиться в том, что динамическая локализация является квантовым эффектом: она исчезает в пределе  $\Delta \rightarrow 0$ .

Система, находившаяся исходно при нулевой температуре, за время  $t_*$  разогреется до температуры  $T_* \sim \Gamma A^2 \omega / \Delta$ . Величину  $T_*$  можно рассматривать как длину локализации в энергетическом пространстве.

**Влияние декогерентности.** Изложенная выше картина динамической локализации предполагает наличие идеальной фазовой когерентности. Любые процессы сбоя фазы будут приводить к разрушению локализации в энергетическом пространстве и, как следствие, к конечной скорости поглощения энергии [6]. Можно выделить три причины потери когерентности электронов в квантовой точке: 1) электрон-электронное взаимодействие; 2) электрон-фононное взаимодействие; 3) обмен электронов между квантовой точкой и резервуаром. Поэтому в общем случае скорость сбоя фазы может быть представлена в виде суммы трех вкладов:  $\gamma_{\varphi} = \gamma_{e-e} + \gamma_{e-ph} + \gamma_{esc}$ .

Для того, чтобы динамическая локализация могла проявиться, необходимо, чтобы время сбоя фазы  $\gamma_\varphi^{-1}$  намного превосходило время  $t_*$  установления локализации в энергетическом пространстве:  $\gamma_\varphi t_* \ll 1$ . Тогда через время порядка  $t_*$  после включения периодического возмущения система перейдёт в режим сильной динамической локализации и перестанет поглощать энергию. Однако через время порядка  $\gamma_\varphi^{-1}$  фазовая когерентность электрона будет разрушена, и он опять будет готов к поглощению энергии. За время  $t_*$  он снова локализуется в энергетическом пространстве, ожидая следующего неупругого процесса. Средняя скорость накачки энергии может быть оценена как поглощенная за время  $t_*$  энергия, помноженная на скорость дефазировки  $\gamma_\varphi$ :

$$W_{\text{in}} \sim W_0 \gamma_\varphi t_* \quad (9)$$

Важно отметить, что описанный выше механизм влияния дефазировки на поглощение энергии предполагает, что сбой фазы происходит «мгновенно», а не в результате последовательных малых изменений. Для процессов электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействия это следует из того, что типичная передача энергии имеет масштаб порядка температуры  $T$ , которая превосходит как  $\gamma_\varphi$ , так и  $t_*^{-1}$  (поэтому скорость сбоя фазы для них совпадает со скоростью квазичастичной релаксации). Для процессов обмена с термостатом мгновенность очевидна, так как замена электрона случайным образом изменяет его фазу.

**Роль электрон-электронного взаимодействия в замкнутой системе.** Рассмотрим для начала замкнутую систему, в которой единственным источником декогерентности является межэлектронное взаимодействие. Принципиально важным оказывается то обстоятельство, что скорость электронной релаксации в квантовой точке  $\gamma_{e-e}$  является функцией её температуры (которую в неравновесном случае надо понимать как характерную ширину функции распределения) [7]:

$$\gamma_{e-e}(T) \sim \Delta \frac{T^2}{E_{\text{Th}}^2} \quad (10)$$

(Отметим в связи с формулой (10), что при  $T \ll E_{\text{Th}}$  уширение уровней  $\gamma_{e-e}(T)$  за счёт процессов электрон-электронных столкновений оказывается меньше среднего расстояния между уровнями  $\Delta$ , что оправдывает использование теории случайных матриц в задаче со взаимодействием.) Подставляя (10) в (9) и выражая полную энергию системы  $\mathcal{E}$  через температуру электронов  $T$ , получим

$$\frac{dT^2}{dt} \sim \frac{\Delta T_*^2}{E_{\text{Th}}^2} T^2 \quad (11)$$

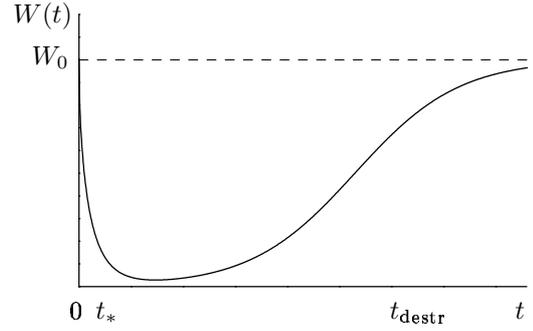


Рис. 3. Формирование динамической локализации и её разрушение в замкнутой системе за счёт взаимодействия.

Это уравнение описывает экспоненциальный разогрев замкнутой квантовой точки. Он закончится, когда в силу роста температуры скорость электронной релаксации  $\gamma_{e-e}(T)$  станет порядка  $1/t_*$ , после чего система выйдет на омический режим поглощения с постоянной скоростью  $W_0$ . Это произойдёт через время  $t_{\text{destr}} \sim (E_{\text{Th}}^2/\Delta T_*^2) \ln(E_{\text{Th}}^2 \Delta t_*/T_*^2)$ . Зависимость скорости поглощения  $W(t)$  от времени схематически показана на рис. 3.

Таким образом, на достаточно больших временах динамическая локализация в *замкнутой* квантовой точке разрушается электрон-электронным взаимодействием [6].

**Возможность экспериментального наблюдения.** Чтобы локализацию в энергетическом пространстве можно было наблюдать на эксперименте, необходимо устроить отвод тепла от квантовой точки, что позволит остановить рост температуры и выполнить неравенство  $\gamma_\varphi(T)t_* \ll 1$ . С этой целью нужно рассматривать не замкнутую, а *открытую* квантовую точку. При этом необходимо иметь в виду, что уход электронов через контакты не только является механизмом охлаждения точки (что желательно), но и вносит дополнительный вклад в процессы дефазировки (что нежелательно). Отсюда следует, что связь с резервуарами должна быть достаточно слабой, чтобы возникающий за счёт неё дополнительный сбой фазы не разрушил динамическую локализацию. Иными словами, квантовая точка должна находиться в режиме кулоновской блокады, когда связь с термостатом осуществляется контактами с кондактансами  $g_1, g_2 \ll 1$  (в единицах  $e^2/2\pi\hbar$ ). Как мы увидим ниже, в этом режиме динамическая локализация проявляется в модификации формы пика кондактанса: возникает широкое плато в зависимости кондактанса от приложенного напряжения [8].

В открытой системе под действием постоянной накачки устанавливается стационарный режим, характеризующийся равенством

скорости поглощения  $W_{\text{in}}$ , определяемой выражением (9), и скоростью охлаждения  $W_{\text{out}}$  за счёт обмена электронами с холодным резервуаром. Детальное вычисление [8] даёт для  $W_{\text{out}}$  выражение, напоминающее закон Видемана-Франца:

$$W_{\text{out}} \sim (g_1 + g_2) \frac{G}{G_0} T^2, \quad (12)$$

где  $G$  — кондактанс открытой квантовой точки,  $G_0 = g_1 g_2 / (g_1 + g_2)$  — величина кондактанса в пике проводимости. При выводе (12) предположено, что температура квантовой точки  $T$  значительно превосходит температуру электронных резервуаров (чем объясняется пропорциональность  $T^2$ ), и опущен несущественный множитель, логарифмически слабо зависящий от  $G$ .

Вблизи пика кондактанс является функцией температуры электронов в квантовой точке и напряжения на затворе  $V_g \equiv U/e$ , отсчитанного от точки вырождения состояний с  $n$  и  $n + 1$  электроном [8]:

$$G(U, T) = G_0 \left[ 1 - \frac{x \tanh x}{\ln(2 \cosh x)} \right], \quad (13)$$

где  $x = U/(2T)$ .

Для того, чтобы определить форму пика кондактанса, т.е. найти зависимость  $G$  от  $U$ , необходимо решить уравнение теплового баланса  $W_{\text{in}} = W_{\text{out}}$ . Пренебрегая фононами (см. ниже) и считая, что основным каналом сбоя фазы является электрон-электронное взаимодействие, а не уход в резервуар, из уравнений (9), (10) и (12) получим, что в этом режиме кондактанс не зависит от приложенного напряжения:  $G/G_0 \sim (T_*/E_{\text{Th}})^2 / (g_1 + g_2)$ . Таким образом, мы приходим к выводу, что в открытой системе *динамическая локализация проявляется в наличии плато на кривой  $G(U)$* , см. рис. 4(b). Для самосогласованности теории необходимо выполнение условия  $g_1 + g_2 \gg (T_*/E_{\text{Th}})^2$ , т.е. точка должна быть достаточно открытой.

Температура квантовой точки должна быть найдена из уравнения (13). При малых  $U$  она оказывается настолько низкой ( $T < T_*$ ), что скорость дефазировки за счёт ухода в резервуар  $\gamma_{\text{esc}}$  становится больше  $\gamma_{e-e}$ . Это соответствует переходу от плато к пику  $G(U)$ .

С другой стороны, при увеличении  $U$   $G(U)$  уменьшается, а эффективная температура  $T$  увеличивается. Поэтому при больших  $U$  в игру начинают вступать фононы (их вклад в скорость охлаждения  $W_{\text{out}} = T^6/T_{\text{ph}}^4$  пренебрежимо мал при  $T < T_{\text{ph}} \sim 1$  К). Учёт фононов приводит к проседанию плато со стороны больших напряжений, см. рис. 4(a).

**Заключительные замечания.** Итак, фундаментальное квантово-механическое явление — динамическая локализация — имеет

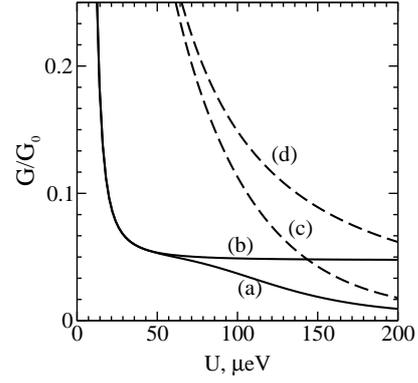


Рис. 4. Форма пика кондактанса в режиме динамической локализации (a) с учётом и (b) без учёта фононного охлаждения. Пунктиром показаны аналогичные кривые для чисто омического поглощения. Графики из работы [8] построены для точки размером  $\sim 1 \mu\text{m}$  с  $\Delta = 0.3 \mu\text{eV}$ ,  $E_{\text{Th}} = 100 \mu\text{eV}$  в поле  $\Gamma A^2/2 = 1 \mu\text{eV}$ ,  $\omega = 3 \mu\text{eV}$  ( $\omega/2\pi \approx 0.7$  GHz).

место в неравновесных твердотельных структурах. Она проявляется косвенно в образовании плато на зависимости кондактанса от напряжения на затворе в режиме кулоновской блокады.

Остаётся открытым принципиально важный вопрос о возможности непосредственно наблюдения динамической локализации в замкнутой системе. Ожидается, что формула (10) для скорости электрон-электронной релаксации отказывает при низких температурах, и в системе возникает *локализация в фоковском пространстве* многочастичных состояний [9]. В этом режиме в замкнутой квантовой точке отсутствует термализация, и можно ожидать, что локализация в фоковском пространстве восстановит динамическую локализацию.

- [1] L. Kouwenhoven, C. M. Marcus, Phys. World **11**, 35 (1998).
- [2] I. L. Aleiner, P. W. Brouwer and L. I. Glazman, Phys. Rep. **358**, 309 (2002).
- [3] F. M. Izrailev, Phys. Rep. **196**, 299 (1990).
- [4] F. L. Moore *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 2974 (1994).
- [5] D. M. Basko, M. A. Skvortsov, and V. E. Kravtsov, Phys. Rev. Lett. **90**, 096801 (2003).
- [6] D. M. Basko, Phys. Rev. Lett. **91**, 206801 (2003).
- [7] U. Sivan, Y. Imry, and A. G. Aronov, Europhys. Lett. **28**, 115 (1994).
- [8] D. M. Basko and V. E. Kravtsov, Phys. Rev. Lett. **93**, 056804 (2004); Phys. Rev. B **71**, 085311 (2005).
- [9] B. L. Altshuler, Y. Gefen, A. Kamenev, and L. S. Levitov, Phys. Rev. Lett. **78**, 2803 (1997).

## Нейтроннография магнитных слоистых систем

<sup>1,2</sup>Аксёнов В.Л., <sup>2</sup>Никитенко Ю.В., <sup>2</sup>Хайдуков Ю.Н.

<sup>1</sup> РНЦ " Курчатовский институт" 123182 Москва

<sup>2</sup> ОИЯИ, 141980 Дубна, Московская обл.

В последнее время рефлектометрия поляризованных нейтронов играла существенную роль в исследованиях магнитных наносистем. Сейчас метод развивается в направлениях повышения чувствительности и пространственного разрешения измерений профиля вектора намагниченности, элементной чувствительности, исследований структурированных в плоскости сред и измерения низкочастотного спектра колебаний.

В этой связи получают развитие методы стоячих нейтронных волн, расщепления пучка нейтронов и кодирования переданного момента в фазе прецессии нейтронной поляризации, а экспериментальная техника становится позиционно-чувствительной, широкоапертурной и широкополосной. Некоторые примеры экспериментальных исследований с помощью отражения поляризованных нейтронов будут рассмотрены детально.

# Особенности распространения нейтронов в среде с геликоидальной магнитной структурой

А.А. Фраерман, О.Г. Удалов

Институт Физики Микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

e-mail: [andr@ipm.sci-nnov.ru](mailto:andr@ipm.sci-nnov.ru)

## Введение

Одна из активно обсуждаемых возможностей создания новых электронных приборов базируется на связи спиновых и пространственных переменных волновой функции носителей тока в твердых телах [1]. В рамках s-d модели Вонсовского [2], [3] движение электронов проводимости в ферромагнитных проводниках описывается уравнением Паули, содержащим слагаемое  $J(\hat{\sigma}\vec{M})$ , где  $\hat{\sigma}$  – вектор матриц Паули, под  $J$  понимается эффективная обменная константа, а под  $\vec{M}$  – магнитный момент образца. В настоящее время существует большое число работ, посвященных изучению транспортных свойств систем с коллинеарным или неколлинеарным, но компланарным, распределением намагниченности [1]. Свойства систем с неколлинеарным распределением намагниченности практически не изучены. Однако такие системы обладают особенностью, отличающей их от систем с компланарным распределением магнитного поля. В них нарушается симметрия по отношению к обращению направления движения. На одно из следствий этой асимметрии указано в работе [4], в которой теоретически показано, что в мезоскопическом проводящем кольце, содержащем три магнитных рассеивателя, возникает электрический ток при условии, что магнитные моменты рассеивателей не лежат в одной плоскости. При этом величина тока пропорциональна степени неколлинеарности магнитных моментов рассеивателей.

Поведение нейтронов в магнитном поле также как и электронов проводимости в ферромагнитных проводниках, описывается уравнением Паули. В паулевском слагаемом в случае нейтронов под  $J$  следует понимать собственный магнитный момент нейтрона, а магнитный момент  $\vec{M}$  нужно заменить вектором магнитной индукции  $\vec{B}$  [5]. Таким образом, возможно, что эффекты, связанные с неколлинеарностью магнитного поля, могут наблюдаться и в экспериментах по магнитной нейтронографии.

Некомпланарное распределение намагниченности может быть реализовано различными способами, например, помещением доменной стенки [6] или многослойной структуры с неколлинеарным распределением намагниченности [7] во внешнее магнитное поле. Некомпланарное распределение

намагниченности реализуется также и в ферромагнитных микрочастицах [8]. Особое место среди неколлинеарных распределений занимает конусная (или ферромагнитная) спираль:

$$\vec{B} = (b \cos(qz), b \sin(qz), B_z). \quad (1)$$

Задача о собственных функциях и спектре частицы в таком поле может быть решена без использования каких-либо приближенных методов [9]. Распределение намагниченности в виде спирали (1) реализуется в редкоземельных элементах, таких как гольмий [10], [11], диспрозий, эрбий [3], [10], а также в некоторых сплавах, например, в *MnSi* [12]. Существует много экспериментальных работ, посвященных изучению геликоидальных магнитных структур в редкоземельных элементах методом магнитной нейтронографии [11]. Интерпретация экспериментальных данных в этих работах основывается на борновском приближении. В рамках этого приближения геликоидальная магнитная структура проявляется в наличии дополнительных максимумов отражения нейтронов при выполнении условий брэгговского резонанса  $2k_z = q_a \pm q$ , где  $k_z$  – z-компонента волнового вектора нейтронов в вакууме,  $q_a$  – волновое число кристаллической решетки,  $q$  – волновое число спирали. Отметим, однако, что проявление эффектов, связанных с неколлинеарностью распределения магнитного поля, следует ожидать в высших порядках теории возмущений [4], поэтому наблюдение такого сорта эффектов затруднено в области больших энергий (или малых углов падения) нейтронов. С другой стороны в области малых углов скольжения нейтронов близких к области полного внешнего отражения можно не учитывать кристаллическую структуру образца. Без учета кристаллической структуры решение задачи об отражении нейтронов от среды с геликоидальным магнитным полем (1) может быть найдено точно без использования каких-либо приближенных методов. Пренебрежение кристаллической структурой оправдано, если период магнитной спирали ( $2\pi/q$ ) существенно больше периода кристаллической решетки ( $2\pi/q_a$ ). Например, в гольмии при достаточно низких температурах [12], шаг спирали в двенадцать раз больше периода кристаллической решетки. Отметим также, что геликоидальное распределение магнитного момента не приводит

к распределению магнитной индукции вида конусной спирали (1). Действительно, если ось спирали перпендикулярна поверхности образца, то нормальная компонента магнитной индукции  $B_z$  равна нулю из-за существования размагничивающего поля  $H_z = -4\pi M_z$ . Следовательно, для наблюдения эффектов, связанных с некомпланарностью распределения магнитной индукции необходимо проводить эксперименты во внешнем магнитном поле.

### Особенности спектра частиц в бесконечной ферромагнитной спирали

Одномерное уравнение Паули, описывающее поведение частиц со спином  $\frac{1}{2}$  в среде с конусной спиралью, имеет вид:

$$-\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + U_0 \Psi - \begin{pmatrix} B_z & be^{-iqz} \\ be^{iqz} & -B_z \end{pmatrix} \Psi = \tilde{E} \Psi \quad (2)$$

Собственными функциями данной задачи являются плоские волны [9]:

$$\Psi(z) = \begin{pmatrix} \delta^{\pm}(k) e^{-i(q/2)z} \\ e^{i(q/2)z} \end{pmatrix} e^{ikz}, \text{ где}$$

$$\delta^{\pm}(k) = \frac{B_z - qk \pm \sqrt{q^2 k^2 + |\vec{B}|^2 - 2B_z qk}}{|\vec{B}|} \quad (3)$$

Состояние частицы в спирали определяется волновым числом  $k$  и индексом ветки («+» или «-»). В состояниях, описываемых верхней веткой спектра («+»), средний магнитный момент частицы направлен против локального магнитного поля, тогда как для нижней ветки

Целью данной работы является исследование особенностей отражения нейтронов от среды с геликоидальной магнитной структурой, связанных с некомпланарностью магнитного поля. В первой части работы рассмотрена задача о спектре нейтронов в геликоидальном магнитном поле. Во второй части приведены результаты расчета коэффициентов отражения нейтронов от поверхности гольмия вблизи критического угла для случаев компланарного и некомпланарного распределений магнитного поля внутри образца.

(«-») магнитный момент частицы ориентирован по полю. Спектр частиц  $\tilde{E}(k)$  в магнитной спирали дается формулой:

$$\tilde{E}^{\pm}(k) = U_0 + k^2 + \frac{q^2}{4} \pm \sqrt{q^2 k^2 + |\vec{B}|^2 - 2B_z qk}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что при  $qB_z \neq 0$  спектр является несимметричной функцией волнового числа  $k$  (Рис. 1б), что является следствием асимметрии уравнения (2) по отношению к обращению направления движения при  $qB_z \neq 0$ .

Спектр, представленный на рисунках 1а и 1б, имеет четыре экстремума –  $\tilde{E}_{0,1,2,3}$ . Если распределение поля некомпланарно, то функция  $\tilde{E}^{\pm}(k)$  несимметрична. Эта асимметрия проявляется в неравенстве  $\tilde{E}_0$  и  $\tilde{E}_1$ , что в свою очередь должно приводить к особенностям в угловых зависимостях коэффициента отражения нейтронов от среды с магнитной спиралью.

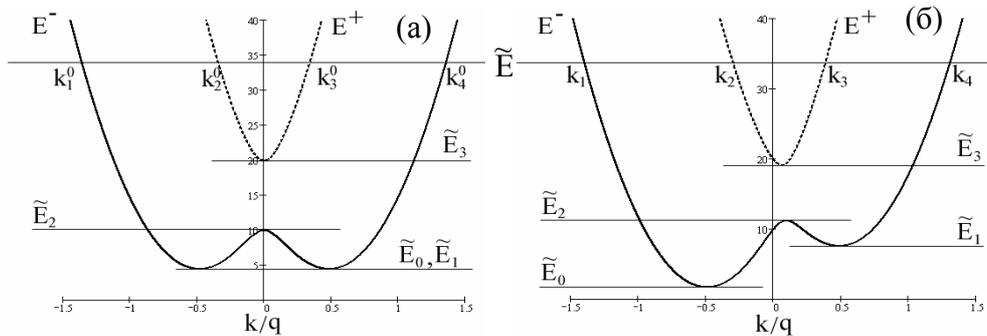


Рис. 1. Спектр частиц в магнитной спирали.  $q = 2\pi$ ,  $|\vec{B}| = 5$ ,  $U_0 = 5$ .

(а) -  $B_z = 0$ ; (б) -  $B_z = 3$ .

### Отражение нейтронов от среды с геликоидальной магнитной структурой

Рассмотрим задачу об отражении поляризованных нейтронов от полубесконечной среды с геликоидальной магнитной структурой. Пусть ось спирали перпендикулярна границе раздела. Уравнение, описывающее движение частицы, имеет вид:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \chi(z) U_0 \Psi - \vec{B} \hat{\mu} \Psi = E \Psi, \quad (5)$$

$$\vec{B}(\vec{r}) = (b \cos(qz) \chi(z), b \sin(qz) \chi(z), B_z),$$

$$\chi(z) = \begin{cases} 1, & z \geq 0 \\ 0, & z < 0 \end{cases} \quad (6)$$

Здесь  $\hat{\mu} = (\gamma_n \hbar) / (2m_n c) \hat{\sigma}$  - оператор магнитного момента нейтрона ( $\gamma_n = -191$ ,  $\hat{\sigma}$  - вектор,

составленный из матриц Паули,  $c$  – скорость света,  $e$  – величина заряда электрона),  $m_n$  – масса нейтрона,  $U_0$  – средняя по кристаллу энергия взаимодействия нейтронов с ядрами,  $\vec{B}(z)$  – индукция магнитного поля (1). Отметим, что нормальная компонента поля  $B_z$  отлична от нуля во всем пространстве, т.к. определяется внешним полем.

Рассмотрим сначала область  $z < 0$ . В ней, как уже отмечалось, существует однородное магнитное поле, направленное вдоль оси  $z$ . Полная энергия нейтронов в этой области  $E_{tot}$  определяется формулой

$$E_{tot} = \frac{\hbar^2}{2m_n}(k_x^2 + k_y^2) + E = \frac{\hbar^2}{2m_n}(k_x^2 + k_y^2) + \frac{\hbar^2}{2m_n}k_z^2 \pm \mu|\vec{B}|, \quad (7)$$

где  $k_x, k_y, k_z$  – компоненты волнового вектора нейтрона. Из (7) следует, что при фиксированной полной энергии длина волны нейтрона зависит от ориентации его спина по отношению к магнитному полю, поэтому в случае смены поляризации нейтрона при отражении, угол, под которым полетит отраженный нейтрон, будет отличаться от угла падения. Угол скольжения нейтронов  $\theta_{inc}$  определяется по формуле:

$$\text{tg}(\theta_{inc}) = \frac{k_z}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}. \quad (8)$$

Подставляя это выражение в (7) можно найти связь между углом скольжения нейтронов  $\theta$  и энергией  $E$ .

$$E = \frac{E_{tot} \text{tg}^2(\theta_{inc}) \mp \mu B_z}{1 + \text{tg}^2(\theta_{inc})}, \quad (9)$$

Знаки “-” и “+” в формуле (9) соответствуют

нейтронам, поляризованным по и против внешнего поля.

В области  $z > 0$  при заданной энергии могут существовать четыре плоские волны с квантовыми числами  $k_{1,2,3,4}$  (см. Рис.1). Две из них соответствуют состояниям с положительной групповой скоростью, а две – состояниям с отрицательной групповой скоростью. Так как при  $z \rightarrow -\infty$  отражение отсутствует, амплитуды волн, имеющих отрицательную групповую скорость, должны быть положены равными нулю. При  $E > E_3$  состояния с положительной групповой скоростью – состояния с квантовыми числами  $k_3$  и  $k_4$ , при  $E < E_2$  – состояния с  $k_2$  и  $k_4$ . В запрещенных областях  $E_2 < E < E_3$  и  $E < E_0$  квантовые числа являются комплексными, и необходимо “оставлять” те решения, которые соответствуют затухающим волнам.

Выражения для коэффициентов отражения получаются из условия непрерывности компонент спинора и их производных на границе  $z=0$ .

Особенности спектра нейтронов в конусной спирали могут быть исследованы по угловым зависимостям коэффициента отражения нейтронов. Действительно, изменяя угол падения нейтронов на образец с геликоидальным распределением магнитной индукции, мы неизбежно проходим все экстремумы спектра (9) (Рис.1). Возникновение дополнительной особенности из-за неравенства энергий  $E_0$  и  $E_1$  должно свидетельствовать о нарушении симметрии спектра. Определение вида этой особенности является целью наших вычислений.

На рисунке 2 и 3 представлены угловые зависимости коэффициентов отражения нейтронов от магнитной спирали. Параметры

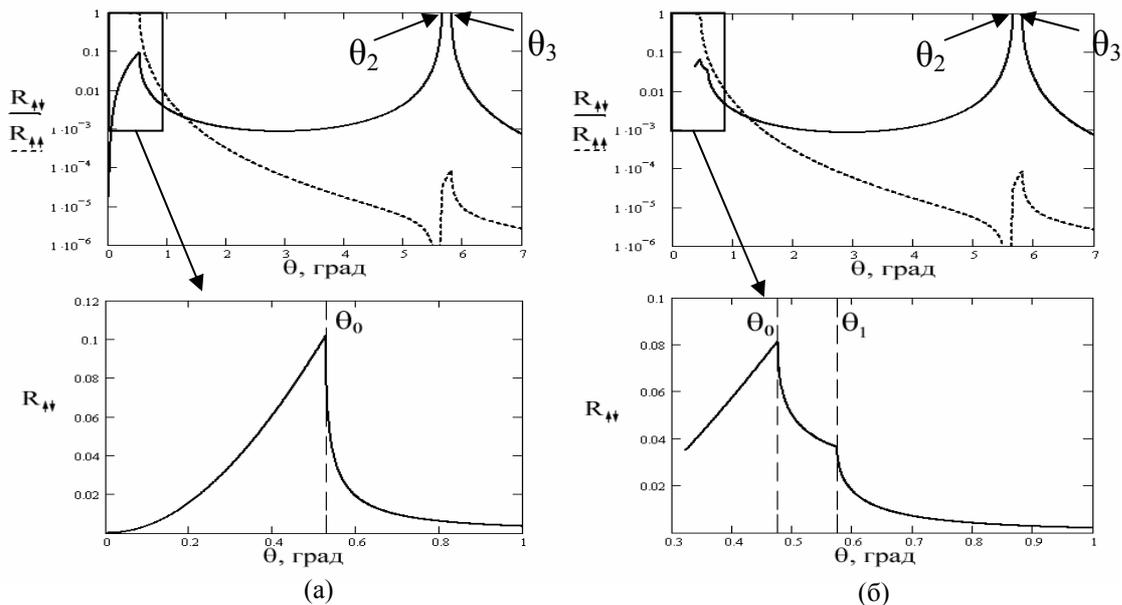


Рис. 2. Угловые зависимости коэффициента отражения нейтронов от гольмия.  $\theta$  – угол скольжения нейтронов. Падающие нейтроны поляризованы по внешнему полю. (а) –  $B_z = 0$  кЭ; (б) –  $B_z = 2$  кЭ.

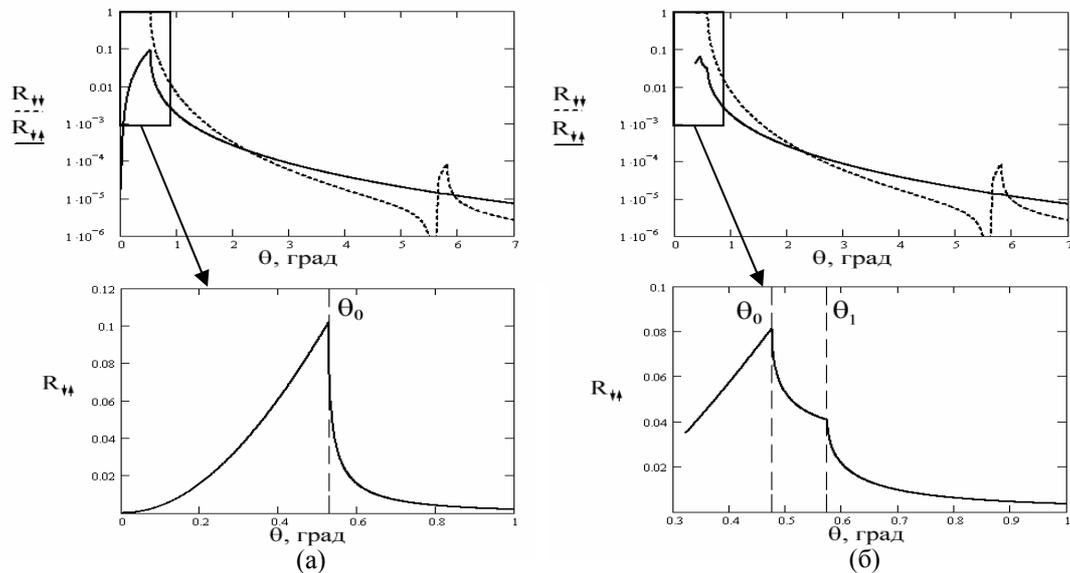


Рис. 3. Угловые зависимости коэффициента отражения нейтронов от гольмия.  $\theta$  - угол скольжения нейтронов. Падающие нейтроны поляризованы против внешнего поля. (а) -  $B_z = 0$  кЭ; (б) -  $B_z = 2$  кЭ.

$b = 38,9 \cdot 10^3$  Э,  $q = 12,4 \cdot 10^6$  1/см (взято при температуре  $70^\circ$  К),  $U_0 = 1,1 \cdot 10^{-21}$  эрг взяты для гольмия [10], [11], длина волны нейтронов  $\lambda = 1$  нм, величина внешнего поля  $B_z = 2$  кЭ.

$R_{ik}$  – коэффициенты отражения нейтронов. Индексы  $i$  и  $k$  показывают направление магнитного момента соответственно падающего и отраженного нейтронов ( $\uparrow$  - по внешнему полю,  $\downarrow$  - против внешнего поля). Углы, обозначенные на рисунках 2 и 3  $\theta_{0,1,2,3}$ , соответствуют энергиям нейтронов  $E_{0,1,2,3}$  (рис.1). Особенность в области  $\theta \sim 6^\circ$  ( $\theta_2 < \theta < \theta_3$ ,  $E_2 < E < E_3$ ) соответствует щели в дисперсионной кривой и является проявлением резонансного взаимодействия падающей волны и отраженной волны с противоположной спиновой поляризацией при выполнении брэгговского условия. С увеличением  $z$ -компоненты магнитного поля (а точнее с уменьшением вследствие этого  $(x,y)$ -компоненты) величина  $E_3 - E_2$  уменьшается, что приводит к уменьшению угловой ширины брэгговского резонанса. При уменьшении угла скольжения, происходит полное отражение нейтронов ( $\theta \sim \theta_0$ ).

Угловая зависимость коэффициента отражения с изменением поляризации ( $R_{\uparrow\downarrow}$  и  $R_{\downarrow\uparrow}$ ) существенно зависит наличия или отсутствия внешнего поля  $B_z$ . В отсутствии  $z$ -компоненты магнитного поля, зависимости  $R_{\uparrow\downarrow}$  и  $R_{\downarrow\uparrow}$  имеют лишь один критический угол, соответствующий минимально возможной энергии нейтронов в среде, тогда как в присутствии внешнего поля на этой кривой появляется еще один критический угол  $\theta = \theta_1$ .

Такое поведение является следствием неравенства энергий  $E_0 \neq E_1$  и, в конечном итоге,

проявлением нарушения симметрии по отношению к обращению направления движения частицы со спином  $\frac{1}{2}$  в некомпланарном магнитном поле.

Авторы благодарят проф. Н. Zabel за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (04-02-16827), INTAS ( № 03-51-4778) и программы Министерства образования и науки РФ «Развитие научного потенциала высшей школы».

- [1] I. Zutic, J. Fabian, S. D. Sarma, Rev. Mod. Phys., **76**, 323(2004)
- [2] С.В. Вонсовский, *Магнетизм*, М.: “Наука”, 1971
- [3] Э.Л. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, М.: “Наука”, 1979
- [4] G. Tatara, H. Kohno, Phys. Rev. B, **67**, 113316 (2003)
- [5] И.И. Гуревич, Л.В. Тарасов, *Физика нейтронов низких энергий*, М.: “Наука”, 1965
- [6] Alex Hubert, Rudolf Schafer, *Magnetic Domains. The analysis of magnetic microstructures*, Springer – Verlag Berlin Heidelberg New York, 2000
- [7] V.S. Stepanyuk, W. Hergert, P. Rennet et al., Phys. Rev.B, **59**, 1681 (1999)
- [8] R.P. Cowburn, D.K. Koltsov, A.O. Adeyeye et al., Phys. Rev. Lett., **83**, 1042 (1999)
- [9] M. Calvo, Phys. Per. B, **18**, 5073 (1978)
- [10] А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др., *Физические величины*, М.: Энергоатомиздат, 1991
- [11] W.C. Koehler, J.W. Cable, M.K. Wilkinson and E.O. Wollan, Phys. Rev., **151**, 414 (1966)
- [12] Y. Ishikawa, G. Shirane, J. A. Tarvin et al., Phys. Rev. B, **16**, 4956 (1977)

# Квантовые состояния и спиновая поляризация двумерной электронной системы с модулированным спин-орбитальным взаимодействием

В.Я. Демиховский, Д.В. Хомицкий

Нижегородский государственный университет им Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23,  
Нижегород, Россия  
e-mail: [demi@phys.unn.ru](mailto:demi@phys.unn.ru)

Интерес к изучению квантовых состояний и транспорта в немагнитных полупроводниковых структурах со спин-орбитальным взаимодействием возник после того, как в 1990 году была предложена конструкция спинового полевого транзистора [1]. В настоящее время задачи об управлении спинами носителей в полупроводниках привлекают к себе внимание не только в связи с ожидаемыми приложениями в спиновой электронике (спинтронике), но и фундаментальными физическими эффектами, такими, как спиновый эффект Холла [2] и спиновый фотогальванический эффект [3].

Квантовые состояния электронов и дырок в полупроводниковых структурах, где спин-орбитальное взаимодействие связано с отсутствием центра симметрии ограничивающего потенциала структуры, изучались в ряде работ. В частности были исследованы состояния в квазиодномерных структурах – квантовых проволоках, квантовых точках [4,5], а также в структурах со спин-орбитальным взаимодействием, находящихся в постоянном магнитном поле различной ориентации [6]. Одномерные периодические структуры со спин-орбитальным взаимодействием изучались в работах [7-9]. В [7] исследовался баллистический транспорт в 2D волноводе, с периодически изменяющейся шириной. В рамках теории возмущений была рассчитана спиновая поляризация электронов, прошедших через такой волновод конечной длины. В работе [8] были рассчитаны коэффициенты прохождения для квазиодномерной системы, состоящей из участков с различной величиной СО взаимодействия. Авторы статьи [9] в однозонном приближении сильной связи получили выражение для спектра периодической одномерной структуры и рассчитали намагниченность, возникающую в постоянном электрическом поле.

В настоящей работе обсуждается влияние спин-орбитального взаимодействия на зонную структуру, волновые функции и распределение спиновой плотности в латеральной сверхрешетке. Подобные латеральные СО сверхрешетки могут быть созданы с помощью металлических затворов, расположенных над 2D электронным газом и модулирующих как электростатический потенциал, так и параметр Рашбы, а также

путем периодической модуляции химического состава структуры. Гамильтониан рассматриваемой системы можно записать в виде суммы двух слагаемых:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + V(x), \quad (1)$$

где в слагаемом

$$\hat{H}_0 = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \alpha (\hat{\sigma}_x \hat{p}_y - \hat{\sigma}_y \hat{p}_x) \quad (1)$$

учтено спин-орбитальное взаимодействие Рашбы [8], а  $V(x) = V(x+a)$  - периодический потенциал решетки. Здесь  $\hat{p}$  - оператор импульса,  $m$  - эффективная масса,  $\hat{\sigma}_{x,y}$  - матрицы Паули,  $\alpha$  - параметр Рашбы,  $\vec{z}$  - орт нормали к 2D слою. В данной работе мы будем моделировать периодический электростатический потенциал сверхрешетки функцией  $V(x) = V_0 \cos \frac{2\pi x}{a}$ , где  $a$  - период.

Вообще говоря, в операторе Гамильтона (1) должны быть учтены периодические слагаемые, связанные с модуляцией параметра спин-орбитального взаимодействия электрическим полем решетки. Такая переменная часть СО взаимодействия с параметром  $\alpha_1(x)$ , описывается слагаемым  $\frac{1}{2} [\vec{z} \times \vec{\sigma}] (\alpha_1(x) \hat{p} + \hat{p} \alpha_1(x))$ . Однако оценка величины напряженности электрического поля, которое можно создать в гетеропереходе с помощью металлических затворов, показывает, что основным слагаемым в (1) является электростатический потенциал (см. напр.[9]) и поэтому ниже мы пренебрежем модуляцией параметра Рашбы.

Слагаемое, определяющее спин-орбитальное взаимодействие в гамильтониане Рашбы  $\hat{H}_0$ , линейно зависит от импульса. При этом вырождение по спину снимается и собственные значения, а также собственные функции – спиноры первого ранга - определяются выражениями

$$E_{\pm}^R(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm \alpha k, \quad (2)$$

$$\psi_{k\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2S}} \exp[i\mathbf{k}\mathbf{r}] \begin{pmatrix} 1 \\ \lambda \exp(i\varphi_k) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где  $\varphi_k = \arg(k_y - ik_x)$ ,  $\lambda = \pm 1$  - индекс ветви,  $S$  - площадь структуры.

В присутствии периодического потенциала  $V(x)$  мы будем искать решение в виде блоховской функции, представленной в виде ряда по собственным функциям гамильтониана  $\hat{H}_0$ :

$$\Psi_{\vec{k}\uparrow}^s(x, y) = \sum_{n\lambda} a_{n\lambda}^s(\vec{k}_n) \psi_{\vec{k}_n}^-(x, y).$$

Здесь состояния задаются квазиимпульсом  $\vec{k}$ , определенным в зоне Бриллюэна, а также номером зоны  $s$  и спиновыми индексами  $\uparrow\downarrow$ ,  $\vec{k}_n(k_x + b_n, k_y)$  - волновой вектор,  $b_n = 2\pi/a n$  - вектор обратной решетки. Двухкомпонентные спинорные функции  $\psi_{\vec{k}_n}^-(x, y)$  определены в (3). При трансляции на период решетки по направлению  $x$  обе компоненты спинора  $\Psi_{\vec{k}\uparrow}^s(x, y)$  преобразуются как функции Блоха.

Подставляя  $\Psi_{\vec{k}}^s(x, y)$  в уравнение Шрёдингера, умножая его слева на функцию  $\psi_{n'\lambda'}^*$  и выполняя интегрирование по координатам, приходим к следующему матричному уравнению для коэффициентов  $a_{n\lambda}(\vec{k}_n)$

$$\sum_{n'\lambda'} \left[ (E_{n'\lambda'}^R(\vec{k}_{n'}) - E) \delta_{n,n'} \delta_{\lambda\lambda'} + V_{n,n'}^{\lambda\lambda'} \right] a_{n'\lambda'}(\vec{k}_{n'}) = 0, \quad (4)$$

где  $E_{n',\lambda}^R(\vec{k}_{n'})$  - собственные значения диагонального в этом базисе гамильтониана  $\hat{H}_0$ ,  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ,  $\lambda = \pm 1$ . Матричный элемент периодического потенциала является комплексной функцией компонент  $k_x, k_y$  и определен как  $V_{nn'}^{\lambda\lambda'} = \langle \psi_{n\lambda} | V(x) | \psi_{n'\lambda'} \rangle$ .

Используя приведенное выше выражение для

$$\begin{bmatrix} * & * & * & * & * & * & * & * & * \\ 0 & V_{n,n-1}^{++} & V_{n,n-1}^{+-} & E_{n+}^R - E & 0 & V_{n,n+1}^{++} & V_{n,n+1}^{+-} & 0 & \\ 0 & V_{n,n-1}^{-+} & V_{n,n-1}^{--} & 0 & E_{n-}^R - E & V_{n,n+1}^{-+} & V_{n,n+1}^{--} & 0 & \\ * & * & * & * & * & * & * & * & * \end{bmatrix} \begin{pmatrix} a_{n-1}^- \\ a_n^+ \\ a_n^- \\ a_{n+1}^+ \end{pmatrix} = 0 \quad (6)$$

$V(x)$  и волновые функции (3), найдем

$$V_{nn'}^{\lambda\lambda'} = V_0 A_{nn'} (1 + \lambda\lambda' \exp[i(\varphi_n - \varphi_{n'})]), \quad (5)$$

где  $A_{nn'} = \frac{1}{2} \delta_{n,n\pm 1}$ . Явная зависимость матричных элементов от компонент  $k_{nx}$  и  $k_y$  определяется множителем в круглых скобках, равным скалярному произведению двух спиноров.

Отметив, что в рассматриваемой модели периодического потенциала отличны от нуля только матричные элементы  $V_{nn'}^{\lambda\lambda'}$  с индексами  $n$  и  $n'$ , отличающимися на  $\pm 1$ . Анализ системы (4), записанной в матричном виде (6), позволяет объяснить структуру разрешенных и запрещенных энергетических зон в СО сверхрешетки. Так матричные элементы  $V_{n,n\pm 1}^{+-}$  и  $V_{n,n\pm 1}^{+}$ , расположенные на первой и третьей побочных диагоналях, описывают взаимодействие между состояниями, характеризуемыми различными индексами  $\lambda$  и  $\lambda'$  и волновыми векторами, отличающимися на вектор обратной решетки  $b_1$ . Матричные элементы  $V_{n,n\pm 1}^{++}$  и  $V_{n,n\pm 1}^{--}$ , расположенные на вторых побочных диагоналях, лежащих по обе стороны от главной диагонали, осуществляют взаимодействие между состояниями, принадлежащими одной из ветвей спектра (2) (с индексом  $\lambda = 1$  или  $\lambda = -1$ ). Диагональные по  $n$  матричные элементы оператора возмущения, т.е.  $V_{nn}^{\lambda\lambda'}$  в нашей модели периодического потенциала равны нулю.

Зависимость модулей матричных элементов от компонент  $k_x$  и  $k_y$  определяется формулой (5), откуда, в частности, следует, что при  $k_y = 0$  матричные элементы  $V_{n,n+1}^{\lambda\lambda}$  на границах и в центре одномерной зоны Бриллюэна, т.е. при  $k_x = \pm \frac{\pi}{a}, 0$  обращаются в нуль, а матричные элементы  $V_{n,n+1}^{\lambda\lambda'}$  достигают максимального значения. Отметим также, что

при  $k_y \gg \pi/a$  модуль матричных элементов с разными индексами  $\lambda$  и  $\lambda'' - V_{n,n+1}^{\lambda\lambda'}$  стремятся к нулю, а  $V_{n,n+1}^{\lambda\lambda}$  максимальны.

Типичный энергетический спектр сверхрешетки, рассчитанный с помощью системы (6), представлен на рис.1.

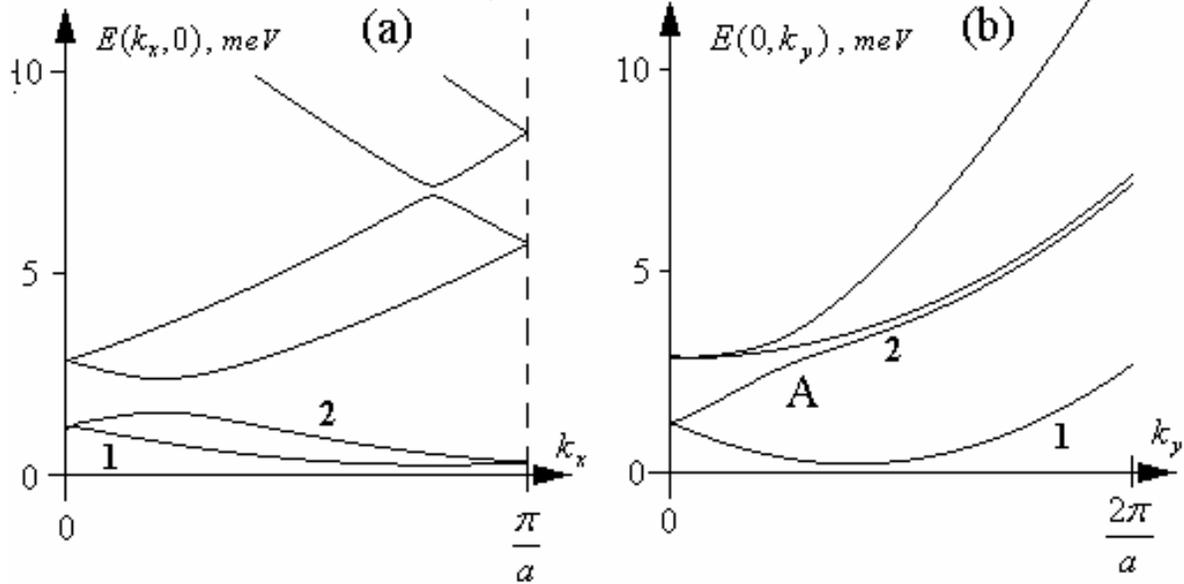


Рис.1. Энергетический спектр СО сверхрешетки: (а)  $E(k_x, 0)$ , (б)  $E(0, k_y)$

В расчетах использовались следующие типичные значения параметров:  $V_0 = 1.7 \text{ meV}$ ,  $\alpha = 5 \cdot 10^{-9} \text{ eVcm}$ ,  $m$  - эффективная масса,  $a = 60 \text{ nm}$ ,  $m = 0.067 m_0$ . В соответствии с теоремой Крамерса выполняется условие  $E_{s\uparrow}(\vec{k}) = E_{s\downarrow}(-\vec{k})$  и поэтому здесь показана только область с  $k_x, k_y > 0$ . Из рисунка следует, что в присутствии периодического потенциала вырождение по спину при  $k_y = 0$  не снимается как в центре, так и на границах зоны Бриллюэна. Природа этого эффекта связана с тем, что матричные элементы  $V_{n,n\pm 1}^{\lambda=\lambda'}$ , как было отмечено выше, обращаются в нуль на границах зоны Бриллюэна  $k_x = \pm \pi/a$ , если  $k_y = 0$ . При  $k_y \neq 0$  вырождение снимается во всех точках зоны Бриллюэна. Зависимость энергии от квантового числа  $k_y$  для вышеприведенных параметров показана на Рис.1б. Видно, что здесь вырождение снимается, что связано с наличием линейных по  $k_y$  слагаемых в  $\hat{H}_0$ , а также с взаимодействием между различными ветвями спектра (2), описываемым матричными

элементами  $V_{n,n\pm 1}^{\lambda=-\lambda'}$ . При определенных условиях возможно пересечение ветвей спектра  $E(0, k_y)$ , отвечающих разным зонам. Такая ситуация показана на Рис.1(б), где пересечение ветвей спектра 1 и 2 происходит в точке А, где взаимодействие приводит к расталкиванию дисперсионных кривых (антикроссинг) [2]. В

этой точке проекция спинов меняет знак, как это будет видно ниже. Ситуация, когда антикроссинг имеет место только между нижними энергетическими зонами, где ветвь 2 приближается к следующей по энергии ветви спектра, особенно интересна. Это связано с тем, поскольку в этом случае спины фермиевских электронов, принадлежащих ветвям спектра с противоположной киральностью практически параллельны [2].

Управление спиновой поляризацией является одной из главных целей практического применения спинтроники. Представляет интерес расчет спиновой плотности в элементарной ячейке сверхрешетки, а также спиновой поляризации в зоне Бриллюэна. В последнем случае будет определена спиновая ориентация электронов в состояниях с различными квазимпульсами. Спиновая плотность  $S_{\mathbf{k}}(x, y) = \psi_{\mathbf{k}}^+ \hat{\sigma}_i \psi_{\mathbf{k}}$  рассчитывается для квантового состояния  $(s, \mathbf{k})$  в точке  $\mathbf{k}$   $s$ -й энергетической зоны. После интегрирования по пространственным переменным мы получили векторное поле в  $\mathbf{k}$ -пространстве, компонентами которого являются средние значения спиновых проекций в данной точке  $\mathbf{k}$ , определяющих спиновую поляризацию:

$$\sigma_i(\mathbf{k}) = \langle \psi_{\mathbf{k}} | \hat{\sigma}_i | \psi_{\mathbf{k}} \rangle. \quad (7)$$

На Рис.2 показаны распределения проекций спинов (7) – компонент векторного поля  $(\sigma_x, \sigma_y)$  в зонах, отвечающих ветвям 1 и 2 на Рис.1. Можно видеть, что топологическая структура спиновой поляризации качественно изменяется под влиянием периодического потенциала. Заметим прежде всего, что в нижней энергетической зоне, распределение для которой показано на Рис.2а, структура типа однородного вихря сохраняется вблизи центра зоны Бриллюэна, и разрушается вблизи ее границ  $k_x = \pm\pi/a$ . Главным отличием спиновой поляризации вблизи этих линий является ориентация спинов вдоль оси  $x$ , т.е.

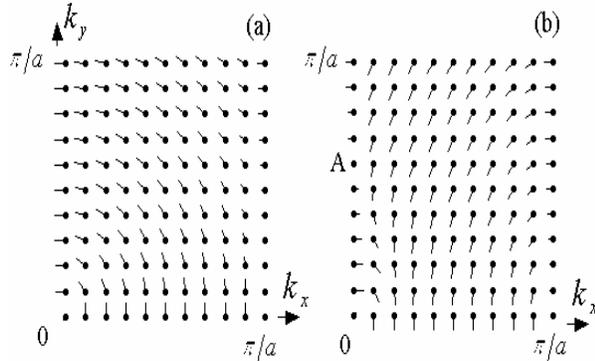


Рис.2. Спиновая поляризация состояний, соответствующих: (а) ветви 1 на Рис.1 и (б) ветви 2 на Рис.1. В точке антикроссинга  $A$  поляризация спина изменяется на противоположную. Параметры задачи те же, что на Рис.1.

$\sigma_y = 0$ . Кроме того, ориентация спинов вдоль  $y$  при  $k_y = 0$  приводит к появлению новой особой точки при  $k_x = \pm\pi/a$  и  $k_y = 0$  с геометрией векторного поля как у седловой точки.

Более сложная картина спиновой поляризации, изображенная на Рис.2б, отвечает распределению спинов в следующей по номеру энергетической зоне, см. Рис.1. Здесь аналогично вблизи центра зоны Бриллюэна сохраняется топология однородного вихря с противоположной по отношению к зоне на Рис.2а ориентацией спинов в силу принадлежности исходной энергетической зоны к другой ветви спектра Рашбы. Наибольшие отличия от однородного вихревого поля вновь имеют место у границ зоны Бриллюэна, где появляется новый вихрь. Еще одной важной чертой распределения спинов на Рис.2(б) является наличие точки переворота спинов  $A$ ,

показанной на оси  $k_x = 0$ . Можно показать, что эта точка отвечает точке антикроссинга  $A$  ветвей спектра, изображенного на Рис.1(б). Необходимо отметить, что сближение и последующее расталкивание ветвей 1 и 2 имеет место и в других сечениях  $k_x \neq 0$ , не показанных на Рис.1(б). Однако, более ярко этот эффект выражен при  $k_x = 0$ , поскольку в этом сечении расстояние между ветвями 1 и 2 минимально. Соответственно, поворот спинов на линии  $k_x = 0$  вблизи точки  $A$  происходит на больший угол, чем в других областях зоны Бриллюэна. Обнаруженные особенности спиновой поляризации могут быть использованы для фильтрации спинов в периодических СО структурах.

В докладе также обсуждается зарядовый и спиновый транспорт, и оптические эффекты в сверхрешетках со спин-орбитальным взаимодействием.

Работа выполнена при поддержке Программы Министерства образования и науки «Развитие научного потенциала высшей школы» в 2006г, гранта РФФИ 05-02-16449, гранта CRDF RUX0-001-NN-06, а также Фонда «Династия».

- [1] S. Datta and B. Das, Appl. Phys. Lett. **56**, 665, (1990).
- [2] S. Murakami, N. Nagaosa, S.C. Zhang, Science **301**, 1348 (2003); J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, and T. Jungwirth, Phys. Rev. Lett. **94**, 047204 (2005).
- [3] S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, P. Schneider, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, W. Wegscheider, D. Weiss, D. Schuh, E.V. Beregulin, and W. Prettl, Phys. Rev. B **68**, 035319 (2003).
- [4] A.V. Moroz and C.H.W. Barnes, Phys. Rev. B **60**, 14272 (1999).
- [5] M. Governale and U. Zulicke, Phys. Rev. B **66**, 073311(2002);
- [6] Ю.А. Бычков, В.И. Мельников, Э.И. Рашба, ЖЭТФ, **98**, 717 (1990); X.F. Wang and P. Vasilopoulos, Phys. Rev. B **67**, 085313(2003); M.-C. Chang, Phys.Rev.B**71**, 085315(2005); M. Zarea, Phys. Rev. **72**, 085342(2005).
- [7] X.F. Wang, P. Vasilipulos, and F.M. Peeters, Phys. Rev. B **65**, 165217(2002);
- [8] X.F. Wang, Phys. Rev. B **69**, 035302 (2004);
- [9] P. Keinert, V.V. Bryksin, O. Bleibaum, Phys. Rev. B **72**, 195311(2005).

# Наноструктурированные одномерные и трехмерные магнитофотонные кристаллы на основе пористого кремния и искусственных опалов

Р.В. Капра, Ф.Ю. Сычев<sup>1</sup>, И.А. Мошнина, А.А. Ежов<sup>1</sup>, Т.В. Мурзина<sup>1</sup>, О.А. Акципетров<sup>1</sup>, С.Ф. Каплан<sup>2</sup>, Д.А. Курдюков<sup>2</sup>, В.Г. Голубев<sup>2</sup>, М.А. Бадер<sup>3</sup>, Г. Маровский<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия; e-mail: murzina@mail.ru;

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Laser Laboratorium Goettingen, e.V., Hans-Adolf-Krebs-Weg 1, 37077 Göttingen, Germany  
e-mail: mur@shg.ru

Фотонные кристаллы (ФК), т.е. структуры, в которых диэлектрическая проницаемость модулируется с периодом, сравнимым с длиной волны света, являются объектом пристального внимания исследователей в течение последних 15 лет. Пространственная периодичность структуры ФК обуславливает существование фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) — спектральной области, в пределах которой распространение света внутри кристалла запрещено. Наличие ФЗЗ приводит к появлению новых эффектов, таких как подавление спонтанного излучения, усиление локальных оптических полей [1], гигантские нелинейно-оптические эффекты [2] и др.

Среди различных типов фотонных кристаллов особое место принадлежит магнитофотонным кристаллам (МФК), которые образованы, частично или полностью, магнитными веществами. В этом случае возможно значительное усиление магнитооптических, в том числе магнитных нелинейно-оптических эффектов. Было показано [3], что в одномерных МФК – многослойных пленках, образованных чередующимися слоями железо-иттриевого граната с висмутом (Bi:YIG) - наблюдается значительное возрастание эффекта Фарадея, а также его нелинейно-оптического аналога – магнито-оптического эффекта Керра (НМОКЭ) во второй гармонике (ВГ). Усиление этих эффектов достигается в спектральной области края фотонной запрещенной зоны и связано с выполнением условий фазового синхронизма для генерации ВГ, в том числе – для магнитоиндуцированной ВГ.

В то же время, процедура изготовления МФК методом магнетронного напыления, использовавшаяся в указанных выше работах, является, с одной стороны, достаточно трудоемкой, а с другой стороны позволяет изготавливать лишь одномерные магнитофотонные структуры.

В последние годы появился ряд работ, в которых наблюдалось усиление нелинейного магнитооптического эффекта Керра в магнитных наноструктурах [4]. Обнаруженное возрастание НМОКЭ было связано с увеличением роли

поверхности и связанных с этим магнитоиндуцированным эффектам во второй оптической гармонике. В этой связи представлялось интересным разработать магнитные структуры, объединяющие фотонно-кристаллические и наноструктурные свойства, и исследовать их фотонные и магнитооптические свойства.

В настоящей работе представлены результаты по изготовлению одномерных и трехмерных наноструктурированных магнитофотонных кристаллов, полученных путем инфильтрации шаблонов ФК из пористого кремния и искусственных опалов железо-иттриевым гранатом с висмутом. Приведены результаты изучения процессов усиления магнитного нелинейно-оптического отклика в полученных фотонно-кристаллических структурах.

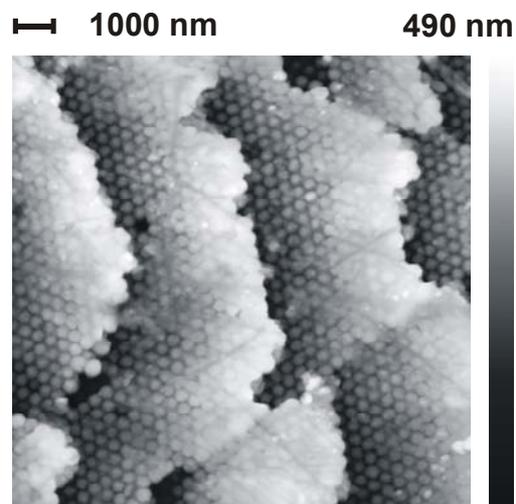


Рис. 1. АСМ изображение образца опала, инфильтрованного Bi:YIG. Размер поля сканирования 12x12 мкм<sup>2</sup>.

Шаблоны одномерных ФК на основе пористого кремния были изготовлены путем электрохимического травления кремния *n*-типа, ориентации (001) в растворе плавиковой кислоты. В процессе травления образовывались поры,

ориентированные в направлении, перпендикулярном поверхности пластины. Периодичность структуры достигалась путем периодической модуляции тока электрохимического травления, при этом средние размеры пор в соседствующих слоях составили около 60 нм и 100 нм, соответственно.

Синтетические опалы были образованы сферическими частицами  $\text{SiO}_2$  с диаметром  $330 \pm 5$  нм. Инфильтрация  $\text{Bi:YIG}$  проводилась путем погружения шаблонов ФК в коллоидный раствор железо-иттриевых гидроксидов и последующего отжига, в результате которого в порах обоих типов образцов формировались нанокристаллиты железо-иттриевого граната. Степень заполнения пор составила 30-50 %. Данные рентгеновского дифракционного анализа подтвердили наличие  $\text{Bi:YIG}$  в изготовленных образцах. На Рис. 1 представлено изображение поверхности образца, полученного с помощью сканирующего силового микроскопа Solver PRO, размер поля сканирования составил  $12 \times 12$  мкм<sup>2</sup>. Видно, что его структура образца соответствует плотной упаковке сфер диоксида кремния с преимущественной ориентацией поверхности параллельно плоскости (111).

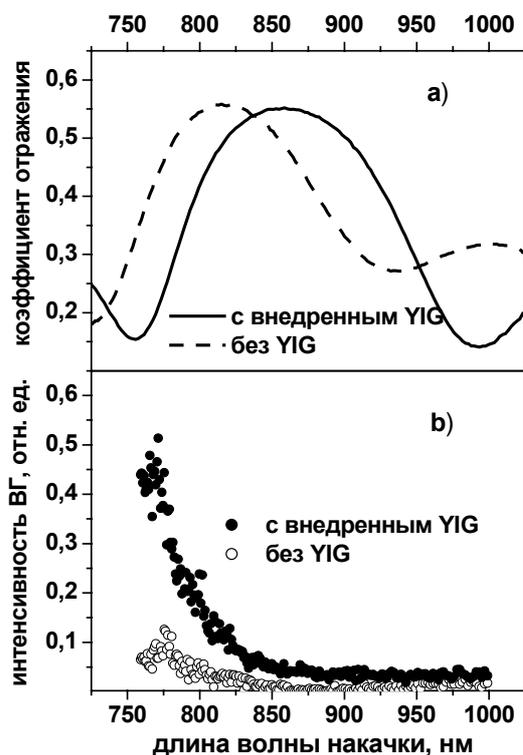


Рис. 2.(а) Спектры линейного коэффициента отражения одномерного ФК без  $\text{Bi:YIG}$  (штриховая линия) и с внедренным ЖИГ (сплошная линия); (б) спектры интенсивности ВГ для тех же образцов.

Экспериментальное исследование спектроскопии магнитного нелинейно-

оптического эффекта Керра проводилось с использованием излучения параметрического генератора света Spectra Physics MPO 710, перестраиваемого в диапазоне длин волн от 730 нм до 1100 нм, длительность импульса составляла 4 нс при энергии в импульсе около 10 мДж. Отраженное от образца излучение на частоте ВГ проходило через систему фильтров и детектировалось фотоэлектронным умножителем и стробируемой системой регистрации. Для исследования спектров НМОКЭ образцы помещались в магнитное поле с напряженностью около 2 кОе, приложенное в экваториальной геометрии, т.е. ориентированное в плоскости поверхности образца и перпендикулярное плоскости падения излучения накачки.

На Рис. 2,а представлены линейные спектры отражения одномерных фотонных кристаллов на основе пористого кремния до и после заполнения  $\text{Bi:YIG}$ . В обоих случаях в спектрах отражения наблюдаются максимумы, связанные с наличием ФЗЗ. В случае ФК с  $\text{Bi:YIG}$ , спектр отражения смещен в сторону больших длин волн приблизительно на 50 нм, что соответствует частичному заполнению пор железо-иттриевым гранатом. Из относительного сдвига положений центров ФЗЗ шаблонов и инфильтрованных ФК можно оценить степень заполнения шаблонов  $\text{Bi:YIG}$ , которая составила 20-40%.

На Рис. 2,б приведены спектры интенсивности ВГ для образцов одномерных незаполненных ФК и ФК, инфильтрованных  $\text{Bi:YIG}$ . В обоих случаях максимумы интенсивности ВГ соответствуют правому (коротковолновому) краю ФЗЗ в спектрах линейного отражения. Отношение интенсивности ВГ в максимумах спектральных зависимостей для заполненного и незаполненного ФК приблизительно равно 5, что свидетельствует об усилении генерации второй гармоники на краю ФЗЗ за счет наличия в порах заполненного образца нанокристаллитов железо-иттриевого граната.

Исследования магнитооптических свойств образцов проводилось методами спектроскопии экваториального нелинейного магнитооптического эффекта Керра. Величина экваториального магнитного ЭК характеризуется магнитным контрастом, т.е. относительным изменением интенсивности сигнала, отраженного от образца, при смене знака приложенного магнитного поля  $H$ :

$$\rho_{2\omega} = (I(H+) - I(H-)) / (I(H+) + I(H-)) * 100\%,$$

где  $I(H+)$  и  $I(H-)$  – интенсивность ВГ, измеренная для противоположных направлений магнитного поля. Значения магнитного контраста, измеренные в максимуме спектральной зависимости для ФК, инфильтрованного  $\text{Bi:YIG}$ , составило 10-15%, что по крайней мере на порядок величины превышает характерные значения магнитного контраста в магнитооптическом эффекте Керра для однородных пленок  $\text{Bi:YIG}$  и по порядку величины

соответствует аналогичным величинам, полученным в случае магнито-фотонных кристаллов на основе кристаллического  $\text{Bi:YIG}$ .

Аналогичные измерения были проведены для синтетических опалов, инфильтрованных  $\text{Bi:YIG}$ . На Рис. 3 представлены спектры линейного отражения и интенсивности второй гармоники. Как и в случае одномерных пористо-кремниевых ФК, максимум спектра отражения в области длин волн 700-770 нм соответствует фотонной запрещенной зоне заполненного опала. На правом (длинноволновом) краю ФЗЗ наблюдается ярко выраженный максимум интенсивности ВГ, который обусловлен, по-видимому, выполнением условий фазового синхронизма волн накачки и второй гармоники.

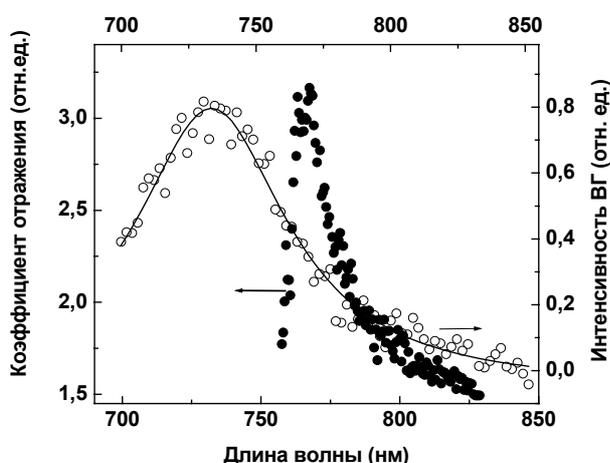


Рис. 3. Спектры линейного коэффициента отражения (незакрашенные символы) и интенсивности ВГ (закрашенные символы) для опалов, инфильтрованных  $\text{Bi:YIG}$ .

В спектральной области максимума ВГ для геометрии экваториального магнито-оптического эффекта Керра был измерен магнитный контраст интенсивности ВГ, величина которого составила  $\rho_{2\omega} \approx 7\%$ . Отметим, что это значение в 2-3 раза превышает магнитный контраст во второй гармонике для однородной пленки  $\text{Bi:YIG}$ .

Большие величины магнитного контраста НМОКЭ в синтетическом опале и в одномерных пористо-кремниевых фотонных кристаллах, инфильтрованных  $\text{Bi:YIG}$ , связаны, по-видимому, с усилением магнитооптического эффекта в наноструктурированных ФК из-за локализации электромагнитного поля в структуре, а также за счет усиления генерации второй гармоники, в том числе и ее магнитоиндуцированной составляющей, за счет реализации условий фазового синхронизма для волны ВГ на краю фотонной запрещенной зоны ФК.

Таким образом, изготовлены образцы одномерных и трехмерных наноструктурированных ФК на основе пористого

кремния и синтетического опала, заполненного железо-иттриевым гранатом. Обнаружено усиление интенсивности ВГ на краю фотонной запрещенной зоны ФК. Максимальные значения магнитного контраста интенсивности ВГ составили около 10 %.

Работа была выполнена при поддержке грантов INTAS No. 04-83-3149, РФФИ 04-02-16847, 05-02-19806 МФ-а, и СВР.NR.CLG 982026.

[1] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).

[2] A. V. Balakin, V. A. Bushuev, N. I. Koroteev, et.al., Opt. Lett. **24**, 793–795 (1999).

[3] O.A. Aktsipetrov, T.V. Dolgova, A.A. Fedyanin et.al., JOSA B, **22**(1), 176 (2005).

[4] O.A. Aktsipetrov, T.V. Murzina, E.M. Kim et.al., JOSA B, **22**(1), 137 (2005).

# Исследования Солнца в мягком рентгеновском и вакуумном ультрафиолетовом диапазонах спектра

С.В. Кузин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва  
e-mail: [kuzin@mail1.lebedev.ru](mailto:kuzin@mail1.lebedev.ru)

Значимость исследований Солнца обусловлено несколькими факторами. Солнце является ближайшей к нам звездой и единственным астрофизическим объектом такого рода, который можно детально исследовать как протяженный источник. Кроме того, Солнце является основным источником энергии в солнечной системе и формирует межпланетную среду, которая определяет многие планетные параметры.

Наиболее прямыми методами в настоящее время можно исследовать атмосферу Солнца, т.е. области, лежащие выше фотосферы – видимой оболочки Солнца. Помимо фотосферы в эти области входят: сравнительно холодная хромосфера, переходный слой, где происходит скачкообразный разогрев плазмы, и солнечная корона, температуры в которой достигают десятков миллионов градусов. Сравнительная простота изучения этих слоев обусловлена тем, что солнечная атмосфера является основным источником электромагнитной энергии. Если исследования фотосферы, максимум излучения которой лежит в видимой области спектра, были начаты довольно давно, то систематическое изучение переходного слоя и короны началось сравнительно недавно. Это связано с тем, что видимое излучение переходного слоя и короны сравнительно слабо вследствие низкой плотности и высокой температуры вещества и практически не выделяется на фоне мощного свечения фотосферы. Эпизодические наблюдения короны возможны лишь во время солнечных затмений. В тоже время, детальное изучение структуры и динамики этих слоев атмосферы Солнца важно как для решения общих, фундаментальных проблем физики солнечной и звездных корон, так и для научных и прикладных исследований в области солнечно-земных связей, для которых определяющую роль играют процессы в верхней атмосфере, ионосфере и магнитосфере Земли [1]. Исследование спектров излучения Солнца является важным для целей фундаментальной спектроскопии и атомной физики. Результаты диагностики солнечной плазмы позволяют проверять точность теоретических расчетов атомных констант и указывать выявленные несоответствия. В комплексе с другими наблюдениями Солнца и межпланетной среды эти исследования важны для изучения механизмов нагрева вещества короны, генерации солнечного ветра и вариаций обилия гелия, формирования межпланетной среды, изучения солнечно-земных связей и реакции земной атмосферы

на солнечную активность, предсказания геоэффективных событий и т.д.

Для исследований переходного слоя и короны наиболее удобен мягкий рентгеновский и крайний ВУФ диапазон спектра ( $1\div 1000\text{\AA}$ ), так как излучение Солнца в нем формируется линиями многозарядных ионов, с температурами возбуждения, лежащими в широком диапазоне  $10^4\div 10^7$  К и соответствующим условиям в солнечной короне на высотах от переходного слоя и выше. Однако эти исследования можно проводить только вне атмосферы Земли и их практическая реализация началась в середине прошлого века с развитием космической техники. Первоначально, в 60-х годах прошлого века, они развивались по двум параллельным направлениям: исследование структуры короны с помощью изображающих инструментов (камеры-обскуры) [2] и определение физических параметров солнечной плазмы (электронная и ионная плотности и температуры, мера эмиссии вещества) по полученным с помощью целевых спектрометров спектров Солнца [3].

Следующий шаг в исследованиях Солнца был сделан в начале 70-х годов в эксперименте S 80A на орбитальной станции Skylab [4]. В этом эксперименте были получены изображения полного диска Солнца в отдельных спектральных линиях (спектрогелиограммы) в диапазоне  $171\div 630\text{\AA}$  и была показана возможность исследовать одновременно как структуру солнечной плазмы, так и ее параметры одновременно с высоким пространственным и спектральным разрешением. Этот метод получил название изображающей рентгеновской спектроскопии Солнца. Ограничения этого эксперимента определялись его оптической схемой с дифракционной решеткой нормального падения. Это обусловило относительно низкую дисперсию и переналоженное изображение Солнца (размер диска в шкале длин волн составлял  $\sim 25\text{\AA}$ ).

Необходимо остановиться на особенностях проведения космических экспериментов по регистрации МР и ВУФ излучения Солнца. Во-первых, необходимым условием является высокая надежность аппаратуры, автономно работающей в течении длительного времени. Во-вторых, аппаратура размещается в условиях открытого космоса (глубокий вакуум, специфический температурный режим, высокие радиационные нагрузки, большие тепловые потоки). В-третьих, большие ограничения накладываются на вес, габариты и энергопотребление инструмен-

тов. В-четвертых, аппаратура должна быть устойчивой к линейным перегрузкам, вибрации, ударам и акустическим нагрузкам, возникающим при ее выводе в космос. С учетом большого срока эксплуатации должны быть предусмотрены возможности по ее периодической калибровке и юстировкам. Наконец, сильно ограничены возможности управления приборами и передачи информации на Землю, что приводит к необходимости использования мощных бортовых компьютеров для управления экспериментом и анализу получаемой информации на борту.

Одной из важнейших проблем при проведении космического эксперимента является необходимость фильтрации излучения Солнца в видимом диапазоне, суммарная интенсивность которого на 10 порядков превышает интенсивность излучения в рабочем МР и ВУФ диапазоне. Для подавления длинноволновой части спектра в инструментах применяется многоуровневая система фильтрации длинноволнового излучения, включающая входные фильтры и фильтры детектора. В некоторых случаях дополнительная фильтрация осуществляется оптическими элементами и детекторами изображений.

В телескопических исследованиях Солнца в крайнем ВУФ диапазоне последние 30 лет наиболее значительный прогресс был связан с развитием новых методов регистрации и анализа экспериментальных данных. Многократное увеличение пространственного разрешения и чувствительности рентгеновских телескопов и спектрометров позволило им приблизиться по характеристикам к лучшим наземным телескопам. Это развитие обусловлено в наибольшей мере прогрессом в разработке многослойных зеркал нормального падения [5], детекторов изображений на основе ПЗС-матриц, а также миниатюрных компьютеров, позволивших существенно увеличить объемы регистрируемой информации.

В 1985-1994 гг. в США было проведено несколько ракетных экспериментов по наблюдению Солнца в XUV-диапазоне  $44\div 304 \text{ \AA}$ , в которых были испытаны новые рентгеновские телескопы высокого разрешения [6-8]. В этих экспериментах была продемонстрирована возможность получения изображений корональных структур с пространственным разрешением до  $1''$  и выше, однако применявшийся метод регистрации изображений на фотопленку не мог быть использован в длительных автономных спутниковых экспериментах.

Первым длительным автономным экспериментом по мониторингу солнечной активности был эксперимент ТЕРЕК на космическом аппарате ФОБОС, выполненный в 1988 г. в ФИАН [9]. В телескопе ТЕРЕК впервые была использована комбинация многослойных рентгеновских зеркал и высокочувствительных приемников изображения на основе усилителей изображения (ЭОП) и ПЗС-матриц. В этом эксперименте в течение месяца было получено более 100 изображений Солнца в спектральных диапазонах

около  $175$  и  $304 \text{ \AA}$ , которые позволили выявить тонкую структуру корональных дыр и уточнить величину потока излучения резонансной линии HeII [10].

Эксперименты по рентгеновской изображающей спектроскопии Солнца в ФИАН были продолжены в ходе выполнения программы Комплексных Орбитальных Околосолнечных Наблюдений Активности Солнца (КОРОНАС). Первая орбитальная станция этой программы, КОРОНАС-И, была выведена на околоземную орбиту в 1994 г. В состав аппаратуры входил многоканальный комплекс, состоящий из телескопа ТЕРЕК-К и спектрогелиометра РЕС-К (Рентгеновский Спектрогелиометр) на диапазон  $1.8\div 304 \text{ \AA}$  [11]. В инструменте были использованы однозеркальные телескопы, построенные по схемам Кассегрена и Гершеля на основе многослойных зеркал нормального падения с апертурой до  $60 \text{ мм}$ , спектрогелиометры на основе объективной дифракционной решетки скользящего падения и кристаллического брегговского зеркала. В аппаратуре были использованы двухкоординатные детекторы на основе люминесцентных экранов, усилителей изображения и ПЗС-матриц. Для фильтрации мощного излучения оптического диапазона была применена система тонкопленочных алюминиевых фильтров [12]. Возможности аппаратуры, в частности, широкий динамический диапазон детекторов изображений и возможности перепрограммирования (в том числе и в полете) режимов наблюдений, позволили провести детальные исследования отдельных явлений в солнечной короне в период минимума солнечной активности. В эксперименте были впервые проведены систематические наблюдения Солнца в спектральных диапазонах около  $132$ ,  $175$  и  $304 \text{ \AA}$  с высоким пространственным разрешением (до нескольких угловых секунд). Впервые одновременно были получены монохроматические изображения Солнца в диапазонах  $8.41\text{cc}8.43 \text{ \AA}$  и  $180\div 209 \text{ \AA}$ . Полученные данные позволили исследовать структуру образований в солнечной короне и переходной области в диапазоне температур от  $10^5$  до  $10^7 \text{ К}$  и их динамику на временных масштабах от нескольких секунд до трех солнечных оборотов.

Дальнейшим развитием этой программы явилось создание спектрогелиометрического и телескопического комплекса СПИРИТ для орбитальной станции КОРОНАС-Ф, выведенной на околоземную орбиту в июле 2001 [13]. В состав комплекса входят спектрогелиометр РЕС-К и телескоп СРТ-К. СПИРИТ явился существенным развитием предыдущего комплекса, в первую очередь, за счет использования в его составе многослойной широкоапертурной (до  $100 \text{ мм}$ ) оптики, более мощного бортового компьютера, позволившего увеличить потоки передаваемой на Землю информации и реализовать режим управления с учетом текущей солнечной активности и состояния аппаратуры [14]. В телескопических каналах аппаратуры применены двух зер-

кальная схема Ричи-Кретьена и однозеркальная Гершеля. Причем в последней зеркало установлено на механизм наклона, что впервые позволило наблюдать дальнюю солнечную корону в ВУФ диапазоне. В качестве детекторов в ВУФ каналах использована комбинация усилителя изображений с открытой МКП на входе и ПЗС-матрицы. В МР каналах регистрация производилась непосредственно на ПЗС-матрицу.

За более чем 4-летний срок проведения эксперимента накоплен большой наблюдательный материал: более 500 тысяч изображений и спектрогелиограмм Солнца в различных спектральных диапазонах (рис. 1). Общий объем полученной информации составляет более 270 Гбайт.

В ходе выполнения эксперимента ФИАН СПИРИТ получены важнейшие приоритетные результаты. В линии Mg XII ( $T=5\div 20$  миллионов градусов) обнаружен новый класс явлений - высокотемпературные плазменные образования в солнечной короне; исследована периодичность всплесков «горячего» излучения от отдельных активных областей с периодами в интервалах  $12\div 30$  и  $40\div 200$  минут; исследована динамика солнечных вспышек с временным разрешением до 7 секунд и пространственным до  $4''$ . В диапазоне  $177\div 335 \text{ \AA}$  получены спектры более чем 30 мощных вспышек, значительно расширена база каталога спектральных линий (со 100 до 160 линий), перекрывающая диапазон температур от 10 тысяч до 30 миллионов градусов. Проведена диагностика электронной плотности, ионного и химического состава и дифференциальной меры эмиссии различных солнечных структур, включая корональные дыры и вспышки.

Одновременно с орбитальной станцией КОРОНАС-Ф исследования Солнца в крайнем ВУФ диапазоне проводились на японском спут-

нике Yohkoh телескопом скользящего падения (1991-2001) [15], запущенной в 1995 году европейско-американской космической станцией SOHO, с двухзеркальным телескопом Ричи-Кретьена EIT и щелевым спектрометром CDS [16,17] и с 1998 года американской орбитальной станции TRACE [18]. В последнем эксперименте получено рекордное на сегодняшний день пространственное разрешение –  $0.1''$ . Данные систематических наблюдений в ходе этих экспериментов позволили исследовать, в частности, и такие недавно обнаруженные явления солнечной активности, как димминги и корональные волны, изучать тонкую структуру различных солнечных образований, детально исследовать диапазон спектра солнечной короны [19,20].

В настоящее время это направление исследований в ФИАНе продолжается разработкой телескопа-спектрогелиометра ТЕСИС для спутника КОРОНАС-ФОТОН. В этом эксперименте будут продолжены исследования солнечной короны на фазах подъема и максимума 24-го цикла солнечной активности [21]. Основными задачами эксперимента ТЕСИС являются изучение транспорта энергии в солнечной атмосфере, выделения энергии и солнечной материи в эруптивных процессах и их влияние на солнечно-земные связи. Эти задачи будут решены методом изображающей рентгеновской спектроскопии путем регистрации изображений полного диска Солнца в узкополосных спектральных интервалах и монохроматических линиях излучения ионов HeII, SiXI, FeXXI-FeXXIII, MgXII в высокотемпературной плазме переходного слоя и короны.

Прибор ТЕСИС включает пять независимых каналов регистрации изображений Солнца и астродатчик: два телескопа-коронोगрафа по схеме Гершеля с параболическими внесосевыми многослойными зеркалами нормального падения в линиях FeVII, FeXXI-FeXXIII ( $131 \div 133 \text{ \AA}$ ) и в

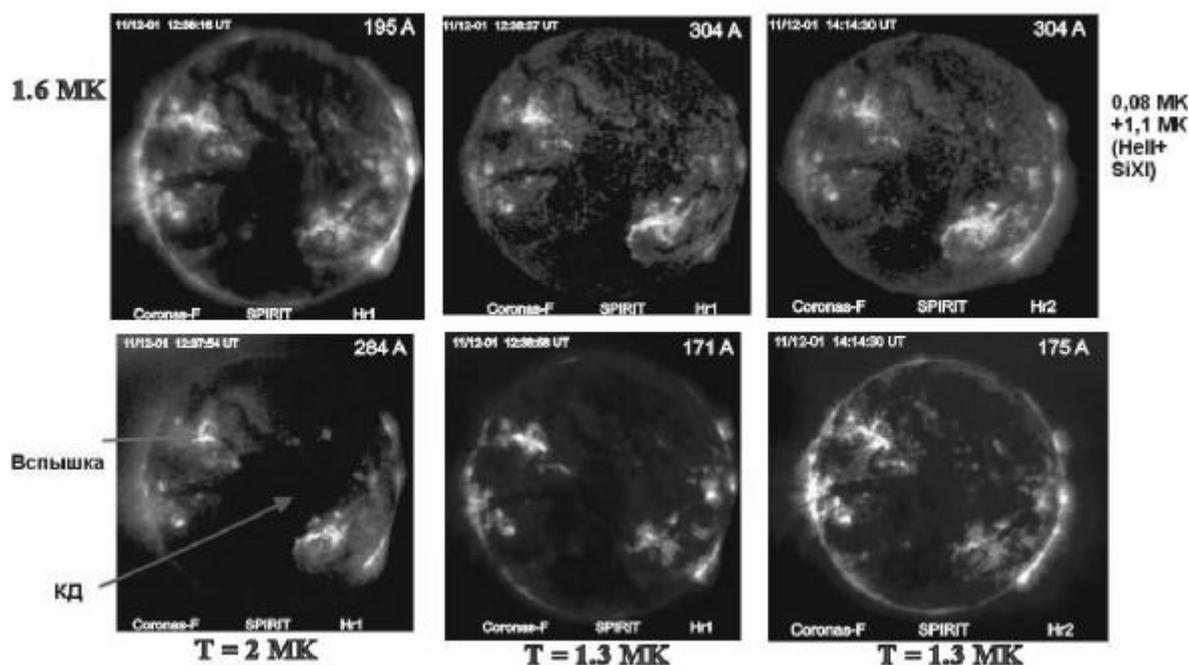


Рис. 1. Одновременное изображение солнечной короны в различных спектральных диапазонах, полученные по данным СПИРИТ

линиях HeII, SiXI (295 ± 315 Å); рентгеновский коронограф (двухзеркальная система схема Риччи-Кретъена с полем зрения 2.5°) – в линиях HeII, SiXI (295 ± 315 Å); телескоп-спектрометр Mg на основе брэгговского зеркала – в линиях MgXII (8,42 Å) спектрогелиометр с плоской объективной дифракционной решеткой., в линиях более чем 100 ионов в диапазоне 280±335 Å. Оптический датчик (астродатчик) предназначен для контроля по звездам текущей трехосной ориентации телескопа с точностью до 1". В качестве детекторов всех каналов будут использованы back-side ПЗС матрицы фирмы e2v с разработанной в ФИАН системой управления.

Крайне интересным и важным с научной точки зрения является разрабатываемый в ФИАН эксперимент следующего поколения ТРЕК для космического аппарата ИНТЕРГЕЛИОЗОНД (планируемый запуск - 2012 год). Особенностью этой станции является ее уникальная околосолнечная орбита, с перигелием около 40 солнечных радиусов и выходом из плоскости эклиптики. Так как эта орбита не синхронизована с земной, то появляется возможность исследовать обратную по отношению к Земле сторону Солнца. Целью эксперимента ТРЕК являются исследования трехмерной структуры и динамики горячей плазмы ( $10^4 \div 2 \cdot 10^7$  К) в солнечной атмосфере с уникальным сочетанием пространственного (0.2 – 1") и временного (0.05 сек) разрешения и полями зрения, перекрывающими в отдельных каналах расстояние до 10 солнечных радиусов. Эти исследования позволяют получить новые данные по локализации различных образований на Солнце, протекающим в них процессам, а также исследовать ныне недоступные полярные области Солнца, дальнюю корону в плоскости эклиптики. Проводящиеся синхронно с этими наблю-

дениями прямые измерения плазмы в районе КА ИНТЕРГЕЛИОЗОНД дадут возможность изучить формирование быстрой и медленной компонент солнечного ветра, их связь с различными типами фотосферно-корональных источников, такими как полярные корональные дыры, малые экваториальные дыры, вспышки, активные области и т.п. Высокое пространственное разрешение позволит исследовать тонкую структуру магнитных силовых трубок и оценить минимальные размеры отдельного волокна, что крайне важно для понимания процессов трансформации энергии мелкомасштабного магнитного поля в другие виды энергии. Широкое поле зрения позволит исследовать динамику формирования корональных выбросов вещества и исследовать степень их влияния на космическую погоду. Синхронные наблюдения обратной стороны Солнца совместно с околоземными аппаратами позволят изучить глобальные проявления солнечной активности. Предлагаемый состав комплекса ТРЕК включает 4 канала регистрации: спектрогелиометр на диапазон 280-335 Å, канал высокого разрешения на диапазон 192 Å, канал широкого поля на диапазон 304Å, спектрогелиометр на диапазон 8.42 Å.

Разрабатываемая аппаратура является крайне сложной с технической точки зрения. Околосолнечный полет предполагает исключительно высокие радиационные (десятки мегарад) и тепловые ( $15 \text{ кВт/м}^2$ ) нагрузки, агрессивную среду вследствие высокой концентрации плазмы, необходимость хранения больших объемов информации в памяти бортового компьютера, ограниченный вес и энергопотребление аппаратуры. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект № 05-02-17415 и программы фундаментальных исследований Президиума РАН №16.

#### Литература

1. Phillips, K.J.H., The Guide to the Sun, Cambridge Univ.Press, 1992
2. Мандельштам и др., Искусственные спутники Земли, 1961, вып. 10, стр. 12
3. Hinteregger, H.E., Space astrophysics, 1961, p.34
4. Tousey, R., Proceedings of International Conference on X-Rays in Space - Cosmic, Solar, and Auroral X-Rays, Calgary, Alberta, Canada, 1974, v. 1, p. 472
5. Гапонов, С.В. и др., Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, с. 214
6. L. Golub, et al., Nature, 1990, v. 334, p 842
7. Barbee T.W., Proc.SPIE, 1992, v.1742, p.515
8. Walker A., Hoover R., Spiller E. et al, Proc. SPIE, 1994, v. 2011, p.391
9. Житник и др., Труды ФИАН, 1989, т. 195, с. 19
10. Sobelman, I.I., Zhitnik, I.A., Ignat'ev, A.P. et al., Adv. Sp. Sci., 1991, v. 11, p.99
11. Sobelman I., Zhitnik I., Proc SPIE, 1992, v.1742, p.539
12. A.Mitrofanov, F.Pudonin, N. Starodubzev, I.Zhitnik, Proc. SPIE, 1998, v. 3406, p. 35.
13. Ораевский, В.Н., Собельман, И.И., Письма в Астрон. Журнал. 2002, т.28, №6, с.457
14. I.A. Zhitnik, O.I. et al. ESA SP-506 "Solar Variability: from Core to Outer Frontiers". 2002. P.915-919.
15. Tsuneta, S. Et al., Solar Phys, 1991, v.136, p. 63
16. Harrison R.A., Sawyer E.C., Carter M.K. et al., Solar Phys., 1995, v.162, p. 233
17. The SOHO mission, edited by Fleck, Domingo and Poland, Kluwer Academic press, London, 1995
18. L. Golub et al. Phys. Plasmas, 1999, v. 6, No. 5, p. 2205
19. The first results from SOHO, edited by Fleck and Svestka, Kluwer Academic press, London, 1997
20. Physics of Solar and Stellar Coronae, Pt.II. The Solar Corona, G.S.Vaiana Memorial Symposium, Eds Linsky J., Seglio X., Kluwer Acad. Publ., 1993
21. Кузин, С. В., Житник, И. А., Бугаенко, О. И. и др., Труды конференции «актуальные проблемы физики солнечной и звездной активности». Н.Новгород, 2-7 июня 2003 г., т. 1, стр. 223

# Исследование моно- и поликапиллярных рентгеновских микропучков

Романов А.Ю.

Институт рентгеновской оптики, Москва, Россия  
e-mail: [androm2@yandex.ru](mailto:androm2@yandex.ru); [androm@iroptic.ru](mailto:androm@iroptic.ru)

В оптике Кумахова (ОК) управление рентгеновским излучением (РИ) осуществляется на основе его прохождения через полые трубки - монокапилляры, собранные в пучки различных конфигураций, благодаря полному внешнему отражению (ПВО) от стенок [1]. В настоящее время на базе ОК в Институте рентгеновской оптики (ИРО) создано новое поколение приборов: флуоресцентные спектрометры, рефлектометры, дифрактометры, и комбинации нескольких приборов в одном [1,2]. Значительное количество приложений объясняется такими отличительными особенностями ОК как широкополосность (0,1-60 кэВ) [3,4] и высокая апертура (~0,1 рад).

Применение рентгенооптических систем ОК позволяет получить микропучки РИ с высокой плотностью потока на основе обычных маломощных рентгеновских трубок. Так, микрофокусные полулинзы с фокусными расстояниями порядка миллиметра позволяют получать пучки РИ с расходимостью на уровне критических углов ПВО, и плотностью порядка  $10^{10}$  фотонов/(с  $\text{мм}^2$ ) монохроматического характеристического излучения [5,6]. Но при этом площадь поперечного сечения таких пучков определяется выходным диаметром полулинз, составляющим величину порядка миллиметра.

В [7,8] получены интенсивные квазипараллельные рентгеновские микропучки с плотностью потока излучения близкой к синхротронной на выходе системы микрофокусный рентгеновский генератор/цилиндрическая поликапиллярная система. В [9,10] рассматривается приложение данного способа получения микропучков к схеме сканирующей рентгеновской микроскопии на основе растровой рентгеновской системы источник/детектор.

В данной работе проведено исследование и сравнение традиционных монокапиллярных рентгеновских микропучков (МРМ) и относительно новых [7,8] - поликапиллярных рентгеновских микропучков (ПРМ). Рассмотрены свойства МРМ и ПРМ, получаемых в схеме микрофокусный рентгеновский источник - моно- или поликапиллярная структура. Измерения проводились на автоматизированном стенде для исследования оптики Кумахова [11,12]

**Исследование МРМ.** Экспериментально исследованы стеклянные монокапилляры, созданные в ИРО, с целью получения интенсивных рентгеновских микропучков и сравнения МРМ и ПРМ. Зависимость коэффициента пропускания монокапилляра от его длины для энергии РИ 8 кэВ приведена на рис.1. Используются следующие значения параметров источника: медный анод; напряжение 40кВ; ток 25мкА; диаметр фокусного пятна - 10 мкм. Внешний диаметр монокапилляра составлял 5 мм, внутренний - 10 мкм. Расстояние между источником и капилляром было минимально возможным (~0,2 мм).

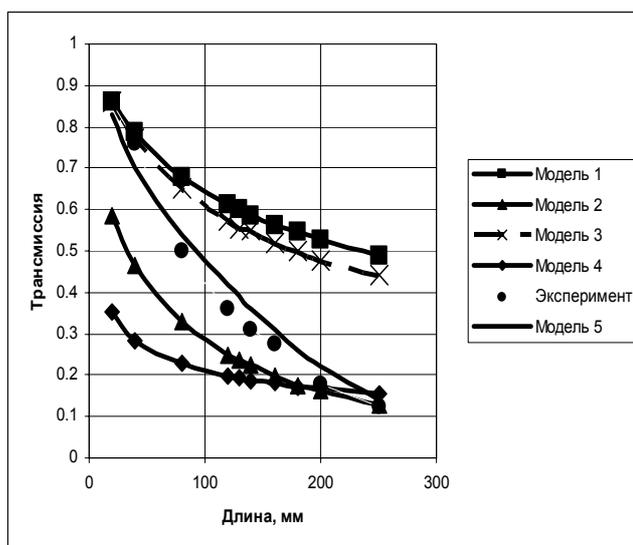


Рис.1 Данные эксперимента и моделирования зависимости трансмиссии монокапилляра от его длины: Модель 1: по Вангу, коэффициент  $\Delta\theta_{\max} = 3 \cdot 10^{-4}$ ; Модель 2: по Вангу, коэффициент  $\Delta\theta_{\max} = 2,25 \cdot 10^{-3}$ ; Модель 3: по Винцу, коэффициент  $\sigma = 4,5 \text{ A}^0$ ; Модель 4: по Винцу, коэффициент  $\sigma = 40 \text{ A}^0$ ; Модель 5: коэффициент  $\sigma = 2 \text{ A}^0$ ;  $\Delta\theta_{\max} = 2 \cdot 10^{-5}$ ;  $R_{\text{изг}} = 25 \text{ м}$ .

Изменение выходной интенсивности от расстояния между источником и входным торцом исследовалось для капилляра внутренним диаметром 10 мкм и длиной 12 см, при следующих параметрах источника: медный анод, напряжение 30кВ, ток 10мкА, средний размер фокусного пятна трубки - 10 мкм. Рассчитанная из полученных данных

зависимость для трансмиссии представлена на рис.2.

Зависимость выходной интенсивности от размера фокусного пятна рентгеновской трубки исследовалась для монокапилляра длиной 12 см с внутренним диаметром 10 мкм, при минимальном расстоянии монокапилляр/источник (~ 0,2 мм). Параметры источника: напряжение 30 кВ и ток 10 мкА. Рассчитанная из полученных данных зависимость трансмиссии от плотности мощности в пятне представлена на рис.3.

**Исследование ПРМ.** Исследованы характеристики ряда поликапилляров, созданных в ИРО. Определялась зависимость трансмиссии прямого поликапилляра от его длины, посредством последовательных циклов обрезания капилляра и измерений. Значения трансмиссии поликапилляра в данном диапазоне энергий оказались близки к значениям трансмиссии монокапилляра, полученным в наших исследованиях. Экспериментальные результаты зависимости пропускания от длины хорошо согласуются и с независимыми исследованиями (например, [13, 14]).

Расходимость ПРМ предполагается в рамках геометрооптической модели равной двум критическим углам. Детального

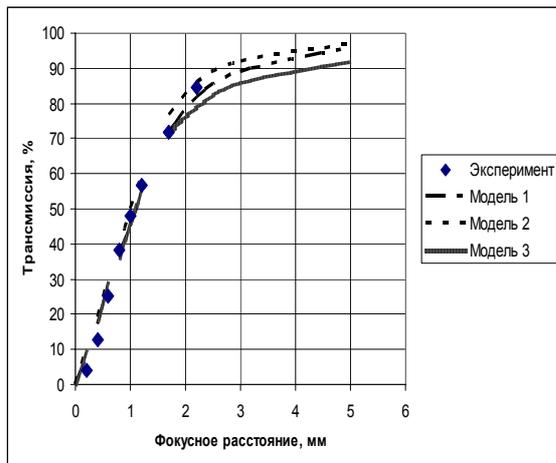


Рис.2 Данные эксперимента и моделирования зависимости трансмиссии монокапилляра от расстояния до источника: Модель 1 - по Винцу и Вангу, коэффициенты  $\sigma = 5 \text{ A}^0$ ,  $\Delta\theta_{\max} = 3 \cdot 10^{-4}$ ; Модель 2 - по Винцу и Вангу, коэффициенты  $\sigma = 0,5 \text{ A}^0$ ,  $\Delta\theta_{\max} = 3 \cdot 10^{-4}$ ; Модель 3 - по Винцу и Вангу, коэффициент  $\sigma = 0,5 \text{ A}^0$ ,  $\Delta\theta_{\max} = 6 \cdot 10^{-4}$

экспериментального рассмотрения характеристик расходимости в литературе нет. Нами экспериментально рассмотрены характеристики расходимости интенсивных квазипараллельных микропучков на выходе системы: микрофокусный рентгеновский генератор/цилиндрическая поликапиллярная

система посредством сканирования пучка ножом.

В области, близкой к торцу наблюдается эффект уменьшения эффективной расходимости (рис.4). Это вызвано характерным перераспределением поля излучения источника поликапиллярной структурой. Значения диаметра в области вблизи к торцу отображают

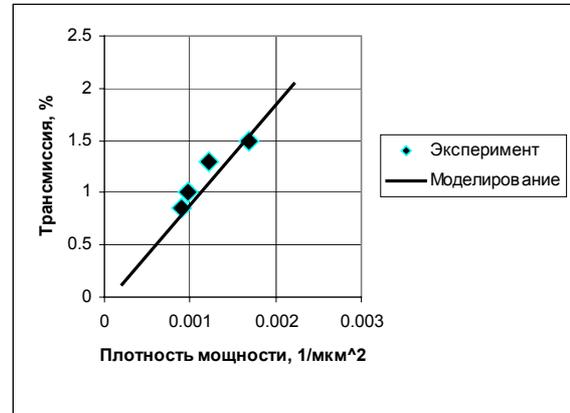


Рис.3 Зависимость трансмиссии монокапилляра от плотности мощности в фокусном пятне

размер источника [15]. На максимальную же расходимость, определяемую локальной расходимостью – то есть обеспечиваемую углом многократного полного внешнего отражения, микропучок, по-видимому, выходит на расстоянии  $F_{m.d.}$ , определяемом значением диаметра фокусного пятна трубки  $d_{f.s.}$  и максимальной расходимости  $Q_{max} \sim \mathcal{G}_{кр}$ , определяемой расходимостью пучка отдельного монокапилляра, пропорциональной критическому углу ПВО  $\mathcal{G}_{кр}$ :

$$F_{m.d.} \approx d_{f.s.} / Q_{max} \quad (1)$$

то есть когда все скрытые монокапиллярные микропучки начинают участвовать в формировании расходимости поликапиллярного микропучка. Отсюда диаметр поликапиллярного пучка  $d$  на расстоянии от выходного торца  $f$

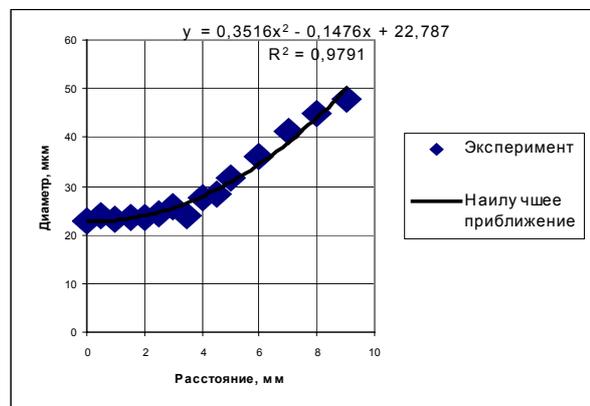


Рис.4 Зависимость диаметра сечения пучка на выходе поликапиллярного столбика от расстояния от выходного торца столбика: длина столбика 30 мм.

будет определяться следующим выражением:

$$d \approx d_{f.s.} + Q_{max} (f - F_{m.d.}). \quad (2)$$

А оценить размер фокусного пятна источника по размеру сечения пучка на выходе поликапиллярной системы можно как

$$d_{f.s.} \approx d - Q_{max} (f - F_{m.d.}). \quad (3)$$

Исследована зависимость максимальной расходимости ПРМ от длины поликапилляра. Максимальная расходимость определялась из зависимости диаметра сечения

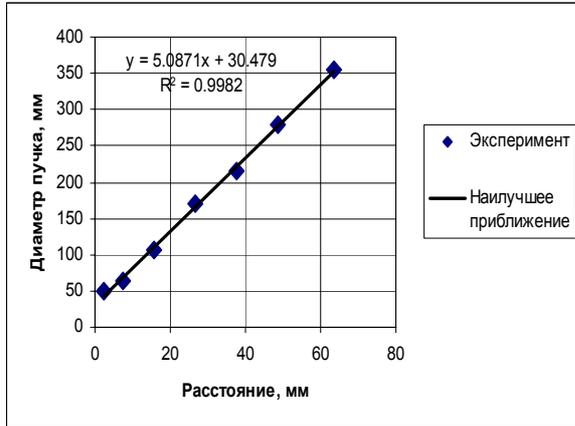


Рис.5 Изменение диаметра ПРМ на участке максимальной расходимости

поликапиллярного микропучка от расстояния между местом сечения ножом и выходным торцом поликапиллярной структуры. Тангенс угла касательной к кривым данных зависимостей, характеризующий расходимость, брался на участке максимальной расходимости. Изменение диаметра пучка на участке максимальной расходимости представлено на рис. 5.

Исследуемые поликапиллярные структуры имели внешний диаметр 2,5 мм, внутренний диаметр капилляра – 2,5 мкм. Полученная зависимость представлена на рис.6. Наблюдали эффект уменьшения максимальной расходимости с увеличением длины поликапиллярной системы.

**Статистическое моделирование прохождения РИ через капиллярные структуры.** Для расчёта угла отражения применялась трёхмерная модель на основе модели Дабагова и др. [16] разыгрывались 2 угла:  $\alpha$  и  $\theta$ , исходя из которых, затем рассчитывали угол падения на стенку:

$$\alpha_{ref} = \arccos \left\{ \frac{\cos \alpha}{\cos[\arctan(\tan \alpha \cdot \sin \theta)]} \right\} \quad (4)$$

и длину пробега одного отражения:

$$h = 2R \cos \theta \cdot \cot \alpha, \quad (5)$$

где R – радиус капилляра.

Использовалось выражение для диэлектрической проницаемости вида:

$$\varepsilon = 1 - \alpha + i\beta, \quad (6)$$

где  $0 < \alpha \ll 1, \beta \ll 1$ .

Величина  $\alpha$  - определяет угол полного внешнего отражения:

$$\theta_\phi = \sqrt{\alpha}, \quad (7)$$

Коэффициент отражения рентгеновских лучей от вещества рассчитывается согласно [17]:

$$R_s = \frac{(a - \sin \theta)^2 + b^2}{(a + \sin \theta)^2 + b^2}; \quad (8)$$

$$R_p = R_s \frac{(a - \cos \theta \operatorname{ctg} \theta)^2 + b^2}{(a + \cos \theta \operatorname{ctg} \theta)^2 + b^2} \quad (9),$$

где

$$a^2 = 0,5 \cdot [\sqrt{(\sin^2 \theta - \alpha)^2 + \beta^2} + (\sin^2 \theta - \alpha)]$$

$$b^2 = 0,5 \cdot [\sqrt{(\sin^2 \theta - \alpha)^2 + \beta^2} - (\sin^2 \theta - \alpha)]$$

Для неполяризованного излучения:

$$R = (R_s + R_p) / 2. \quad (10)$$

Учитывались все основные типы отклонений отражающей поверхности капилляра от идеальной: шероховатость, волнистость и изгиб. В одной из наиболее известных моделей учёта шероховатостей, основанной на подходе Дебая при рассмотрении влияния тепловых колебаний кристаллической решётки на рассеяние РИ, применяется экспоненциальный коэффициент ослабления для модификации френелевского коэффициента отражения  $R_F$ :

$$R = R_F \cdot \exp[-(4\pi\sigma \cdot \sin \theta / \lambda)^2], \quad (11)$$

где R – коэффициент отражения шероховатой поверхности,  $\lambda$  - длина волны и  $\theta$  - угол падения рентгеновского излучения,  $\sigma$  - варьируемый параметр, характеризующий шероховатость. Использование данной модели для капиллярной оптики представлено в работе Винца и др. [18].

Учёт волнистости поверхности в модели Ванга и др. [19], применяемый нами, по сути, аналогичен модели шероховатости Аркадьева, основанной на случайной добавке к углу отражения в определённом интервале [14]. Дополнительно представлены ограничения на отрицательные углы:

$$-\Delta\theta_{max} \leq \Delta\theta \leq \Delta\theta_{max}, \text{ если } \theta \geq \Delta\theta_{max} \quad (12)$$

и

$$-\theta \leq \Delta\theta \leq \Delta\theta_{max}, \text{ если } \theta < \Delta\theta_{max}, \quad (13)$$

где  $\theta$  - угол падения,  $\Delta\theta_{max}$  - предельная величина отклонения угла отражения от зеркального.

В случае наличия изгиба у капилляра при каждом последующем отражении к углу отражения добавлялось значение  $\Delta\alpha_{ref}$ , определяемое наклоном касательных

плоскостей к капилляру в точках падения ввиду изгиба капилляра:

$$\Delta\alpha_{ref} = (-1)^n h / R_{изгиб}, \quad (14)$$

где  $R_{изгиб}$  – радиус кривизны капилляра, а  $n$  – номер отражения. Уменьшение длины пробега одного отражения вследствие изгиба считалось пренебрежимо малой величиной.

Представлены результаты моделирования зависимости трансмиссии монокапилляра от его длины (рис.1), от расстояния до источника (рис.2) и от размера фокусного пятна источника РИ (рис.3). Модельные данные достаточно качественно описывают экспериментальные.

На рис.7 представлены результаты моделирования зависимости расходимости от длины. Установлено, что экспериментальные данные достаточно хорошо описываются моделью Ванга. Значение коэффициента близко к полученному в [14] значению  $10^{-4}$ .

**Сравнение МРМ и ПРМ.** Полученные на основе микрофокусных рентгеновских трубок максимальные плотности потока излучения как в МРМ, так и ПРМ составляют значения порядка  $10^{10}$  фот/(с мм<sup>2</sup>), что близко к параметрам синхротронных источников (см., например, [20,21]). Но имеются следующие преимущества использования поликапиллярных структур перед монокапиллярными для целей

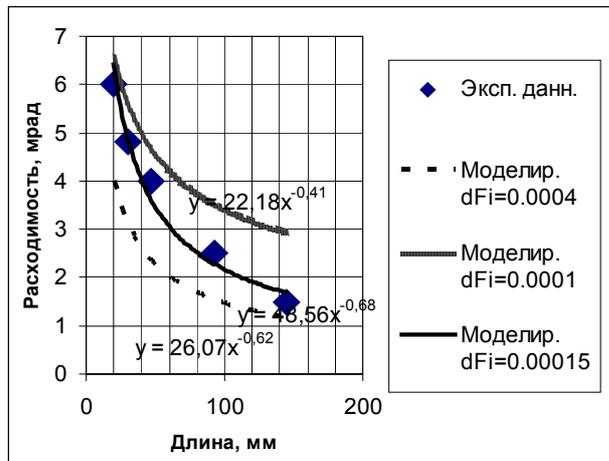


Рис.6 Данные эксперимента и моделирования зависимости максимальной расходимости от длины поликапилляра с учётом шероховатости по Вангу

получения интенсивных микропучков с источником на основе рентгеновской трубки.

1. Резко снижается трудность юстировки оптической системы относительно источника.
2. Появляется возможность получения сканирующего квазипараллельного микропучка посредством электронно-лучевого сканирования рентгеновского пятна трубки [9,10].
3. Выходное поле излучения поликапилляра отличается от такового для монокапилляра за счёт перераспределения излучения поликапиллярной структурой. Имеется эффект уменьшения общей

расходимости поликапиллярного микропучка в области, близкой к торцу поликапилляра.

4. За счёт использования более мелких капилляров, для получения требуемой расходимости требуется меньшая длина структуры, что также может быть преимуществом для приложений.

Выражаю благодарность за интерес к работе и ценные замечания проф. Кумахову М.А., а также технологическому отделу ИРО во главе с Никитиной С.В. за предоставленные для экспериментов рентгенооптические системы.

[1] X-ray and neutron capillary optics. Proc. SPIE. 2005. V.5943. 336 p.  
 [2] [www.iroptic.ru](http://www.iroptic.ru); [www.unisantis.com](http://www.unisantis.com)  
 [3] Романов А.Ю. Письма в ЖТФ. 2005. Т.31. №5 С.47-51.  
 [4] Романов А.Ю. Поверхность. 2005. №8. С.49-51.  
 [5] Romanov A.Yu., Dmitriev I.V. Proc. intern. conf. XRMSROMN-2004 Chernogolovka: IPTM RAS. 2004. (CD).  
 [6] Mikhin O.V., Dabagov S.B., Gelever V.D., Priladyshev A.V. Preprint LNF-03/16 (P): 2003. [www.lnf.infn.it](http://www.lnf.infn.it)  
 [7] Романов А.Ю., Дмитриев И.В. Письма в ЖТФ. 2004. Т.30. №18. С.65-69.  
 [8] Романов А.Ю., Дмитриев И.В. Поверхность. 2005. №8. С.32-34.  
 [9] Гелевер В.Д., Романов А.Ю. Письма в ЖТФ. 2005. Т.31. №5. С.52-57.  
 [10] Gelever V.D., Romanov A.Yu. Proc. SPIE. 2005. V.5943. P.313-317.  
 [11] Романов А.Ю., Дмитриев И.В., Акулов А.Ю. Поверхность. 2005. №2. С.17-22.  
 [12] Романов А.Ю. Известия вузов. Приборостроение. 2005. №1. С.34-39.  
 [13] Аркадьев В.А., Коломийцев А.И., Кумахов М.А. и др. Поверхность – 1987. - №2. – С.44-47.  
 [14] Arkadiev V.A., Budkov S.A., Kovantsev V.E. Optics of Beams. M: IROS. – 1993. – P.27-32.  
 [15] Романов А.Ю. Измерительная техника. 2004. №7. С.20-22.  
 [16] Hampai D., Dabagov S.B., Cappuccio G. Preprint LNF-04/03(IR). – 2004. – 11 p.  
 [17] Зеркальная рентгеновская оптика. Под общ. ред. А.В. Виноградова. 1989. 463 с.  
 [18] Vincze L., Janssens K., Adams F., Rindby A., Engstrom P. Rev. Sci. Instr.. 1998. V.69. P.3494-3503.  
 [19] Wang H., Wang L., Gibson W.M., MacDonald C.A. Proc. SPIE. 1998. V.3444. P.643 – 651.  
 [20] Kumakhov M.A. X-ray spectrometry. 2000. V.29. P.343-348.  
 [21] Dolbnya I.P., Zolotarev K.V. X-ray microscopy IV, Chernogolovka, Russia. 1994. P.127-135.

# Управление дифракционными спектрами рентгеновского излучения и формирование пространственной структуры рентгеновских дифракционных пучков

В.Н. Трушин, А.С. Маркелов, Е.В. Чупрунов, А.А. Жолудев

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

603950, Нижний Новгород, Россия, [trush@phys.unn.runnet.ru](mailto:trush@phys.unn.runnet.ru)

В работе исследуется влияние неоднородного теплового воздействия светового пучка на угловое смещение дифракционных максимумов (064) кристалла KDP, соответствующим  $K\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  линиям спектра характеристического рентгеновского излучения.

Эксперимент проводился на двухкристальном рентгеновском спектрометре по методике описанной в [1]. Локальный нагрев поверхности кристалла (пластина размером  $35 \times 35 \times 6$  мм<sup>3</sup>) со стороны области дифракции осуществлялся световым пучком от проекционной лампы. Схема эксперимента и положение дифракционных пучков, соответствующих линиям спектра  $K\alpha_1$  и  $K\alpha_2$  на поверхности кристалла, показана на рис.1а.

Дифракционные линии спектра  $K\alpha_1$ ,  $K\alpha_2$ , изображение которых показано на рентгеновской пленке (1), соответствуют дифракционному отражению (511) от кристалла – монохроматора германия [1].

На рис.1б показаны топограммы 1, 2, 3 поверхности кристалла, снятые при светоиндуцированном нагреве  $\alpha_2$  – области поверхности кристалла до температур 22, 28 и 30°C, соответственно ( $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  – области это части поверхности кристалла соответствующие положениям дифракционных пучков от  $K\alpha_1$  и  $K\alpha_2$  линий спектра). Топограммы снимались на максимуме кривой отражения от  $\alpha_1$  – области поверхности кристалла.

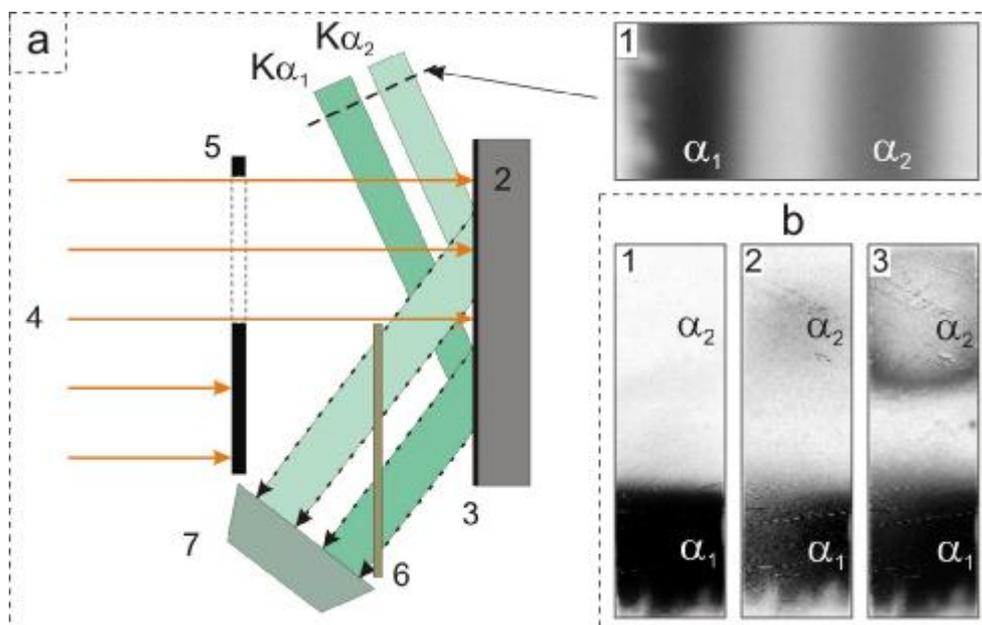


Рис.1. а - схема эксперимента где: 1 -  $K\alpha_1$ ,  $K\alpha_2$  линии дифракционного спектра рентгеновского излучения; 2 – образец; 3 – поглощающие покрытие; 4 – световой пучок; 5 – транспарант; 6 – рентгеновская пленка; 7 – счетчик. б – топограммы 1, 2, 3 поверхности кристалла, полученные при нагрева  $\alpha_2$  – области поверхности кристалла, до температур 22, 28 и 30°C, соответственно.

На рис.2а показана температурная зависимость углового смещения кривой качания отражения (064) кристалла KDP. Кривая состоит из двух максимумов  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , начальное и конечное положение которых

показано на кривых 1 и 5, соответственно. Начальное угловое положение максимумов на кривой 1 определялось разностью в длинах волн линий спектра и положением областей дифракции на поверхности кристалла.

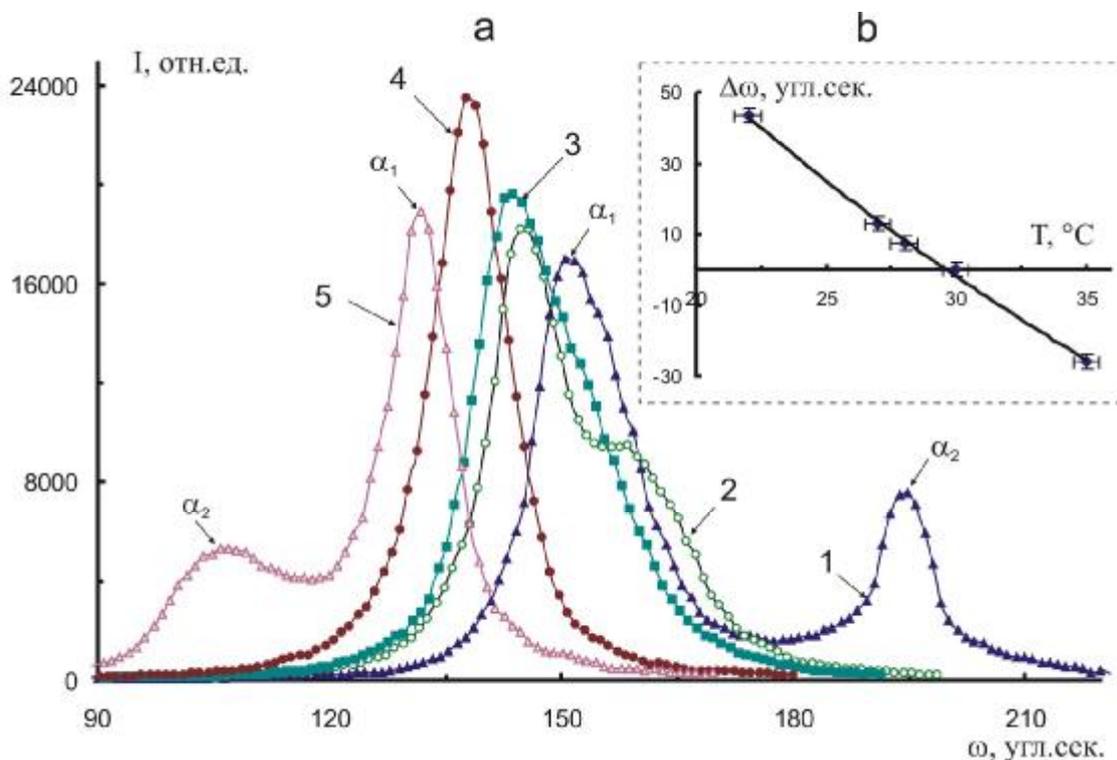


Рис.2. Температурная зависимость угловых положений дифракционных максимумов 064 кристалла KDP, соответствующих  $K\alpha_1$ ,  $K\alpha_2$  линиям дифракционного спектра рентгеновского излучения. а – кривые 1, 2, 3, 4, 5 снятые при нагреве  $\alpha_2$  – области поверхности кристалла, до температур 22, 27, 28, 30 и 34°C, соответственно. б – зависимость относительного углового положения центров тяжести кривых  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , от температуры нагрева  $\alpha_2$  – области поверхности кристалла.

При светоиндуцированном изменении температуры  $\alpha_2$  - области кривая в целом смещается в сторону меньших углов, одновременно наблюдается уменьшение углового расстояния между её максимумами. Кривые 2,3,4,5 соответствуют нагреву  $\alpha_2$  - области поверхности кристалла до температур 27, 28, 30 и 34°C, соответственно.

Совмещение максимумов от дифракционных линий спектра происходило при  $t = 30^\circ\text{C}$ , кривая 4.

Разницу в температурах  $\Delta T_\lambda$  между областями дифракционных спектров на поверхности кристалла, при которой возможно их угловое совмещение определяется формулой:

$$\Delta T_\lambda = -ctg\Theta \cdot \Delta\Theta_\lambda / a ,$$

где:  $\Theta$  – угол Брэгга;  $\Delta\Theta_\lambda$  - угловое рассогласование между дифракционными спектрами излучения;  $a$  – значение коэффициента теплового расширения в направлении вектора обратной решетки.

На рис.2б показана зависимость относительного углового положения  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  пиков, от температуры нагрева  $\alpha_2$  – области поверхности кристалла.

Используя определенные внешние воздействия на поверхность дифрагирующего кристалла, например ультразвуковые колебания [2], можно управлять рентгеновскими пучками. Управление параметрами рентгеновских пучков, также как и в случае использования теплового воздействия света [1], осуществляется за счет управляемой деформации кристаллической

решетки, вызывающей угловое рассогласование дифракционных максимумов кристаллов.

С помощью теплового воздействия света на поверхность дифрагирующего кристалла можно локально корректировать его параметры, управлять пространственным распределением интенсивности в рентгеновском пучке. Это позволяет формировать на пленке рентгеновские изображения функционально связанные с оптическим изображением, формируемым на поверхности дифрагирующего кристалла [3]. Разрешающая способность полученных таким образом рентгеновских изображений определяется рядом факторов. Определяющими являются теплопроводность, термоупругие параметры

и совершенство кристаллической структуры кристалла.

На рис.1.а показаны КДО (226), полученные в геометрии Брэгга от «черной» поверхности Z среза кристалла KDP, снятые в исходном состоянии (кривая 1) и в условиях освещения части его поверхности светом (кривая 2). Освещение осуществлялось через транспарант в виде буквы «S», рис.3с. Изменение температуры области освещения по отношению к

неосвещенной области составляла около 2,5°C. На рис.1.б приведены топограммы части поверхности кристалла, снятые в различных точках КДО (положения точек указано стрелками). Из рисунка видно, что контраст топограмм зависит от углового положения рабочей точки на КДО. Топограмма (1) соответствовала угловому положению освещаемой области, (2) области вне освещения.

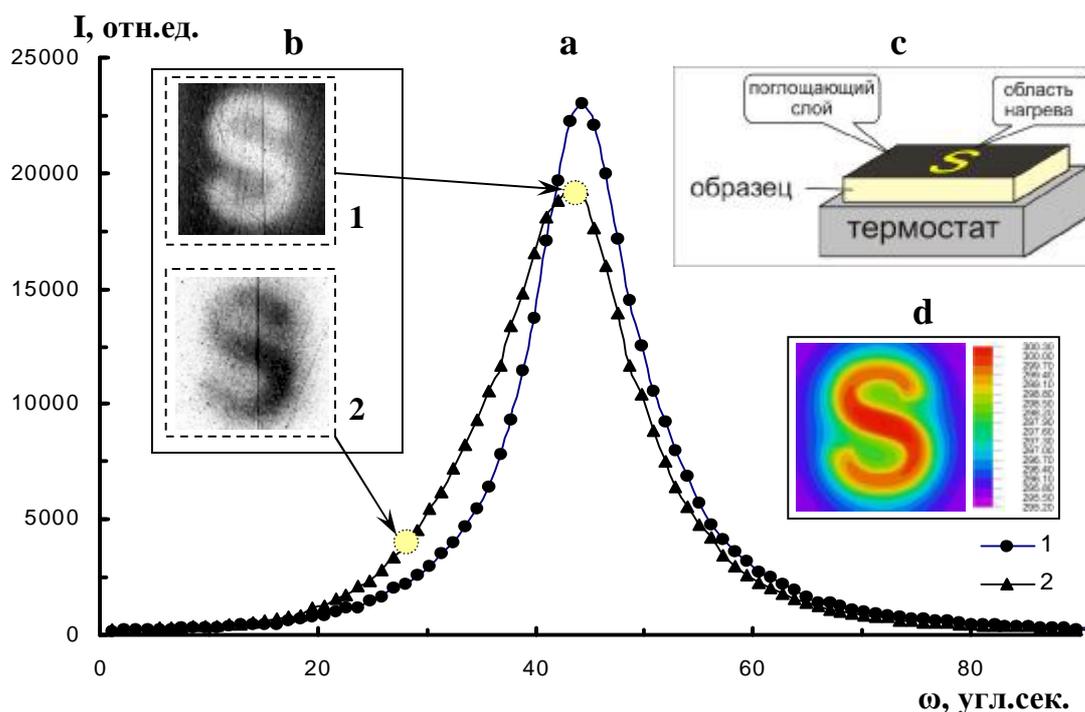


Рис.3. (а) - Кривые дифракционного отражения кристалла KDP от черной поверхности Z среза (226) в геометрии Брэгга, снятые в исходном состоянии (кривая 1), и при освещении светом части поверхности (кривая 2) через транспарант в виде буквы «S»; (б)- топограммы (1,2) участка поверхности кристалла, полученные в указанных точках на кривой КДО; (с) – схема теплового воздействия; (д) – распределение температуры, рассчитанное на глубине 5 мкм от поверхности кристалла.

Экспериментально определенная разрешающая способность рассматриваемого метода формирования изображений составила около 60 пар линий на дюйм, что согласуется с рассчитанной предельной разрешающей способностью для этого случая ~ 80 пар линий на дюйм.

Приведенные экспериментальные данные показывают, что тепловым

воздействием света на кристалл можно корректировать угловое положение брэгговских отражений, управлять пространственной структурой рентгеновских пучков, угловым положением и формой максимумов дифракционных спектров рентгеновского излучения, что может быть использовано для уменьшения aberrаций рентгенооптических систем.

[1] В.Н.Трушин, А.А.Жолудев, А.С. Маркелов, Е.В.Чупрунов. Термоиндуцированная корректировка параметров рентгеновских дифракционных максимумов кристаллов //ЖТФ,2004, том 74, вып.7, С.121-122.

[2] А.Б. Благов, М.В. Ковальчук, В.Г. Кон, В.В. Лидер, Ю.В. Писаревский Исследование возможности управления рентгеновским пучком с помощью кристалла подвергнутого длинноволновым ультразвуковым колебаниям // ЖЭТФ, 2005, Т.128, вып. 5 (11), С.893-903.

[3] В.Н.Трушин А.А.Жолудев, М.А.Фаддеев, Е.В.Чупрунов, А.Ф.Хохлов Формирование рентгеновских изображений воздействием оптического изображения на дифрагирующий кристалл ниобата лития // ЖТФ, 1997, Т.67, №9, С.76-79.

# Слои кадмий-ртуть-теллур: получение методом молекулярно-лучевой эпитаксии, свойства, применение

Н.Н.Михайлов, В.С.Варавин, Ю.Г.Сидоров, А.Л.Асеев

Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Академика Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия  
e-mail: [aseev@isp.nsc.ru](mailto:aseev@isp.nsc.ru)

Несмотря на разработки инфракрасных фотоприемников (ИК ФП) на альтернативных материалах, твердые растворы кадмий-ртуть-теллур  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (КРТ) остаются базовым материалом для ИК ФП с предельными обнаружительными способностями благодаря своим уникальным физическим свойствам. Число элементов в фотоприемных матрицах на основе КРТ превысило миллион и предполагается дальнейшее увеличение числа элементов в матрицах. Совершенно очевидно, что необходимо развитие технологии производства пленок КРТ большой площади с высокой однородностью.

Молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) обладает рядом преимуществ перед другими методами выращивания пленок КРТ. Это низкая температура выращивания, что обеспечивает резкость гетерограниц и низкое фоновое легирование; возможность использования разнообразных «альтернативных подложек» большого диаметра, что абсолютно необходимо для производства матриц большого формата; контроль процесса в реальном времени; простота и гибкость.

Для описания процессов, происходящих на поверхности при росте КРТ в методе МЛЭ, разработана модель, основанная на термодинамическом анализе и учитывающая кинетику поверхностных процессов с участием двухатомного теллура. Количественные значения энергии адсорбции двухатомных молекул теллура на поверхности получены из эллипсометрических измерений адсорбции теллура. Энергия активации диссоциации – из данных по скоростям десорбции при сублимации и при росте CdTe на поверхности (100)CdTe. Скорости десорбции получены из периода осцилляций зеркального рефлекса дифракции быстрых электронов – рисунок 1 [1].

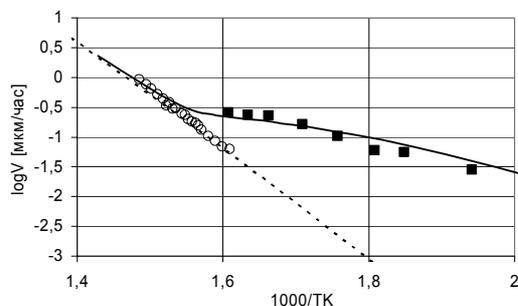


Рис.1 Скорость десорбции.

Круглые точки – скорость сублимации CdTe [1]. Квадраты - скорость десорбции при

стехиометрических потоках компонентов CdTe на поверхность, соответствующих скорости осаждения 0,5 мкм/час [1]. Скорость десорбции компонентов при росте оказывается выше, чем в отсутствие поступающих на поверхность потоков осаждаемых компонентов. Это связано с тем, что не весь поступающий на поверхность двухатомный теллур успевает диссоциировать на поверхности (100)CdTe, принять участие в кристаллизации и реиспаряется, также как и соответствующее ему количество кадмия. На рисунке представлены также результаты расчета для энергии активации диссоциации на поверхности (100)CdTe, равной 22 ккал/моль. Пунктиром показана степень заполнения в отсутствие осаждения, а сплошной линией – при стехиометрических потоках компонентов, соответствующих скорости осаждения 0,5 мкм/час.

Модель предсказывает высокие степени заполнения поверхности (100)CdTe двухатомным теллуrom. Рассчитанная степень заполнения приближается к единице при потоках компонентов, эквивалентных скорости осаждения 1 мкм/час, при снижении температуры до 200 – 220°C, типичной температуры выращивания КРТ, как показано на рисунке 2 сплошной линией.

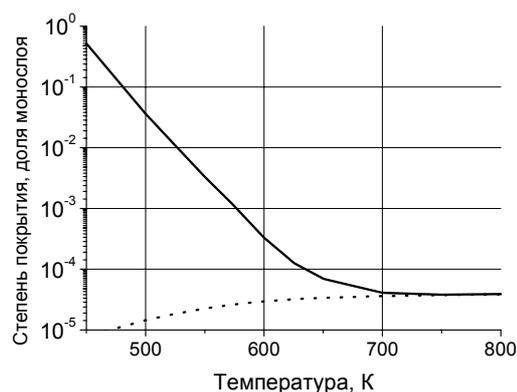


Рис.2 Степень заполнения поверхности CdTe двухатомными молекулами теллура при разных интенсивностях потоков компонентов.

В то же время степень заполнения поверхности двухатомным теллуrom при сублимации с понижением температуры уменьшается - пунктирная линия на рисунке 2.

Низкая температура выращивания помимо преимуществ создает и фундаментальную проблему МЛЭ КРТ – возможность одновременного

формирования двух фаз – фазы КРТ и фазы элементарного теллура.

Формирование той или другой фазы определяется кинетикой протеканий процессов. Затруднения в кристаллизации КРТ приводят к формированию фазы элементарного теллура, образованию характерных прорастающих V-дефектов и срыву эпитаксиального роста. Конкурирующий росту КРТ процесс образования фазы элементарного теллура может развиваться в том случае, если имеются затруднения в диссоциации и стоке атомов теллура к точкам роста.

Поэтому использование vicинальных поверхностей, таких как (013), составленных из ступеней и имеющих минимальное расстояние между ступенями, создает наиболее благоприятные условия для подавления процесса кристаллизации элементарного теллура.

Использование инородных подложек создает дополнительные проблемы. Для успешной реализации метода МЛЭ для получения гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) КРТ проведено детальное изучение физико-химических основ выращивания эпитаксиальных слоев ZnTe и CdTe на подложках из GaAs и последующего роста слоев КРТ.

Для выращивания ГЭС КРТ методом молекулярно-лучевой эпитаксии создана многомодульная сверхвысоковакуумная установка МЛЭ «Обь-М». Наличие нескольких технологических модулей позволяет производить каждую технологическую операцию в оптимальных условиях. Она включает три технологические модуля, три камеры загрузки-выгрузки и ламинарный бокс.

Для снижения плотности дефектов на гетерогранице  $A^2B^6/GaAs$  необходимо предотвратить взаимодействие паров элемента шестой группы (теллура) с подложкой GaAs при высоких температурах. Для этого процессы удаления остаточных оксидов и выращивания буферного слоя пространственно разнесены по разным технологическим модулям. Остаточная атмосфера технологического модуля предэпитаксиальной термической подготовки поверхности подложек не содержит паров элемента шестой группы (теллура). В этом модуле проводится термическое удаление остаточных оксидов с поверхности подложки. Модуль оснащен дифрактометром быстрых электронов (ДБЭ).

Для выращивания эпитаксиальных слоев КРТ сконструирован и изготовлен модуль выращивания ртутьсодержащих соединений, оснащенный оригинальной системой молекулярных источников, которые решают проблему выращивания однородных по площади слоев КРТ большого диаметра (102 мм) без вращения подложки – рисунок 3. Однородность состава не хуже  $0,0005 \text{ см}^{-1}$  обеспечивает высокую однородность спектральной чувствительности многоэлементных фотоприемников.

Модуль оснащен встроенным автоматическим эллипсометром для измерения скорости роста КРТ на начальной стадии и непрерывного

контроля состава и морфологии растущего слоя КРТ в реальном масштабе времени. Прецизионный контроль состава КРТ в процессе выращивания позволяет изменять состав по толщине пленок заданным образом и конструировать структуры, оптимальные с точки зрения параметров фотоприемников. Например, пленки КРТ с  $x=0,2$  с варизонными слоями на поверхности и на границе с буферным слоем имеют рекордные времена жизни неосновных носителей - до 10 нс при 77К, что дает возможность реализовать предельные параметры фоторезисторов.

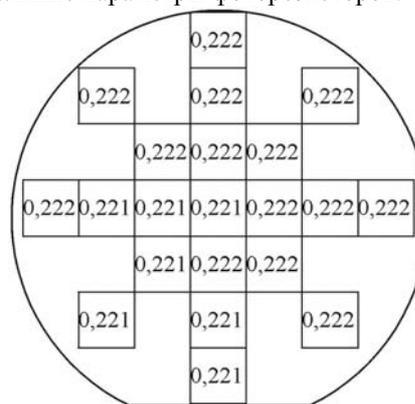


Рис. 3. Однородность состава КРТ ( $X_{CdTe}$ ) по площади ГЭС КРТ МЛЭ диаметром 50,8 мм.

В пленках КРТ, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией как на подложках ориентации (301), так и на (112)В, наблюдаются характерные прорастающие дефекты, имеющие различную форму [2, 3]. Размеры дефектов обычно увеличиваются с толщиной пленки КРТ, поэтому они названы V-дефектами [2]. Попадая в активную область фотоприемных элементов, эти дефекты могут ухудшать характеристики приборов. Поэтому плотность V-дефектов должна быть минимальна, особенно при изготовлении многоэлементных фотоприемников.

Исследование пленок КРТ методами атомно-силовой и просвечивающей электронной микроскопии показывают, что V-дефекты являются сложными образованиями, содержащими двойниковые ламели и области с чрезвычайно высоким содержанием дефектов структуры вплоть до поликристаллического теллура [4].

Обнаружено, что начальной стадией образования V-дефекта является образование полосы нарушенной структуры пленки КРТ вблизи возмущения рельефа (на дне долины между холмами). Высокорастворяющая электронная микроскопия обнаруживает вдоль этой полосы кристаллики КРТ, разориентированные относительно решетки пленки КРТ на разные углы. В отдельных участках полосы были обнаружены включения с межплоскостным расстоянием 0,59нм, соответствующим межплоскостному расстоянию теллура. Выделение элементарного теллура и появление связанных с ним напряже-

ний являются движущей силой процесса образования дефектов упаковки (ДУ), нарушающих процесс кристаллизации. В результате происходит лавинообразное размножение ДУ вдоль линий рельефа поверхности. По мере роста пленки вблизи колонки с ДУ возникают напряжения, которые приводят к двойникованию по другим  $\{111\}$  плоскостям. В результате формируется V-дефект. Из полученных результатов следует, что возмущения на ростовой поверхности могут стать местами сегрегации теллура и введения дефектов с образованием в конечном счете V-дефекта. Установлено также, что вероятность образования V-дефектов сильно зависит от температуры выращивания КРТ. Это можно понять, учитывая влияние температуры на вероятность образования фаз элементарного теллура и КРТ. Оптимизация условий выращивания буферного слоя CdTe и пленки КРТ позволила снизить плотность V-дефектов ниже величины  $10^3 \text{ см}^{-2}$ .

Высокая активность теллура определяет и электрофизические характеристики ГЭС КРТ МЛЭ за счет образования точечных дефектов – антиструктурного теллура.

Непосредственно после выращивания пленки КРТ имеют электронный тип проводимости. Концентрация электронов без дополнительного легирования может достигать величины  $1 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , что является неожиданным ввиду малой растворимости примесей при низких температурах. Как было показано расчетами и анализом экспериментальных данных [5, 6], наиболее вероятным неконтролируемым донором в пленках МЛЭ КРТ является антиструктурный теллур, когда атомы теллура занимают узлы в подрешетке металла.

Использование источника теллура с зоной крекинга позволяет проверить предположение об образовании антиструктурного теллура. Концентрация антиструктурного теллура определяется давлением паров одноатомного теллура, давлением паров ртути и константой равновесия реакции растворения теллура в антиструктурных положениях. Молекулярный источник теллура с зоной крекинга позволяет менять давление паров одноатомного теллура в широких пределах за счет изменения температуры крекинга без изменения общего потока теллура, т.е. без изменения условий роста.

В предельном случае давление паров одноатомного теллура на поверхности определяется поступающим на поверхность потоком из источника, и концентрация донорных центров, обусловленных антиструктурным теллуrom, должна меняться с температурой зоны крекинга из-за изменения диссоциации двухатомного теллура.

Энтальпия растворения теллура в КРТ в антиструктурных положениях была рассчитана в работе [5] из первых принципов. С использованием этих данных и данных по константе диссоциации двухатомного теллура была рассчитана зависимость концентрации антиструктурного

теллура от температуры зоны крекинга, приведенная на рисунке 4 – сплошная линия.

Другим предельным случаем является установление равновесия на поверхности между атомами ртути и теллура. В этом случае концентрация антиструктурного теллура не зависит от температуры зоны крекинга – пунктирная линия на рисунке 4.

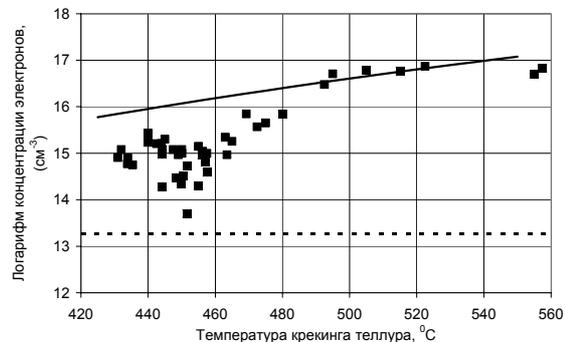


Рис.4 Зависимость концентрации электронов в слоях КРТ от температуры крекинга источника теллура.

Проведенные эксперименты [6], результаты которых приведены на этом же графике (квадраты), показывают, что при температурах зоны крекинга выше некоторого значения ( $480^{\circ}\text{C}$ ), концентрация доноров в пленках КРТ совпадает с концентрацией антиструктурного теллура, рассчитанной в предположении отсутствия равновесия на поверхности и определяется температурой крекинга.

При более низких температурах зоны крекинга концентрация доноров оказывается ниже рассчитанной неравновесной концентрации антиструктурного теллура, практически не зависит от температуры крекинга, но существенно выше концентрации, рассчитанной для условия установления равновесия на поверхности. Это указывает на то, что и в этих условиях равновесие на поверхности не достигается.

Эксперименты, проведенные при более высоком давлении паров ртути, дают аналогичные результаты за исключением того, что при снижении температуры крекинга концентрация доноров делается ниже, чем при более высоких давлениях паров ртути, что также соответствует модели антиструктурного теллура. Понижение давления паров ртути приводит к повышению концентрации доноров.

Таким образом, управление активностью теллура позволяет воспроизводимо получать концентрацию доноров до  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  без введения легирующей примеси, и образовавшиеся доноры обладают достаточной стабильностью для производства приборов.

На основании проведенных исследований разработана промышленно-ориентированная технология изготовления ГЭС КРТ МЛЭ электронного и дырочного типа проводимости на подложках из арсенида галлия. Начато мелкосе-

рийное производство ГЭС КРТ МЛЭ по техническим условиям ТУ 1778-003-03533808-2003.

Экспериментально подтверждено, что низкие температуры выращивания пленок КРТ в методе МЛЭ приводят к снижению концентрации электрически активных примесей и дают возможность готовить материал с низкой концентрацией носителей (концентрация электронов проводимости  $10^{14}$ -  $10^{15}$  см<sup>-3</sup> при 77К) в присутствии источников легирующих примесей, таких как галлий и мышьяк. Это позволяет воспроизводимо выращивать слои КРТ с высокими электрофизическими параметрами на подложках соединений A<sup>III</sup>B<sup>V</sup>.

Из ГЭС КРТ МЛЭ изготовлены фоторезисторы по заводской технологии ФГУП «Альфа» [7] с фотоэлектрическими параметрами, превышающими аналогичные для фоторезисторов на основе объемных кристаллов КРТ. Изготовлены матричные многоэлементные диодные ИК фотоприемники форматов до 384\*288 с ограничением фоном. Изготовлены сканирующие ИК фотоприемники формата 4\*288, в которых отсутствуют дефектные элементы с длиной волны отсечки 11,5 мкм с параметрами, превышающими аналогичные выпускаемые за рубежом.



Рис.5 Пример тепловизионного изображения, полученного с использованием матрицы формата 320x256

На рисунке 5 представлено тепловизионное изображение, полученное с использованием матрицы формата 320x256 с максимумом чувствительности на длине волны 5 мкм.

Пленки КРТ выращены как с горизонтальной, так и вертикальной модуляцией состава, причем вертикальная модуляция формируется самопроизвольно при определенных условиях выращивания.

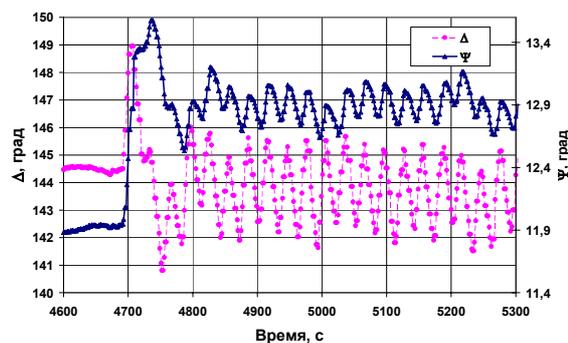


Рис. 6 Экспериментально измеренные зависимости изменения эллипсометрических параметров от времени роста при выращивании многослойных структур

На рисунке 6 показаны зависимости эллипсометрических параметров  $\Psi$  и  $\Delta$  от времени, полученные *in situ* при выращивании многослойной структуры, состоящей из чередующихся слоев Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te с составами  $x=0,222$  и  $x=0,452$  и толщиной слоев  $d_1=10,2$  нм и  $d_2=11,3$  нм соответственно (20,4 нм и 5,7 нм). Период осцилляций соответствует времени роста слоя с толщиной  $(d_1+d_2)$ .

Из полученных результатов можно заключить, что для структур с толщинами слоев порядка 10 нм эллипсометрическая методика обеспечивает необходимую точность контроля толщины и состава нанослоев и позволяет контролировать также качество границы раздела.

- [1] Калинин, В.В., Кузьмин, В.Д., Сидоров, Ю.Г., тезисы Конференции по электронным материалам, Новосибирск, 143 (1992).
- [2] Sabinina, I.V., Gutakovsky, A.K., Sidorov, Yu.G., Dvoretzky S.A., Kuzmin V.D., J. Cryst. Growth, **117**, 238 (1992).
- [3] Chang, Y., Badano, G., Zhao, J., Grein, C.H., Sivananthan, S., Aoki, T., and Smith, D. J., Appl. Phys. Lett., **83**, 4785 (2003).
- [4] Sabinina, I.V., Gutakovsky, A.K., Sidorov, Yu. G., Latyshev, A.V., J. Cryst. Growth, **274**, 346 (2005).
- [5] Berding, M.A., Van Schilfgaarde, M., and Sher, A., Phys. Rev. B, **50**, 1519 (1994).
- [6] Варавин, В.С., Дворецкий, С.А., Михайлов, Н.Н., Сидоров, Ю.Г., Автометрия, №3, 19 (2001).
- [7] Dvoretzky, S.A., Varavin, V.S., Mikhailov, N.N., Sidorov, Yu.G., Zakharyash, T.I., Vasiliev, V.V., Ovsyuk, V.N., Chekanova, G.V., Nikitin, M.S., Lartsev, I.Y., Aseev, A.L., Proc. SPIE, **5964**, 75, (2005).

## Суб-100 нм кремниевая микроэлектроника: перспективы и проблемы.

А.А.Орликовский

Физико-технологический институт РАН, Нахимовский проспект,34, Москва, Россия

e-mail: [orlikovsky@ftian.oivta.ru](mailto:orlikovsky@ftian.oivta.ru)

На рис.1 изображена диаграмма, образно описывающая стремительный прогресс кремниевой микроэлектроники. Образ «большого взрыва» заимствован из космологии («большой взрыв», в результате которого родилась наша вселенная). Электронная

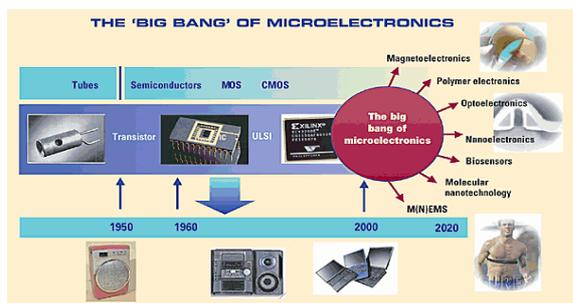


Рис.1. «Большой взрыв» микроэлектроники привел к рождению целого ряда новых направлений развития электронной техники [Semiconductor International, march, 2004]

промышленность на основе производства кремниевых интегральных схем (ИС) стала развиваться с 1959 года после их изобретения Джеком Килби (ныне лауреат Нобелевской премии) и Робертом Нойсом. В 2000 году передовые компании перешли рубеж 100 нм для минимального размера элементов транзистора и тем самым преодолели рубеж между микроэлектроникой и нанoeлектроникой. В то время как многие из предложенных нанотехнологий лишь обещают оказать сильное влияние на развитие мирового сообщества, кремниевая микроэлектроника уже стала наиболее важной нанотехнологией в мире. Объем продаж изделий микроэлектроники к 1998 году составил 1 трлн. USD, а к 2010 году он утроится, что составит 10% мирового валового продукта [1]. Стремительное развитие микроэлектроники подчинялось закону Мура (рис.2). Основную долю рынка (90%) интегральных схем составляют ИС на МДП транзисторах в конфигурации КМДП. Критическими размерами в таких схемах являются минимальный размер (MP), воспроизводящийся в фоторезисте, и длина канала МДП транзистора  $L_k$ . На рис. 3 изображены зависимости изменения этих размеров по годам в соответствии с ITRS 2005. Видно, что MP 22 нм будет достигнут в производстве к 2013 году, при этом  $L_k$  составит

12 нм. Заметим, что прогноз не содержит технологий с меньшим MP. Если  $L_k$  составляет 10нм, то на кристалле можно разместить  $10^{12}$  транзисторов.

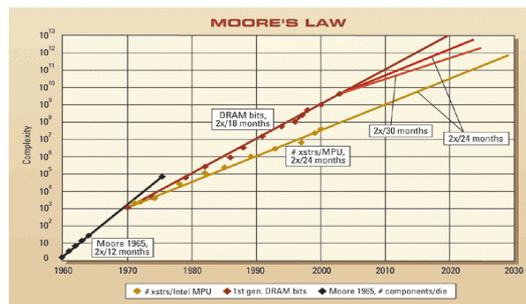


Рис.2. Закон Мура [Semiconductor International, march, 2004].

**Литография.** В настоящее время уже освоено производство с MP 65 нм, при этом  $L_k$  равна 35 нм. Столь малые MP достигаются методом оптической литографии [2]. В современных производствах доминируют высокопроизводительные (100 пластин/час) степеры-сканеры (пошаговое экспонирование изображения на чип со сканированием светового пятна в пределах одного чипа) с эксимерными лазерами в области глубокого ультрафиолета в качестве источников света. Это, во-первых, лазеры на KrF (248 нм) и на ArF (193 нм). Разрешение процесса литографии (достижимый MP) определяется из известной формулы Релея  $R = k\lambda/NA$ , в которой  $k$  – коэффициент Релея,  $\lambda$  – длина волны и  $NA$  – числовая апертура объектива.

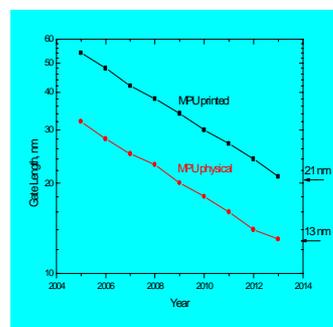


Рис.3. Прогноз изменения MP и  $L_k$  по годам (ITRS 2005)

Коэффициент Релея ограничивается несовершенством систем изображения, в том числе дифракционными эффектами, и несовершенством регистрирующей среды. Постоянное совершенствование объективов, фоторезистов, процесса экспонирования и проявления позволило в современных степперах достичь  $k = 0,35 - 0,25$ ,  $NA = 0,85 - 0,95$ . Для предельного расчета и  $\lambda = 193$  нм получим  $R = 50$  нм. Улучшение разрешения достигается оптимальной коррекцией шаблонов, применением фазовых шаблонов, оптимальным выбором резистов (многослойных, с высокими коэффициентами преломления  $n$ , с химическим усилением и т.д.), применением внеосевых источников освещения, линз из материалов с высокими  $n$ , использованием поляризованного света.

Радикальное увеличение  $NA$  дает применение иммерсии (рис.4). При использовании воды ( $n = 1,436$  на 193 нм)  $NA = 1,2 - 1,35$ . Возможно применение жидкостей с  $n = 1,6; 1,8$  (жидкие полимеры, добавки наночастиц, солей, кислот к воде). В этих случаях возможно достижение

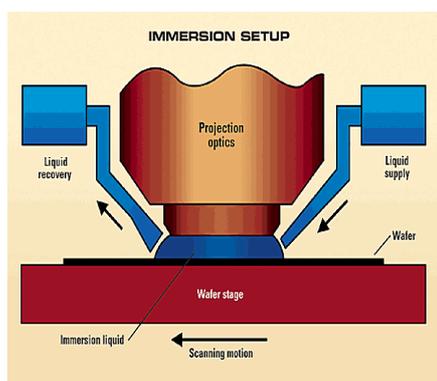


Рис.4. Подача и отбор жидкости в иммерсионных литографах [Semiconductor International, march, 2004].

гипер- $NA$ , равных  $1,4 - 1,75$ , и разрешения 32 нм. Таким образом, на производствах ИС с  $MP$  32 нм вероятнее всего будут использоваться иммерсионные литографы на 193 нм.

Дальнейшее уменьшение  $MP$  возможно применением оптической литографии на длине волны 13,5 нм (экстремальный ультрафиолет, ЭУФ). Главные аргументы развития ЭУФ-литографии: 1) ЭУФЛ является проекционной оптической и использует стеклянные заготовки для шаблонов (в отличие от ионной, электронной или импринт не требуется создания новой инфраструктуры), 2) ЭУФЛ может быть использована для нескольких поколений ИС (для  $k = 0,4$  и  $NA = 0,25$   $R = 22$  нм, а для предельного расчета с  $NA=0,45$  достигается  $R = 10 - 12$  нм, 3) работоспособность ЭУФЛ уже продемонстрирована на прототипах литографов. Внедрению ЭУФЛ будут предшествовать работы по достижению нужной оптической мощности источника (115 Вт, пока достигнуто 10-20 Вт), разработка ультраплоских подложек для масок с

очень низкой плотностью дефектов, разработка транспонной системы масок, разработка резистов, отвечающих требованиям по разрешению, чувствительности и ширине шероховатости края. Промышленный ЭУФ-литограф планируется создать в 2007-9 г.г. (ASML). Следует отметить, что и в России сделаны крупные научно-практические заделы по ЭУФЛ в ИФМ РАН, ТРИНИТИ, ФТИ им. А.Ф.Иоффе, что позволяет надеяться на создание отечественного оборудования столь высокого уровня.

#### Эволюция МДП транзистора (МДПТ).

Законы масштабирования МДПТ требуют, чтобы при уменьшении его размеров в плоскости кристалла должны быть уменьшены его размеры по глубине. Это относится, прежде всего, к толщине подзатворного диэлектрика и к глубине залегания р-п переходов. Уже при  $MP$ , равных 65 нм, толщина окисла должна быть равной 1 нм, что недопустимо из-за неприемлемо высоких токов туннелирования через тонкий диэлектрик. Эта проблема решается применением диэлектриков с высоким  $\epsilon$  (наиболее предпочтительным является  $HfO_2$  благодаря  $\epsilon = 25$  и удачному взаимному расположению запрещенных зон диэлектрика и кремния). Тогда необходимая толщина диэлектрика  $d_{HfO_2} = d_{окс}$   $\epsilon_{HfO_2}/\epsilon_{SiO_2}$  обеспечивает ничтожно малые туннельные токи через диэлектрик. Однако в режиме инверсии подзатворный диэлектрический слой утолщается, во-первых, из-за того, что максимум плотности подвижных носителей в канале отстоит от границы кремний-диэлектрик на величину около 1 нм, и, во-вторых, из-за образования области обеднения в легированном поликремниевом затворе на границе с диэлектриком. С другой стороны, из-за отсутствия возможности в нужной степени легировать поликремниевый затвор не удастся получить малые сопротивления затвора. По этим причинам разработаны технологии металлических затворов, например, из  $NiSi$ , который обладает рядом привлекательных свойств: низкое сопротивление, не реагирует с  $HfO_2$ , низкие температуры образования и т.д. Для того, чтобы симметризовать р- и п-канальные транзисторы (получить равными пороговые напряжения  $V_{TH}$ ) приходится применять разные металлы для затворов р- и п-канальных транзисторов, например, Ta (с работой выхода 4,3 эВ на  $HfSiO$ ) для п-МДПТ и TiN (4,9 эВ) для р-МДПТ [3].

Глубина залегания р-п перехода должна быть равной примерно  $0,4 L_k$ . Это достигается имплантацией ионов примеси при малых ускоряющих напряжениях (0,1 – 1 кВ). При таких напряжениях ток ионов в традиционных имплантерах падает до  $10^{-6} - 10^{-5}$  А/см<sup>2</sup>, что катастрофически увеличивает время набора дозы. Проблема может быть решена применением плазменно-иммерсионных ионных имплантеров (ПИИИ) [4] на основе широкоапертурных источников плазмы с плотностью до  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>. В

этом случае плотность тока может быть увеличена до  $10 \text{ A/cm}^2$ , а время набора дозы снижена до долей минуты. ПИИИ впервые в отечественной практике созданы во ФТИАН [5].

Правила масштабирования МДПТ требуют увеличения степени легирования канала, что предотвращает смыкание областей пространственного заряда стока и истока, но приводит к снижению подвижности носителей в канале и, следовательно, тока транзистора в открытом состоянии  $I_{ON}$ . Возможность увеличить ток – использовать тонкие слои напряженного кремния [6]. В производствах с МР 90 и 65 нм для транзисторов на объемной подложке используются локальные напряжения, например, локальное сжатие кремния в области канала р-МДПТ селективным эпитаксиальным зарастиванием «кремний-германием» вытравленных предварительно областей у стока и истока. При содержании Ge около 17%  $I_{ON}$  р-МДПТ увеличивается на 25%.

Радикальное улучшение свойств обоих типов транзисторов дает биаксиальное растяжение в плоскости кристалла. Это объясняется тем, что в условиях биаксиального растяжения зонная структура кремния изменяется, в частности, это приводит к подъему четырехкратно вырожденных эллипсоидов с высокой эффективной массой электронов и к снижению двукратно вырожденных эллипсоидов с низкой эффективной массой. В результате большинство электронов удерживается в долинах с низкой эффективной массой при более низких энергиях, а междолинное рассеяние уменьшается. В валентной зоне биаксиальное растяжение увеличивает вырождение «тяжелые дырки/легкие дырки» в точке Г, что приводит к уменьшению эффективной массы дырок для транспорта в плоскости кристалла и уменьшению междолинного рассеяния. При этом подвижность электронов увеличивается более, чем вдвое, а дырок – почти на 50%.

Предложен ряд технологических маршрутов получения напряженных кремниевых слоев, основанных на эпитаксиальном росте кремния на релаксированных слоях Ge-Si. Результирующие структуры приведены на рис.5. Последняя получена по технологии «склеивание-скалывание», подобно технологии получения КНИ-структур (например, smart-cut). Напряженный кремний тоже выращен на слое Ge-Si, который затем стравлен, а заданное растяжение удерживается слоем  $\text{SiO}_2$ . Эти структуры относятся к технологии КНИ, переход к которым вероятнее всего неизбежен для МР < 45 нм.

Дело в том, что применение тонких слоев КНИ [7] позволяет существенно снизить уровень токов утечки, исключить влияние короткоканальных эффектов, уменьшить паразитные емкости и при длинах канала порядка 10 нм вообще отказаться от легирования

канала. При таких длинах канала практически реализуется баллистический перенос носителей через область канала.

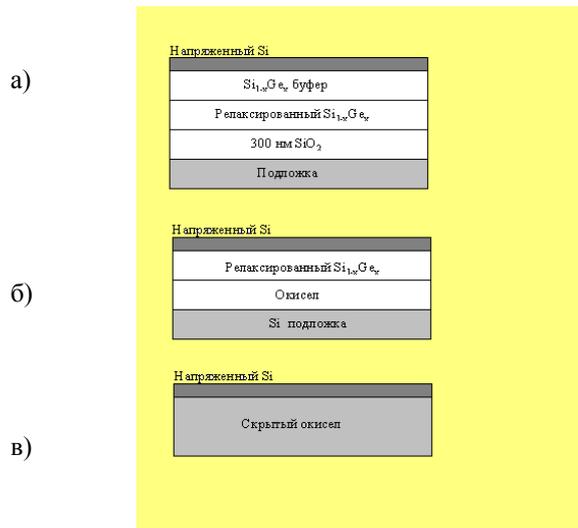


Рис.5. КНИ-структуры с напряженным слоем кремния: а – на буферном слое Ge-Si, б – на релаксированном слое Ge-Si, в – на окисле.

Заметим, что в баллистических транзисторах с малой длиной канала понятие подвижности теряет смысл, так как электрон пролетает канал без столкновений. Тем не менее выигрыш от применения напряженного кремния может быть значительным благодаря уменьшению эффективной массы электронов. На рис.6 изображена зависимость тока открытого транзистора от величины эффективной массы электронов, полученная в результате кинетического моделирования.

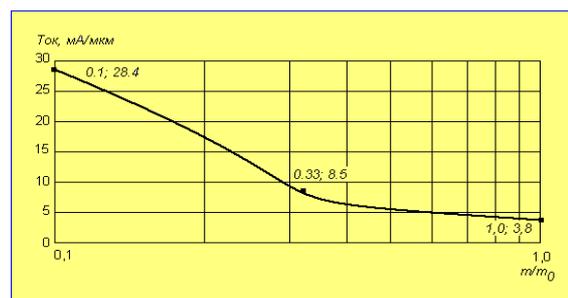


Рис.6. Зависимость тока открытого транзистора от величины эффективной массы электронов, полученная в результате кинетического моделирования [8].

Видно, что ток увеличивается втрое при изменении эффективной массы от значения  $m=0,98m_0$  до  $m=0,18m_0$ . Влияние эффективной массы на ток обусловлено тем, что более легкие электроны быстрее пролетают канал. Кроме того, от эффективной массы также зависит функция распределения и уровень Ферми электронов в контакте, следовательно, изменение эффективной массы приводит к изменению

распределения инжектируемых частиц по скоростям.

**Квантовые эффекты в МДПТ в тонком КНИ** [9]. При длинах канала порядка 10 нм МДПТ становится квантовым. Электрон преодолевает канал баллистически как волна Де Бройля. Использование тонких слоев кремния в качестве канала обязывает учесть эффекты поперечного квантования. Энергия поперечного квантования электрона в тонком слое КНИ вносит вклад в величину порогового напряжения. Величина поправки может быть оценена как энергия наименьшего состояния поперечного квантования в канале  $\epsilon_0$ . Для тонких слоев (порядка 10 нм и меньше)  $\epsilon_0 = (\hbar\pi)^2/2m(d_{Si})^2$  для средней эффективной массы электрона в кремнии  $0,33m_0$  и  $d_{Si} = 10$  нм  $\epsilon_0 = 11$  мэВ. Для типичных пороговых напряжений (0,5 В) эта поправка невелика. Этот сдвиг не только порогового напряжения, но и напряжения выключения МДПТ, что может вызвать изменение подпорогового тока на порядок величины. Поперечное квантование может играть существенную роль при учете поверхностного рассеяния. Квантовый расчет дает исключительно высокие степени зависимости интенсивности рассеяния от  $d_{Si}$  вплоть до  $d_{Si}^{-6}$  в зависимости от характера шероховатости. Поверхностное рассеяние может существенно уменьшить токи КНИ-нанотранзисторов.

Емкость «затвор-канал» определяет степень влияния напряжения на затворе на ток транзистора (в подпороговой и надпороговой областях). Главным способом увеличения этой емкости является утонение подзатворного диэлектрика. Однако из-за большой высоты потенциального барьера на границе с диэлектриком волновая функция электронов в кремнии практически равна нулю. В результате максимум электронной плотности «отодвигается» от границы на расстояние, равное приблизительно четверти дебройлевской длины электрона поперек канала. При напряжении на затворе 1В этот сдвиг равен 1 нм.

Наиболее существенным является возможность прямого туннелирования электронов между стоком и истоком, когда транзистор выключен. Условие преобладания туннельного тока над термоэмиссионным в подпороговой области для максимально допустимого тока в закрытом состоянии 1 нА/мкм дает оценку для ширины барьера 12 нм. Таким образом, при длине канала порядка 10 нм подпороговые характеристики КНИ нанотранзистора будут определяться туннельным током. Если  $L_k = 12$  нм и ширина канала  $W_k = 50$  нм, то для кристалла с  $10^{12}$  транзисторов суммарный ток утечки составит 50 А. В соответствии с прогнозом ITRS 2001 предполагалось, что напряжение питания при МР 22 нм можно будет снизить до 0,4 В, но в прогнозе ITRS 2003 предполагаемая цифра увеличена до 0,8 В из-за больших флуктуаций

пороговых напряжений. При таком напряжении питания потребляемая мощность в статическом режиме составит 40 Вт, что кажется вполне приемлемым. Учитывая, что зависимость туннельного тока «сток-исток» от ширины барьера ( $L_k$ ) является экспоненциальной, можно допустить, что именно поэтому в ITRS 2005 технологий с меньшими МР, чем 22 нм, нет. Окажется ли приемлемым туннельный транзистор при новых технологических возможностях?

**Область суб-10 нм** размеров требует поиска новых приборов и новых методов литографии, способных претендовать в будущем на устойчивость к массовому производству. Нанотрубки и квантовые нити (например, кремниевые) пока не могут быть использованы в транзисторных интегральных схемах из-за отсутствия технологии их размещения на кристалле в заданных местах и с необходимой точностью ( $\pm 10\%$ ). Одноэлектронные транзисторные схемы требуют литографических методов, позволяющих создавать проводящие островки размерами 1 – 3 нм с той же точностью воспроизведения их размеров ( $\pm 10\%$ ). Можно предположить, что молекулы, обладающие высокой идентичностью размеров (например, ДНК – 2,5 нм), являются наиболее предпочтительными элементами будущих молекулярных устройств обработки информации, но архитектура этих устройств не должна повторять архитектуру транзисторных схем. На этом пути уже видны ограничения (например, туннельные токи).

**В области суб-1нм** размеров наступает эра квантовых приборов, например, одноатомных транзисторов [10], и кубитов (квантовых битов) – элементов квантовых компьютеров. Здесь мы должны вновь обратиться технологическим методам кремниевой нанoeлектроники.

1. D.Vasileska, H.R.Khan and S.S.Ahmed. Int. J. of Nanoscience. 4, 305 (2005)
2. К.А.Валиев. Физика субмикронной литографии. Москва. «Наука». 1990, 528 с.
3. K.Takahashi et al. Jap.J.Appl.Phys. 44, 2210 (2003)
4. Handbook of plasma immersion ion implantation/ Ed.A.Andersen. N.Y.: Wiley, 2000, 736 p.
5. С.Н.Аверкин и др. В кн.: Квантовые компьютеры, микро- и нанoeлектроника. Труды ФТИАН/ Ред. А.А.Орликовский. 18, 121 (2005)
6. H.-S.Ph.Wong. Solid-State Electronics. 49, 755 (2005)
7. G.K.Celler, S.Cristoloveanu. J. Appl.Phys.93, 4955 (2003)
8. В.В.Вьюрков, А.А.Орликовский, А.А.Сидоров. Микроэлектроника. 32, 283 (2003).
9. А.А.Сидоров, В.В.Вьюрков, А.А.Орликовский. В кн.: Квантовые компьютеры, микро- и нанoeлектроника. Труды ФТИАН/ Ред. А.А.Орликовский. 18, 327 (2005)
10. A.J.Daley, S.R.Clark, D.Jaksch, and P.Zoller. arXiv:quant-ph/0506256 v1 29 Jun 2005.

## Люминесцентные свойства редкоземельных элементов в кремнии

Б.А.Андреев<sup>1)</sup>, З.Ф.Красильник<sup>1)</sup>, Л.В.Красильникова<sup>1)</sup>, Д.И.Крыжков<sup>1)</sup>,  
В.П.Кузнецов<sup>2)</sup>, Д.Ю.Ремизов<sup>1)</sup>, М.В.Степихова<sup>1)</sup>, В.Ю.Чалков<sup>2)</sup>,  
В.Г.Шенгуров<sup>2)</sup>, В.Б.Шмагин<sup>1)</sup>, А.Н.Яблонский<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105

<sup>2)</sup>Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского,  
Нижний Новгород, пр. Гагарина 23

Исследования структур на основе кремния, легированного редкоземельными элементами привлекательны как с точки зрения изучения новых физических объектов, так и возможными приложениями. В данном докладе будут обсуждены новые электрически активные центры ионов эрбия в эпитаксиальных структурах на основе кремния, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии. Особое внимание уделяется открытому новому эрбиевому центру Er-1 с предельно узкими пиками фотолюминесценции ( $< 10$  мкВ), демонстрирующему высокие люминесцентные свойства. Впервые в практике для структур Si:Er удалось выполнить измерения эффекта Зеемана, позволившие установить симметрию центра Er<sup>-1</sup>.

Обсуждаются перспективы использования однородно- и селективно легированных структур для на основе Si:Er/Si, SiGe:Er/Si, Si:Er/SOI, для таких оптоэлектронных применений как светодиод, электронно-оптическая память и лазер. Излагаются физические принципы построения подобных устройств, достигнутые и ожидаемые параметры.

Работа поддержана РФФИ (проекты № 04-02-17120, 04-02-08240of1-a) и INTAS (№ 03-51-6486), программами Президиума РАН («Оптическая спектроскопия и стандарты частоты», «Влияние атомно-кристаллической и электронной структуры на свойства конденсированных сред») и ОФН («Новые материалы и структуры»).

# Инженерия дефектов в применении к дислокациям в кремнии и ее перспективы для кремниевой оптоэлектроники и солнечной энергетики

В.В.Кведер

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Моск. обл.

В последние годы резко вырос интерес к исследованию электронных свойств дислокаций в кремнии и к процессам электрон-дырочной рекомбинации на них. Это связано с огромным интересом к солнечной энергетике. Как известно, за последние 10 лет производство кремниевых солнечных батарей выросло более чем в 10 раз и мощность произведенных только в 2004г. солнечных батарей составила около 1.2 ГВт. Это связано с быстрым снижением себестоимости солнечной электроэнергии, достигаемым благодаря развитию новых технологий. По оценкам, себестоимость «солнечной» электроэнергии на юге Европы уже в 2006г. станет ниже utility-peak cost (0.2 Евро/кВт-час) «обычной» электроэнергии в дневное время.

Основные надежды на дальнейшее существенное снижение себестоимости кремниевых солнечных элементов связаны с успехами «инженерии дефектов» в дешевом поликристаллическом кремнии, который содержит много дислокаций как в зернах, так и в межзеренных границах. Как известно, КПД солнечных элементов из поли-кремния во многом определяется электрон-дырочной рекомбинацией на дислокациях что и стимулирует интерес к фундаментальным исследованиям электронных свойств дислокаций в кремнии и к методам их модификации.

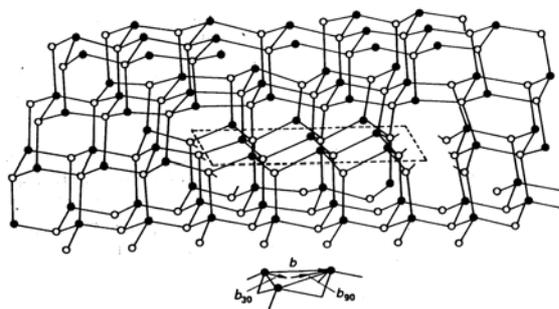


Рис.1. 60° скользящая дислокация, расщепленная на 30° (слева) и 90° (справа) дислокации Шокли. Энергетически выгодно состояние с попарно замкнутыми оборванными связями в ядрах дислокаций.

На сегодняшний день электронные свойства дислокаций «скользящего набора», которые ответственны за пластическую деформацию кремния и составляют основную долю дислокаций в поли-кремнии, сравнительно хорошо исследованы для случая когда они

достаточно «чистые» и совершенные. Эти дислокации расщеплены и состоят из двух частичных дислокаций Шокли, разделенных лентой дефекта упаковки (см. Рис.1). Хорошо известно, что энергетически выгодной является реконструированное состояние дислокаций, когда «оборванные» валентные связи в их ядрах попарно замкнуты [1,2]. При этом, однако, остается некоторое количество оборванных связей - «дефектов реконструкции». К счастью, при повышенных температурах эти дефекты могут двигаться вдоль дислокации и взаимно аннигилировать. К тому же, в силу их высокой химической активности, они могут легко пассивироваться некоторыми примесями. Поэтому, от них довольно легко избавиться отжигом при температурах выше 800-900°С.

Теоретические расчеты показывают, что идеальные реконструированные дислокации скользящего набора имеют электронный спектр полупроводникового типа, т.е. две сравнительно мелкие одномерные (1D) зоны  $E_{De}$  и  $E_{Dh}$  в запрещенной зоне кремния, отщепленные от валентной зоны  $E_V$  и зоны проводимости  $E_C$  кристалла сильным искажением решетки вблизи дислокации (см. Рис.2).

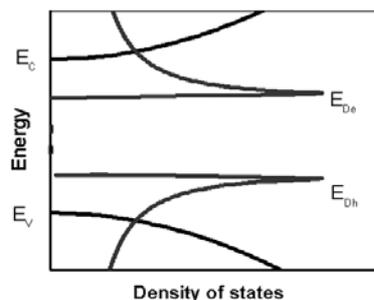


Рис.2. Энергетический спектр «идеальной» дислокации скользящего набора. Глубина 1D зон для 60° дислокации порядка 80 мэВ.

Экспериментально это было подтверждено многочисленными работами по измерениям высокочастотной проводимости вдоль дислокаций, фотолюминисценции и «комбинированного спинового резонанса Рашбы» на дислокациях, обусловленного большой величиной члена  $\alpha[\mathbf{p} \times \mathbf{S}]$  в гамильтониане для электронов и дырок в дислокационных 1D зонах, который связывает спин  $\mathbf{S}$  с импульсом  $\mathbf{p}$  электронов и дырок при их движении вдоль дислокации [3,4]. Экспериментально измеренная глубина этих зон

порядка 80 мэВ. Отсюда следует очень существенное заключение: «чистые», бездефектные дислокации скользящего набора не должны быть эффективными центрами безизлучательной рекомбинации и существенно снижать КПД солнечных элементов из поликремния. Это подтверждается и экспериментально. На Рис.3 показано сравнение спектральной зависимости фото-тока высококачественного солнечного элемента из бездислокационного кремния и кремния с высокой (порядка  $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ ) плотностью дислокаций, которые были тщательно очищены от примесей методами гетерирования и водородной пассивации. Видно, что фототок в кремнии с высокой плотностью дислокаций даже несколько выше, чем в коммерческом солнечном элементе из монокристаллического кремния, за счет дополнительного оптического поглощения за счет переходов с участием дислокационных 1D зон [5].

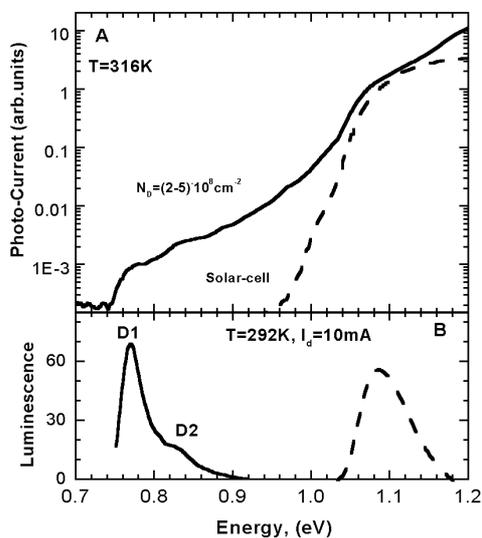


Рис.3. Фототок (А) и электролюминесценция (В) без-дислокационного солнечного элемента (пунктир) и р-п-структуры с высокой плотностью дислокаций, по возможности очищенных от примесей переходных металлов.

Еще одной особенностью образца с высокой плотностью достаточно «чистых» дислокаций является достаточно высокая дислокационная электролюминесценция в них при комнатной температуре в области 0.7-0.8 эВ (см. Рис.3В). Таким образом, дислокации могут быть весьма перспективны для создания кремниевых светодиодов, работающих в области прозрачности кремния. Интерес к таким светодиодам связан с возникшей в последние годы насущной потребностью интегрировать оптоэлектронные элементы внутри кремниевых СБИС. Действительно, длина металлических соединительных проводников внутри современного кремниевого «чипа» уже более 20 км и они организованы в 6 слоев. По оценкам, в ближайшие 10 лет она достигнет 160км и их придется организовать в 12 слоев. Эти

растущие сложности меж-соединений могут привести к замедлению роста как быстродействия чипов, так и числа элементов в них. Возможное решение проблемы кроется в замене части соединений на оптоэлектронные.

С чем же связано то известное обстоятельство, что дислокации обычно являются весьма эффективными центрами безизлучательной рекомбинации? Многочисленные исследования показывают, что причиной по-видимому является декорирование дислокаций примесями переходных металлов, что приводит к появлению глубоких локализованных электронных состояний на дислокациях. В этом случае электрон-дырочная рекомбинация на дислокации носит многоступенчатый характер: сначала электроны и дырки захватываются в 1D зоны и двигаясь вдоль дислокации захватываются и рекомбинируют на глубоких локализованных состояниях, обусловленных примесями и другими дефектами дислокационных ядер (см. Рис.4).

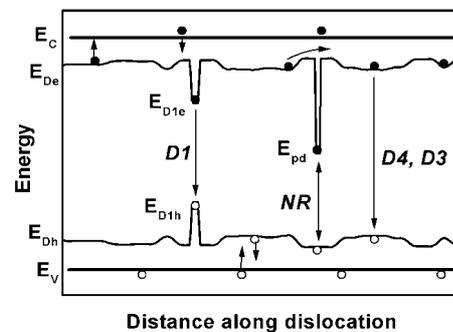


Рис.4. Схема рекомбинации на дислокации.

Расчеты показывают, что 1D дислокационные зоны, обладающие огромными сечениями захвата для электронов и дырок, во много раз усиливают рекомбинацию через локализованные примесные состояния, когда примесь собирается на дислокацию [6].

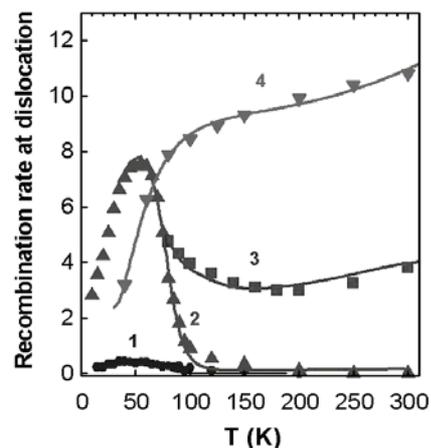


Рис.5. Температурные зависимости скорости рекомбинации на дислокации с ростом концентрации глубоких примесных состояний. Точки – экспериментальные данные ЕВІС измерений, непрерывные кривые – расчет [6].

Понятно, что для развития «инженерии дефектов» в кремнии с дислокациями, в частности для применения различных приемов удаления примесей путем гетерирования и их пассивации, требуется, во-первых, знать энергию взаимодействия и состояние примесей на дислокациях, и, во-вторых, знать электронные свойства примесей на дислокации. Этим вопросам и уделяется в настоящее время повышенное внимание. Существуют несколько причин, по которым примеси собираются на дислокации:

1. Взаимодействие с упругим полем дислокации. Это взаимодействие особенно велико для атомов примесей, размер которых существенно отличается от атомов кремния. Например, для золота эта энергия порядка 0.8 эВ. На Рис.6 показаны расчетные зависимости концентрации золота на дислокации в зависимости от времени отжига при разных температурах и распределение атомов золота вблизи дислокации, обусловленные взаимодействием с упругим полем дислокации.

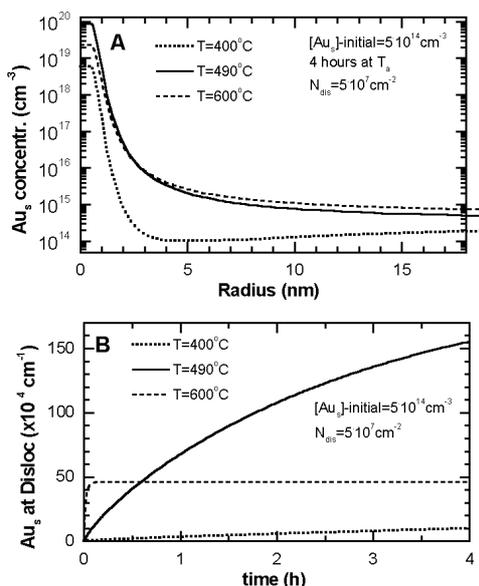


Рис.6. Профиль концентрации атомов Au, вблизи дислокации (A) и зависимость числа собранных на дислокацию атомов (на 1 см длины дислокации) от времени отжига (B).

Оказывается, что даже только при чисто упругом взаимодействии в определенных температурных режимах все золото может быть собрано на дислокации в виде очень узких (порядка 10 нм) примесных «облаков». Недавно это было подтверждено экспериментально путем измерения спектров DLTS [7,8].

2. Образование специфических химических связей примесей в ядрах дислокаций в силу сильного отличия локальной атомной координации от идеальной решетки кремния. Существенно, что в этом случае электронные уровни, связанные с примесными атомами могут

сильно отличаться от уровней этих атомов в объеме кристалла.

3. Существенное понижение энергетического барьера для образования precipitates примесей на дислокации и ускорение кинетики роста precipitates на дислокациях, по сравнению с таковыми в объеме идеального кристалла. Это приводит к тому, что при охлаждении кристалла практически все примесные precipitates образуются именно на дислокациях, причем морфология и свойства этих precipitates могут существенно отличаться от таковых в отсутствие дислокаций.

Например, при определенных термических режимах атомы железа могут быть собраны на дислокации в виде полупроводниковых precipitates силицида железа, которые не очень активны в рекомбинации и в этом случае можно получить довольно большие времена жизни неосновных носителей тока даже в образцах, заметно загрязненных железом.

Таким образом, ожидается что проводимые сейчас систематические исследования позволят найти оптимальные режимы для снижения скорости безизлучательной рекомбинации на дислокациях путем гетерирования примесей и их пассивации или перевода в малоактивное состояние на дислокациях. Это не только позволит использовать для создания солнечных элементов новые технологии высокопроизводительные и дешевые технологии производства поликристаллических кремниевых пластины, но и может позволить создавать кремниевые светоизлучатели на основе дислокационной люминесценции.

[1] K.W.Lodge, A.Lapicciarella, C.Battistoni, N.Tomassini, S.Altmann: *Phil.Mag.A.* **60**, 643 (1989)  
 [2] H.Teichler: *Inst.Phys.Conf.Ser.* **104**, 57 (1989)  
 [3] V.Kveder, T.Sekiguchi, K.Sumino, *Phys.Rev. B*, **51**(23), 16721 (1995)  
 [4] V.V.Kveder, A.I.Shalynin, E.A.Steinman, A.N.Izotov, *JETP*, **83**(4), 829 (1996)  
 [5] V.Kveder, M.Badylevich, W.Schröter, M.Seibt, E.Steinman, A.Izotov, *phys. stat. sol. (a)* **202**, 901 (2005)  
 [6] V.Kveder, M.Kittler, W.Schroeter, *Phys.Rev.B* **63**, 115208 (2001)  
 [7] O. Voss, V. V. Kveder, W. Schroeter, M. Seibt, *phys. stat. sol. (c)*, **2**, 1847-1852, (2005)  
 [8] M.Seibt, A.Sattler, C.Rudolf, O.Voß, V. Kveder, W.Schroeter, "Gettering in Silicon Photovoltaics: Current State and Future Perspectives", *phys.stat.sol.* (2006) to be publ.

# Джозефсоновский ток через антиферромагнитные прослойки

Ю. С. Бараш<sup>1</sup>, Б. Андерсен<sup>2</sup>, П. Хиршфелд<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка Моск. обл., Россия

<sup>2</sup>Университет Флориды, Гейнсвилл, Флорида, США

Интенсивное развитие исследований эффектов близости и джозефсоновского тока при наличии границ раздела сверхпроводник-ферромагнетик привело к формированию важной области сверхпроводящей спинтроники, представляющей значительный интерес как для фундаментальных представлений о сосуществовании и взаимном влиянии пространственно разделенных ферромагнетизма и сверхпроводимости, так и для ряда прикладных задач [1,2]. Один из наиболее важных и физически интересных эффектов состоит в том, что в сверхпроводящих контактах с ферромагнитными прослойками возможны  $0 - \pi$  переходы при изменении температуры или толщины прослойки [1,2,3].

Более общая постановка возникающих в данной области проблем состоит в изучении свойств сверхпроводящих гетероструктур при наличии систем с сильно коррелированными электронами, включая не только ферромагнетики, но также, например, антиферромагнетики и твердые тела с волнами плотности заряда. Исследования в этих направлениях в настоящее время только начинаются [4,5,6,7,8,9]. Ниже рассмотрены некоторые свойства джозефсоновского тока в чистых контактах с прослойками из антиферромагнетиков с коллективизированными электронами. Выше  $T_N$  такие антиферромагнетики переходят в нормальное металлическое состояние [10]. Существование в них антиферромагнитного упорядочения ниже  $T_N$  обычно связывают с выполнением условия нестинга вблизи поверхности Ферми или некоторых ее частей  $\varepsilon(\mathbf{k}) = -\varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q})$ . Условие нестинга определяет, в частности, волновой вектор  $\mathbf{Q}$  антиферромагнитной структуры. При возникновении антиферромагнетизма, на соответствующих участках поверхности Ферми появляется энергетическая щель в спектре возбуждений квазичастиц, величина которой пропорциональна намагниченности подрешеток. Проводимость системы при переходе в антиферромагнитное состояние уменьшается, а если щель возникает на всей поверхности Ферми, то обсуждаемые антиферромагнетики являются антиферромагнитными диэлектриками или полупроводниками. При этом переход нормальный металл-антиферромагнетик является одновременно переходом металл-изолятор.

Если энергия квазичастиц в металле или сверхпроводнике лежит в области энергетической щели антиферромагнетика, возникает вопрос об отражении этих квазичастиц на границах раздела металл-антиферромагнетик или сверхпроводник-

антиферромагнетик. Поскольку в глубине антиферромагнетика квазичастицы с такой энергией отсутствуют, полное отражение квазичастиц должно происходить даже в отсутствие потенциальных барьеров на границах раздела и при близких значениях исходных поверхностей Ферми у находящихся в контакте соединений. При пренебрежимо малом зеркальном отражении электроны металла, падающие с импульсом  $\mathbf{k}$  на границу с антиферромагнетиком, после отражения имеют импульс  $\mathbf{k} + \mathbf{Q}$ . Хотя в данных условиях коэффициент отражения равен единице, амплитуда отражения  $r_{\uparrow(\downarrow)} = \exp(i\theta_{\uparrow(\downarrow)})$  оказывается комплексной и существенно зависящей от спина квазичастиц [6]. Специфическое Q-отражение электронов от антиферромагнетика оказывается согласованным со структурой антиферромагнитного параметра порядка. В определенном смысле, речь идет об антиферромагнитном аналоге андреевского отражения на границе металл-сверхпроводник для квазичастиц нормального металла с энергиями в области энергетической щели сверхпроводника. Q-отражение от антиферромагнетика в комбинации с андреевским отражением от сверхпроводника, а также с учетом обычного зеркального отражения, во многом определяет физические свойства границ раздела нормальный металл - антиферромагнетик, сверхпроводник - антиферромагнетик, а также свойства сверхпроводящих контактов с антиферромагнитными прослойками [6-8].

В качестве простейшей модели рассматриваем Гамильтониан в приближении среднего поля на двумерной квадратной решетке со сверхпроводящим  $\Delta_i$  и магнитным  $m_i$  параметрами порядка и решеточной постоянной  $a = 1$ :

$$\hat{H} = -t \sum_{\langle ij \rangle \sigma} \hat{c}_{i\sigma}^\dagger \hat{c}_{j\sigma} + \sum_i \left( \Delta_i \hat{c}_{i\uparrow}^\dagger \hat{c}_{i\downarrow}^\dagger + \text{H.c.} \right) - \sum_{i\sigma} \mu \hat{n}_{i\sigma} + \sum_i m_i (\hat{n}_{i\uparrow} - \hat{n}_{i\downarrow}). \quad (1)$$

Здесь  $\hat{c}_{i\sigma}^\dagger$  - оператор рождения электрона со спином  $\sigma$  на узле  $i$ ,  $\mu$  is фактор заполнения и  $\hat{n}_{i\sigma} = \hat{c}_{i\sigma}^\dagger \hat{c}_{i\sigma}$  - оператор числа частиц. Соответствующие уравнения Боголюбова можно представить в следующем виде

$$\sum_j \begin{pmatrix} \mathcal{K}_{ij,\sigma}^+ & \mathcal{D}_{ij,\sigma} \\ \mathcal{D}_{ij,\sigma}^* & -\mathcal{K}_{ij,\sigma}^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{n\sigma}(j) \\ v_{n\bar{\sigma}}(j) \end{pmatrix} = E_{n\sigma} \begin{pmatrix} u_{n\sigma}(i) \\ v_{n\bar{\sigma}}(i) \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь введены следующие диагональные матричные блоки  $\mathcal{K}_{ij}^{\pm} = -t\delta_{ij} - \mu\delta_{ij} \pm \sigma m_i\delta_{ij}$ , где  $\sigma = +1/-1$  для спина вверх/вниз, а  $\delta_{ij}$  и  $\delta_{\langle ij \rangle}$  есть дельта-символы Кронеккера отличные от нуля на одном и том же узле и на ближайших соседних узлах соответственно. Недиagonalный блок  $\mathcal{D}_{ij}$  описывает  $s$ -спаривание  $\mathcal{D}_{ij} = -\Delta_i\delta_{ij}$ . Намагниченность узла решетки  $M_i = \frac{1}{2}[\langle \hat{n}_{i\uparrow} \rangle - \langle \hat{n}_{i\downarrow} \rangle]$  и амплитуда сверхпроводящего спаривания  $F_i = \langle \hat{c}_{i\downarrow}\hat{c}_{i\uparrow} \rangle$  связаны с фигурирующими в (1), (2) параметрами порядка  $m_i$  и  $\Delta_i$ :  $m_i = U_i M_i$ ,  $\Delta_i = -V_i F_i$ . Константы связи  $U_i$  ( $V_i$ ) здесь полагаются зависящими от положения узла и отличными от нуля на (вне)  $L$  атомных цепочках, образующих антиферромагнитную прослойку. Такому выбору отвечает антиферромагнитное упорядочение в прослойке, к которой примыкают одинаковые сверхпроводники. Пусть ось  $x$  ( $y$ ) направлена вдоль нормали к (параллельно) поверхности контакта. Для периодического вдоль границы раздела контакта хорошим квантовым числом является параллельная границе раздела компонента квазиимпульса  $k_y$ .

Мы провели численные самосогласованные вычисления джозефсоновского туннельного тока в рассматриваемом плоском S/AF/S контакте. На Рис. 1 а, б показаны две кривые, описывающие соотношение ток-фаза при  $T = 0$  четной  $L = 6$  и нечетной  $L = 5$  прослойки с (110) ориентацией. Кривые ясно демонстрируют синусоидальное поведение для 0- и  $\pi$ -контактов, в зависимости от того, содержит AF прослойка четное (Рис. 1а) или нечетное (Рис. 1б) число атомных слоев, соответственно. Рис. 1е показывает критический ток как функцию толщины прослойки  $L$ . Температурная зависимость критического тока  $j_c(T)$  в четном и нечетном случаях показана на Рис. 1с, д для разных величин константы магнитной связи  $U$ . Мы видим, что антиферромагнетизм приводит к аномальной температурной зависимости критического тока. Для сравнительно малых значений  $U$  влияние низкоэнергетического Q-отражения наиболее выражено, поскольку андреевские состояния имеют более низкую энергию. При этом температурная зависимость  $j_c(T)$  заметно отклоняется от стандартного поведения, изменяясь монотонно в четных контактах и немонотонно в нечетных. Из приведенных рисунков видно, что помимо чет-нечетной смены 0- и  $\pi$ -состояний контакта при низких температурах с изменением толщины прослойки  $L$ , в контактах с нечетными прослойками может также произойти  $\pi-0$  переход с изменением температуры. Этот  $\pi-0$  переход ясно виден на Рис. 1ф, где соотношения ток-фаза построены при разных температурах, относящихся к кривой с  $U = 8.0t$  на Рис. 1д.

Джозефсоновский ток можно найти аналитически в случае выполнения соотношений  $L \ll \xi$ ,  $\Delta \ll m, t$ , где  $L$  - толщина прослойки,  $\xi$  - длина когерентности у сверхпроводников. При этом сверхпроводящие области описываются в квазикласси-

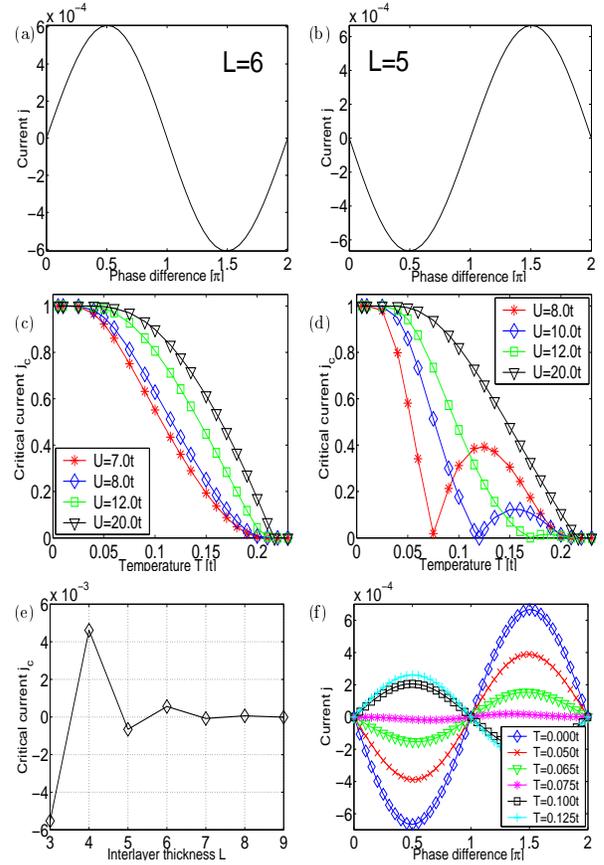


Рис. 1: Соотношение ток-фаза при  $T = 0$ ,  $U = 8.0t$  (а,б) и температурная зависимость критического тока  $j_c = |j(\frac{\pi}{2})|$  (с,д) для S/AF/S (110) контактов с  $L = 6$  (а,с) и  $L = 5$  (б,д). На рисунках (с,д) графики нормированы на их значения при  $T = 0$ . (е) Колебания критического тока как функция толщины  $L$  для AF прослойки с константой связи  $U = 8.0t$ . (ф) Соотношения ток-фаза при разных температурах, отвечающие кривой  $U = 8.0t$  на рис. (д). На всех рисунках  $V = 2.0t, \mu = 0$ . Токи представлены в единицах  $et/hl_y$ .

ческом приближении, а свойства антиферромагнитной прослойки характеризуются элементами ее  $S$ -матрицы (то есть амплитудами прохождения и отражения) для квазичастиц нормального металла. Эти величины фигурируют в граничных условиях к квазиклассическим уравнениям сверхпроводимости. Они оказываются существенно разными (отличающимися симметрией) для прослоек с нечетным и четным числом атомных слоев. По этой причине теоретическое описание рассматриваемых контактов сверхпроводник - антиферромагнетик - сверхпроводник (S/AF/S) необходимо провести для нечетных и четных прослоек отдельно и это приводит, как правило, к существенно разным физическим предсказаниям в двух указанных случаях. Такого рода результаты сами по себе могут иметь реалистический смысл лишь при наличии практически идеальных эпитаксиально приготовленных атомно-гладких прослоек, толщина ко-

торых фиксирована и контролируется на макроскопически больших площадях с атомной точностью. Уровень развития современных технологий и эксперимента существенно приблизился к выполнению такого рода требований. Для сверхпроводящих ультратонких пленок такое высокое качество образцов уже достигнуто, что позволило измерить чет-нечетные осцилляции критической температуры сверхпроводящих пленок при изменении их толщины на атомных масштабах [11,12]. Проблема усреднения по неоднородностям пленки, включая ее неоднородную толщину, количественно пока не решена. Краткое качественное обсуждение этого вопроса дано в конце данной работы (см. также [8]). Обсуждаемые эффекты четности наиболее выражены для рассматриваемых ниже прослоек с ориентацией границ (110), когда направления магнитных моментов антиферромагнетика чередуются в перпендикулярном границам направлении (с изменением координаты  $x$ ), а вдоль поверхности прослойки (с изменением координаты  $y$ ) моменты направлены одинаково. В этом случае решение уравнения Шредингера для прохождения и отражения квазичастиц нормального металла через антиферромагнитную прослойку приводит к следующим результатам.

Для нечетных антиферромагнитных прослоек зависящие от спина амплитуды отражения и прохождения одинаковы с обеих сторон прослойки:  $r_\sigma = \sqrt{R_{odd}} \exp(i\sigma\Theta/2)$ ,  $d_\sigma = i\sigma\sqrt{D_{odd}} \exp(i\sigma\Theta/2)$ . Здесь коэффициент прохождения не зависит от спина  $D_{odd}(k_y) = \cosh^{-2} [2(L + \frac{1}{2})\beta]$ ,  $\sinh \beta = m/[4t \cos(k_y/\sqrt{2})]$  and  $R_{odd}(k_y) = 1 - D_{odd}(k_y)$ . Разность фаз  $\Theta = \Theta_\uparrow - \Theta_\downarrow$  между амплитудами отражения квазичастиц со спинами вверх и вниз описывается выражением  $\sin \Theta(k_y) = [m/2t \cos(k_y/\sqrt{2})] \left\{ 1 + [m/4t \cos(k_y/\sqrt{2})]^2 \right\}^{-1}$ .

Если  $m < 4t \cos(k_y/\sqrt{2})$ , то  $\Theta$  удовлетворяет соотношению  $\pi/2 < \Theta < \pi$ , а в противоположном случае  $m > 4t \cos(k_y/\sqrt{2})$  имеем  $0 < \Theta < \pi/2$ . Поскольку узкие области  $k_y$  около краев зоны Бриллюэна  $k_y = \pm\pi/\sqrt{2}$  не вносят скольнибудзь заметного вклада в рассматриваемые ниже эффекты, при оценках можно полагать  $\cos(k_y/\sqrt{2}) \sim 1$ .

Основные свойства S/AF/S контактов с нечетными антиферромагнитными прослойками связаны с тем, что такие магнитные прослойки *симметричны* по отношению к двум прилегающим сверхпроводникам. Действительно, внешние атомные слои у нечетной (110) прослойки имеют одну и ту же (доминирующую) намагниченность. Соответствующие андреевские состояния расщеплены по спину. Физическое происхождение  $\pi - 0$  перехода, который имеет место в таком контакте с изменением температуры, связано с конкуренцией вкладов в джозефсоновский ток от расщепленных по спину андреевских связанных состояний. Общая струк-

тура  $\mathcal{S}$ -матрицы, составленной из выписанных выше амплитуд прохождения и отражения, аналогична найденной в [13] для *симметричных* контактов с ферромагнитными прослойками. Важное отличие рассматриваемого случая антиферромагнетизма состоит в существенно новом микроскопическом выражении для параметра  $\Theta$ . Наличие низкоэнергетического Q-отражения приводит к весьма большим значениям  $\Theta > \pi/2$ , которые обеспечивают  $\pi - 0$  переход с изменением температуры в широком интервале значений  $m < 4t$  антиферромагнитного параметра порядка.

Применяя квазиклассические уравнения к описанию сверхпроводников и учитывая свойства антиферромагнитной прослойки в рамках подгруппы  $\mathcal{S}$ -матрицы, получается следующий спектр андреевских связанных состояний:  $E_\sigma^\pm(k_y) = \sigma|\Delta| \text{sgn}[\sin(\frac{\Theta}{2} \pm \delta)] \cos(\frac{\Theta}{2} \pm \delta)$ . Здесь  $\sin \delta = \sqrt{D_{odd}} \cos(\chi/2)$ , а  $\chi$  есть разность фаз у параметров порядка левого и правого сверхпроводников. Как видно из энергетического спектра  $E_\sigma^\pm(k_y)$ , в туннельных контактах параметр  $m/4t$  становится пренебрежимо малым только при весьма жестких условиях  $m/4t \ll \sqrt{D_{odd}}$ . При этом  $\Theta \approx \pi$  если четыре диспергирующие связанные состояния  $E_\sigma^\pm(k_y)$  сводятся к дважды вырожденным состояниям, приводящим к рассмотренному в [6] джозефсоновскому току.

Ниже будут рассмотрены условия  $\sqrt{D_{odd}} \ll m/4t, 1$  которые в туннельных контактах также легко могут быть выполнены. Соответствующий ток Джозефсона получается непосредственно из приведенного выше спектра андреевских связанных состояний и описывает  $\pi - 0$  переход при увеличении температуры при условии  $\pi/2 < \Theta < \pi$ . Этот ток отличается лишь дополнительным множителем 1/2 от выражения (4) (при  $\alpha = 1$ ), полученного в [13] для симметричного туннельного контакта с ферромагнитной прослойкой между чистыми сверхпроводниками. Сверхпроводящий ток при  $T = 0$  может быть представлен в виде суммы по  $k_y$ , содержащей выражения  $j_{c,k_y}^{odd}(T = 0) = -(1/2)e|\Delta|D_{odd} \cos(\Theta/2)$ , в то время как около  $T_c$  мы получаем  $j_{c,k_y}^{odd}(T \approx T_c) = -e|\Delta|^2 D_{odd} \cos \Theta / 4T_c$ . Отсюда видно, что произведение  $j_{c,k_y}^{odd}(T = 0)j_{c,k_y}^{odd}(T \approx T_c)$  отрицательно для  $\pi/2 < \Theta < \pi$  и положительно для  $\Theta < \pi/2$ . Следовательно, если  $\Theta < \pi/2$ , то при увеличении температуры  $\pi - 0$  перехода не происходит и  $\pi$ -состояние остается основным состоянием нечетных (110) S/AF/S контактов во всем интервале температур  $T < T_c$ .

В контактах с четными (110) прослойками, внешние атомные слои антиферромагнитной границы раздела имеют противоположные спиновые поляризации и андреевские состояния вырождены по спину. В данном случае зависящие от спина амплитуды отражения электронов металла на каждой из двух сторон прослойки отличаются друг от

друга  $r_{1,\sigma} = -r_{2,\sigma}^* = \sqrt{R_{ev}} \exp(i\sigma\Theta/2)$ . При этом амплитуда прохождения вещественна и не зависит от проекции спина  $d = \sqrt{D_{ev}} = 1/\cosh[2(L+1)\beta]$ . Выражения для  $\Theta$  и  $\beta$  здесь совпадают с приведенными для нечетного случая. Такую структуру имеет также  $\mathcal{S}$ -матрица для трехслойной FIF прослойки с антипараллельными ориентациями намагниченностей ферромагнитных слоев [14]. Вырожденный по спину спектр андреевских состояний в четных S/AF/S контактах,  $E_{ev}(k_y) = \pm\Delta[D_{ev}(k_y)\cos^2(\chi/2) + R_{ev}(k_y)\cos^2(\Theta/2)]^{1/2}$ , имеет в точности тот же вид, что и найденный для трехслойной FIF прослойки с антипараллельными намагниченностями (см. (4) в [14]), но с существенно отличающимся микроскопическим выражением для  $\Theta$ . Ток Джозефсона при  $T = 0$  можно записать в виде суммы по  $k_y$ , содержащей выражения  $j_{c,k_y}^{ev}(T=0) = e|\Delta|D_{ev}/2\cos(\Theta/2)$ , в то время как вблизи  $T_c$  имеем  $j_{c,k_y}^{ev}(T \approx T_c) = e|\Delta|^2 D_{ev}/4T_c$ . В четных контактах  $0 - \pi$  переходов при изменении температуры не происходит ни при каких значениях  $\Theta$ , в согласии с нашими численными самосогласованными расчетами и с результатами для S/FIF/S контактов с антипараллельными намагниченностями.

Качественно различающиеся симметрии четных и нечетных антиферромагнитных прослоек ответственны также за низкотемпературные  $0 - \pi$  переходы с изменением толщины  $L$  прослойки. Действительно,  $\pi$ -состояние есть основное состояние чистых S/F/S контактов с  $\alpha = 1$  и  $\Theta > \pi/2$  [13], в то время как  $0$ -состояние есть основное состояние S/FIF/S контактов с антипараллельными намагниченностями [14]. Прямая аналогия между нечетными (четными) AF прослойками и F прослойками при  $\alpha = 1$  (FIF прослойками с антипараллельными намагниченностями), приводит к правильной последовательности переходов при  $T = 0$ .

Критический ток  $j_c$  в нечетных (110) S/AF/S контактах при  $T = 0$  подавлен в меру множителя  $\cos(\Theta/2)$  по сравнению с током в стандартных контактах с той же прозрачностью  $D_{odd}$ . Для  $m/t \ll 1$  выполняется соотношение  $\cos(\Theta/2) \ll 1$  и относительное подавление значительно. Предполагаемое условие  $\sqrt{D_{odd}} \ll m/4t$  дает для оценок наименьшее значение  $\cos(\Theta/2) \sim \sqrt{D_{odd}}$ , при котором  $j_c^{odd} \propto D_{odd}^{3/2}$ . В противоположность нечетному случаю, критический ток  $j_c^{ev}$  в четных контактах при  $T = 0$  усиливается множителем  $1/\cos(\Theta/2)$  по сравнению с током в стандартных контактах с прозрачностью  $D_{ev}$ . Максимальное относительное усиление реализуется при условии  $\cos(\Theta/2) \sim \sqrt{D_{ev}}$ , когда области применимости полученных выше результатов и результатов, найденных в [6], граничат друг с другом. При этом  $j_c^{ev} \sim e|\Delta|\sqrt{D_{ev}}$ , что качественно согласуется с найденным в [6] кри-

тическим током при  $T = 0$ .

В качестве иллюстрации возможных результатов для джозефсоновского тока после усреднения по сравнительно небольшим несовершенствам границы раздела, предположим, что задача сводится к усреднению по вариациям толщины прослойки в рамках нескольких межатомных слоев. Если  $L \gg 1$ , имеем  $D_{odd}(L) \approx D_{even}(L \pm 1)$ . Для  $m \ll t$  соответствующие критические токи при  $T = 0$  удовлетворяют соотношению  $j_c^{ev} \sim (t/m)^2 |j_c^{odd}| \gg |j_c^{odd}|$ , а около  $T = T_c$  они имеют одинаковый знак и порядок величины. Поскольку при низких температурах доминирует ток  $j_c^{ev}$ , результатом усреднения для основного состояния будет  $0$ -состояние с аномальным критическим током  $j_c^{ev}(T)$ , а чет-нечетная последовательность  $0 - \pi$  переходов в случае  $m \ll t$  исчезает. Для  $m \sim t$  токи  $j_c^{ev}$  и  $j_c^{odd}$  всегда одного порядка величины и, следовательно, похожие образцы могут иметь различающиеся по знаку  $j_c$ . Если  $\Theta < \pi/2$ ,  $j_c^{ev}$  и  $j_c^{odd}$  всегда имеют противоположные знаки и после обсуждаемого усреднения можно ожидать выраженного подавления полного критического тока при всех  $T$ . Для  $\Theta > \pi/2$ , токи  $j_c^{ev}$  и  $j_c^{odd}$  имеют противоположные знаки только при низких  $T$ , где может произойти аналогичное сокращение полного тока. При этом критический ток будет проявлять немонотонную температурную зависимость.

Авторы благодарят за финансовую поддержку грант РФФИ 05-02-17175.

- [1] A.I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
- [2] F.S. Bergeret *et al.*, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
- [3] V.V. Ryazanov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
- [4] L.P. Gor'kov, V. Kresin, Appl. Phys. Lett. **78**, 3657 (2001).
- [5] C. Bell *et al.*, Phys. Rev. B **68**, 144517 (2003).
- [6] I.V. Bobkova *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 037005 (2005).
- [7] B.M. Andersen *et al.*, Phys. Rev. B **72**, 184510 (2005).
- [8] B.M. Andersen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006).
- [9] I.V. Bobkova, Yu. S. Barash, Phys. Rev. B **71**, 144510 (2005).
- [10] Т. Мория, *Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами*, изд-во Мир, Москва, 1988 г.
- [11] Y. Guo *et al.*, Science **306**, 1915 (2004).
- [12] D. Eom *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 027005 (2006).
- [13] Yu.S. Barash, I.V. Bobkova, Phys. Rev. B **65**, 144502 (2002).
- [14] Yu.S. Barash *et al.*, Phys. Rev. B **66**, 140503 (2002).

# Гибридные наноструктуры на основе контактов сверхпроводник-ферромагнетик для цифровой и квантовой логики.

В. В. Рязанов<sup>1</sup>, В. А. Обознов<sup>1</sup>, В. В. Больгинов<sup>1</sup>, А. К. Феофанов<sup>1</sup>,  
В. П. Кошелец<sup>2</sup>, П. Н. Дмитриев<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники, 125009, Моховая 11, стр.7, Москва, Россия  
e-mail: ryazanov@issp.ac.ru

В докладе, представленном первым автором на предыдущем симпозиуме [1], обсуждались эксперименты по реализации специфических джозефсоновских структур ( $\pi$ -контактов) с разностью фаз  $\pi$  в основном состоянии, т.е. с аномальным, сдвинутым на половину периода, токо-фазовым соотношением [2]:

$$I_s = -I_c \sin \varphi$$

$\pi$ -контакты сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник (SFS-контакты) были впервые приготовлены в ИФТТ РАН в 2001 г. [3]. Позднее в работе [4], выполненной совместно с группой ВанХарлингена (Университет Урбаны, США), изменение знака токо-фазового соотношения при температурном переходе SFS-контакта в  $\pi$ -состояние наблюдалось непосредственно. На рис.1 схематически показана использованная в эксперименте структура с SFS-контактом, замкнутым сверхпроводящим кольцом. Электрический ток от источника тока протекал частично через джозефсоновский контакт, а частично через сверхпроводящее кольцо, создавая при этом магнитное поле  $H$ . Поток этого поля через кольцо  $\Phi$  детектировался при помощи датчика СКВИДа, индуктивно связанного с образцом. Величина  $\Phi$  определяла разность фаз на контакте  $\varphi = 2\pi\Phi/\Phi_0 + 2\pi n$  ( $n$  – целое) и, таким образом, могла быть использована для количественного определения токо-фазового соотношения  $I_J(\varphi)$ . Связь между потоком  $\Phi$  через сверхпроводящее кольцо с индуктивностью  $L$  и транспортным током  $I$  описывается выражением:

$$I = I_J \left( \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} \right) + \frac{\Phi}{L}$$

Физическая причина перемены знака сверхпроводящей волновой функции в  $\pi$ -состоянии при переходе с одного берега SFS-контакта на другой (т.е. спонтанного изменения ее фазы на  $\pi$ ) связана с пространственными осцилляциями волновой функции (сверхпроводящего параметра порядка) в тонком слое слабого ферромагнетика, причем переход из обычного "0-" в  $\pi$ -состояние происходит при критической толщине  $F$ -слоя, близкой к половине периода пространственных осцилляций [5-7]. Сверхпроводящая пара (андреевское

связанное состояние), возникающая в ферромагнетике, имеет ненулевой суммарный импульс благодаря обменному расщеплению электронных подзон с противоположенными направлениями спинов. Недавно выполненные нами подробные исследования [1,7,8] джозефсоновских SFS структур  $Nb-Cu_{1-x}Ni_x-Nb$  с разным составом ферромагнитного  $CuNi$ -сплава и различной толщиной ферромагнитного слоя позволили получить  $\pi$ -контакты с достаточно высокой плотностью критического тока (до  $10^3$  А/см<sup>2</sup>), обеспечивающей возможность их использования в реальных элементах цифровой и квантовой логики.

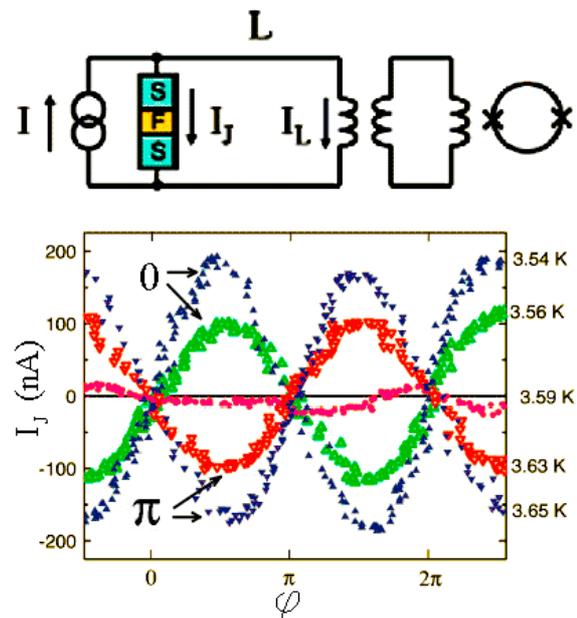


Рис. 1: а) Принципиальная схема эксперимента и наблюдаемые токо-фазовые соотношения SFS-контакта в 0- и  $\pi$ -состояниях [4].

Перспективные модификации быстрой сверхпроводниковой электроники обсуждались недавно в работах [9,10]. Комплементарный джозефсоновский инвертор (CJJ-инвертор, рис.2а) был предложен в публикации [9] в качестве быстрого сверхпроводящего аналога общеизвестной комплементарной МОП (CMOS) полупроводниковой логики. CJJ-инвертор представляет собой магнито-электронное устройство. Он состоит из двух дополняющих

друг друга (комплементарных) параллельных каналов, зависимости критических токов которых от магнитного поля сдвинуты на половину периода (половину кванта магнитного потока, проходящего через каждую из петель двух-контактных интерферометров-*SQUID*'ов). Входной сигнал в виде полукванта потока  $\Phi_0/2$  открывает левый сверхпроводящий канал и закрывает (делает резистивным) правый. В работе [9] предполагалось использовать в качестве правого ("комплементарного") канала  $0-\pi$ -интерферометр с двумя джозефсоновскими переходами ( $0$  и  $\pi$ ), имеющими одинаковые критические токи. Однако подбор параметров джозефсоновских сэндвичей для изготовления такой структуры технологически довольно затруднителен [11].

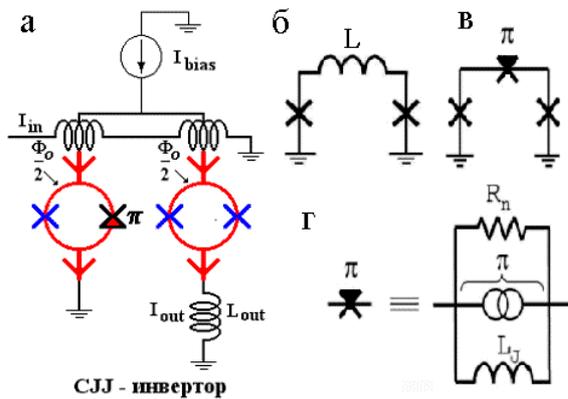


Рис. 2.: Принципиальная схема комплементарного джозефсоновского инвертора [9]; б,в) принципиальные схемы традиционной [13] и комплементарной [10] ячеек *RSFQ*-логики; г) эквивалентная схема  $\pi$ -контакта.

В работе [12] мы наблюдали указанный выше полупериодический сдвиг характеристик, используя сверхпроводящие ячейки с тремя одинаковыми *SFS*-контактами (рис. 3). Наличие спонтанных фазовых сдвигов в ячейках с нечетным числом  $\pi$ -контактов приводит в отсутствие внешнего поля к необходимости протекания по внешнему контуру структуры, показанной на рис. 3, незатухающего сверхпроводящего тока, создающего в *SFS* контактах сдвиги фазы, которые дополняют полные фазовые набег по всем замкнутым сверхпроводящим контурам до целого числа  $2\pi$ . Наши эксперименты были выполнены в пределе малой индуктивности  $L$  сверхпроводящих ячеек:  $2\pi LI_c \ll \Phi_0$ , где  $I_c$ -критический ток *SFS*-контактов. В этом пределе кольцевой ток должен быть равен критическому току контактов  $I_c$ , при этом суммарный дополнительный набег фазы в каждой ячейке структуры будет равен  $2 \times \pi/2 = \pi$ , а транспортный критический ток через всю структуру обращается в нуль. Таким образом, в  $\pi$ -состоянии обычно наблюдаемый максимум зависимости  $I_c(H)$  при нулевом поле должен

смениться минимумом, как это и наблюдается в эксперименте (рис. 3).

Описанный выше эксперимент на пятиконтактном интерферометре с двумя ячейками был, фактически, демонстрационным. Практической задачей является использование  $\pi$ -контактов в качестве пассивных инверторов фазы в любых реально используемых схемах джозефсоновской электроники и, в первую очередь, в базовой ячейке быстрой одноквантовой *RSFQ* логики (Rapid Single-Flux Quantum Logic) [13], которой, по существу, является *dc-SQUID*. Принцип *RSFQ*-логики представлен на рис.2б. Сверхпроводящая петля с двумя переходами (обычно *Nb-AlO<sub>x</sub>-Nb*) может захватывать квант магнитного потока (или флаксона)  $\Phi_0$  при условии, что  $LI_c > \Phi_0$  (где  $L$  индуктивность петли, а  $I_c$ -критический ток туннельных переходов). *RSFQ*-ячейка имеет два возможных состояния: без захваченного флаксона и с флаксоном, который образован циркулирующим сверхтоком в ячейке.

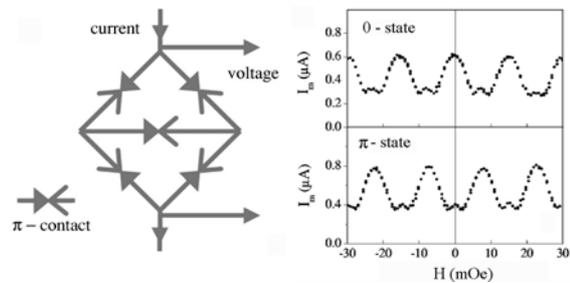


Рис. 3: Принципиальная схема и результаты эксперимента [12] по наблюдению полупериодического сдвига кривых  $I_c(H)$  в  $\pi$ -состоянии.

Эти два дискретных состояния и являются логическими состояниями *RSFQ*-логики. В работе [10] было показано, что относительно большая геометрическая индуктивность ячейки, необходимая для хранения флаксона, может быть заменена  $\pi$ -контактом, как это показано на рис.2в. Чтобы  $\pi$ -контакт работал в пассивном режиме, т.е. не принимал участия в фазовой динамике в ходе переключения туннельных контактов *SQUID*'а, его критический ток  $I_\pi$  должен быть значительно больше критического тока туннельных контактов  $I_c$ . В этом случае действие  $\pi$ -контакта аналогично включению внешнего магнитного поля равного половине кванта магнитного потока:  $\pi$ -контакт создает соответствующий незатухающий круговой ток в ячейке, причем возникающее состояние фрустрировано, т.е. двукратно вырождено относительно знака циркулирующего тока. В такой модифицированной « $\pi$ -ячейке» вход флаксона означает просто изменение направления циркулирующего тока, происходящего даже при сколь угодно малой индуктивности кольца, а цифровая информация будет связана с двумя состояниями,

различающимися знаками циркулирующего сверхтока. Таким образом, использование  $\pi$ -RSFQ-логики позволяет разрешить проблему существенного уменьшения RSFQ-ячейки, невозможного в классической джозефсоновской электронике.

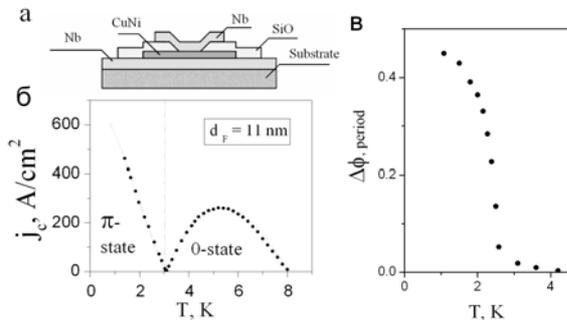


Рис. 4: а) Схематическое поперечное сечение SFS-контакта; б) температурная зависимость критического тока SFS-контакта  $Nb-Cu_{0.47}Ni_{0.53}-Nb$  с толщиной F-слоя близкой к половине периода пространственных осцилляций параметра порядка (переход в  $\pi$ -состояние происходит в области температур 2-3 К; в) фазовое смещение периодической зависимости  $I_c(H)$  комплементарной RSFQ-ячейки в области температурного перехода SFS-контакта в  $\pi$ -состояние.

Главный результат, представленный в настоящем докладе, связан с успешной реализацией комплементарной или  $\pi$ -RSFQ ячейки, т.е.  $dc$ -SQUID'a с включенным дополнительно в петлю  $\pi$ -контактом, выполняющим роль пассивного фазового инвертора. Мы использовали, указанные выше джозефсоновские SFS переходы  $Nb-Cu_{0.47}Ni_{0.53}-Nb$  с толщиной F-слоя несколько превышающей половину периода пространственных осцилляций сверхпроводящего параметра порядка в  $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ . Используемые в наших работах SFS-контакты основаны на обычной ниобиевой тонкопленочной технологии, которая может быть легко совмещена с существующей технологией и архитектурой ниобиевой джозефсоновской микроэлектроники. Вставка на рис.4 показывает схематически поперечное сечение используемых джозефсоновских SFS-сэндвичей  $Nb-CuNi-Nb$ . Слой изоляции (пленка монооксида кремния  $SiO$ ) с "окном",  $10 \times 10 \text{ мкм}^2$  использовалась, чтобы избежать краевых дефектов и точно определить площадь джозефсоновского SFS-контакта.

Результаты исследований для двух комплементарных ячеек представлены на рис.4в и 5б. Микрофотография комплементарной ячейки с двумя шунтированными туннельными переходами (слева) и SFS-контактом (в правом нижнем углу) представлена на рис.5а. Фактически, за основу структуры брался классический  $dc$ -SQUID с критическим током

туннельных переходов ( $Nb-AlO_x-Nb$ )  $7.5 \text{ мкА}$  при  $T=4.2 \text{ К}$ , одна сторона петли которого заменялась ниобиевым шунтом с одним SFS-контактом. В первом эксперименте (рис.4) толщина  $CuNi$ -слоя SFS-контакта выбиралась в области критической толщины (11 нм), так чтобы возможно было наблюдать температурный переход в  $\pi$ -состояние, характеризующийся на отдельном контакте возвратной температурной зависимостью плотности критического тока, как это показано на рис. 4б. Такая зависимость - прямое следствие перехода в  $\pi$ -состояние при температуре  $T = T_\pi$ .

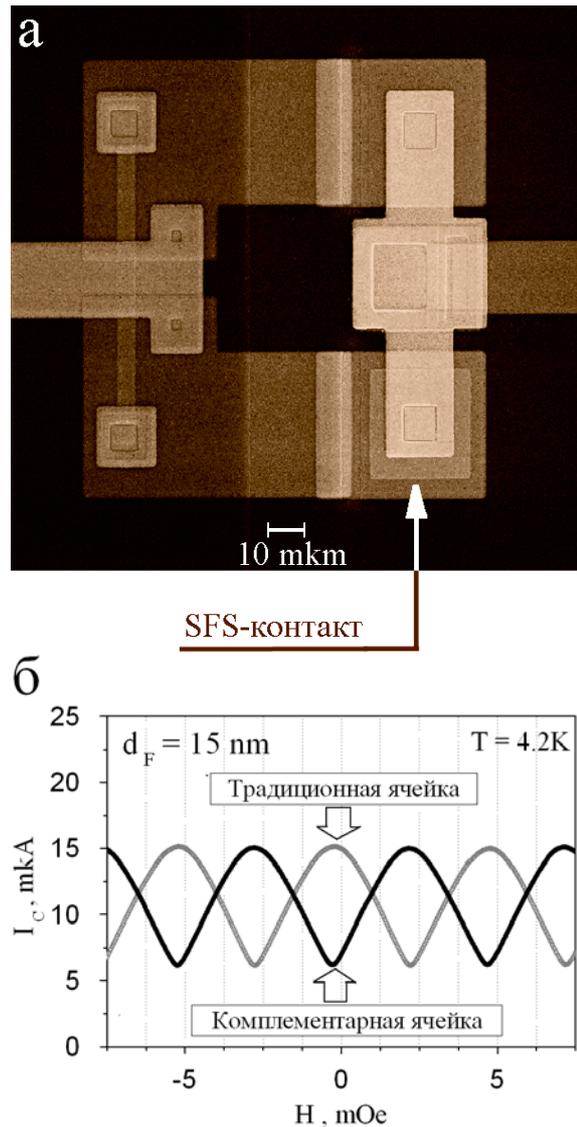


Рис. 5: а) Микрофотография комплементарной RSFQ-ячейки; б) зависимость критического тока от магнитного поля для традиционной и внутренне фрустрированной (комплементарной) ячеек RSFQ-логики.

При понижении температуры положительная ветвь, соответствующая 0-состоянию должна переходить в отрицательную область, проходя через нулевое значение критического тока, однако в транспортных

экспериментах мы измеряем только амплитуду критического тока. Поэтому "отрицательная ветвь", соответствующая  $\pi$ -состоянию, отражена на рис.4б в положительную полуплоскость. На рис.4в показан сдвиг периодической зависимости  $I_c(H)$  такой структуры при понижении температуры (в долях периода зависимости). К сожалению, нам немного не хватило рабочего температурного интервала, чтобы перевести полностью *SFS*-контакт в  $\pi$ -состояние и достигнуть полупериодического сдвига. Поэтому во втором эксперименте *RSFQ*-ячейка замыкалась *SFS*-контактом, находящемся в  $\pi$ -состоянии во всем экспериментальном интервале температур, поскольку толщина *F*-слоя составляла 15 нм. Для регистрации полупериодического сдвига комплементарной *RSFQ*-ячейки на той же подложке в непосредственной близости была изготовлена традиционная *RSFQ*-ячейка той же геометрии (но без *SFS*-контакта). Сравнение характеристик этих двух структур представлено на рис.5б. Можно видеть, что включение  $\pi$ -контакта в *dc-SQUID*, действительно, приводит к точному полупериодическому сдвигу зависимости.

Таким образом, в серии фазово-чувствительных экспериментов доказана возможность использования *SFS*  $\pi$ -контактов в качестве инверторов сверхпроводящей фазы в джозефсоновской цифровой логике. Применение  $\pi$ -контактов открывает уникальную возможность значительно уменьшить размер базовой *RSFQ*-ячейки за счет замены, необходимой в обычном случае геометрической индуктивности, фазовым сдвигом, аналогичным присутствию в ячейке половины кванта магнитного потока. Это позволяет довести масштаб *RSFQ*-элементов до субмикронных размеров. Кроме того, использование *SFS*  $\pi$ -контактов дает возможность реализовать сверхпроводящий аналог широко-известной комплементарной *МОП* логики с магнито-электронными затворами, устраняющими гальваническую связь. Следующий этап нашей работы связан с включением  $\pi$ -контакта в структуру с субмикронными туннельными контактами, испытывающими квантовые флуктуации, для реализации сверхпроводящего «потокowego» квантового бита (кубита) [14]. В фазовом когерентном состоянии два базисных состояния такого кубита отличаются знаком циркулирующего в сверхпроводящей структуре тока, и джозефсоновская энергия системы имеет два почти вырожденных минимума, разделенных потенциальным барьером. Переходы между этими состояниями происходят вследствие квантовомеханического подбарьерного туннелирования. В существующих реализациях потокowego кубита [15] для создания двух вырожденных базисных состояний используется магнитный поток равный полукванту магнитного потока. Необходимость приложения внешнего потока является недостатком таких схем,

поскольку внешний сигнал служит источником шумов. В работе [14] показано, что использование  $\pi$ -контакта для создания вырожденных состояний может заметно увеличить время декогерентности кубита.

Работа была поддержана грантами РФФИ и ОФН РАН.

- [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] Булаевский Л. Н., Кузий В. В., Собянин А. А., Письма в ЖЭТФ **25**, 314 (1977).
- [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] Frolov S. M., Van Harlingen D. J., Oboznov V. A., Bolginov V. V., and Ryazanov V. V, Phys. Rev. B **70**, 144505 (2004).
- [5] Буздин А. И., Булаевский Л. Н., Панюков С. В. Письма в ЖЭТФ **35**, 147 (1982).
- [6] Буздин А.И., Вуйичич Б., Куприянов М.Ю. ЖЭТФ} **101**, 231 (1992).
- [7] Ryazanov V. V, Oboznov V. A., Prokofiev A. S., Bolginov V. V., and Feofanov A. K., J. Low Temp. Phys. **136**, 385 (2004).
- [8] Oboznov V. A., Bolginov V. V., Feofanov A. K., Ryazanov V. V, and Buzdin A. I. arXiv:cond-mat/0508573 (2005).
- [9] Terzioglu E., and Beasley M. R., IEEE Trans. On Appl. Supercond. **8**, 48 (1998).
- [10] Ustinov A. V., Kaplunenko V. K., J. Appl. Phys. **94**, 5405 (2003).
- [11] Guichard W., Aprili M., Bourgeois O., Kontos T., Lesueur J., Gandit P., Phys. Rev. Lett. **90**, 167001 (2003).
- [12] Ryazanov V. V, Oboznov V. A., Veretennikov A. V., Rusanov A. Yu. Phys. Rev. B **65**, 020501 (2002).
- [13] Likharev K. K. and Semenov V. K., IEEE Trans. Appl. Supercond. **1**, 3 (1991).
- [14] Blatter G., Geshkenbein V. B., and Ioffe L. B. Phys. Rev. B **63**, 174511 (2001).
- [15] Mooij J. E., Orlando T. P., Levitov L., Tian L., van der Wal C. H. and Lloyd S., Science} **285**, 1036 (1999).

## Вихревые состояния в мезоскопических сверхпроводниках.

В.М.Винокур<sup>1</sup>, Н.Б.Копнин<sup>2,3</sup>, А.С.Мельников<sup>4</sup>, И.М.Нефедов<sup>4</sup>,  
В.И.Позднякова<sup>4</sup>, Д.А.Рыжов<sup>4</sup>, И.А.Шерешевский<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439

<sup>2</sup> Low Temperature Laboratory, Helsinki University of Technology, P.O. Box 2200, FIN-02015 HUT, Finland

<sup>3</sup> Институт Теоретической Физики РАН, 117940 Москва, Россия

<sup>4</sup> Институт Физики Микроструктур РАН, ГСП-105, 603950 Нижний Новгород, Россия

e-mail: [melnikov@ipm.sci-nnov.ru](mailto:melnikov@ipm.sci-nnov.ru)

Вихревые конфигурации в мезоскопических сверхпроводниках с размерами в несколько длин когерентности  $\xi$  образованы малым числом вихрей [1] и существенно отличаются от вихревых структур в массивных сверхпроводниках. Успешное развитие технологии в последние годы стимулировало активные экспериментальные и теоретические исследования смешанного состояния в малых сверхпроводящих образцах [2-4]. Данный доклад представляет собой обзор цикла работ, посвященных исследованию структуры и транспортных свойств вихревых конфигураций в таких системах.

*Многоквантовые вихри и вихревые молекулы в малых образцах.*

Экранирующие токи, текущие по периметру мезоскопического образца, приводят к сжатию вихревой системы и образованию либо вихревой молекулы с размером сравнимым с длиной когерентности, либо даже многоквантового вихря (в массивном сверхпроводнике такие конфигурации не могут быть устойчивыми).

Изменение внешнего магнитного поля приводит к фазовым переходам первого или второго рода между различными вихревыми конфигурациями. При этом геометрия образца оказывает сильное влияние на структуру смешанного состояния и определяет симметрию вихревых молекул. В частности, сильное влияние границы приводит к качественным отличиям в структуре вихревых молекул в системах симметричных относительно оси вращения различного порядка (идеальных дисках и образцах квадратной или треугольной формы). Вследствие понижения симметрии образцов энергетически выгодными могут оказаться экзотические вихревые молекулы, состоящие из вихрей и антивихрей [3]. Устойчивость таких конфигураций, однако, существенно зависит от возможных дефектов поверхности [4]. Типичные профили сверхпроводящего параметра порядка в различных вихревых конфигурациях, рассчитанные в рамках теории Гинзбурга-Ландау для образцов квадратной формы, представлены на рис.1.

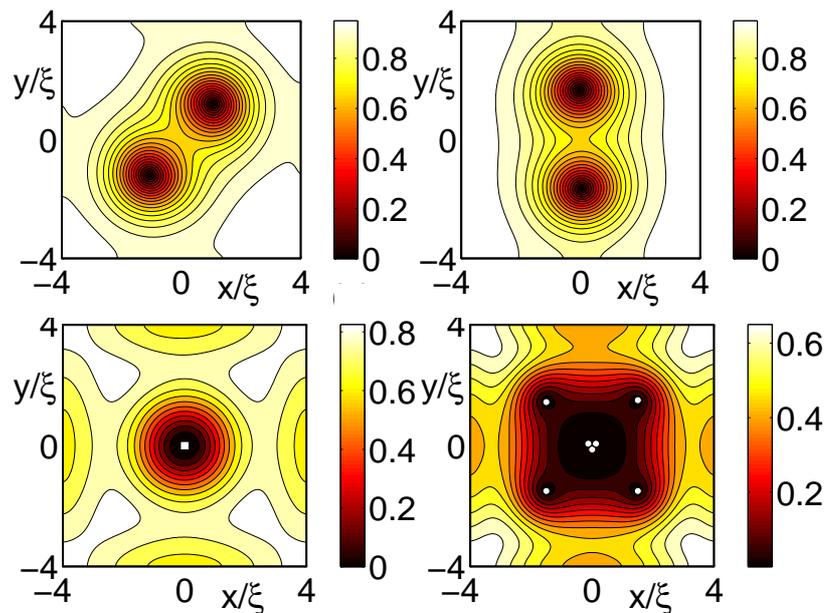


Рис. 1. Профили распределения модуля сверхпроводящего параметра порядка для вихревых молекул.

*Электронная структура вихревых состояний.  
Размерное квантование в спектрах квазичастиц.*

Наряду с детальным исследованием структуры параметра порядка в экзотических вихревых конфигурациях естественный интерес

исследователей вызвало развитие теории электронных состояний в таких системах. Для массивного сверхпроводника электронная структура вихревой линии изучена к настоящему времени достаточно подробно. Как показано в пионерской работе [5], состояния квазичастиц с малыми энергиями  $\varepsilon \ll \Delta_0$  оказываются локализованными в корах вихрей и имеют дискретный спектр:

$$\varepsilon \approx \frac{\mu \Delta_0}{k_r \xi}, \text{ где } k_r - \text{ проекция импульса Ферми } k_F$$

на плоскость, перпендикулярную оси вихря,  $\Delta_0$  - сверхпроводящая щель далеко от оси вихря и угловой момент  $\mu$  принимает полуцелые значения. Эти состояния слабо возмущаются в присутствии соседних вихревых линий, по крайней мере в полях  $H$ , существенно меньших верхнего критического поля  $H_{c2}$ . Заметим, однако, что ситуация может измениться для мезоскопических сверхпроводников, в которых размеры вихревых молекул  $a_m$  могут быть достаточно малы ( $a_m \leq \xi$ ). Для определения спектра квазичастиц здесь представляется необходимым выполнить как обобщение теории Caroli-de Gennes-Matricon [5] на случай многоквантовых вихрей и вихревых молекул [6-11], так и учесть специфику электронных состояний на квазиклассических траекториях испытывающих нормальное отражение на краях образца [12]. Согласно общей теории [6] в вихре

с завихренностью  $m$  число аномальных веток спектра, пересекающих уровень Ферми, равно  $m$  (без учета двукратного вырождения по спину). Для вихря с нечетным  $m$  одна из аномальных веток пересекает уровень Ферми при нулевом прицельном параметре (т.е.  $\mu = 0$ ) и, тем самым, ответственна за появление пика плотности состояний в центре вихря. Для вихря с четным  $m$  такая ветка в спектре и центральный пик в плотности состояний отсутствует. Все аномальные ветки пересекают уровень Ферми при конечных  $\mu \sim k_r r_c$ , где  $r_c$  - радиус кора вихря. В общем случае пространственное распределение максимумов плотности состояний имеет форму концентрических колец с радиусом порядка  $r_c$ . Число колец есть  $m/2$  для четных  $m$  ( $(m-1)/2$  для нечетных  $m$ ). Рассмотрим теперь особенности плотности состояний для вихревых молекул. При распаде многоквантового вихря гармоники с разными  $\mu$  начинают взаимодействовать. Для молекул малого размера  $a_m \leq \xi$  это взаимодействие может быть рассмотрено по теории возмущений [10]. Каждое кольцо максимальной плотности состояний расщепляется на  $m$  пиков (см. рис.2). При дальнейшем увеличении размера молекулы  $a_m$  часть пиков в плотности состояний сливается и остаются только  $m$  пиков в центрах индивидуальных вихрей.

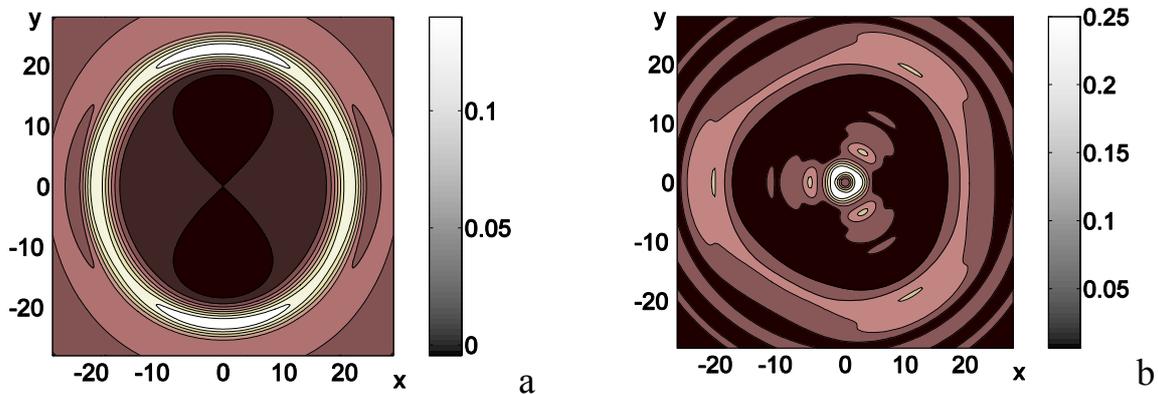


Рис.2. Плотность состояний в вихревых молекулах с  $m=2$  (a) и  $m=3$  (b). Расстояния по  $x$  и  $y$  измеряются в  $k_F^{-1}$ .

Естественным масштабом локализации волновых функций в коре оказывается длина когерентности, поэтому электронная структура мезоскопических сверхпроводящих образцов с размерами порядка нескольких  $\xi$  может существенно модифицироваться под влиянием граничных эффектов. Заметим, что для надщелевых состояний квазичастиц ограниченность образца приводит к осцилляциям уровней томашевского типа [11]. Для

одноквантового вихря в мезоскопическом цилиндре влияние нормального отражения на границах образца на спектр квазичастичных состояний было проанализировано в [12] в рамках теории Боголюбова – де Жена. Интерференция квазичастичных возбуждений приводит к изменению известного спектра Caroli-de Gennes-Matricon для массивного сверхпроводника, а именно, к появлению осцилляционного вклада в зависимость энергии

квазичастиц  $\varepsilon(k_z)$  от проекции импульса на ось

вихря (Рис.3).

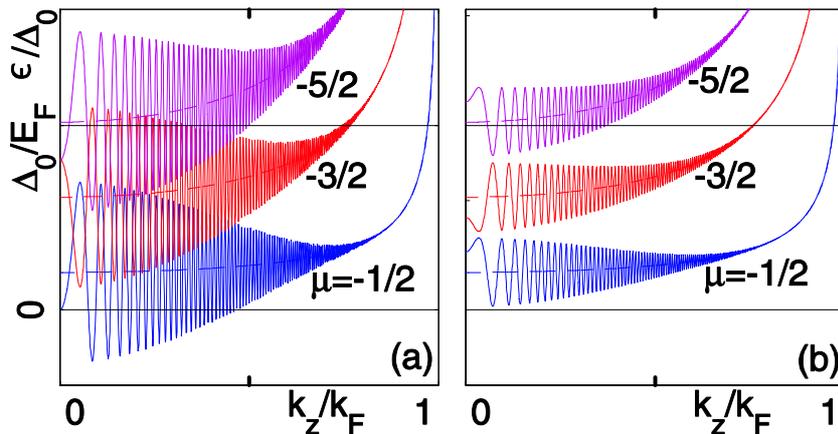


Рис.3. Спектр квазичастиц в одноквантовом вихре в цилиндре с радиусом  $R=3,5\xi_0$  (a) и  $R=4,5\xi_0$  (b) как функция продольного импульса. Спектр состояний Caroli–de Gennes–Matricon (для цилиндра бесконечного радиуса) показан штриховыми линиями.

Подобные осцилляции могут существенно превышать разность энергий  $\omega_0$  состояний Caroli–de Gennes–Matricon для различных значений углового момента  $\mu$ . Это приводит, в частности, к появлению квазичастичных состояний с нулевой энергией в

мезоскопических сверхпроводниках с радиусом меньше критического. Для типичного отношения сверхпроводящей щели к энергии Ферми  $\Delta_0/E_F = 0,01$ , критический радиус составляет величину  $R_c \approx 4\xi_0$ .

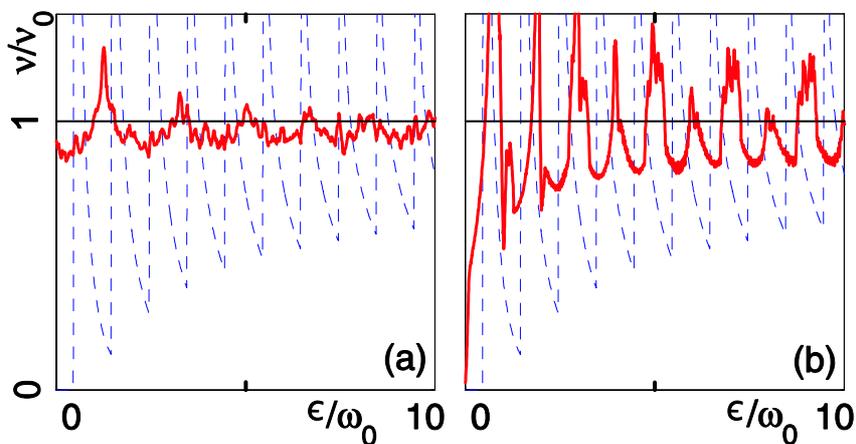


Рис.4. Плотность состояний квазичастиц в одноквантовом вихре в мезоскопическом сверхпроводнике с радиусом  $R=2,5\xi_0$  (a) и  $R=4\xi_0$  (b) как функция энергии. Плотность состояний Caroli–de Gennes–Matricon (для цилиндра бесконечного радиуса) показана штриховыми линиями.

Экспериментальное исследование особенностей электронной структуры вихрей может быть осуществлено, например, с использованием сканирующей туннельной спектроскопии или при измерениях теплового транспорта.

*Тепловой транспорт вдоль вихревых линий.*

Принципиальной особенностью теплового транспорта вдоль вихревых линий оказывается крайне малая по сравнению со скоростью Ферми  $V_F$  величина групповой скорости возбудений:

$$V_g = \frac{\partial \varepsilon}{\hbar \partial k_z} \sim V_F \frac{\varepsilon}{E_F}.$$

Таким образом, для большой длины вихревой нити тепловой транспорт оказывается существенно неквазиклассическим. Тепловой контактанс в этом предельном случае может быть вычислен по формуле Ландауэра с использованием выражения для групповой скорости квазичастичных состояний:

$$\kappa \sim \frac{T}{\hbar} (k_F \xi)^2 \frac{V_g}{V_F}.$$

Для образцов достаточно

малой толщины  $d$  доминирующий вклад в транспорт связан с пролетными квазиклассическими траекториями, испытывающими слабое андреевское отражение от стенок кора. Доля таких пролетных траекторий убывает с увеличением длины  $d$ , что приводит в свою очередь к убыванию теплового контактанса [13]:

$$N_{eff} = \frac{\hbar \kappa}{T} \sim (k_F \xi)^2 \frac{\xi^6}{d^6}, \text{ при } T \ll T_c \xi/d$$

$$N_{eff} \sim (k_F a)^2 \frac{\xi^2}{d^2} \left( \frac{T}{T_c} \right)^4,$$

при  $T_c \gg T \gg T_c \xi/d$

Здесь  $T_c$  - критическая температура. Для анализа влияния упругого рассеяния квазичастиц в коре на тепловой транспорт, в [14] была использована модель андреевского провода (цилиндра нормального металла радиуса  $a$ , окруженного сверхпроводником). Для получения нетривиальных транспортных свойств представляет интерес рассмотреть случай достаточно большой длины свободного пробега  $l \gg a$ . В [15] было показано, что в квазиклассическом приближении тепловой транспорт в таких системах определяется нетривиальной диффузией квазичастиц (теплопроводность уменьшается с увеличением длины свободного пробега):

$$\kappa_A = \frac{T}{\hbar} N_A \sim \frac{T}{\hbar} (k_F a)^2 \frac{a^2}{ld}.$$

Для исследования кроссовера от режима такой андреевской диффузии к баллистическому пределу, описываемому формулой Ландауэра, в [14] было предложено обобщение стандартного метода кинетического уравнения, используемого при квазиклассическом подходе, на случай малой электрон-дырочной асимметрии, приводящей к изменению импульса при андреевском отражении. Качественная оценка влияния рассеяния на дрейф траекторий может быть получена путем введения эффективного коэффициента диффузии  $D_{eff} = V_g l_{eff} = V_g^2 \tau$ , где  $l = V_F \tau$ . Для вклада в теплопроводность, связанного с дрейфом траекторий, получаем:

$$\kappa_L = \frac{T}{\hbar} N_L \sim v_F a^2 D_{eff} / d \sim \frac{T}{\hbar} (k_F a)^2 \frac{V_g^2 l}{V_F^2 d},$$

где  $V_F$  - плотность состояний на уровне Ферми. Минимум полного теплового контактанса

$$\kappa = \frac{T}{\hbar} (N_A + N_L)$$

реализуется при  $l \sim a V_F / V_g$ :

$$\min N_{eff} \sim (k_F a)^2 \frac{a V_g}{d V_F}.$$

Немонотонная

зависимость теплового контактанса от длины свободного пробега может приводить к появлению необычного режима возвратной локализации квазичастичных мод в андреевском

канале, наблюдаемой при  $l \gg a$ . Такой режим локализации, в соответствии с критерием  $N_{eff} < 1$  [16], должен наблюдаться для достаточно длинных проводов  $d > d_{loc} \sim a (k_F a)^2 \frac{V_g}{V_F}$ .

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, Программы «Квантовая макрофизика» РАН, Фонда поддержки отечественной науки, US DOE Office of Science в рамках контракта No. W-31-109-ENG-38 и Академии наук Финляндии.

- [1] G.Boato et al., Solid State Commun. **3**, 173 (1965); H.J.Fink and A.G.Presson, Phys. Rev. **151**, 219 (1966); L.J.Barnes and H.J.Fink, Phys. Lett. **20**, 583 (1966); D.S.McLachlan, Solid State Commun. **8**, 1589 (1970); *ibid.* **8**, 1595 (1970); D.S.McLachlan, Phys. Rev. Lett. **23**, 1434 (1969).
- [2] V.V.Moshchalkov, X.G.Qiu, and V.Bruyndoncx, Phys. Rev. B **55**, 11793 (1997); V.V.Moshchalkov et al., Nature **373**, 319 (1995); A.K.Geim et al., Nature **390**, 259 (1997); *ibid.* **396**, 144 (1998); P.S.Deo et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 4653 (1997); V.A.Schweigert et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 2783 (1998); P.S.Deo et al., Phys. Rev. B **59**, 6039 (1999); V.S.Schweigert et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 2409 (1999); A.K.Geim et al., Phys.Rev.Lett. **85**, 1528 (2000); J.J.Palacios, Phys.Rev.B **58**, R5948 (1998).
- [3] L.F.Chibotaru, A.Ceulemans, V.Bruyndoncx, and V.Moshchalkov, Nature, **408**, 833 (2000); V.R.Misko, V.M.Fomin, J.T.Devreese, and V.V.Moshchalkov, Phys. Rev. Lett. **90**, 147003 (2003); T.Mertelj and V.V.Kabanov, Phys. Rev. B **67**, 134527 (2003)
- [4] A.S.Mel'nikov, I.M.Nefedov, D.A.Ryzhov, I.A.Shereshevskii, V.M.Vinokur, P.P.Vysheslavtsev, Phys.Rev. B **65**, 140503(R) (2002).
- [5] C.Caroli, P.G. de Gennes, J.Matricon, Phys. Lett. **9**, 307 (1964).
- [6] Г.Е.Воловик, Письма в ЖЭТФ **57**, 233 (1993).
- [7] D.Rainer, J.A.Sauls, and D.Waxman, Phys.Rev.B **54**, 10094 (1996).
- [8] Y.Tanaka, S.Kashiwaya, and H.Takayanagi, Jpn.J.Appl.Phys. **34**, 4566 (1995); Y.Tanaka, A.Hasegawa, and H.Takayanagi, Solid St.Comm. **85**, 321 (1993).
- [9] S.M.M.Virtanen and M.M.Salomaa, Phys.Rev.B **60**, 14581 (1999).
- [10] A.S.Mel'nikov and V.Vinokur, Nature **415**, 60 (2002); Phys.Rev.B **65**, 224514 (2002).
- [11] K.Tanaka, I.Robel, and B.Janko, PNAS **99**, 5233 (2002).
- [12] N.B.Kopnin, A.S.Mel'nikov, V.I.Pozdnyakova, D.A.Ryzhov, I.A.Shereshevskii, and V.M.Vinokur, Phys.Rev.Lett. **95**, 197002 (2005).
- [13] N.B.Kopnin, A.S.Mel'nikov, V.M.Vinokur, Phys. Rev. B **68**, 054528 (2003).
- [14] N.B.Kopnin, A.S.Mel'nikov, V.M.Vinokur, Phys. Rev. B **70**, 075310 (2004).
- [15] А.Ф.Андреев, ЖЭТФ **47**, 2222 (1964).
- [16] D.J.Thouless, Phys.Rev.Lett. **39**, 1167 (1977).

# Новые квазиклассические граничные условия для контактов двух металлов: сверхпроводящих, нормальных, ферромагнитных

Л.Р. Тагиров

Казанский госуниверситет, ул. Кремлевская 18, Казань 420008, Россия  
e-mail: [ltagirov@mail.ru](mailto:ltagirov@mail.ru)

## 1 Введение

Многие интересные физические эффекты, а также их приложения, наблюдаются в металлических гетероструктурах, сочетающих сверхпроводники и нормальные металлы (джозефсоновские контакты, см., например, [1]), сверхпроводники и ферромагнитные металлы (джозефсоновские пи-контакты [2], эффект “близости” [3]), ферромагнитные металлы и немагнитные металлы (эффект гигантского магнетосопротивления [4]). Ключевой величиной, определяющей величину физического эффекта и его зависимость от (сочетания) параметров контактирующих металлов, является сопротивление границы между металлами (граничное сопротивление).

До тех пор, пока граничное сопротивление входит в теорию как свободно варьируемый феноменологический параметр, определяемый из сравнения с экспериментом, ситуация выглядит беспроблемной. Однако, когда делаются попытки вычислить граничное сопротивление в рамках квазиклассического подхода [5,6], используя параметры контактирующих металлов, результат вычислений расходится с экспериментом от нескольких раз до 10-30 раз. Практически все, кто работает с экспериментом по эффекту Джозефсона и эффекту близости в контактах сверхпроводник-нормальный металл, сверхпроводник-ферромагнетик, знают, что расчет даже близко не воспроизводит экспериментальные значения граничного сопротивления. Многочисленное сообщество занимающихся эффектом гигантского магнетосопротивления, по-видимому, не знакомое с работами советской школы в области контактных явлений, довольствуются результатами *ab initio* вычислений граничного сопротивления и его спиновой асимметрии [7], играющей важную роль в определении величины и знака гигантского магнетосопротивления. Таким образом, сложившаяся ситуация может быть охарактеризована как отсутствие понимания того, каким образом возникает граничное сопротивление металлических контактов, измеряемое в эксперименте.

## 2 Квазиклассическое сопротивление границы нормальный металл - нормальный металл или нормальный металл - сверхпроводник

Квазиклассическое сопротивление границы Куприянова-Лукичева,  $R_B^{KL}$ , между двумя немагнитными металлами дается выражением [6]:

$$(AR_B^{KL})^{-1} = \sigma_{\phi}^{KL} = \left( \frac{e^2}{h} \right) \left( \frac{2p_F^2}{\pi\hbar^2} \right) \left\langle \frac{xD}{1-D} \right\rangle, \quad (1)$$

где фермиевский импульс  $p_F$  и  $x=\cos\theta$  относятся к металлу с меньшим значением фермиевского импульса,  $D$  – квантово-механический коэффициент прохождения через границу, угловые скобки означают усреднение по телесному углу,  $A$  – площадь контакта,  $\sigma_{\phi}^{KL}$  – проводимость единицы площади контакта. Анализ процедуры вывода граничных условий, в которые входит граничное сопротивление (1), показал, что она включает преобразование исходных граничных условий [5] для функций Эйленберга [8] к виду, соответствующему одноканальной проводимости Ландауэра через границу [9], и затем интегрирование полученного выражения по углам, чтобы учесть все траектории падения электронов на границу. В результате проводимость границы сильно переоценивается, а ее сопротивление оказывается заниженным на порядок величины и более для металлов с несильно отличающимися фермиевскими энергиями.

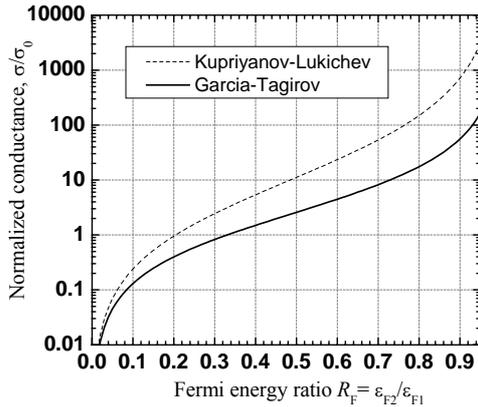
Предложенный нами новый вывод квазиклассических граничных условий рассматривает движение электрона по конкретной траектории, но в потенциальном поле, созданном (или модифицированным) всеми другими электронами, пересекающими границу [10], то есть учитывается многоканальный характер проводимости границы. В результате удается получить граничные условия, выраженные через экспериментально измеряемые величины, удельные сопротивления контактирующих металлов и удельное сопротивление границы, выражение для которого кардинально отличается от такового в теории Куприянова-Лукичева (1):

$$\frac{dF_1}{dz} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{dF_2}{dz}, \quad (2)$$

$$\frac{dF_2}{dz} = \frac{\rho_2}{AR_B^{GT}} (F_1 - F_2), \quad (3)$$

$$(AR_B^{GT})^{-1} = \sigma_\phi^{GT} = \left( \frac{e^2}{h} \right) \left( \frac{p_2^2}{\pi \hbar^2} \right) \times \left[ \frac{\langle x_2 D \rangle}{1 - \frac{3}{2} \langle x_2^2 D \rangle - \frac{3}{2} \frac{p_2^2}{p_1^2} \langle x_1 x_2 D \rangle} \right]. \quad (4)$$

В выражениях (2)-(4)  $F_i$  – аномальные функции Узалея [6],  $x_i$  – косинусы углов падения электронов со стороны  $i$ -го металла,  $p_1$  и  $p_2$  – Фермиевские импульсы контактирующих металлов. Зависимость нормированной проводимости границы от отношения фермиевских энергий контактирующих металлов показана на рисунке 1.

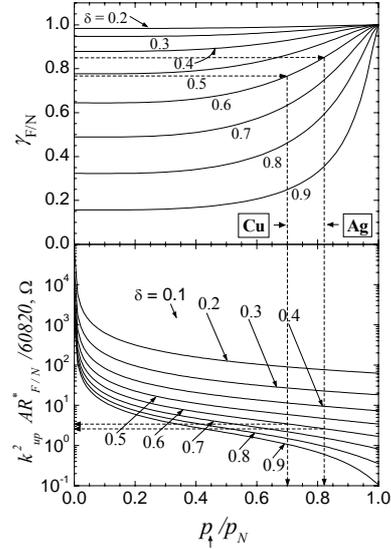


В “рабочем” диапазоне отношений фермиевских энергий  $R_F = 0.3-0.8$  удельные проводимости (и соответственно сопротивления) (1) и (4) отличаются в 3-10 раз.

### 3 Граничное сопротивление контактов ферромагнитных металлов

Аналогичный подход может быть также развит для контактов ферромагнитных металлов с немагнитными металлами и другими ферромагнитными металлами. Расчет позволяет получить аналитические выражения для спиновой асимметрии и абсолютного удельного граничного сопротивления планарных контактов ферромагнитный металл – немагнитный металл [11]. Не только величина, но и знак спиновой асимметрии граничного сопротивления зависят от “расположения” фермиевского импульса по отношению к фермиевским импульсам спиновых подзон проводимости ферромагнитного металла. На

рисунке показан случай  $p_\uparrow > p_\downarrow > p_N$ , в котором параметр спиновой асимметрии  $\gamma_{FN}$  всегда положителен, он соответствует контакту ферромагнитных металлов группы железа с медью и благородными металлами.



Сравнение с экспериментом дает возможность оценить спиновую поляризацию зоны проводимости ферромагнитного металла  $\delta = p_\downarrow / p_\uparrow$  [11].

Автор доклада благодарен Н. Гарсиа и Б.П. Водопьянову за сотрудничество в решении проблемы граничного сопротивления в металлических контактах, Ю. Барашу, А. Голубову, М. Куприянову, В. Рязанову, П. Швабу, У. Эккерну за обсуждение результатов. Работа поддержана грантом ЦКП Министерства образования и науки России.

### Литература

1. Бароне А., Патерно Г., *Физика и применения эффекта Джозефсона*, М.: Мир, 1984.
2. Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Il'ichev E., *Rev. Mod. Phys.* **76**, 411 (2004).
3. Buzdin A.I., *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
4. Hirota E., Sakakima H., Inomata K., *Giant Magneto-Resistance Devices*, Springer Series in Surface Sciences, v. **40**, Berlin-Heidelberg, 2002.
5. Зайцев А.В., *ЖЭТФ* **86**, 1742 (1984).
6. Куприянов М.Ю., Лукичев В.Ф., *ЖЭТФ* **94**, 139 (1988).
7. Stiles M.D., Penn D.R., *Phys. Rev. B* **61**, 3200 (2000).
8. Eilenberger G., *Z. Phys.* **214**, 195 (1968).
9. Landauer R., *IBM J. Res. Dev.* **1**, 223 (1957).
10. Garcia N., Tagirov L.R., cond-mat/0601212.
11. Vodopyanov B.P., Tagirov L.R., cond-mat/0602070; *Journ. Phys.: Cond. Matter*, **18**, 1545 (2006).

# Взаимодействие оптических фононов и джозефсоновских вихрей в слоистых сверхпроводниках

В. В. Курин, А. В. Чигинев

Институт Физики Микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия  
e-mail: kurin@ipm.sci-nnov.ru

На протяжении многих лет высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) с сильной анизотропией являются предметом интенсивных исследований. Слоистое строение, внутренний эффект Джозефсона, и сложный химический состав соединений данного типа обеспечивают богатство и разнообразие физических свойств этих материалов. Большое внимание уделялось и продолжает уделяться изучению джозефсоновской динамики слоистых ВТСП. В ряде работ были предложены модели ВТСП с магнитной связью между слоями [1], с зарядовой связью [2], позже появились исследования на основе моделей, учитывающих как магнитную, так и зарядовую связи между слоями в ВТСП [3]. Все эти, а также многие другие работы демонстрируют сложную и разнообразную динамику слоистых ВТСП с внутренним эффектом Джозефсона.

При приложении к слоистому ВТСП внешнего магнитного поля, параллельного слоям, в структуре формируется решетка джозефсоновских вихрей. Эта решетка может быть приведена в движение с помощью внешнего тока, приложенного перпендикулярно слоям. При столкновении вихревой решетки с краем структуры возникает электромагнитное излучение. Этот принцип генерации может быть использован для построения малогабаритных и высокоэффективных генераторов излучения. Частота такого излучения ограничена сверху частотой энергетической щели в ВТСП и составляет величину порядка 10 ТГц.

Наибольшая мощность излучения электромагнитных волн с края структуры достигается при условии, что джозефсоновские вихри в решетке расположены точно один над другим. Такая вихревая конфигурация называется прямоугольной вихревой решеткой или синфазным режимом движения вихрей и характеризуется когерентным вкладом вихрей во всех слоях в генерируемое излучение. Обычно в слоистых ВТСП доминирует магнитная связь между слоями, которая приводит к тому, что вихри в соседних контактах отталкиваются, и прямоугольная вихревая решетка становится неустойчивой, переходя в другие вихревые конфигурации.

В нашей предыдущей работе [4] исследованы спектры малых возмущений движущей-

ся прямоугольной вихревой решетки в многослойных сверхпроводящих структурах и слоистых ВТСП с внутренним эффектом Джозефсона и показано, что устойчивость прямоугольной вихревой решетки достигается в некотором диапазоне скоростей решетки при условии, что фазовая скорость полностью симметричной линейной электромагнитной моды в системе должна быть меньше фазовых скоростей всех других мод. В этой же работе был предложен способ искусственного замедления симметричной моды путем соединения многослойной структуры с внешней замедляющей системой. В настоящей же работе мы покажем, что симметричная мода может быть замедлена естественным способом вблизи частот оптических фононов.

В работе [5] показано, что в слоистых ВТСП с внутренним эффектом Джозефсона существуют мягкие оптические фононы с частотами порядка нескольких ТГц, что ниже частоты энергетической щели в ВТСП. Такие фононы, при наличии у них ненулевого дипольного момента, могут эффективно взаимодействовать с джозефсоновскими колебаниями в системе. В ряде работ исследовался вопрос о влиянии оптических фононов на физические свойства ВТСП. В частности, в работе [6] приводится объяснение ряда особенностей вольт-амперных характеристик кристаллов ВТСП, возникающих из-за влияния оптических фононов; это влияние было учтено путем рассмотрения фононного вклада в диэлектрическую проницаемость среды.

В настоящей работе мы исследуем вопрос о влиянии оптических фононов на устойчивость синфазного режима движения джозефсоновских вихрей в ВТСП. Из выражений для электронного и фононного вкладов в диэлектрическую проницаемость среды мы выводим дисперсионное уравнение связанных линейных электромагнитных, плазменных и поляритонных мод в слоистом сверхпроводнике. На основе анализа дисперсионного уравнения и критерия устойчивости синфазного режима мы приходим к выводу, что устойчивый синфазный режим движения джозефсоновских вихрей в ВТСП может достигаться вблизи частот оптических фононов.

Для вывода диэлектрической восприим-

чивости электронной подсистемы слоистого ВТСП мы используем двухжидкостную модель сверхпроводника. Динамику электронной жидкости мы описываем гидродинамической моделью анизотропной электронной плазмы в приближении Томаса-Ферми. Эта модель может быть обоснована в рамках расчета электронного спектра анизотропного твердого тела методом сильной связи. Записываем уравнения сплошной среды в линеаризованном виде

$$\dot{n} + n_0(\nabla, \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\hat{m}\dot{\mathbf{v}} + \epsilon_F \frac{\nabla n}{n_0} = -e\mathbf{E}. \quad (2)$$

Первое уравнение представляет собой уравнение непрерывности, а второе — уравнений Эйлера с анизотропной массой. В этих уравнениях  $\mathbf{v}$  — скорость электронов,  $n_0$  и  $n$  — соответственно невозмущенная концентрация электронов и возмущение электронной концентрации,  $\epsilon_F$  — энергия Ферми,  $\hat{m}$  — тензор анизотропной массы.

Выберем систему координат таким образом, чтобы ось  $x$  была направлена вдоль слоев структуры, а ось  $z$  направим поперек слоев. Для простоты будем рассматривать двумерную задачу. Выражение для тензора массы в этой системе координат выглядит следующим образом

$$\hat{m} = \begin{pmatrix} m/\Gamma & 0 \\ 0 & \Gamma m \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где  $m$  — масса электрона,  $\Gamma$  — фактор анизотропии, зависящий от соотношения периодов кристаллической решетки в направлениях вдоль и поперек слоев.

Из системы (1,2) можно найти выражение для плотности электронного тока в линейном приближении  $\mathbf{j} = -en_0\mathbf{v}$ . Найдя электронный ток, мы записываем выражение для электронной диэлектрической восприимчивости среды в  $(\omega, \mathbf{k})$ -представлении

$$\hat{\chi}_e(\omega, \mathbf{k}) = \frac{-\omega_p^2}{4\pi\omega^2 R} \begin{pmatrix} \Gamma\omega^2 - v_F^2 k_z^2 & v_F^2 k_x k_z \\ v_F^2 k_x k_z & \frac{\omega^2}{\Gamma} - v_F^2 k_x^2 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где  $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_0/m$  — плазменная частота электронов,  $R = \omega^2 - \Gamma v_F^2 k_x^2 - \Gamma^{-1} v_F^2 k_z^2$ ,  $v_F^2 = \epsilon_F/m$  — скорость Ферми. В этих терминах плазменная частота электронов в направлении оси  $z$  равна  $\omega_p/\sqrt{\Gamma}$  и по величине меньше частоты энергетической щели в ВТСП, а плазменная частота электронов в направлении оси  $x$  оказывается равной  $\sqrt{\Gamma}\omega_p$  и лежит в диапазоне оптических частот, что значительно выше частоты энергетической щели.

Для того, чтобы найти вклад фононов в диэлектрическую проницаемость среды, мы записываем уравнения движения ионов в адиабатическом приближении Борна-Оппенгеймера

$$M_\nu \ddot{\mathbf{z}}_{\mathbf{N}}^\nu = - \sum_{\mu, \mathbf{M}} \hat{G}_{\mathbf{N}-\mathbf{M}}^{\nu\mu} \mathbf{z}_{\mathbf{M}}^\mu + q_\nu \mathbf{E}_{\mathbf{N}}^\nu. \quad (5)$$

В этой формуле  $\mathbf{z}_{\mathbf{N}}^\nu$  — смещение иона от положения равновесия,  $\nu$  — индекс иона в элементарной ячейке,  $\mathbf{N} = n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3$  — индекс элементарной ячейки,  $\hat{G}_{\mathbf{N}-\mathbf{M}}^{\nu\mu}$  — силовой тензор,  $q_\nu$  — заряд иона,  $M_\nu$  — масса иона,  $\mathbf{E}_{\mathbf{N}}^\nu$  — микроскопическое электрическое поле в точке нахождения иона  $(\nu, \mathbf{N})$  или действующее поле. В уравнении (5) и далее мы используем правило действия тензора на вектор  $(\hat{A}\mathbf{x})_i = A_{ij}x_j$ . Связь между действующим полем и средним макроскопическим полем  $\mathbf{E}_{\mathbf{N}}$  обычно записывают с помощью тензора Лоренца  $L_{\mathbf{N}-\mathbf{M}}^{\nu\mu}$

$$\mathbf{E}_{\mathbf{N}}^\nu = \mathbf{E}_{\mathbf{N}} + 4\pi \sum_{\mu, \mathbf{M}} \hat{L}_{\mathbf{N}-\mathbf{M}}^{\nu\mu} \mathbf{P}_{\mathbf{M}}^\mu, \quad (6)$$

где  $\mathbf{P}_{\mathbf{M}}^\mu = q_\mu \mathbf{z}_{\mathbf{M}}^\mu$  — дипольный момент  $\mu$ -го атома в  $\mathbf{M}$ -й ячейке. С учетом отличия действующего поля от среднего макроскопического уравнение движения  $\nu$ -го иона в  $\mathbf{N}$ -й ячейке принимает вид

$$M_\nu \ddot{\mathbf{z}}_{\mathbf{N}}^\nu = - \sum_{\mu, \mathbf{M}} \hat{F}_{\mathbf{N}-\mathbf{M}}^{\nu\mu} \mathbf{z}_{\mathbf{M}}^\mu + q_\nu \mathbf{E}_{\mathbf{N}}, \quad (7)$$

где  $\hat{F}_{\mathbf{N}-\mathbf{M}}^{\nu\mu} = \hat{G}_{\mathbf{N}-\mathbf{M}}^{\nu\mu} - 4\pi q_\nu \hat{L}_{\mathbf{N}-\mathbf{M}}^{\nu\mu} q_\mu$ .

Вклад ионов в  $\epsilon$  среды можно найти, исходя из выражения для плотности тока ионов

$$\mathbf{j}_{\mathbf{N}} = \frac{1}{V} \sum_{\nu} q_\nu \dot{\mathbf{z}}_{\mathbf{N}}^\nu, \quad (8)$$

где  $V$  — объем элементарной ячейки. Опуская выкладки, запишем выражение для фононной восприимчивости

$$\hat{\chi}_{ph} = \frac{1}{V} \sum_{a=1}^{3L} \frac{1}{-\omega^2 + \Omega^2(\mathbf{k}, a)} \frac{\sum_{\nu, \mu} q_\nu q_\mu \mathbf{e}_\nu \otimes \mathbf{e}_\mu^*}{\sum_{\nu} M_\nu \mathbf{e}_\nu^* \mathbf{e}_\nu}, \quad (9)$$

где  $a$  — индекс фононной моды,  $L$  — число атомов в элементарной ячейке, знаком  $\otimes$  обозначено внешнее произведение векторов,  $\Omega(\mathbf{k}, a)$  — частоты фононов, и  $\mathbf{e}_\nu(\mathbf{k}, a)$  — вектора поляризации.  $\Omega(\mathbf{k}, a)$  и  $\mathbf{e}_\nu(\mathbf{k}, a)$  находятся из уравнения на собственные числа и собственные вектора матрицы  $\hat{F}^{\nu\mu}(\mathbf{k})$

$$[-m_\nu \Omega^2(\mathbf{k}, a) \delta^{\nu\mu} \hat{I} + \hat{F}^{\nu\mu}(\mathbf{k})] \mathbf{e}_\nu(\mathbf{k}, a) = 0, \quad (10)$$

где  $\hat{F}^{\nu\mu}(\mathbf{k})$  есть Фурье-образ по ячейкам от тензора  $\hat{F}_{\mathbf{N}-\mathbf{M}}^{\nu\mu}$

$$\hat{F}^{\nu\mu}(\mathbf{k}) = \sum_{\mathbf{N}} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{N}} \hat{F}_{\mathbf{N}}^{\nu\mu}, \quad (11)$$

и  $\hat{I}$  — единичный тензор.

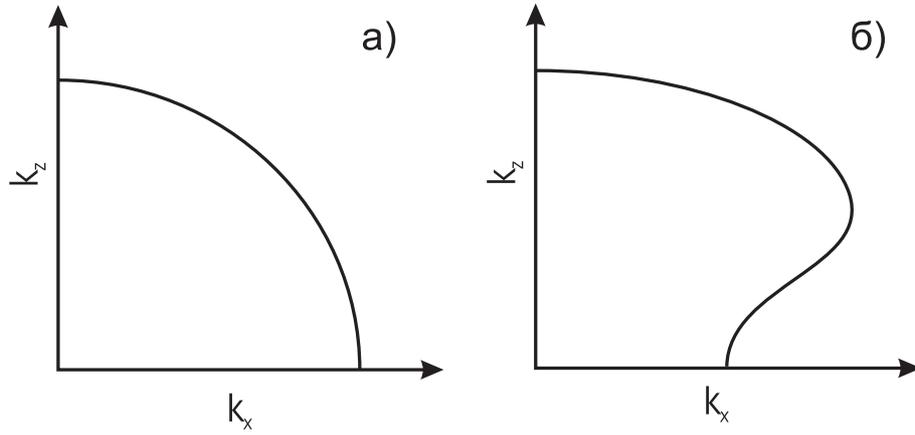


Рис. 1: Два возможных варианта формы линии уровня дисперсионной характеристики.

В настоящей работе мы для простоты полагаем, что фононы не имеют пространственной дисперсии, и что фононы являются диагональными, то есть матрица  $\sum_{\nu, \mu} q_{\nu} q_{\mu} \mathbf{e}_{\nu} \otimes \mathbf{e}_{\mu}^*$  не имеет недиагональных компонент. Соответствующее выражение для фононной восприимчивости принимает вид

$$\hat{\chi}_{ph} = \frac{1}{4\pi} \begin{pmatrix} \frac{\Omega_{px}^2}{-\omega^2 + \omega_{0x}^2} & 0 \\ 0 & \frac{\Omega_{pz}^2}{-\omega^2 + \omega_{0z}^2} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Такое  $\hat{\epsilon}$  соответствует тому, что в среде есть фононы с частотами  $\omega_{0x,z}$  и плазменными ионными частотами  $\Omega_{px,z}$ .

Диэлектрическая проницаемость среды с учетом электронного и фононного вкладов записывается в следующем виде:  $\hat{\epsilon} = \hat{I} + 4\pi\hat{\chi}_e + 4\pi\hat{\chi}_{ph}$ . Подставляя это  $\hat{\epsilon}$  в уравнения Максвелла, получаем дисперсионную характеристику линейных волн в среде [7]

$$\det \left| \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) + k_i k_j - k^2 \delta_{ij} \right| = 0, \quad (13)$$

где индексы  $i, j$  пробегает значения  $x, z$ . Это уравнение называется уравнением Френеля и представляет собой дисперсионную характеристику волн в среде  $\omega(k_x, k_z)$ , заданную в неявном виде. Уравнение (13) описывает связанные электромагнитные, плазменные, и поляритонные моды в ВТСП. Ввиду громоздкости мы не будем выписывать здесь это уравнение в явном виде. Оно представляет собой уравнение четвертого порядка по  $\omega^2$  и, соответственно, описывает четыре листа дисперсионной характеристики  $\omega_s(k_x, k_z)$ ,  $s = 1, 2, 3, 4$ . Отметим, что в ряде предельных случаев это уравнение совпадает по форме с дисперсионными уравнениями, полученными в моделях ВТСП с магнитной связью [1], зарядовой связью [2], а также при учете обоих этих видов связей [3].

Анализ дисперсионной характеристики удобно проводить, используя построение поверхностей волновых векторов

$\omega(k_x, k_z) = const$  на плоскости  $(k_x, k_z)$ . В зависимости от значений параметров системы и выбора интервала частот получается два качественно различных варианта линий уровня (рис. 1). Первый вариант линии уровня показан на рис. 1а. При этом фазовая скорость линейных волн вдоль оси  $x$   $v_x = \omega/k_x$  растет с ростом  $k_z$ . Такая зависимость фазовой скорости волн от  $k_z$ , согласно критерию, полученному в работе [1], соответствует устойчивости синфазного режима движения джозефсоновских вихрей в слоистой структуре. Во втором варианте (рис. 1б) линии уровня при малых  $k_z$  имеют вид гипербол, то есть фазовая скорость волн  $v_x$  уменьшается с ростом  $k_z$ . Такая зависимость фазовой скорости от  $k_z$ , согласно тому же критерию, соответствует неустойчивости синфазного режима движения вихрей.

При изменении частоты в уравнении линии уровня происходит либо переход от одного типа линии уровня к другому в пределах одного листа дисперсионной характеристики, либо переход от одного листа дисперсионной характеристики к другому со сменой вида линии уровня. Смена вида линии уровня означает смену неустойчивости синфазного режима движения вихрей его устойчивостью, или наоборот. Рассмотрим последовательность изменений вида линий уровня с ростом частоты последовательно для случаев, когда в системе есть оптический фонон, поляризованный по  $x$  (будем называть его  $x$ -фононом), и оптический фонон, поляризованный по  $z$  (далее  $z$ -фонон). Будем считать, что частоты оптических фононов  $\omega_{0x,z}$  больше плазменной частоты  $\omega_p/\sqrt{\Gamma}$  и меньше частоты энергетической щели в ВТСП.

Сначала рассмотрим ситуацию, когда в среде есть  $x$ -фонон. Это соответствует тому, что в формуле (12) положено  $\Omega_{pz}^2 = 0$ . Такие фононы, согласно работе [5], обладают наименьшей частотой по сравнению с фононами других поляризаций. В этом случае последовательность изменения вида линий уровня будет следую-

щей.

1.  $0 < \omega < \omega_p/\sqrt{\Gamma}$ . В этой области нет решений в виде действительных  $k_x, k_z$ .

2.  $\omega_p/\sqrt{\Gamma} < \omega < \omega_1^*$ , где  $\omega_1^{*2} \approx 1 - \frac{\omega_{0x}^2 + \Omega_{px}^2}{\Gamma\omega_p^2}$ . В этой области линии уровня имеют вид как на рис. 1б, и синфазный режим движения джозефсоновских вихрей неустойчив.

3.  $\omega^* < \omega < \omega_{0x}$ . В этой области линии уровня имеют форму как на рис. 1а. Следовательно, синфазный режим движения вихрей в этом интервале частот будет устойчив.

4.  $\omega_{0x} < \omega < \omega_2^*$ . Здесь, как и в случае 2, реализуются линии уровня как на рис. 1б, и синфазный режим неустойчив.

5.  $\omega > \omega_2^*$ . Здесь линии уровня как на рис. 1а, и критерий устойчивости синфазного режима удовлетворяется.

Наибольший интерес представляет область 3 вблизи частоты оптического фонона. В ней достигается устойчивость синфазного режима движения решетки джозефсоновских вихрей при частотах, близких к частоте оптического фонона. В этой области режим движения вихрей обладает большой амплитудой переменных составляющих полей и сопровождается сильным излучением. Отметим, однако, что, во-первых, эта область узкая, так как ее относительная ширина имеет порядок  $\Gamma^{-1}$ , а, во-вторых, для существования этой области необходим фонон с достаточно большой добротностью, то есть  $Q(\Omega_{px}^2/\omega_{0x}^2) > \Gamma^2$ . Добротность фонона, таким образом, должна быть такой, чтобы "подавить" анизотропию среды.

Что касается области 5, в которой формально удовлетворяется критерий устойчивости синфазного режима движения вихрей, то вопрос об устойчивости вихревой решетки здесь лишен физического смысла, так как эта область лежит значительно выше частоты энергетической щели в ВТСП.

Следует также отметить, что при рассмотрении влияния  $x$ -фонона на дисперсию волн можно не учитывать пространственную дисперсию электронной части  $\hat{\epsilon}$ , так как учет пространственной дисперсии качественно не меняет последовательности бифуркаций в системе. При этом линии уровня, схематически изображенные на рис. 2, будут иметь вид гипербол при любых  $k_z$ , а не только при малых.

Рассмотрим теперь ситуацию, когда в среде есть  $z$ -фонон, то есть  $\Omega_{pz}^2 = 0$ . В этом случае последовательность изменения вида линий уровня с ростом частоты следующая.

1.  $0 < \omega < \omega_1^*$ , где  $\omega_1^*$  — частота, близкая к  $\omega_p/\sqrt{\Gamma}$ . В этой области нет решений среди действительных  $k_x, k_z$ .

2.  $\omega_1^* < \omega < \omega_2^*$ , где  $\omega_2^*$  — частота, близкая к  $\omega_{0z}$ . Линии уровня имеют вид как на рис. 1б, то есть синфазный режим движения вихрей неустойчив.

3.  $\omega_2^* < \omega < \omega_{0z}$ . Здесь линии уровня имеют форму как на рис. 1а, и синфазный режим движения джозефсоновских вихрей устойчив.

4.  $\omega_{0z} < \omega < \omega_3^*$ , где  $\omega_3^*$  — частота, близкая к  $\omega_{0z}$ . Здесь, как и в случае 1, нет действительных решений.

5.  $\omega_3^* < \omega < \sqrt{\Gamma}\omega_p$ . Как и в случае 2, синфазный режим неустойчив.

6.  $\omega > \sqrt{\Gamma}\omega_p$ . Здесь линии уровня имеют вид как на рис. 1а, и критерий устойчивости синфазного режима удовлетворен.

Наибольший интерес представляет, опять-таки, область 3 вблизи частоты оптического фонона. Но, в отличие от случая  $x$ -фонона, теперь эта область появляется только при учете пространственной дисперсии электронов. Отсюда следует, в частности, что для того, чтобы вблизи частоты фонона существовала область устойчивости синфазного режима, этот фонон должен обладать большой добротностью, определяемой теперь соотношением  $c/v_F$ .

Рассмотрение вихревой динамики в области частот 6, в которой формально удовлетворяется критерий устойчивости синфазного режима, лишено смысла, так как это область оптических частот, значительно больших частоты энергетической щели.

Таким образом, мы установили, что вблизи частот оптических фононов в ВТСП возможно спонтанное установление синфазного режима движения джозефсоновских вихрей, сопровождающегося сильным излучением. Этот режим является перспективным для построения высокоэффективных генераторов электромагнитного излучения на основе ВТСП. Частота излучения генераторов такого типа ограничена сверху частотой энергетической щели. Ширина области синфазного режима на оси частот определяется добротностью оптических фононов.

Работа выполнена при поддержке программ РАН "Нелинейная динамика", "Квантовая макрофизика", "Проблемы радиофизики".

- [1] Sakai, S., Bodin, P., and Pedersen, N. F., J. Appl. Phys., **73**, 2411 (1993); L. N. Bulaevskii et al., Phys. Rev. B, **50**, 12831 (1994).
- [2] Koyama, T. and Tachiki, M., Phys. Rev. B, **54**, 16183 (1996).
- [3] Kim, J. H. and Pokharel, J., Physica C, **384**, 425 (2003).
- [4] Chiginev, A. V. and Kurin, V. V., Phys. Rev. B **70**, 214523 (2004).
- [5] Prade, J. et al., Phys. Rev B, **39**, 2771 (1989).
- [6] Helm, Ch., Preis, Ch., Walter, Ch., and Keller, J., Phys. Rev. B, **62**, 6002 (2000).
- [7] Агранович, В. М., Гинзбург, В. Л., "Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов", М., Наука, (1965).

## Минищель в контакте сверхпроводник–ферромагнетик с неоднородной намагниченностью

Д.А. Иванов<sup>1</sup>, Я.В. Фоминов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institute of Theoretical Physics, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), CH-1015 Lausanne, Switzerland

<sup>2</sup> Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, просп. Акад. Семенова 1а, 142432 Черноголовка, Ногинский р-н, Московская обл., Россия  
e-mail: [fominov@landau.ac.ru](mailto:fominov@landau.ac.ru)

Исследована минищель в спектре неупорядоченного ферромагнетика, контактирующего со сверхпроводником, в случае неоднородной в пространстве и неколлинеарной намагниченности ферромагнетика. Сильно неоднородная намагниченность эффективно усредняется, и минищель сохраняется до обменных полей порядка  $h_c \sim (L/a) E_{\text{Th}}$ , где  $L$  – толщина ферромагнетика,  $a$  – масштаб изменения намагниченности,  $E_{\text{Th}}$  – энергия Таулеса.

Для описания системы использована «триплетная» форма уравнений Узалея, учитывающая как синглетные, так и триплетные компоненты функции Грина. Во многих случаях эф-

фект неупорядоченной намагниченности может быть эффективно включен в обычное уравнение Узалея как вклад, отвечающий парамагнитным примесям. Однако в случае низкоразмерной магнитной неоднородности (в качестве примера мы рассматриваем спиральную намагниченность) необходимо решать полный набор «триплетных» уравнений.

Доклад основан на работе [1].

[1] Ivanov, D. A., Fominov, Ya. V.,  
cond-mat/0511299.

# Экспериментальное разделение спинового расщепления Рашбы и Дрессельхауза в полупроводниковых квантовых структурах с помощью спиновых фототоков, возбужденных ТГц излучением

С.Д. Ганичев

Регенсбургский университет, Германия  
E-mail: sergey.ganichev@physik.uni-regensburg.de

В структурах с квантовыми ямами на основе соединений  $A^3B^5$  отсутствие центра инверсии, а также инверсионная асимметрия собственно структуры, приводят к линейному по волновому вектору  $k$  спиновому расщеплению энергетических подзон, которое контролирует спиновую релаксацию и позволяет управлять спином свободных носителей при помощи внешнего электрического поля. Спиновое расщепление типа Дрессельхауза и расщепление типа Рашбы могут интерферировать таким образом, что, несмотря на большую величину обоих расщеплений, для определенного направления в  $k$ -пространстве спиновое расщепление может быть малым или вообще отсутствовать. Это проявляется в исчезновении антилокализации [1], в отсутствии спиновой релаксации для определенных кристаллографических направлений [2], в подавлении осцилляций Шубникова – де Гааза [3] и может быть использовано для создания спинового транзистора, управляемого электрическим полем [4].

Спин-гальванический и циркулярный фотогальванический эффекты [5-7] дают возможность экспериментально определить соотношение расщеплений Дрессельхауза и

Рашбы путем исследования угловой зависимости спиновых фототоков [8]. Данный метод был применен к (001)-ориентированным квантово-размерным структурам на основе InAs и GaAs. Экспериментальные исследования проводились при комнатной температуре с использованием терагерцового излучения.

- [1] W. Knap et al., Phys. Rev. B. **53**, 3912 (1996).
- [2] N.S. Averkiev, L.E. Golub, M. Willander, J. Phys.: Condens. Matter **14**, R271 (2002).
- [3] S.A. Tarasenko, N.S. Averkiev, JETP Lett. **75**, 552 (2002).
- [4] J. Schliemann, J.C. Egues, D. Loss, Phys. Rev. Lett. **90**, 146801 (2003).
- [5] S.D. Ganichev, W. Prettl, J. Phys.: Condens. Matter **15**, R935 (2003)
- [6] S.D. Ganichev et al., *Nature* (London) **417**, 153 (2002).
- [7] S.D. Ganichev et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 4358 (2001).
- [8] S.D. Ganichev et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 256601 (2004).

# Фотопроводимость и управляемые светом коллективные явления в пайерлсовском проводнике $TaS_3$

С. В. Зайцев-Зотов, В. Е. Минакова

Институт радиотехники и электроники РАН, Моховая 11, стр.7, 125009 Москва  
e-mail: serzz@cplire.ru

Пайерлсовские проводники являются материалами с весьма необычными физическими свойствами, обусловленными возникающей в таких материалах волной зарядовой плотности (ВЗП) [1]. Энергетическая щель, появляющаяся в них при температурах ниже температуры пайерлсовского перехода, делает эти материалы похожими на обычные полупроводники. По аналогии можно было бы ожидать, что, как и в обычных полупроводниках, в квазиодномерных проводниках с ВЗП может наблюдаться фотопроводимость. Поиск фотопроводимости в пайерлсовских проводниках [2–5] привел к противоречивым результатам. В работах [2, 3] вместо фотопроводимости был обнаружен болометрический отклик, который использовался для детального изучения энергетической структуры  $TaS_3$ . В голубой бронзе  $K_{0.3}MoO_3$  было обнаружено вызванное светом *увеличение* проводимости ВЗП [4]. В работе [5] сообщалось о возрастании порогового поля начала скольжения ВЗП,  $E_T$ , при освещении, т.е. о *подавлении* проводимости ВЗП при освещении. Эффект был приписан локальному разрушению ВЗП, которое приводит к фотоиндуцированному проскальзыванию фазы и перераспределению фазы ВЗП. Было показано, что красная граница эффекта соответствует величине пайерлсовской щели. О наблюдении изменений линейной проводимости не сообщалось.

Таким образом, несмотря на сходство между пайерлсовскими проводниками и полупроводниками, никакого фотоотклика в области линейной проводимости не было найдено на протяжении более 25 лет. Следует отметить, что такое отсутствие фотопроводимости согласовывалось с теориями, в которых обосновывалось чрезвычайно малое время жизни квазичастиц, порядка  $10^{-12}$  с [6]. Действительно, измерения методами фемтосекундной спектроскопии, выполненные на  $K_{0.3}MoO_3$ , показали, что время рекомбинации электрон-дырочных пар находится в субпикосекундном диапазоне [7]. С этой точки зрения, квазичастицы (электроны и дырки) являются плохо определенными объектами, а отсутствие фотопроводимости может рассматриваться как характерная особенность пайерлсовских проводников. С другой стороны, многие свойства пайерлсовских проводников хорошо описываются в рамках полупроводниковой модели [8]. Таким образом, вопрос о существовании фотопроводимости весьма су-

щественен для понимания физики квазиодномерных проводников с ВЗП.

Дальнейшие исследования [9] показали, что в квазиодномерных проводниках при освещении изменяется линейная проводимость, т.е. возникает фотопроводимость. Изучение фотопроводимости позволило понять наблюдавшееся ранее возрастание  $E_T$  от интенсивности освещения [5]: эффект удалось объяснить количественно как следствие изменения экранировки деформации ВЗП при изменении концентрации носителей тока под действием света [9]. Данные работы [4] не подтвердились.

Возможность изменения экранировки деформации ВЗП с помощью подсветки открывает широкие возможности изучения коллективных эффектов в квазиодномерных проводниках. В докладе дан краткий обзор основных свойств квазиодномерных проводников и влияния на них освещения. Рассмотрена кинетика фотопроводимости, показано существование коллективной линейной проводимости, рассматривается влияние освещения на  $E_T$ , скорости крипа и скольжения ВЗП. Обсуждаются нерешенные проблемы.

Ромбический  $TaS_3$  является типичным пайерлсовским проводником. В этом материале образование ВЗП происходит при  $T_P = 220$  К и сопровождается полной диэлектризацией электронного спектра. Изучались образцы с площадью сечения  $0.002 \leq s \leq 0.15 \mu m^2$ . В наших образцах фотопроводимость развивалась во всем поперечнике, а не только в поверхностном слое, как в работах [2–5]. Использование тонких образцов позволяет также радикально уменьшить эффекты нагрева за счет исключительно хорошего теплового контакта с сапфировой подложкой. Контакты к образцам были изготовлены холодной пайкой индием, измерения проводились в двухконтактной конфигурации. Для освещения образцов использовался ИК светодиод с интенсивностью света на образце  $W = (10^{-6} - 0,01) \text{ Вт/см}^2$  и длиной волны излучения  $\lambda = 0.94 \mu m$ . Таким образом, энергия фотонов была выше оптической ширины пайерлсовской щели ( $2\Delta = 125 \text{ мэВ}$  [3]).

Влияние освещения на линейную проводимость  $TaS_3$ ,  $G$ , отчетливо наблюдается при температурах ниже 70–90 К, при которых относительное изменение проводимости  $\delta G/G \gtrsim 1\%$  [9]. При понижении температуры  $\delta G/G$  быстро возрастает: при  $T < 20$  К проводимость

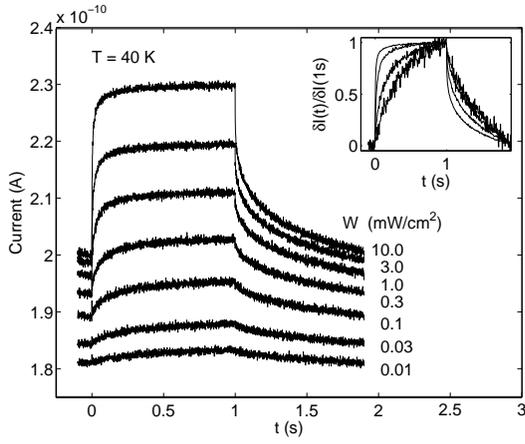


Рис. 1: Фотоотклик образца  $\text{TaS}_3$  ( $L = 0,4$  мм,  $R_{300\text{K}} = 7$  к $\Omega$ ) на модулированное излучение (включение при  $t = 0$  и выключение при  $t = 1$  с) различной интенсивности.  $V = 200$  мВ. На вставке показаны нормированные зависимости  $\delta I(t)/\delta I(1) = [I(t) - I(0)]/[I(1) - I(0)]$ .

при освещении может возрастать более чем на 5 порядков. Типичный нагрев образца излучением (оцененный по величине  $\delta G/G$  в области исчезновения фотопроводимости) порядка  $10^{-5}$  К при  $W = 10$  мВт/см $^2$  и  $T \sim 100$  К.

Первоначальные измерения, выполненные при стационарном освещении [9], дали весьма сложную картину явления. Разобраться в ней помогло изучение кинетики фотопроводимости [10]. На рис. 1 показаны сигналы фотопроводимости при различных уровнях  $W$ . Фотопроводимость сравнительно медленная, причем времена релаксации зависят от  $W$  и при  $T = 40$  К лежат в миллисекундном диапазоне. Быстрой компоненты фотопроводимости с  $\tau \lesssim 10^{-5}$  с не наблюдается. На вставке к рис. 1 показаны кривые релаксации, нормированные на амплитуду фотопроводимости. Видно, что форма кривых зависит от  $W$  и релаксация фотопроводимости становится более быстрой при повышении  $W$ . Понижение температуры при фиксированной мощности излучения также приводит к ускорению релаксации.

Зависимость  $\delta G(W)$  показана на рис. 2. При  $T \lesssim 50$  К  $\delta G \propto \sqrt{W}$ . Этот закон соответствует квадратичной рекомбинации [11]. В обычных полупроводниках переход от линейной к квадратичной рекомбинации происходит при  $\delta G \sim G$ . Следовательно, для выяснения происхождения фотопроводимости имеет смысл детально изучить переход от линейной к нелинейной рекомбинации носителей тока.

На рис. 3 показана типичная зависимость  $\delta G(W)$ , на которой виден переход от линейной к квадратичной рекомбинации. Уровень линейной проводимости  $G$  показан пунктиром. Видно, что переход действительно наблюдается, но происходит при  $\delta G/G \ll 1$ , а не при  $\delta G/G \approx 1$ , как в обычных полупроводниках.

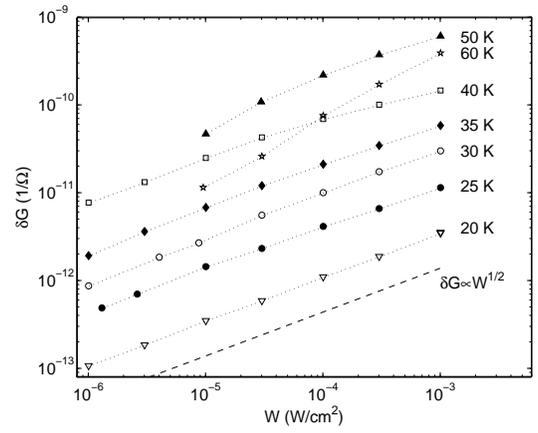


Рис. 2: Зависимость фотопроводимости образца  $\text{TaS}_3$  ( $L = 0,4$  мм,  $R_{300\text{K}} = 7$  к $\Omega$ ) на модулированное излучение (продолжительность импульса 1 с, период 2 с) при различных температурах. Пунктиром показан наклон  $\delta I \propto W^{1/2}$ .

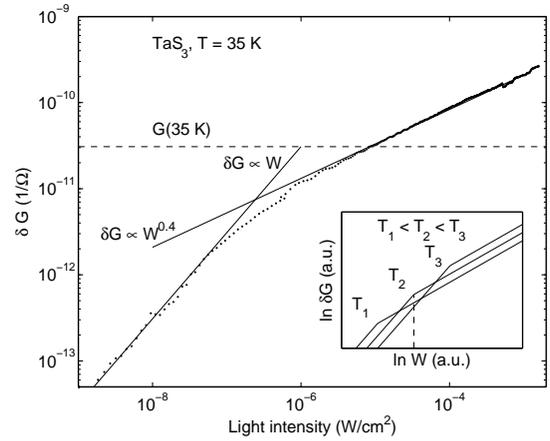


Рис. 3: Зависимость фотопроводимости  $\text{TaS}_3$  ( $L = 0.12$  мм,  $R_{300\text{K}} = 3.5$  к $\Omega$ ) от  $W$ . Пунктиром показана линейная проводимость. На вставке — температурная эволюция зависимости  $\delta G(W)$ .

Возникновение нелинейности при  $\delta G/G \ll 1$  — отличительная особенность фотопроводимости в  $\text{TaS}_3$  (см. также рис. 1). Понижение температуры сдвигает зависимость  $\delta G(W)$  налево и вниз, а повышение — направо и вверх (см. вставку к рис. 3). В результате переходу от линейной к нелинейной рекомбинации соответствует максимум на зависимости  $\delta G(T, W)$ .

На рис. 4 показана типичная для  $\text{TaS}_3$  зависимость  $G(T)$  вместе с зависимостями  $\delta G$ , измеренными при модуляции излучения. Зависимость  $G(T)$  состоит из высокотемпературной области металлической проводимости, пайерсловского перехода при 220 К, области активационной проводимости с энергией активации 850 К, соответствующей пайерсловской щели  $\Delta$ , и низкотемпературной области с энергией активации  $\approx \Delta/2$ . Положения максимумов  $\delta G(W)$  образуют кривую, которая является продолжением активационной зависимости. Это доказывает, что фотопроводимость обеспе-

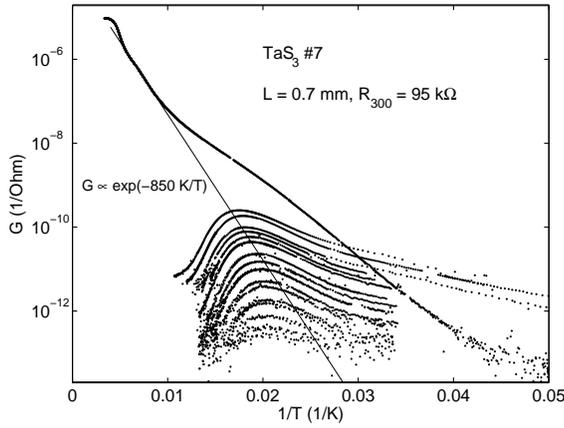


Рис. 4: Температурная зависимость линейной проводимости  $\text{TaS}_3$  (верхняя кривая) и фотопроводимости при модулированном излучении с  $2 \times 10^{-7} \leq W \leq 0.01 \text{ Вт/см}^2$  (набор кривых).  $f = 4.5 \text{ Гц}$ .

чивается электронами и дырками, возбуждаемыми через пайерлсовскую щель. Следовательно, *низкотемпературная линейная проводимость  $\text{TaS}_3$  не связана с одноэлектронными возбуждениями.*

Разделение вкладов одночастичных и коллективных возбуждений в проводимость  $\text{TaS}_3$  является одним из наиболее важных результатов изучения фотопроводимости. Отметим, что появление неравновесных электронов и дырок может влиять на концентрацию коллективных возбуждений и обеспечивать «коллективную» фотопроводимость. Взаимосвязь между коллективной и одночастичной фотопроводимостью остается пока не изученной.

Под действием электрического поля несоизмеримая ВЗП может перемещаться вдоль цепочек, перенося электрический ток. Взаимодействие ВЗП с примесями и дефектами кристаллической решетки приводит к тому, что скольжение ВЗП возникает в электрическом поле  $E > E_T$ . Другим следствием пиннинга является разрушение дальнего порядка ВЗП, приводящее к появлению конечной длины фазовой корреляции. Уменьшении размеров образцов до величин, меньших длин фазовой корреляции, приводит к возникновению целого ряда размерных эффектов [12].

Различают два основных типа пиннинга ВЗП. В случае сильного пиннинга ВЗП взаимодействует независимо с каждой примесью.  $E_T$  оказывается пропорциональным концентрации центров сильного пиннинга. В случае слабого пиннинга деформация ВЗП уже учитывается. Из-за наличия примесей ВЗП деформируется для минимизации энергии взаимодействия с ними. Более реалистические модели [13] учитывают как локальную деформацию ВЗП, так и коллективный пиннинг, так что классификация типов пиннинга оказывается более богатой.

Так как барьеры, связанные с пиннингом, могут быть преодолены благодаря терми-

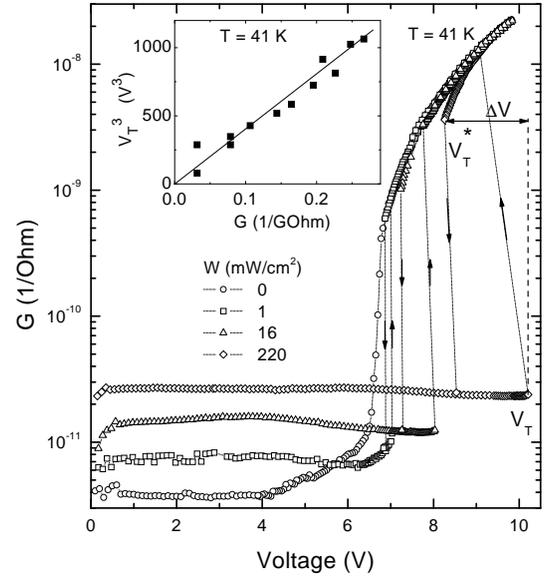


Рис. 5: Зависимость проводимости  $G = I/V$  от напряжения на образце  $V$  при различных  $W$ . Стрелками показано направление измерений. На вставке — зависимость  $V_T^3$  от  $G(100 \text{ мВ})$  при различных  $W$ .

ческим флуктуациям, то движение ВЗП возможно и при  $E < E_T$ . При этом скорость движения определяется уже не темпом диссипации энергии, как при скольжении ВЗП, а скоростью преодоления энергетических барьеров пиннинга. Такой режим движения называется крипом (переползанием) ВЗП. При достаточно низких температурах возникает режим квантового крипа, при котором скорость движения ВЗП связана с преодолением барьеров за счет квантовых флуктуаций [14, 15].

Изучение зависимости  $E_T(W)$  возможно лишь на образцах со сравнительно резким перегибом ВАХ вблизи  $E_T$  (3 из 10 изученных образцов). На рис. 5 изображена типичная зависимость проводимости  $\text{TaS}_3$  от напряжения  $V$  при различных  $W$ . Зависимость  $G(V) \equiv I/V$  в темноте сравнительно плавная и не имеет гистерезиса. Увеличение  $W$  вызывает: 1) возрастание линейной проводимости; 2) подавление крипа ВЗП; 3) возрастание  $E_T$ ; 4) появление гистерезиса. Участок между  $V_T^*$  и  $V_T$  соединён областью отрицательного дифференциального сопротивления, который может наблюдаться в режиме заданного тока.

Вызванное освещением изменение концентрации носителей тока должно изменять все статические и динамические характеристики ВЗП из-за изменения условий экранировки. Так как поперечные размеры исследованных образцов много меньше поперечной длины фазовой корреляции ВЗП в  $\text{TaS}_3$  [12], пиннинг ВЗП является одномерным. В этом случае

$$E_T \sim \left( \frac{n_i w}{K_{\parallel}} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

где  $n_i$  — концентрация примесей,  $w$  — потен-

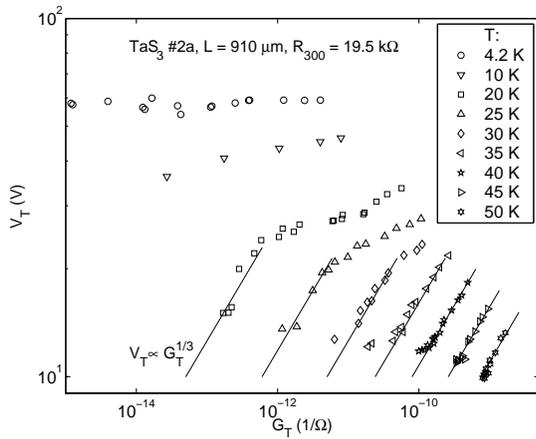


Рис. 6: Зависимости  $V_T$  от проводимости  $G_T = I_T/V_T$  при различных температурах.

циал пиннинга, а  $K_{\parallel}$  — модуль упругости ВЗП [1, 12]. Так как  $K_{\parallel} \propto 1/n$  [16], где  $n$  — концентрация носителей тока, то  $E_T \propto n^{1/3}$ . Вставка на рис. 5 показывает зависимость  $V_T^3$  от  $G$ . Видно, что эта зависимость действительно близка к линейной. При увеличении  $E_T$  должна понижаться и скорость крипа ВЗП, что согласуется с наблюдаемым поведением (рис. 5).

На рис. 6 показаны зависимости  $V_T$  от проводимости  $G_T = I_T/V_T$  при различных температурах. При  $V_T < 20$  В данные описываются уравнением 1. При  $T < 20$  К наблюдается только участок больших напряжений. При  $T = 4.2$  К  $V_T$  практически не зависит от  $W$ . По нашему мнению, эти низкотемпературные изменения формы кривых  $V_T(G_T)$  соответствуют плавному переходу от слабого пиннинга (высокотемпературное поведение) к сильному пиннингу (низкотемпературное поведение).

Интересен механизм диссипации энергии при скольжении ВЗП [17]. Взаимодействие ВЗП с примесями приводит к деформации ВЗП. При скольжении ВЗП её деформация зависит от времени. Это приводит к появлению потоков квазичастиц, экранирующих внутреннее поля, созданные деформацией ВЗП. Движение квазичастиц является диссипативным и приводит к рассеянию энергии. В результате «проводимость ВЗП», т.е. зависящий от электрического поля  $E$  коэффициент  $\gamma$  в уравнении для коллективного тока  $I_c = \gamma E$ , оказывается пропорциональным проводимости квазичастиц и зависимость  $\gamma(T)$  оказывается аналогичной зависимости  $G(T)$ . Так как  $G$  при освещении возрастает, то следует ожидать возрастание  $\gamma$ . С другой стороны, увеличение  $E_T$  должно приводить к уменьшению  $\gamma$ . Как видно из рис. 5, при  $V \gg V_T$  никакого изменения нелинейной проводимости под действием излучения при  $E \gg E_T$  не наблюдается. По нашему мнению, это свидетельствует об уменьшении концентрации неравновесных носителей тока при скольжении ВЗП.

Приведенные выше результаты свидетельствуют о сильном изменении коллективных свойств при освещении  $\text{TaS}_3$ . Важным результатом является разделение одноэлектронного и коллективного вкладов в линейную проводимость. Многие наблюдающиеся явления могут быть поняты в рамках существующих теорий. Тем не менее целый ряд вопросов пока остается без ответа. Мы не обнаружили быструю компоненту в фотопроводимости. Вместо этого, фотопроводимость медленная и сильно зависит от температуры, а положения максимумов  $\delta G(T)$  при низких температурах отклоняются от активационного закона. Дальнейшие исследования необходимы для выяснения причин такого поведения.

Исследования проводились в рамках Ассоциированной европейской лаборатории CNRS-РАН-РФФИ «Физические свойства когерентных электронных состояний в твердом теле» между CRTBT-CNRS и ИРЭ РАН. Работа выполнена при финансовой поддержке CRDF (проект 2563) и РФФИ (проекты 04-02-16509, 03-02-22002).

- [1] Monceau, P., in: "Electronic Properties of Inorganic Quasi-one-dimensional Conductors", Part 2. Ed. by Monceau, P., Dordrecht: D. Reidel Publ. Comp., 1985; Grüner, G., Rev. Mod. Phys. **60**, 1129 (1988).
- [2] Brill, J.W., Herr, S.L., Phys. Rev. B **27**, 3916 (1983).
- [3] Иткис, М.Е., Надь, Ф.Я., Письма в ЖЭТФ, **39**, 373 (1984).
- [4] Gaál, R., Donovan, S., Sörlei, Zs., Mihály, G., Phys. Rev. Lett. **69**, 1244 (1992).
- [5] Ogawa, et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 256401 (2001); Ogawa, N., Miyano, K., Brazovskii, S., Phys. Rev. B. **71**, 075118 (2005).
- [6] Бразовский, С. А., ЖЭТФ, **78** 677 (1980).
- [7] Demsar, J., Biljakovic, K., Mihailovic, D., Phys. Rev. Lett. **83**, 800 (1999).
- [8] Артёменко, С.Н., Покровский, В.Я., Зайцев-Зотов, С.В., ЖЭТФ **110**, 1069 (1996).
- [9] Зайцев-Зотов, С.В., Минакова, В.Е., Письма в ЖЭТФ, **79**, 680 (2004).
- [10] Zaitsev-Zotov, S.V., Minakova, V.E., J. Phys. IV (France), **131**, 95 (2005).
- [11] Рывкин, С.М., «Фотозлектрические явления в полупроводниках» ФМГ, Москва (1963).
- [12] Зайцев-Зотов, С.В., УФН **174**, 585 (2004).
- [13] Abe, S., J. Phys. Soc. Jpn., **54**, 3494 (1985); **55**, 1987 (1986).
- [14] Zaitsev-Zotov, S.V., Phys. Rev. Lett. **71**, 605 (1993).
- [15] Maki, K., Phys. Lett. A **202**, 313 (1995).
- [16] Артёменко, С.Н., Круглов, А.Н., ЖЭТФ **83**, 1134 (1982).
- [17] Zhang, X.J., Ong, N. P., Phys. Rev. Lett. **55**, 2919 (1985).

## Генерация спинового тока в полупроводниковых гетероструктурах

В.В. Бельков<sup>1</sup>, С.Д. Ганичев<sup>2</sup>, С.Н. Данилов<sup>2</sup>,  
Е.Л. Ивченко<sup>1</sup>, С.А. Тарасенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 1940121 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>University of Regensburg, 93040 Regensburg, Germany

E-mail: bel@epi.ioffe.ru

В работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования генерации чисто спинового тока в низкоразмерных полупроводниковых структурах. Показано, что в двумерных структурах внутризонное поглощение излучения приводит к возникновению противоположно направленных потоков электронов со спином “вверх” и “вниз”.

Микроскопическая природа эффекта состоит в том, что в гиротропных средах матричный элемент рассеяния носителя на примеси (или фононе) содержит зависящее от спина и антисимметричное по квазиимпульсу слагаемое. Поэтому не прямые оптические переходы сопровождаются появлением спинового потока. При создании равновесной спиновой поляризации различие концентраций носителей с противоположными спинами приводит, в случае поглощения Друде, к появлению электрического тока, величина которого пропорциональна спиновому потоку. Это обстоятельство используется для детектирования чисто спинового тока. В отличие от спинового эффекта Холла, обнаруженный нами эффект не предполагает приложения к образцу внешнего напряжения.

В экспериментах исследовались *GaAs/AlGaAs* гетероструктуры *n*-типа, выращенные в направлении [001]. Линейно поляризованное возбуждающее излучение дальнего ИК ( $\lambda = 77 - 496 \mu\text{m}$ , длительность импульса 100 ns) падало по нормали к плоскости гетероперехода ( $T = 4.2 - 300 \text{ K}$ ). Магнитное поле было направлено параллельно плоскости структуры вдоль одной из  $\langle 110 \rangle$  осей.

Регистрировались фототоки, возникающие в образце в направлениях параллельном и перпендикулярном магнитному полю. Варьировалось как направление плоскости поляризации излучения, так и взаимная ориентация измеряемого тока и направления магнитного поля.

При освещении структуры наблюдался фототок, величина которого пропорциональна напряженности магнитного поля и квадрату длины волны возбуждающего излучения.

Результаты экспериментального исследования температурной и поляризационных зависимостей фототока, а также влияния величины подвижности и концентрации электронов совпадают с результатами проведенного макро- и микроскопического анализа эффекта.

Таким образом, в работе показано, что в низкоразмерных полупроводниковых структурах спин-зависимая асимметрия рассеяния может приводить к возникновению спинового тока. В условиях равновесной спиновой ориентации эффект сопровождается генерацией электрического тока, величина и направление которого варьируются при изменении поляризации возбуждающего излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и DFG (grant SFB).

[1] S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, Письма ЖЭТФ **81**, 292 (2005).

[2] V. Bel'kov, S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko et al., J. Phys.: Condens. Matter **17**, 3405 (2005).

# Магнетооптические исследования гетероструктур InGaAs/GaAs в мегагауссных магнитных полях

И.М.Маркевцев<sup>1</sup>, А.Н.Моисеенко<sup>1</sup>, В.В.Платонов<sup>1</sup>, В.Д.Селемир<sup>1</sup>,  
 О.М.Таценко<sup>1</sup>, А.В.Филиппов<sup>1</sup>, В.Я.Алешкин<sup>2</sup>, В.И.Гавриленко<sup>2</sup>,  
 Н.В.Закревский<sup>2</sup>, Д.В.Козлов<sup>2</sup>, С.В.Морозов<sup>2</sup>, Б.Н.Звонков<sup>3</sup>, S.Hansel<sup>4</sup>,  
 М. von Ortenberg<sup>4</sup>

<sup>1</sup>РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 607180, Нижегородская обл.

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950

<sup>3</sup>Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр.Гагарина, 23, 603950, Н.Новгород

<sup>4</sup>Institute of Physics of the Humboldt University at Berlin, D101115 Berlin, Germany

e-mail: [platonov@ntc.vniief.ru](mailto:platonov@ntc.vniief.ru)

Исследования полупроводников в мегагауссных магнитных полях позволяют изучать структуру зон на масштабах десятков и сотен мЭВ [1]. В настоящей работе впервые исследовано межзонное магнетопоглощение и циклотронный резонанс (ЦР) дырок в гетероструктурах InGaAs/GaAs с квантовыми ямами (КЯ).

Исследуемые гетероструктуры выращивались методом газотранспортной эпитаксии на полупроводящих подложках GaAs(100). Нелегированная гетероструктура In<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As/GaAs #3899 для межзонных исследований содержала 50 КЯ In<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As номинальной шириной 60Å. Исследования ЦР проводились на селективно легированной гетероструктуре In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As/GaAs #4722, содержащей 50 КЯ In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As номинальной шириной 70Å. По обе стороны каждой КЯ на расстоянии 15 нм располагались два δ-слоя углерода. Концентрация дырок составляла 4.5×10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup> на КЯ. На рис.1 представлен спектр пропускания образца #3899 при B = 0. Минимум пропускания при 1.25 эВ соответствует экситонному поглощению при оптических переходах их 1-ой дырочной в 1-ую электронную подзону размерного квантования. При больших энергиях наблюдаются две плоские «полочки», обусловленные постоянной плотностью состояний двумерных носителей.

Экспериментальные исследования проводились при T = 300 К с помощью трех различных методик: импульсных магнитных полей до 35 Тл, полунеразрушающих магнитных полей до 2.3 МГц с использованием одновитковой катушки [2] и во взрывных магнитных полях до 9 МГц с использованием магнитокумулятивного генератора МК-1 [3]. Первые эксперименты были выполнены во взрывных полях на длине волны λ = 0.63 мкм. В отличие от работы [4], где наблюдалось пропускание GaAs на этой длине волны при B ≥ 4.3 МГц, мы не обнаружили сигнала пропускания вплоть до 9 МГц. Последующие эксперименты по межзонному пропусканию проводились на более длинных волнах 0.82 мкм, 0.87 мкм и 0.94 мкм. Исследования ЦР проводились

на длине волны 10.6 мкм в полунеразрушающих магнитных полях до 2 МГц.

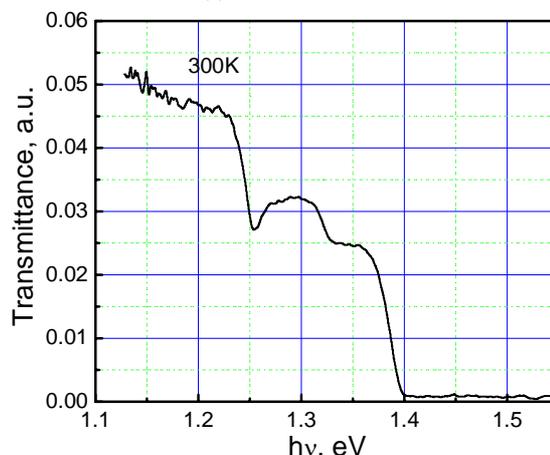


Рис.1. Спектр пропускания в ближней ИК области нелегированной структуры In<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As/GaAs.

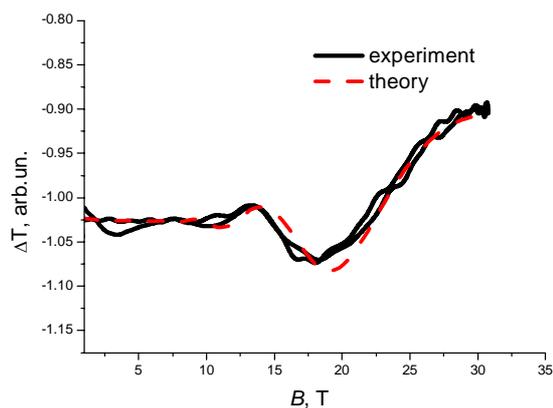
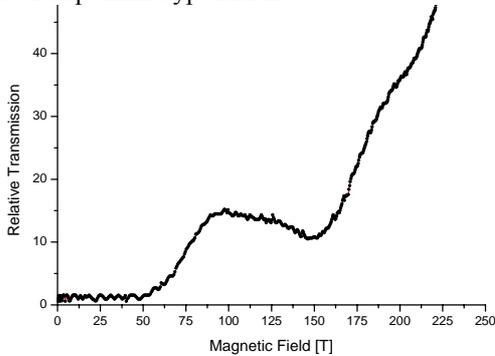


Рис.2. Модуляция сигнала пропускания образца #3899 в зависимости от магнитного поля на восходящем и нисходящем участках импульса поля (сплошные линии); λ = 0.94 мкм. Пунктир – результаты расчета для m<sub>c</sub> = 0.06m<sub>0</sub>, m<sub>h</sub> = 0.12m<sub>0</sub> и ширины уровней Ландау 25 мЭВ.

Как видно из рис.2 при λ = 0.94 мкм наблюдаются осцилляции пропускания при развертке магнитного поля. В этом случае энергия кванта 1.32 эВ меньше ширины запрещенной зоны в GaAs, но превышает ее в КЯ In<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As.

Пунктирной линией на рис.2 представлен результат расчета пропускания в модели простых изотропных зон. Массы электронов и дырок полагались равными  $0.06m_0$  и  $0.12m_0$  соответственно. Наблюдаемые минимумы пропускания при  $B = 11$  Тл и  $B = 17$  Тл соответствуют переходам между 2-ым дырочным и 2-ым электронным уровнями Ландау и между 1-ым дырочным и 1-ым электронным уровнями.



РРис.3. Пропускание образца #3899 от магнитного поля на длине волны  $\lambda = 0.87$  мкм.

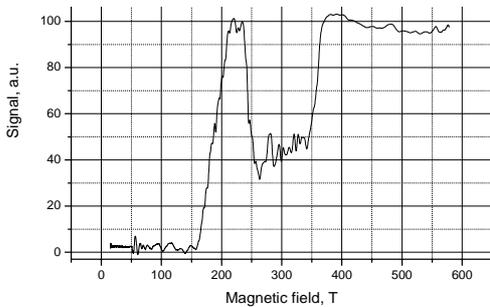


Рис.4. Пропускание образца #3899 от магнитного поля на длине волны  $\lambda = 0.82$  мкм.

На рис.3 представлена зависимость пропускания от магнитного поля при  $\lambda = 0.87$  мкм, полученная методом одновитковой катушки. Энергия кванта 1.425 эВ точно соответствует ширине запрещенной зоны GaAs. Однако образец становится прозрачным лишь в поле  $B = 50$  Тл вследствие значительной (300 мкм) толщины подложки GaAs и хвостов плотности состояний в запрещенной зоне [5]. По этой же причине при  $\lambda = 0.82$  мкм образец становится прозрачным при  $B = 150$  Тл (Рис.4), хотя расчет с учетом экситонных эффектов дает величину 100 Тл.

В работе выполнен расчет энергетических спектров электронов и дырок в сильных магнитных полях. Для объемного GaAs использовалась 14-зонная модель Кейна [6]. Для КЯ In-GaAs/GaAs мы использовали 8-зонную модель Кейна [7] для зоны проводимости и гамилтониан Латтинджера  $4 \times 4$  для валентной зоны (в аксиальном приближении). Показано, что при  $\lambda = 0.82$  мкм полоса поглощения от 2.3 МГц до 3.5 МГц (рис.4) обусловлена переходами с двух верхних (расщепленных по спину) уровней Ландау в 1-ой дырочной подзоне на два нижних уровня Ландау в 1-ой электронной подзоне и такими же переходами между 2-ыми подзонами

(сдвинутыми примерно на 50 Тл в область меньших полей) с учетом экситонных эффектов. Эти же переходы между 1-ми подзонами при  $\lambda = 0.87$  мкм ответственны за наблюдаемые минимумы пропускания при  $B = 150$  Тл и особенность при 210 Тл (Рис.3). Переходы между 2-ми дырочной и электронной подзонами также сдвинуты в меньшие поля на 50 Тл приходятся на область между 100 и 150 Тл.

Расчеты циклотронной массы дырок на дне 1-ой подзоны дают величину  $0.12m_0$ , которая должна возрастать с полем из-за непараболичности зоны. Однако мы обнаружили линию поглощения при  $B \approx 80$  Тл (рис.5), что соответствует величине циклотронной массы лишь  $0.08m_0$ . Представляется, что этот пик обусловлен межподзонным ЦР (ранее наблюдавшимся в КЯ Ge/GeSi [8]), а именно переходом с верхнего уровня Ландау дырок в КЯ  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  в 1-ой дырочной подзоне ( $3a_1$  в обозначениях [8]) и уровнем  $4a_3$ , относящимся к 3-ей подзоне. Вследствие антикроссинга волновая функция уровня  $4a_3$  имеет большую долю состояний 1-ой подзоны, что делает переход  $3a_1 \rightarrow 4a_3$  сравнимым по интенсивности с переходом  $3a_1 \rightarrow 4a_1$ .

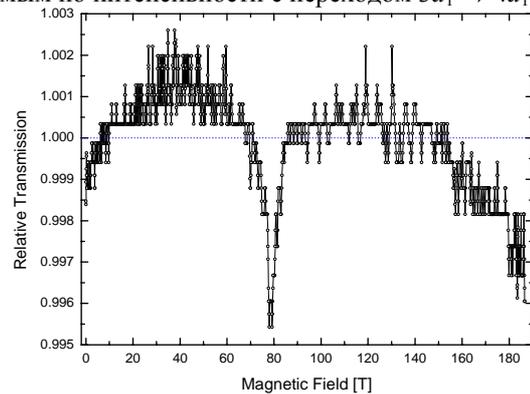


Fig.5. Magnetic field dependence of the sample #4722 transmission at  $\lambda = 10.6$   $\mu\text{m}$ ;  $T = 300$  K.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ (проект 2293) и РАН. Авторы признательны В.Я.Демиковскому за полезные обсуждения на всех стадиях работы и С.С.Криштопенко за разработку программы расчетов уровней Ландау электронов в КЯ.

- [1] N.Miura *et al.* J.Phys.: Condens. Matter **11**, 54 (1999).
- [2] O.Portugal *et al.* J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, 2354 (1999).
- [3] A.I.Bykov *et al.* Physica B **294-295**, 574 (2001).
- [4] А.И.Павловский и др. Письма в ЖЭТФ, **40**, 108 (1984).
- [5] D.M.Sturge. Phys. Rev. **127**, 768 (1962).
- [6] H.Mayer, U.Rossler. Phys. Rev. B, **44**, 9048 (1991).
- [7] G.Bastard. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures. Halsted Press, Les Ulis, France, 1988.
- [8] В.Я.Алешкин и др. ФТТ **46**, 131 (2004).

# Исследование циклотронного резонанса в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами в квантующих магнитных полях

В. Я. Алешкин<sup>1</sup>, Ю. Б. Васильев<sup>2</sup>, В. И. Гавриленко<sup>1</sup>, А. В. Иконников<sup>1</sup>,  
С. С. Криштопенко<sup>1</sup>, Ю. Г. Садофьев<sup>1,5</sup>, М. L. Sadowski<sup>3</sup>, W. Кнар<sup>4</sup>,  
S. R. Johnson<sup>5</sup>, Y.-H. Zhang<sup>5</sup>

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

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

<sup>3</sup>Grenoble High Magnetic Field Laboratory, CNRS, Grenoble, France

<sup>4</sup>University of Montpellier 2, CNRS, Place Eugene Bataillon, 21, F34095, Montpellier, France

<sup>5</sup>Arizona State University, Tempe, AZ 85287, USA

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

Гетероструктуры InAs/AlSb с квантовыми ямами (КЯ) перспективны для создания новых электронных и оптоэлектронных приборов. Эта гетеросистема характеризуется большой величиной разрыва зон на гетерогранице (1.35 эВ), малой эффективной массой электронов ( $0.03 m_0$ ), большим значением g-фактора (до -60) и высокой подвижностью (до  $9 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ).

Исследование спектров циклотронного резонанса (ЦР) является эффективным методом изучения непараболичности зоны проводимости и спиновых эффектов [1–3]. Ранее исследовались лишь номинально нелегированные структуры, в которых была заполнена только одна подзона размерного квантования. В нашей работе [4] исследовался ЦР в легированных структурах в умеренных магнитных полях. Настоящая работа посвящена изучению ЦР в легированных структурах в квантующих магнитных полях.

Исследуемые гетероструктуры выращивались методом МПЭ на полуизолирующих подложках GaAs(100) [5]. Активная часть структуры выращивалась на метаморфном буфере AlSb и состояла из нижнего барьера AlSb толщиной 12-40 нм, квантовой ямы InAs толщиной 15 нм, верхнего барьерного слоя AlSb ( $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{Sb}$  в образце А856) толщиной 30-40 нм и покрывающего слоя GaSb. В образцах В1445 и В1446 проводилось  $\delta$ -легирование барьеров Те на расстоянии 15 нм от квантовой ямы.

Для исследования ЦР использовались образцы квадратной формы размерами  $5 \times 5 \text{ мм}^2$  с двумя полосковыми омическими контактами для измерения эффекта Холла. Образцы располагались в световодной вставке в гелиевом криостате в центре сверхпроводящего соленоида, все измерения проводились при температуре  $T = 4.2 \text{ К}$ . Исследования ЦР проводились с помощью фурье-спектрометра BRUKER 113V. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности образцов. Для уменьшения интерференционных эффектов подложки образцов стачивались на клин с углом  $2^\circ$ . Прошедшее через структуру излучение детектировалось с помощью кремниевого болометра. Все спектры

пропускания, измеренные в магнитном поле, нормировались на спектр в нулевом магнитном поле. Кроме того, измерялось магнитосопротивление образцов в двухконтактной геометрии. На рис. 1 представлены спектры ЦР для номинально нелегированного образца А856. Видно, что значительное расщепление линии ЦР наблюдается при нечетных значениях фактора заполнения уровней Ландау  $\nu = 5, 7$ , что типично для непараболической зоны (см. вставку на рис. 2, ср. [1,2]). На рис. 2 представлены рассчитанные для прямоугольной КЯ InAs/AlSb уровни Ландау. Расчет проводился в рамках 8-зонной модели Кейна [6] с учётом эффектов деформации и g-фактора электронов [7] методом матрицы переноса в пренебрежении в гамильтониане слагаемыми, пропорциональными квадрату волнового вектора дырок. Постоянная решетки InAs в плоскости КЯ полагалась такой же, как и в AlSb. В слабых магнитных полях расчет дает те же результаты, что и квазиклассический метод [6]. В расчетах ширина КЯ была взята равной  $205 \text{ \AA}$ , для лучшего согласования с величинами циклотронных масс, измеренных в умеренных магнитных полях в умеренных магнитных полях.

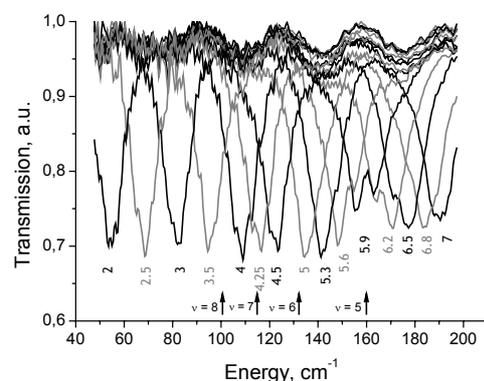


Рис. 1. Спектры ЦР в нелегированной структуре А856 ( $n_s = 0.71 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $\mu = 3.9 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ). Под линиями указаны значения магнитных полей в Тесла. Стрелками указаны магнитные поля, отвечающие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау.

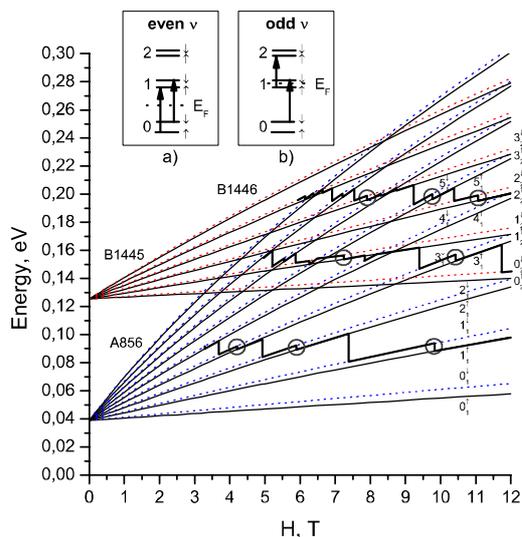


Рис. 2. Рассчитанные уровни Ландау в первых двух подзонах размерного квантования в КЯ InAs шириной 205 Å. Жирными линиями показаны положения уровня Ферми для трех структур. На вставке: схема уровней Ландау, поясняющая возникновение расщепления линии ЦР при четных (а) и нечетных (б) значениях фактора заполнения.

На рис. 2 жирными линиями показано положение уровня Ферми для всех исследованных образцов. Видно, что для образца A856 поля 5.9 Тл и 4.3 Тл (в которых расщепление линии ЦР максимально) практически соответствуют отмеченным кружками скачкам уровня Ферми с 5-го на 6-ой и с 7-го на 8-ой уровни Ландау.

На рис. 3, 4 представлены спектры ЦР в легированных образцах, в которых заполнены первые две подзоны размерного квантования. В образце B1445 в спектре ЦР при  $B = 8.75$  Тл наблюдается большое расщепление линии составляющее  $20 \text{ см}^{-1}$  (рис. 3). В отличие от образца A856 (рис. 1), в котором обе компоненты расщепленной линии ЦР имеют сравнимые амплитуды, здесь амплитуда «левого» пика всегда меньше чем «правого», что позволяет связать его с ЦР электронов во 2-ой подзоне размерного квантования, где концентрация в 3 раза меньше, чем в 1-ой. Максимум расщепления линии ЦР наблюдается при  $B = 8.75$  Тл, соответствующем нечетному  $\nu = 3$  во второй подзоне. Ситуация, когда  $\nu = 3$  во второй подзоне, повторяется в меньших магнитных полях  $B \approx 7$  Тл (см. рис. 2), что опять приводит к значительному расщеплению линии ЦР (рис. 3). Однако величина расщепления  $\Delta\omega/\omega \approx 10\%$  (при  $B = 8.75$  Тл) намного превышает значения, полученные как из квазиклассического расчета (4%) [4], так и из расчета, представленного в данной работе. Возможно это связано с прямоугольной формой КЯ InAs, что не учитывалось в расчетах.

Спектры ЦР в легированном образце B1446 с большей концентрацией представлены на рис. 4. В этом образце концентрация носителей во второй подзоне составляет 60% от концентрации в первой, что, возможно, объясняет

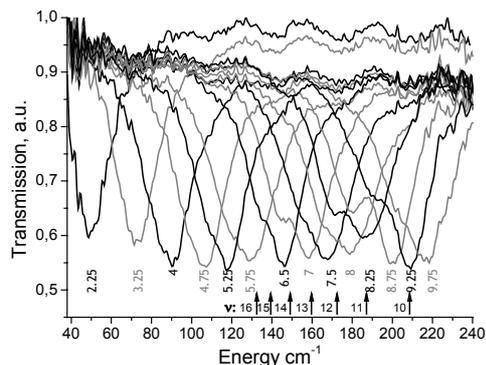


Рис. 3. Спектры ЦР в легированной структуре B1445 ( $n_s = 2.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $\mu = 1.0 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ). Под линиями указаны значения магнитных полей в Тесла. Стрелками указаны магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау.

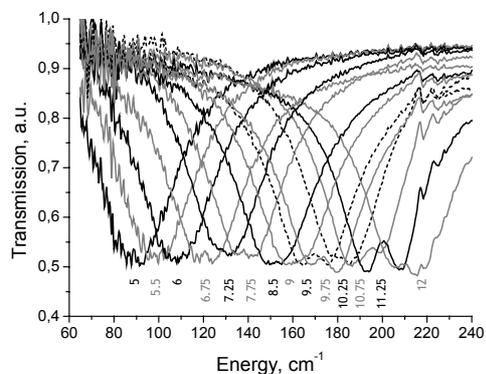


Рис. 4. Спектры ЦР в легированной структуре B1446 ( $n_s = 4.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $\mu = 0.53 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ). Под линиями указаны значения магнитных полей в Тесла.

сравнимую амплитуду компонент расщепленной линии ЦР при  $B = 11.25$  Тл (рис. 4). Как и ранее, данное магнитное поле соответствует нечетному фактору заполнения (5) уровней Ландау во второй подзоне. В меньших магнитных полях расщепление линии ЦР наблюдается при  $B = 9.5$  Тл, что соответствует 7 заполненным уровням Ландау во второй подзоне.

- [1] J. Scriba et al., *Semicond. Sci. Technol.* **8**, S133 (1993).
- [2] M. J. Yang et al., *Phys. Rev.* **B47**, 6807 (1993).
- [3] Yu. B. Vasil'ev et al., *JETP Lett.* **79**, 674 (2004).
- [4] V. Ya. Aleshkin et al., *Semiconductors* **39**, 62 (2005).
- [5] Yu. G. Sadofyev et al., *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1833 (2002).
- [6] E. O. Kane, *J. Phys. Chem. Solids* **1**, 249 (1957).
- [7] H.-R. Trebin et al. *Phys. Rev.* **20**, 2, (1979)

# Гигантское увеличение продольного магнитного момента экситона при его движении

В.П.Кочерешко<sup>1</sup>, А.В.Платонов<sup>1</sup>, J.J.Davies<sup>2</sup>, D.Wolverson<sup>2</sup>, R.T.Cox<sup>3</sup>,  
J.Cibert<sup>3</sup>, Н.Мариетте<sup>3</sup>, Е.В.Убыйвовк<sup>4</sup>, Ю.П.Ефимов<sup>4</sup>

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

<sup>2</sup>Department of Physics, University of Bath, Bath BA2 7AY, UK

<sup>3</sup>Laboratoire de Spectrométrie Physique, Université Joseph Fourier de Grenoble, France

<sup>4</sup>Институт Физики им. В.А.Фока С.Петербургского Государственного Университета, С. Петербург, Россия

Представление об экситонах являются одной из наиболее фундаментальных идей в оптике кристаллов. Экситоны являются «фотонами в среде», поэтому не существует кристаллооптики без экситонов. В последние годы интерес ученых практически полностью сместился от исследования свойств экситонов в объеме к их исследованию низкоразмерных структурах.

Ученые даже стали верить, что объемные свойства экситонов изучены столь хорошо, что здесь уже не осталось «белых пятен» и интерес представляет только изучение, например, квантовых точек. Данной работой мы хотим показать, что имеется еще много неизвестных физических явлений связанных именно с объемными свойствами экситонов.

Обычно в оптике полупроводников не имеет значения, движутся экситоны по кристаллу или нет. Однако имеется ряд явлений, в которых такое движение проявляется. Одним из таких явлений является эффект «инверсии магнитного поля». Этот эффект заключается в том, что при движении экситона перпендикулярно магнитному полю, в системе центра масс экситона возникает квази-электрическое поле [1, 2]. К настоящему времени опубликовано множество статей посвященных изучению совместного влияния движения экситона и магнитного поля на экситонные спектры [3, 4, 5].

В данной работе сообщается о наблюдении нового явления: «Эффекта увеличения продольного магнитного момента экситона при его движении». Это значит, что наблюдался рост магнитного момента экситона (т.е. g-фактора) с ростом его кинетической энергии.

Некоторый рост g-фактора экситона наблюдался и в узких квантовых ямах и квантовых точках [6, 7], но в этом случае рост g-фактора был не очень большим и был обусловлен увеличением эффективной ширины запрещенной зоны в соответствии с теорией Рот [8].

Эффект изучаемый в данной работе связан с движением центра масс экситона как

целого и отсутствует в узких квантовых ямах, где электроны и дырки квантуются независимо.

Изучались гетероструктуры с квантовыми ямами GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As, CdTe/Cd<sub>0.9</sub>Zn<sub>0.1</sub>Te и ZnSe/Zn<sub>0.8</sub>Be<sub>0.2</sub>Se. Структуры были выращены методом МВЕ на подложках GaAs (в GaAs и ZnSe структурах) и ZnCdTe в структурах на основе CdTe с ориентацией [100] и [110]. Структуры содержали широкую квантовую яму шириной от 50nm до 200nm. Исследовались спектры отражения, пропускания и возбуждения фотолюминесценции в магнитных полях до 8Т в геометрии Фарадея (K||H). Спектры отражения регистрировались при нормальном падении света на образец.

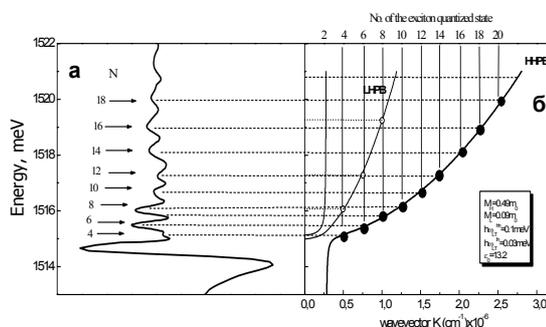


Рис. 1 (а) Спектр отражения от КЯ GaAs/AlGaAs шириной 240 нм, (б) Восстановление дисперсионных кривых экситонов

В спектрах отражения, пропускания и возбуждения выше по энергии от экситонного резонанса наблюдалась интерференционная структура, Рис.1а. Эта структура появлялась благодаря размерному квантованию экситона как целого в широкой квантовой яме, когда ширина ямы значительно превосходит Боровский радиус экситона  $a_B$ . ( $a_B=3\text{nm}$  в ZnSe,  $a_B=6\text{nm}$  в CdTe и  $a_B=14\text{nm}$  в GaAs).

Наличие интерференционной структуры позволяет воссоздать дисперсионные кривые экситонных поляритонов при использовании условия

интерференции  $KL = \pi N$ , где  $K$  - волновой вектор,  $L$  - ширина КЯ,  $N$  - номер интерференционной особенности [9] Рис.1б. В наших образцах наблюдалось до 30 интерференционных особенностей, что позволяло построить дисперсионные кривые экситонов в широком интервале энергий и волновых векторов. Наблюдались особенности связанные как с размерным квантованием тяжелого, так и легкого экситона. Все особенности находятся выше области пересечения дисперсионных кривых фотонов и экситонов, поэтому эффекты свето-экситонного взаимодействия для нас не существенны.

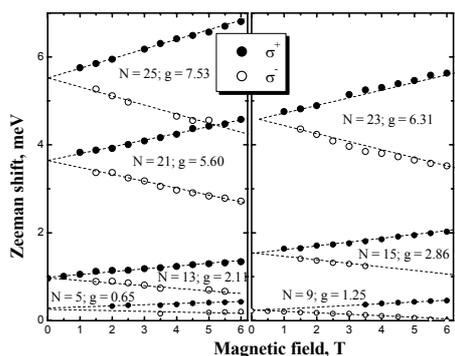


Рис. 2 Зависимость зеемановского расщепления от номера уровня размерного квантования экситона. Разделение на две части сделано для удобства.

В магнитном поле каждая из интерференционных особенностей расщеплялась на две, наблюдаемые в правой  $\sigma^+$  и левой  $\sigma^-$  круговых поляризациях. На Рис.2 представлены зависимости зеемановского расщепления каждого из уровней размерного квантования экситона от магнитного поля в КЯ на основе GaAs. Видно, что вопреки ожиданию, величина зеемановского расщепления растет с ростом номера уровня размерного квантования. Этот эффект наблюдался только в структурах выращенных в направлении [100]. В структурах выращенных в направлении [110] зеемановское расщепление было абсолютно одинаковым для всех уровней размерного квантования. Это указывает на то, что наблюдаемый эффект должен быть как то связан с особенностями зонной структуры кубических полупроводников.

Мы исследовали большое количество образцов с разной шириной квантовой ямы, оказалось, что результат не зависит от ширины ямы до тех пор, пока ширина ямы больше боровского радиуса экситона и можно говорить о квантовании экситона как целого. В узких квантовых ямах, шириной порядка 200Å заметного роста g-фактора

экситона с ростом уровня размерного квантования не наблюдалось. Это указывает на то, что для наблюдаемого эффекта важен также характер внутреннего движения в экситоне.

В структурах на основе CdTe и ZnSe имелось некоторое рассогласование постоянных решетки материала ямы и подложки, что приводило к одноосному напряжению в структуре. Это напряжение вызывало дополнительное расщепление состояний легких и тяжелых дырок. Несмотря на то, что величина напряжения в некоторых образцах CdTe достигала 30 мэВ, что в 3 раза превосходит энергию связи экситона, это не приводило к подавлению наблюдаемого эффекта.

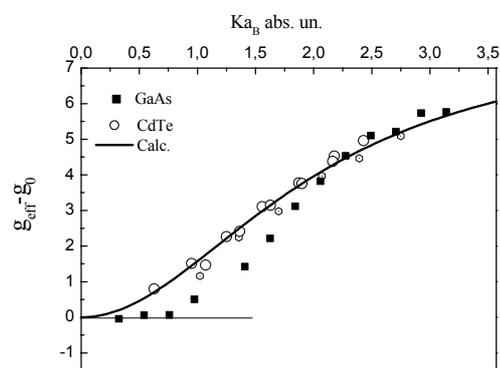


Рис.3 Зависимость g-фактор экситона индуцированного его движением:  $g_{eff} = g(-k) - g(0)$  для разных соединений. Кружки CdTe, квадраты GaAs, шестиугольники ZnSe.

Ввиду того, что номер уровня размерного квантования  $N$  связан с волновым вектором экситона  $K$  условием интерференции, наблюдаемый эффект означает рост магнитного момента экситона, (т.е. g-фактора) с ростом его кинетической энергии. На рис.3 представлены зависимости от величины волнового вектора центра масс ( $K$ ) величины добавки к g-фактору появляющейся при движении экситона. Видно, что величина g-фактора индуцированного движением экситона достигает величин порядка 7-8, что также представляется удивительным. Такие большие величины g-факторов указывают на то, что этот эффект не может быть связан с изменением g-факторов носителей, а должен быть связан с орбитальным движением в экситоне.

Совокупность экспериментальных наблюдений можно просуммировать следующим образом:

1). Эффект наблюдается только при движении экситона как целого.

2). Эффект пропорционален первой степени магнитного поля и квадрату волнового вектора экситона.

3). Главный вклад в эффект вносит зеемановское расщепление экситона с тяжелой дыркой и он не связан с взаимным расщеплением состояний легких и тяжелых дырок.

4). Эффект имеет место только для  $K||N||[100]$  и отсутствует для  $K||N||[110]$ .

Имеется только один член в экситонном гамильтониане удовлетворяющий всем этим условиям, который может вносить вклад в зеемановское расщепление экситонных состояний с тяжелой дыркой. Это кубический по волновому вектору вклад:

$$\delta H_{vs}(k) = \gamma_c [a_1 \sum_i J_i \kappa_i + a_2 \sum_i J_i^2 \kappa_i + a_3 \sum_i V_i k_i (k_i^2 - \frac{k^2}{3}) + a_4 k^2 \sum_i V_i k_i]$$

Здесь  $J_i$  базисные матрицы для момента

$$J = 3/2, V_i = [J_i (J_{i+1}^2 - J_{i+2}^2)], \vec{k} - \text{кубический}$$

по  $\vec{k}$  член:  $\kappa_i = k_i (k_{i+1}^2 - k_{i+2}^2)$ ,  $k_i$ , ( $i = x, y, z$ )

– компоненты волнового вектора  $\vec{k}$ . Только

второй член в этой формуле приводит к расщеплению состояний тяжелого экситона.

Расчет с использованием этой формулы приведен сплошной кривой на рис.3. В расчете мы использовали величину, полученную из соответствующей константы в зоне проводимости  $\gamma_c$  [10]

$$\gamma_v = -\gamma_c \frac{E_g + \Delta}{\Delta},$$

где  $\Delta$  – расстояние от валентной зоны до спин-орбитально отщепленной зоны. К сожалению, надежные экспериментальные данные о величине  $\gamma_v a_2$  отсутствуют. Таким образом, можно считать данную работу первым измерением кубических по волновому вектору членов в валентной зоне некоторых кубических кристаллов.

**Заключение:** В кубических полупроводниках со структурой цинковой обманки обнаружен новый магнитооптический эффект «Увеличение магнитного момента экситона при его движении». Из анализа зеемановского расщепления экситона в широких квантовых ямах обнаружено, что магнитный момент экситона растет пропорционально его кинетической энергии. Обнаружено более чем десятикратное увеличение магнитного момента экситона. Эффект связан с перемешиванием внутреннего движения в экситоне и его трансляционного движения в кубических кристаллах.

Авторы благодарят РФФИ и программу президиума РАН за частичную финансовую поддержку работы, а также Л.Е.Голуба за плодотворное обсуждение.

- [1] D. G. Thomas and J. J. Hopfield Phys. Rev. **124**, 657-665 (1961)
- [2] Е.Ф.Гросс, Б.П.Захарченя, О.В.Константинов ФТТ, **3**, 305, (1961)
- [3] В.П.Кочерешко, Г.В.Михайлов, И.Н.Уральцев ФТТ, **25**, 769, (1983)
- [4] K.Cho, S.Suga, W.Dreybrodt, F.Willmann Phys.Rev. B11, 1512, (1975)
- [5] S.Suga, K.Cho, M.Bettini Phys.Rv. B13, 943, (1976)
- [6] D.M.Hofmann, K.Oettinger, Al.L.Efros, and B.K.Meyer Phys. Rev. B **55**, 9924-9928 (1997)
- [7] R.Kotlyar, T.L.Reinecke, M.Bayer, and A.Forchel Phys. Rev. B **63**, 085310 (2001)
- [8] L.M.Roth, B.Lax, and S.Zwerdling Phys. Rev. **114**, 90-104 (1959)
- [9] В.А.Киселев, Б.С.Разбирин, И.Н.Уральцев Письма в ЖЭТФ, **18**, 296, (1973)
- [10] Г.Е.Пикус, В.А.Марущак А.Н.Титков, Физика и техника полупроводников **22**, 185, (1988)

## InSb/InAsSb наноструктуры для оптоэлектроники среднего ИК диапазона

С.В. Иванов, В.А. Соловьев, А.Н. Семенов, Б.Я. Мельцер, С.В. Сорокин  
О.Г. Люблинская, Я.В. Терентьев, А.А. Усикова, Т.В. Львова, П.С. Копьев  
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: [ivan@beam.ioffe.ru](mailto:ivan@beam.ioffe.ru)

В последние два десятилетия оптоэлектроника активно осваивает среднюю инфракрасную (ИК) область спектра (3–5 мкм), важную как для решения глобальных экологических задач, связанных с мониторингом состояния окружающей среды и контролем процессов промышленного производства, так и для медицинских, оборонных и др. целей [1].

Наиболее перспективными полупроводниковыми материалами для перекрытия диапазона  $\lambda = 3\text{--}5$  мкм мощными компактными источниками когерентного излучения на настоящий момент представляются диодные лазерные структуры с гетеропереходами II типа на основе соединений  $A^3B^5$ , и прежде всего структуры с так называемым W-образным сопряжением зон в активной области InAs/InGaSb/InAs/AlSb, обеспечивающим максимальное перекрытие электронных и дырочных волновых функций. Полученные к настоящему времени лазерные гетероструктуры с активной областью на основе W-сопряженных квантовых ям (КЯ) показали генерацию при температуре 220 К на длине волны  $\lambda = 3.25$  мкм при непрерывной инжекционной накачке, а при импульсной вплоть до  $\lambda = 4$  мкм при 300 К [2].

Для дальнейшего развития потенциала W-структур нами было предложено использовать вместо КЯ GaInSb наноструктуры с квантовыми точками (КТ) типа II - InSb в матрице InAs, самоформирующимися под действием упругих напряжений вследствие сильного (~7%) рассогласования периодов решеток [3]. Среди потенциальных преимуществ новой конструкции можно выделить: (1) большую энергию локализации носителей вследствие более глубокой потенциальной ямы в сильно напряженных КТ InSb/InAs, (2) снижение вероятности образования дефектов в активной области за счет упругой релаксации большей части напряжений рассогласования при формировании InSb КТ, (3) изменение  $\lambda$  в широких пределах (3-5 мкм) при неизменной конструкции активной области, (4) большой интеграл перекрытия волновых функций электронов и дырок вследствие малого размера КТ и, как результат, возрастание квантовой эффективности люминесценции при 300К и снижение температурной чувствительности пороговой плотности тока.

В данном докладе рассматриваются технологические аспекты получения методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) нанострук-

тур с КТ InSb в матрице InAs(Sb), оптически активных до 300К, приводятся результаты исследования их структурных, люминесцентных и электронных свойств, а также характеристики первых инжекционных лазеров с  $\lambda = 3\text{--}4$  мкм на базе гибридных  $A^3B^5/A^2B^6$  гетероструктур с КТ InSb/InAs(Sb) в активной области.

Оригинальная технология МПЭ воспроизводимого осаждения InSb вставок толщиной до 2 монослоев (МС) в матрице InAs(Sb) состоит из двух последовательно проводимых этапов. Субмонослойные (СМС) вставки InSb формируются посредством выдержки поверхности роста InAs(Sb) под потоком  $Sb_4$ , за счет реакций обмена As-Sb. Исследования кинетики процесса замещения атомов As сурьмой, проводимые методом дифракция быстрых электронов в режиме регистрации осцилляций отраженного пучка, позволили установить, что основным фактором, определяющим эффективность данного процесса, является температура подложки ( $T_{\text{п}}$ ) [4]. Так изменение  $T_{\text{п}}$  в диапазоне 485-430°C позволяет варьировать номинальную толщину InSb ( $t$ ) от 0.6 до 1 МС, соответственно, (рис.1). Толщина  $t$  слоя InSb определялась путем моделирования кривых качания рентгеновской дифракции (РД) сверхрешеток (СР) InSb/InAs (вставка рис.1).

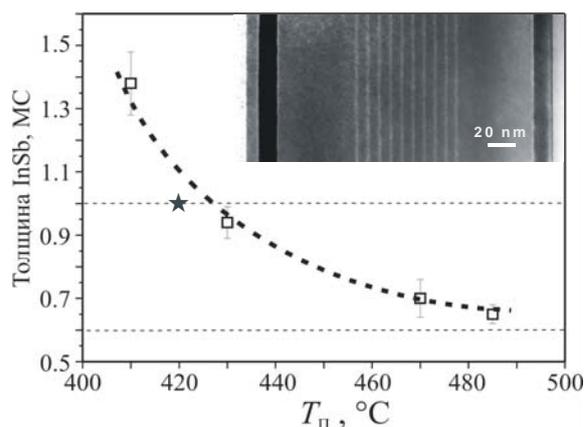


Рис.1. Зависимость толщины осажденного слоя InSb от температуры подложки. (\*) - результат, полученный в [5]. Вставка показывает изображение ПЭМ поперечного сечения InSb/InAs СР в направлении  $\langle 110 \rangle$ . Полосы темного контраста на ПЭМ фотографии – слои  $Al_{0.2}In_{0.8}As$ , служащие для ограничения электронов и дырок при измерениях фотолюминесценции (ФЛ).

Экстра-монослои InSb ( $t=1-2$  МС) формировались путем осаждения InSb методами МПЭ или эпитаксией с повышенной миграцией (ЭПМ) на поверхность роста, предварительно выдержанную в потоке  $Sb_4$  при  $430^\circ\text{C}$  для формирования 1 МС InSb. Использование матрицы InAsSb, обеспечивает большую гибкость технологии МПЭ и дает возможность выращивать структуры с InSb КТ не только на подложках InAs, но и GaSb, поскольку при содержании Sb 9% слой InAsSb оказывается согласован по периоду решетки с GaSb [6].

Исследования морфологии СМС вставок InSb методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) с поверхности (001) (рис.2а) продемонстрировали самоформирование плотного массива КТ InSb, характерный латеральный размер которых составляет  $2.5\pm 1.5$  нм, а поверхностная плотность превы-

шает значение  $10^{12}$   $\text{см}^{-2}$ . Вероятней всего предположить образование КТ InSbAs, обогащенных антимонидом индия, вместо КТ чистого InSb, как происходит в большинстве систем самоформирующихся КТ (InAs/GaAs, CdSe/ZnSe и т.д.).

С увеличением  $t > 1$  МС посредством намеренного до-осаждения InSb, в ПЭМ наблюдается увеличение среднего размера InSb КТ при уменьшении плотности. А превышение критической толщины пластической релаксации ( $t \sim 1.7$  МС) ведет к образованию дислокаций в островках и катастрофической деградации структурных и оптических (см. ниже) свойств КТ InSb/InAs. Характерный латеральный размер релаксированных островков (светлые кольца на рис.2б) составляет 25 нм при плотности  $10^{10}$   $\text{см}^{-2}$ , тогда как плотность когерентных островков размером 10-15 нм сокращается до  $10^9$   $\text{см}^{-2}$  [4,6] (темные точки на рис.2б).

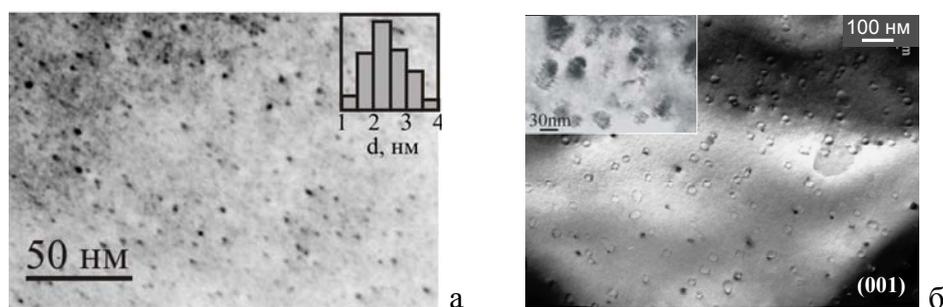


Рис.2. Микрофотографии ПЭМ с поверхности структуры InSb/InAs с одиночной вставкой InSb: (а)  $t=1$  МС, сформированной выдержкой поверхности InAs под потоком  $Sb_4$  при  $T_n=430^\circ\text{C}$  и (б)  $t=2$  МС, сформированной посредством МПЭ до-осаждения при  $T_n=430^\circ\text{C}$ .

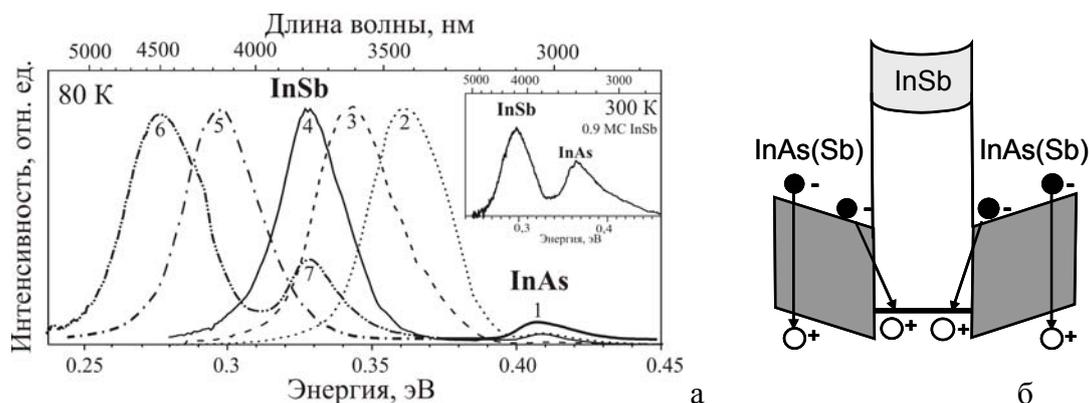


Рис.3. (а) Спектры ФЛ КТ InSb/InAs при 80К и 300К (вставка). Пики связаны с излучательными переходами в: 1 — матрице InAs; СМС вставках InSb толщиной: 2 — 0.7 МС ( $T_n = 485^\circ\text{C}$ ); 3 — 0.9 МС ( $T_n = 450^\circ\text{C}$ ); 4 — 1.0 МС ( $T_n = 430^\circ\text{C}$ ); 5 — 1.5 МС, все в матрице InAs. 6 — 0.7 МС вставка InSb в матрице  $\text{InAs}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$  (пик 7). (б) Схема оптических переходов в наноструктурах InSb/InAsSb.

Наноструктуры с КТ InSb/In(As,Sb) с  $t < 1.7$  МС продемонстрировали яркую ФЛ в диапазоне длин волн 3.4–4.5 мкм ( $T = 80$  К), причем, при повышении температуры вплоть до комнатной интегральная интенсивность ФЛ из КТ уменьшалась менее чем в 20 раз (рис.3) [4,6]. В спектрах ФЛ (рис.3) наблюдается излучение

из матрицы InAs (1) или InAsSb (7), энергия которого не зависит от  $t$ . Положение максимума доминирующей линии монотонно смещается в длинноволновую область с увеличением  $t$ , что позволяет ее связать с прямыми в реальном пространстве оптическими переходами между уровнями дырок, локализованных в КТ InSb, и

электронов в окружающей матрице InAs (рис.3б). Увеличение  $t$  более 1.5 МС ( $\lambda > 4.5$  мкм) приводит к резкому спаду интенсивности, вероятно связанному с пластической релаксацией напряжений в КТ. Использование InAsSb матрицы оказывается более сильным фактором, чем  $t$ , и позволяет сдвинуть  $\lambda$  в область 4.5–5 мкм при 80К даже при толщине InSb вставки менее 1 МС без снижения интенсивности ФЛ (6 на рис.3).

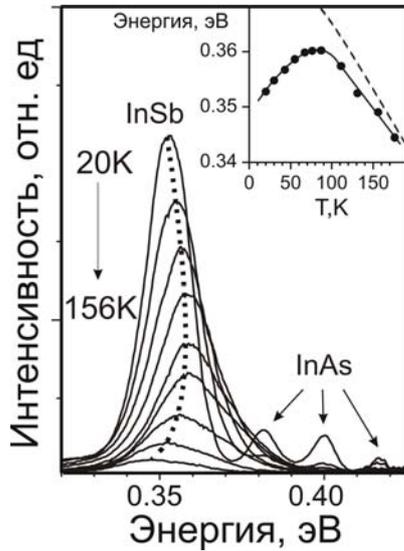


Рис.4. Спектры ФЛ для СМС InSb толщиной 0.7 МС в матрице InAs при разной температуре. На вставке приведена температурная зависимость энергии максимума КТ ФЛ вместе с нормализованной зависимостью  $E_g$  (InAs).

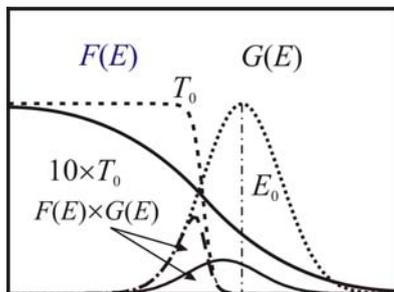


Рис.5. Поведение контура ФЛ при данных функции плотности состояний (Гаусса)  $G(E)$  и равновесной функции распределения по энергиям  $F(E)$  с изменением температуры измерения ( $T_0$ ).

Анализ зависимостей интенсивности, а также спектрального положения пика ФЛ от температуры и плотности мощности оптической накачки показал, что вставки InSb, могут рассматриваться как электронно-связанный массив КТ, в котором равновесная концентрация носителей устанавливается уже при 15К за счет того, что время релаксации дырок по энергии оказывается меньше времени излучательной рекомбинации в этих наноструктурах типа II. В случае тонких вставок InSb (менее 1.3 МС) был обна-

ружен аномальный голубой сдвиг линии ФЛ КТ (рис.4), наблюдаемый при увеличении температуры и связанный с термически-активированным заполнением состояний ансамбля КТ, схематически проиллюстрированном на рис.5. В этом случае температурная зависимость спектрального положения пика ФЛ, а также изменение формы пика может быть описано с использованием статистики Ферми-Дирака и плотности состояний локализованных дырок, описываемой, например, функцией Гаусса [7]. Проведенный статистический анализ позволил оценить параметры массива КТ: среднюю энергию локализации (40 - 60 мэВ), или центр масс плотности состояний, и дисперсию распределения, которая не превышала 11 мэВ для InSb/InAs наноструктур с  $t < 1$  МС. Экстра-монослои InSb показали существенно меньшую (в 1.5 раза) дисперсию состояний КТ в случае ЭПМ до-осаждения InSb в отличие от стандартного МПЭ осаждения. Это неудивительно, поскольку повышенная миграция адатомов по поверхности роста при ЭПМ приводит к более однородному распределению КТ по размерам и составу.

Для исследования электролюминесцентных (ЭЛ) свойств и стимулированного излучения наноструктур с КТ InSb/InAs(Sb) структуры инжекционных лазеров на основе двойной гибридной гетероструктуры (ДГС) AlGaAsSb/InAs/MgCdSe с активной областью, состоящей из трех плоскостей 0.8МС-InSb/InAs КТ, разделенных барьерами InAs толщиной 20 нм, были выращены на подложках InAs(001). Использование в качестве  $n$ -эмиттера широкозонного соединения MgCdSe, изорешеточного к InAs при содержании Mg 10%, позволяет обеспечить сильное электронное ограничение дырок в InAs ( $\Delta E_V(\text{InAs}/\text{CdSe}) > 1$  эВ), и, как результат, подавление токовых утечек дырок через  $p$ - $n$  переход. Большая разница показателей преломления ( $n_{\text{InAs}} = 3.4$ ,  $n_{\text{CdSe}} = 2.55$ ) обуславливает сильное оптическое ограничение в подобной структуре. И наконец, к преимуществам такой конструкции можно отнести легкость  $n$ -легирования твердых растворов MgCdSe хлором в диапазоне  $n = 10^{17}$ - $10^{19}$  см<sup>-3</sup> по сравнению с AlGaAsSb с высоким содержанием Al (80%), а также их лучшую химическую стойкость [8]. Проблема формирования когерентного малодофектного гетеровалентного интерфейса InAs/CdSe была недавно нами успешно решена с использованием S-пассивации поверхности InAs и специальной процедуре инициации роста CdSe на поверхности InAs [9].

В структуре лазерного диода, зонная диаграмма и вольт-амперные характеристики которой приведены на рис.6, была получена лазерная генерация в импульсном режиме (150нс, 3.2 кГц) при температуре 60 К с пороговой плотности тока  $J_{\text{пор}} \sim 3.5$  кА/см<sup>2</sup> и длиной волны излучения  $\lambda = 3.075$  мкм [10].

Для увеличения длины волны генерации была использована активная область на основе наноструктур InSb/InAs<sub>0.91</sub>Sb<sub>0.09</sub>, представляю-

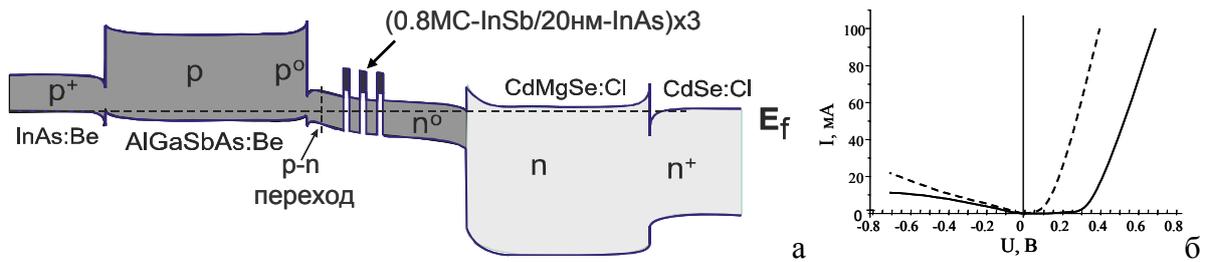


Рис.6. (а) Схематическая зонная диаграмма и (б) вольт-амперные характеристики при 80К (сплошная кривая) и 300К (пунктир) гибридной  $A^3B^5/A^2B^6$  лазерной ДГС с активной областью на основе InSb/InAs КТ.

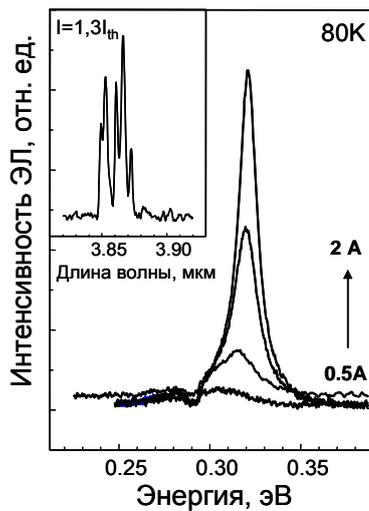


Рис.7. Спектр ЭЛ наноструктуры типа В со СР КТ InSb/InAs<sub>0.91</sub>Sb<sub>0.09</sub> вблизи порога стимулированного излучения. На вставке представлен многолинейный спектр лазерной генерации.

щих собой как три одиночных вставки 1μm-InSb КТ (А), так и три СР (0.8μm-InSb КТ/20nm-InAsSb)<sub>3</sub> (В), разделенных 15-20 нм барьерами InAsSb. При этом гибридные  $A^3B^5/A^2B^6$  гетероструктуры лазерных диодов были выращены на подложках p-GaSb, а в качестве n-эмиттера использовался твердый раствор CdSe<sub>0.96</sub>Te<sub>0.04</sub>, изорешеточный с GaSb. Технология S-пассивации, разработанная для гетеровалентного интерфейса InAs/CdSe, оказалась применима и в этом случае для получения когерентного малодефектного интерфейса. Обе структуры продемонстрировали лазерную генерацию в импульсном режиме (200нс, 3.2 кГц) при 77К. Спектры ЭЛ вблизи порога и лазерной генерации структуры В представлены на рис.7. Длина волны генерации составила  $\lambda=3.86$  мкм при  $J_{\text{пор}} \sim 2$  кА/см<sup>2</sup>, тогда как при меньших токах накачки максимум линии ЭЛ совпадал с максимумом ФЛ – 4.5 мкм.

Такой существенный голубой сдвиг длины волны лазерной генерации (практически до состояний InAsSb матрицы) с увеличением тока накачки относительно максимума спектра ФЛ, наблюдавшийся в структурах, выращенных на разных подложках и имеющих различную кон-

струкцию КТ активной области, на наш взгляд, свидетельствует о недостаточном ограничении электронов в активной области. Это может приводить к смещению лазерной генерации в область p-n перехода в матрице, что подтверждается достаточно высокими значениями  $J_{\text{пор}}$ . Нельзя забывать и о типе II излучательных переходов, хотя в случае КТ, фактор перекрытия волновых функций представляется менее критичным.

Ожидается, что введение электронного ограничения помещением InSb КТ в InAsSb/AlInAsSb W-КЯ позволит понизить пороговые плотности тока за счет уменьшения потерь, обусловленных недостаточной локализацией электронов в активной области InSb КТ, увеличить выходную мощность и, наконец, достичь генерации при комнатных температурах.

Авторы выражают благодарность А.А. Ситниковой и Р.В. Золотаревой за проведение исследований методом ПЭМ. Работа осуществлялась при поддержке РФФИ (##04-02-17653, 04-02-08134-офи) и программы ОФН РАН.

- [1] Vurgaftman, I. *et al.*, in Vol. 2: Semiconductor Optical and Electro-Optical Devices, Handbook of Thin Film Devices, M.H. Francombe (ed.) (Academic Press, 2000), P.171.
- [2] Canedy, C.L. *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. B, **23**, 1119 (2005).
- [3] Terent'ev, Ya.V. *et al.*, 2000 Proc. 25<sup>th</sup> Int. Conf. on Physics of Semiconductors, Osaka, vol. II (Springer-Verlag/Berlin, Heidelberg, New York), p.401.
- [4] Solov'ev, V.A. *et al.*, Appl. Phys. Lett., **86**, 011109 (2005).
- [5] Bennet B.R., Shanabrook, B.V., Twigg, M.E., J. Appl. Phys., **85**, 2157 (1999).
- [6] Semenov, A.N. *et al.*, Acta Physica Polonica A., **108**, 859 (2005).
- [7] Lyublinskaya, O.G. *et al.*, J. Appl. Phys., (2006) (in print).
- [8] Ivanov, S.V. *et al.*, Appl. Phys. Lett., **82**, 3782 (2003).
- [9] Ivanov, S.V. *et al.*, Appl. Phys. Lett., **84**, 4777 (2004).
- [10] Соловьев, В.А. и др., ПЖТФ, **31**, 37 (2005).

## Кинетика экситон-трионной системы в мелких квантовых ямах GaAs/AlGaAs

Н.Н. Сибельдин, М.Л. Скориков, В.А. Цветков

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Ленинский пр-т 53, Москва 119991, Россия

e-mail: [sibeldin@mail.lebedev.ru](mailto:sibeldin@mail.lebedev.ru)

Как известно, для эффективного формирования трехчастичных заряженных экситонных комплексов (трионов) в квантовых ямах (КЯ) требуется избыток одноименно заряженных носителей (по отношению к носителям заряда другого знака). Поэтому для исследования положительно или отрицательно заряженных трионов в большинстве случаев используются легированные структуры, соответственно, *p*- или *n*-типа. В спектрах фотолюминесценции (ФЛ) достаточно чистых структур при внутриямном возбуждении линия излучения трионов отсутствует. При надбарьерном возбуждении излучением с энергией фотонов, превышающей ширину запрещенной зоны в барьерных слоях, она появляется на длинноволновом крыле линии люминесценции экситонов. В надбарьерной области вид спектров возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ) трионов и экситонов существенно различен: в спектрах имеются широкие полосы, минимумы и максимумы которых в спектрах трионов и экситонов чередуются в "противофазе", т.е. увеличение интенсивности люминесценции трионов сопровождается уменьшением интенсивности излучения экситонов [1]. Такое поведение спектров ВФЛ в надбарьерной области связано с зависимостью эффективности захвата в КЯ фотовозбужденных носителей заряда от их исходной энергии. Концентрация образующихся трионов зависит от плотности электронного (или дырочного) газа в КЯ. Поэтому эффективность образования трионов должна возрастать, когда в КЯ преимущественно захватываются неравновесные носители заряда одного знака.

Дополнительная подсветка позволяет управлять парциальным составом экситон-трионной системы в КЯ [2, 1]. В настоящей работе влияние подсветки исследовано более подробно. В частности, изучено изменение спектров ФЛ, возникающей при возбуждении структуры излучением основного источника, в зависимости от энергии фотонов подсветки.

Опыты проводились на нелегированных структурах GaAs/AlGaAs с низкой концентрацией Al ( $\approx 5\%$ ) в барьерных слоях, содержащих две туннельно-изолированные мелкие (имеющими по одному одночастичному уровню размерного квантования для частиц каждого сорта – электронов, тяжелых и легких дырок) КЯ шириной 3 и 4 нм. Были использованы методы спектроскопии ФЛ, ВФЛ и

резонансного рэлеевского рассеяния света (РРРС) при температурах 1,7 - 15 К. Поскольку основные черты поведения оптических спектров обеих КЯ при изменении условий эксперимента одинаковы, здесь мы приведем данные только для узкой ямы.

Наиболее прозрачные сведения о кинетике экситон-трионной системы были получены при изучении изменения спектров ФЛ, наблюдавшихся при почти резонансном возбуждении в состоянии экситонов с тяжелой дыркой в КЯ, в зависимости от энергии квантов дополнительной подсветки. В отсутствии подсветки в спектре ФЛ при почти резонансном возбуждении видна только линия излучения свободных экситонов (верхний спектр на рис. 1). Внутриямная подсветка заметно не влияла на этот спектр (нижний спектр на рис. 1). Линия излучения трионов (длинноволновая компонента на втором спектре снизу) появлялась в спектрах резонансно возбуждаемой ФЛ при надбарьерной подсветке, когда энергия квантов подсветки попадала в области эффективного возбуждения трионов (ср. со спектром ВФЛ трионов на рис. 2). Если же энергия квантов надбарьерной подсветки не отвечала этим областям, трионная линия люминесценции при подсветке не возникала (второй сверху спектр на рис. 1).

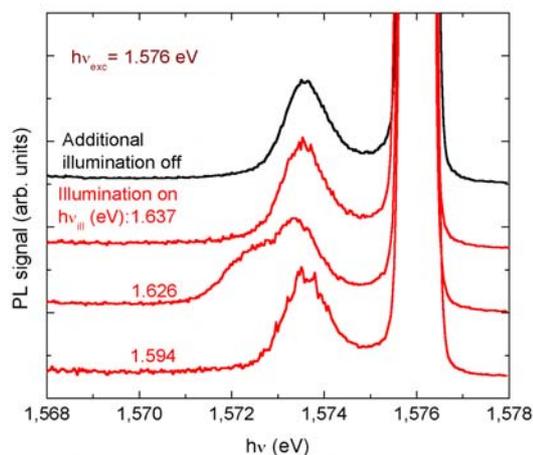


Рис 1. Влияние дополнительной подсветки на спектр резонансно возбуждаемой ФЛ в КЯ.

На рис. 2 показаны спектр ВФЛ трионов в КЯ (верхний спектр) и зависимость интенсивности трионной линии в спектре резонансно возбуждаемой люминесценции от энергии квантов подсветки. Видно, что области

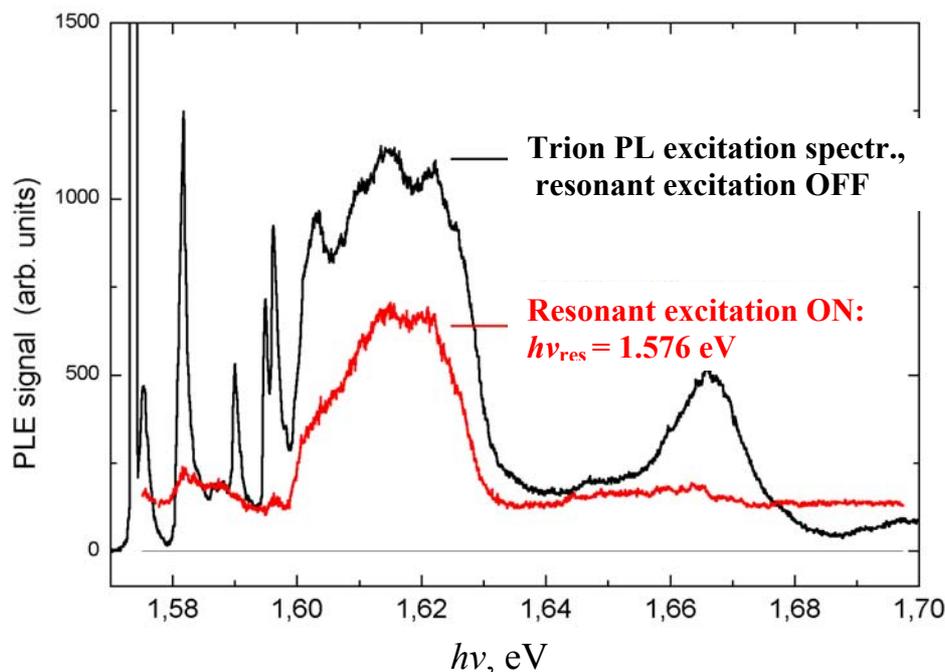


Рис 2. Спектр ВФЛ трионов в КЯ (верхний спектр) и зависимость интенсивности трионной линии в спектре резонансно возбуждаемой люминесценции от энергии квантов подсветки.

эффективного возбуждения трионов у этих спектров совпадают (полосы 1,60 – 1,63 эВ). Заметим, что при регистрации спектров ФЛ (рис. 1) и зависимости интенсивности трионной линии излучения от  $h\nu$  (рис. 2) использовалось синхронное детектирование с модуляцией лазерного пучка, излучением которого осуществлялось резонансное возбуждение экситонов в КЯ, а подсветка была стационарной. Таким образом, вклад в наблюдавшуюся трионную люминесценцию дают трионы, образовавшиеся при связывании экситонов, созданных резонансным возбуждением, с неравновесными носителями заряда (в данном случае с дырками), генерированными надбарьерной подсветкой и затем захваченными в КЯ.

Ранее нами была обнаружена сильная фотомодуляция РРРС в экситонной области спектра в КЯ при надбарьерной подсветке и высказано предположение, что эта фотомодуляция рассеяния связана с формированием трионов в КЯ [3]. В данной работе исследованы спектры фотомодуляции РРРС, возникающего при резонансном возбуждении экситонов и трионов. На рис. 3 эти спектры сопоставлены со спектрами ВФЛ экситонов и трионов. Сравнение показывает, что в области эффективного возбуждения трионов вследствие сильного уменьшения экситонного РРРС регистрируемый сигнал падает, тогда как в трионном резонансе сигнал при подсветке возрастает, в основном, благодаря возникновению РРРС (без надбарьерной подсветки РРРС на частоте трионного перехода отсутствует). По сути дела, результаты этого эксперимента дают прямое подтверждение

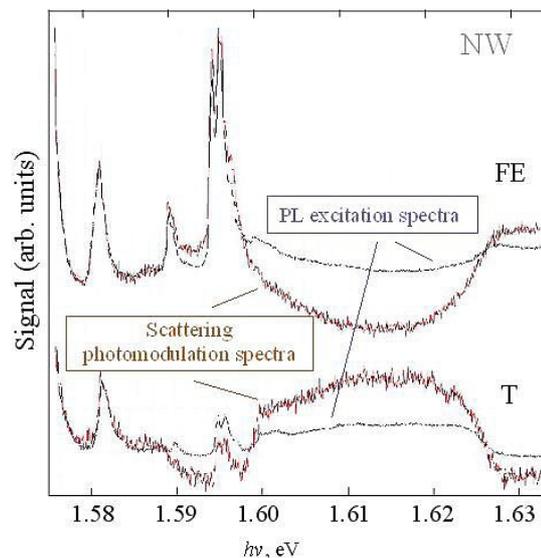


Рис. 3. Спектры ВФЛ и фотомодуляции РРРС экситонов (верхняя пара спектров) и трионов (нижняя) в КЯ.

справедливости приведенного выше предположения о природе фотомодуляции РРРС.

Результаты, описанные выше, были получены при температуре  $\approx 2$  К. Исследование температурных зависимостей спектров ФЛ и ВФЛ экситонов и трионов в КЯ показало, что с ростом температуры концентрация трионов в КЯ уменьшается с энергией активации близкой к энергии связи трионов (около 1 мэВ). При этом концентрация свободных экситонов вначале возрастает, а затем начинает уменьшаться вследствие их тепловой ионизации. Эти эффекты проявляются как в спектрах ФЛ, так и в спектрах ВФЛ, причем в последних при повышении

температуры исчезают все особенности, связанные с формированием трионов.

При резонансном возбуждении экситонов в КЯ были исследованы зависимости интенсивности люминесценции трионов от уровня надбарьерной подсветки излучением He-Ne лазера. Такая подсветка практически идентична подсветке в полосу эффективного возбуждения трионов. При увеличении мощности подсветки интенсивность трионной линии излучения вначале возрастала приблизительно по линейному закону, а затем выходила на насыщение. Такое поведение интенсивности линии люминесценции трионов качественно описывается простейшей кинетической моделью, учитывающей, что при накоплении в КЯ избытка носителей заряда какого-либо знака образуется потенциальный барьер, препятствующий движению одноименно заряженных носителей к КЯ, тогда как

противоположно заряженные носители втягиваются в КЯ возникшим электрическим полем.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-02-17328), Государственной программы поддержки научных школ и Программы Российской академии наук "Низкоразмерные квантовые структуры" (№ 8.7).

[1] Sibeldin, N.N., Skorikov, M.L., Tsvetkov, V.A., *Nanotechnology*, **12**, 591 (2001).

[2] Волков, О.В., Житомирский, В.Е., Кукушкин, И.В. и др., *Письма в ЖЭТФ*, **67**, 707 (1998).

[3] Сибельдин, Н.Н., Скориков, М.Л., Цветков, В.А., *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 732 (2002).

# Интенсивная фотолюминесценция Ge(Si) самоформирующихся островков, заключенных между слоями напряженного Si.

М.В. Шалеев<sup>1</sup>, А.В. Новиков<sup>1,2</sup>, А.Н. Яблонский<sup>1</sup>, О.А. Кузнецов<sup>3</sup>,  
Ю.Н. Дроздов<sup>1,2</sup>, Д.Н. Лобанов<sup>1</sup>, З.Ф. Красильник<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП–105, Нижний Новгород, Россия

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

<sup>3</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, 603950, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия  
e-mail: [shalеев@ipm.sci-nnov.ru](mailto:shalеев@ipm.sci-nnov.ru)

**Введение.** Интерес к Si/Ge гетероструктурам во многом обусловлен возможностью получения оптического сигнала от них в ближнем ИК диапазоне и создания на их основе оптоэлектронных устройств [1]. Однако как кремний, так и германий являются непрямозонными материалами, что в значительной мере осложняет задачу получения на их основе светоизлучающих устройств. Одним из путей решения данной проблемы может являться локализация носителей заряда в пределах малой области пространства, что позволит за счет определенности положения добиться сильной неопределенности по импульсу носителей заряда и, таким образом, получить переход без участия фонона. Одним из ранее предложенных вариантов является создание структуры, в которой напряженные Si и Si<sub>1-y</sub>Ge<sub>y</sub> слои встроены в релаксированный Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> (x < y) слой [2], что позволяет обеспечить эффективную локализацию носителей зарядов обоих знаков (2Δ – электронов в напряженном слое Si и дырок в напряженном Si<sub>1-y</sub>Ge<sub>y</sub> слое). Для структур данного типа наблюдалось существенное увеличение интенсивности бесфононного пика фотолюминесценции (ФЛ) [2]. Однако в структурах с квантовыми ямами возможна лишь двумерная локализация носителей заряда и, как следствие, присутствие большой вероятности рекомбинации на дислокациях. Также, из-за рассогласования кристаллических решеток используемых материалов невозможно достичь толщин напряженных слоев, необходимых для отсутствия квантово-размерных эффектов, которые препятствуют достаточной локализации носителей заряда в слоях. Одним из путей решения данной проблемы может являться создание Ge/Si гетероструктуры с Ge(Si) самоформирующимися островками, заключенными между напряженными Si (ε-Si) слоями, которые, в свою очередь, сформированы на релаксированном буферном слое Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si(001) (далее – Ge(Si)/ε-Si островки). Данный тип структуры может обладать рядом преимуществ как по отношению к вышеописанной структуре с напряженными

квантовыми ямами (трехмерная локализация носителей заряда, отсутствие рекомбинации на дислокациях, возможность как наличия, так и отсутствия квантово-размерных эффектов), так и по отношению к структурам с Ge(Si) самоформирующимися островками выращенными на Si(001) (далее – Ge(Si)/Si островки). Известно, что интенсивность сигнала ФЛ от структур с Ge(Si)/Si островками не велика. Одной из возможных причин низкой интенсивности сигнала ФЛ в GeSi/Si(001) гетероструктурах с самоформирующимися островками является слабая локализация электронов вблизи островков [3], которая может быть увеличена за счет встраивания островков между ε-Si слоями, которые будут являться эффективными потенциальными ямами для локализации электронов [4]. Схематическое изображение дизайна структуры, которая может быть сформирована на релаксированном гладком SiGe/Si(001) буферном слое, представлено на рис. 1а, а схема зонной диаграммы при выбранном дизайне – на рис. 1б.

В данной работе представлены результаты исследования ФЛ Ge(Si) самоформирующихся островков, заключенных между ε-Si слоями, полученными на релаксированных буферных слоях Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si(001) (x ~ 25 %). Показана возможность эффективного управления положением пика ФЛ за счет изменения толщин ε-Si слоев над и под островками. Обнаружено существенное (на порядок) увеличение интенсивности сигнала ФЛ по сравнению с сигналом ФЛ от Ge(Si)/Si островков, обусловленное наличием эффективных потенциальных ям для локализации электронов, образованных ε-Si слоями.

**Методика эксперимента.** Для формирования структур были использованы «искусственные подложки» [5] на основе релаксированных градиентных (градиент доли Ge 5 ÷ 10 % / мкм) Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si(001) буферных слоев, выращенных методом гидридной газофазной эпитаксии (ГФЭ) при атмосферном давлении. С целью уменьшения шероховатости поверхности выращенные SiGe буферные слои

подвергались химико-механическому полированию (ХМП). По данным атомно-силовой микроскопии (АСМ) среднеквадратичная шероховатость поверхности релаксированных буферных слоев, подвергшихся ХМП, была сравнима с шероховатостью исходных подложек Si(001).

Структуры с Ge(Si) островками на полученных релаксированных буферных слоях SiGe, были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Сформированные структуры состояли (рис. 1а) из ненапряженного SiGe слоя с содержанием Ge, соответствующим содержанию Ge в верхнем слое GeSi буфера, напряженного слоя Si толщиной  $d_1^{Si} = 1 \div 3$  нм, на котором формировались Ge(Si) островки (рис. 1а). Островки были получены осаждением Ge эквивалентной толщиной  $d_{Ge} = 7 - 11$  монослоев (МС) ( $1 \text{ МС} \approx 0.14$  нм). В структурах для исследования спектров ФЛ Ge(Si) островки зарацивались еще одним напряженным Si слоем толщиной  $d_2^{Si} = 1 \div 3$  нм и ненапряженным SiGe покровным слоем (рис. 1а).

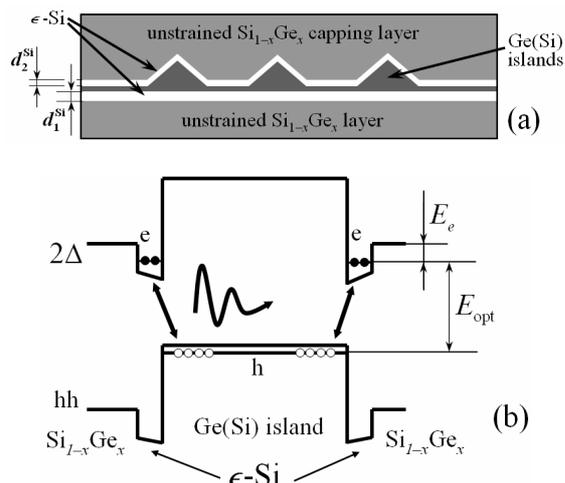


Рис. 1. (а) Схематическое изображение гетероструктуры с Ge(Si) самоформирующимися островками, заключенными между  $\epsilon$ -Si слоями.  $d_1^{Si}$  – толщина  $\epsilon$ -Si под островками,  $d_2^{Si}$  – над островками.

(б) Схематическое изображение зонной диаграммы структур с Ge(Si) самоформирующимися островками, заключенными между  $\epsilon$ -Si слоями. Обозначения приведены в тексте.

АСМ исследования морфологии поверхности структур с Ge(Si)/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> самоформирующимися островками были выполнены на атомно-силовом микроскопе Solver PRO с использованием бесконтактной моды. Для регистрации спектров ФЛ применялся Фурье-спектрометр BOMEM DA3.36 с охлаждаемыми Ge и InSb

детекторами. Для возбуждения сигнала ФЛ использовался HeCd ( $\lambda = 325$  нм) лазер. Малая глубина проникновения излучения данного лазера ( $\alpha \sim 10^6 \text{ см}^{-2}$ ) в Si позволяет наблюдать в спектрах ФЛ структур, сформированных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях, лишь сигнал от активной области структуры [6]; при этом дислокационная составляющая, обусловленная релаксированным SiGe буфером, спектрах отсутствует.

**Результаты и их обсуждение.** АСМ исследования структур с Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si самоформирующимися островками показали, что однородный по размерам массив куполообразных островков может быть сформирован при эквивалентной толщине осажденного Ge слоя  $d_{Ge} \approx 11$  МС (рис. 2). При меньшем количестве осажденного Ge ( $d_{Ge} \approx 7 - 8$  МС) на поверхности кроме куполообразных островков присутствуют также и пирамидальные островки, что приводит к большому разбросу по размерам между островками в массиве. В данной работе для исследования спектров ФЛ использовались структуры, в которых однородный массив островков был образован при 650 °C осаждением Ge слоя с эквивалентной толщиной  $d_{Ge} \approx 11$  МС.

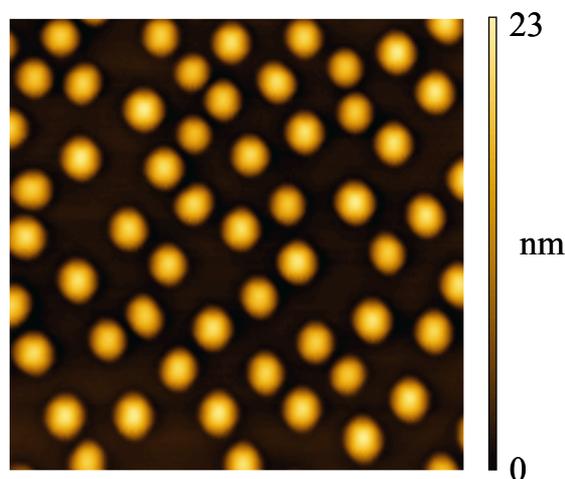


Рис. 2. АСМ снимок поверхности структуры с Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si самоформирующимися островками, выращенными при температуре осаждения Ge 650 °C ( $d_{Ge} = 11$  МС). Размер снимка  $1 \times 1$  мкм<sup>2</sup>.

В спектрах ФЛ структур с Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si самоформирующимися островками наблюдается пик ФЛ в области 0.6 – 0.8 эВ. Данный пик связан [3] с непрямым в реальном пространстве оптическим переходом между дырками, находящимися в Ge(Si) островках, и электронами, локализованными в  $\epsilon$ -Si слоях над и под островками (рис. 1б). При использовании для возбуждения спектров ФЛ HeCd лазера с малой глубиной поглощения в Si [7] в спектрах

ФЛ присутствует лишь сигнал от Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si островков и отсутствует дислокационная составляющая, обусловленная наличием SiGe релаксированного буферного слоя [6, 7]. На рис. 3 представлены спектры ФЛ структур с Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si самоформирующимися островками. Данные структуры отличались толщинами  $\epsilon$ -Si слоев над и под островками. Сами Ge(Si) островки, заключенные между  $\epsilon$ -Si прослойками, во всех структурах имели идентичные параметры, так как были сформированы при одинаковых ростовых условиях (температура, скорость осаждения Ge). При уменьшении толщин  $\epsilon$ -Si слоев над и под островками с  $d_1^{\text{Si}} = d_2^{\text{Si}} = 3$  нм до  $d_1^{\text{Si}} = d_2^{\text{Si}} = 1$  нм положение пика ФЛ от Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si островков смещается в область больших энергий (рис. 3). Данное смещение связано с тем, что при уменьшении толщин  $\epsilon$ -Si слоев происходит выталкивание уровня размерного квантования электронов в  $\epsilon$ -Si слоях ко дну зоны проводимости SiGe слоя (см. рис. 1b). Смещение уровня приводит к увеличению энергии непрямого оптического перехода и наблюдаемому смещению положения пика ФЛ в область больших энергий. Обнаруженное смещение положения пика ФЛ, обусловленное только изменением толщин  $\epsilon$ -Si слоев над и под островками, является подтверждением модели непрямого оптического перехода между дырками, находящимися в островках, и электронами, локализованными в  $\epsilon$ -Si слоях [3]. Таким образом, изменяя толщины  $\epsilon$ -Si слоев над и под островками можно эффективно управлять положением пика ФЛ от структур данного типа.

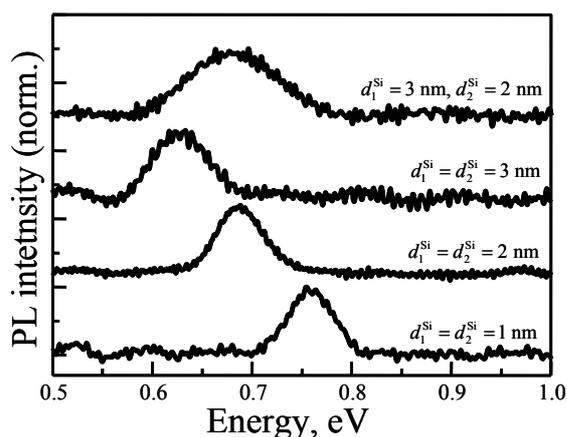


Рис. 3. Спектры ФЛ ( $T = 77$  К, InSb детектор) структур с Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si островками, сформированными при  $650^\circ\text{C}$  ( $d_{\text{Ge}} = 11$  МС). Толщины  $\epsilon$ -Si слоев приведены на рисунке.

Для сопоставления с экспериментальными данными были проведены расчеты зонной диаграммы структур с Ge(Si) самоформирующимися островками,

заключенными между  $\epsilon$ -Si слоев. Дизайн зонной структуры представлен на рис. 1b. Были рассчитаны изменение положения уровня электронов  $\Delta E_e$  в  $\epsilon$ -Si слоях и изменение энергии непрямого оптического перехода  $\Delta E_{\text{opt}}$  при изменении толщин  $\epsilon$ -Si слоев над и под островками. Положение уровня дырок в островках во всех случаях было одинаково, так как во всех исследуемых структурах островки имели идентичные параметры. Расчеты показали, что при увеличении толщин  $\epsilon$ -Si слоев над и под островками с  $d_1^{\text{Si}} = d_2^{\text{Si}} = 1$  нм до 2 нм положение уровня размерного квантования электронов должно смещаться на величину  $\Delta E_e = 50$  мэВ, а при увеличении  $d_1^{\text{Si}} = d_2^{\text{Si}}$  с 2 нм до 3 нм на  $\Delta E_e = 20$  мэВ. Соответственно на такие же величины должна уменьшаться энергия непрямого оптического перехода  $E_{\text{opt}}$  при увеличении толщин  $\epsilon$ -Si слоев. Экспериментально наблюдаемые (рис. 3) смещения положения пика ФЛ, а, соответственно, уменьшения энергии непрямого оптического перехода при увеличении толщин  $\epsilon$ -Si слоев составляют  $\Delta E_{\text{opt}}^{\text{exp}} = 70$  мэВ и 60 мэВ при увеличении  $d_1^{\text{Si}} = d_2^{\text{Si}}$  с 1 нм до 2 нм и с 2 нм до 3 нм соответственно. Количественные расхождения данных теоретических расчетов с результатами экспериментов можно связать с уменьшением толщины  $\epsilon$ -Si слоев над и под островками при росте структуры из-за диффузии. Хорошее согласие экспериментальных и теоретических результатов получается при предположении, что реальная толщина  $\epsilon$ -Si слоев на 0.5 нм меньше осажденной.

При сравнении положения сигнала ФЛ от Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si и Ge(Si)/Si островков было обнаружено, что пик ФЛ от Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si островков смещен в область меньших энергий по сравнению с пиком ФЛ от Ge(Si)/Si островков, что обусловлено наличием эффективных потенциальных ям для электронов, образованных  $\epsilon$ -Si слоями [8], и увеличением содержания Ge в Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si островках по сравнению с Ge(Si)/Si островками [9].

В спектре ФЛ структуры с Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si самоформирующимися островками, заключенными между  $\epsilon$ -Si слоями различной толщины  $d_1^{\text{Si}} = 3$  нм,  $d_2^{\text{Si}} = 2$  нм наблюдается широкий пик ФЛ (рис. 3). Большая ширина данного пика ФЛ ( $\sim 100$  мэВ) по сравнению с пиками ФЛ от структур, в которых  $d_1^{\text{Si}} = d_2^{\text{Si}}$  ( $\sim 55$  мэВ), обусловлена наличием в данном спектре двух пиков, соответствующих рекомбинации носителей заряда в областях над и под островками. Данные пики разнесены по энергии из-за различающихся толщин  $\epsilon$ -Si слоев, а, соответственно, и различных положений уровней электронов в  $\epsilon$ -Si над и под островками.

На рис. 4 приведены спектр ФЛ Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si островков и спектр структуры с Ge(Si)/Si островками, для которой наблюдалась максимальная среди выращенных нами структур интенсивность сигнала ФЛ. Интенсивность сигнала ФЛ от Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si островков на порядок превосходит интенсивность сигнала ФЛ от Ge(Si)/Si островков. Значительное увеличение интенсивности сигнала ФЛ от Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si островков связывается с эффективной локализацией электронов в ямах, образованных  $\epsilon$ -Si слоями над и под островками.

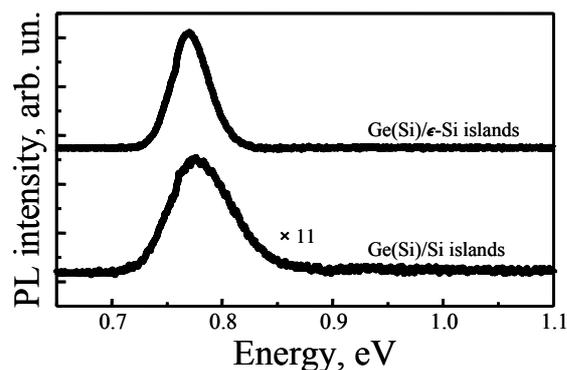


Рис. 4. Спектры ФЛ ( $T = 77$  К, Ge детектор) структур с Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si и Ge(Si)/Si островками.

**Выводы.** В работе исследована фотолуминесценция структур с Ge(Si) самоформирующимися островками, заключенными между  $\epsilon$ -Si слоями. В спектрах исследованных структур обнаружен пик ФЛ, который связывается с непрямым в реальном пространстве оптическим переходом между дырками, находящимися в Ge(Si) островках, и электронами, локализованными в  $\epsilon$ -Si слоях над и под островками. Продемонстрирована возможность эффективно управлять положением пика ФЛ от Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si самоформирующихся островков за счет изменения только толщины  $\epsilon$ -Si слоев над и под островками. Обнаружено увеличение на порядок интенсивности сигнала ФЛ от Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si островков по сравнению с островками, выращенными на Si(001) подложках.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-17336-а), Рособразования (проект РНП.2.1.1.1370), программы BRNE (проект Y1 P-01-05) и программ Российской АН.

[1] D.J. Paul, *Semicond. Sci. Technol.*, **19**, R75 (2004).  
 [2] N. Usami, F. Issiki, D.K. Nayak, Y. Shiraki, and S. Fukatsu, *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 524 (1995).  
 [3] В.Я. Алешкин, Н.А. Бекин, Н.Г. Калугин, З.Ф. Красильник, А.В. Новиков, В.В. Постников, Х. Сейрингер, *Письма в ЖЭТФ*, **67**(1), 46 (1998).

[4] F. Schaffler, *Semicond. Sci. Technol.*, **12**, 1515 (1997).  
 [5] Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, О.А. Кузнецов, А.В. Новиков, В.А. Перевошиков, М.В. Шалеев, *Микроэлектроника*, **34**(4), 1 (2005).  
 [6] N. Usami, K. Leo, Y. Shiraki, *J. Appl. Phys.*, **85**(4), 2363 (1999).  
 [7] A. Dargys and J. Kundrotas, in *Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP* (Science and Encyclopedia, Vilnius, Lithuania, 1994), pp. 97–103.  
 [8] M.V. Shaleev, A.V. Novikov, A.N. Yablonskiy, Y.N. Drozdov, D.N. Lobanov, Z.F. Krasilnik, O.A. Kuznetsov, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 011914 (2006).  
 [9] Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, О.А. Кузнецов, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, *ФТП*, **40**(2), 235 (2006).

# Низкотемпературная магнито– и магнито-резонансная силовая микроскопия

А.П. Володин

Katholieke Universiteit Leuven, Celestijnenlaan 200 D, B-3001 Leuven, Belgium

e-mail: [Alexander.Volodin@fys.kuleuven.be](mailto:Alexander.Volodin@fys.kuleuven.be)

Наиболее яркие и впечатляющие результаты, полученные с помощью сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ), такие как манипуляция атомами, визуализация стоячих электронных волн и квантов магнитного потока, а также недавнее детектирование спина отдельного электрона [1] оказались возможны благодаря использованию низких температур. Кроме существенного улучшения качества работы СЗМ низкие температуры необходимы для исследования специфических свойств материалов, таких как сверхпроводимость, магнитные обменные взаимодействия и фазовые переходы. Особое место среди СЗМ занимают приборы с магнитными силовыми зондами: магнитно-силовой микроскоп (МСМ) [2] и магнито-резонансный силовой микроскоп (МРСМ) [3].

Ключевой элемент МСМ и МРСМ - высокочувствительный механический датчик-детектор магнитных сил (МД). В подавляющем большинстве случаев МД представляет собой тонкую пластину микронных размеров – кантилевер с микроскопической иглой-магнитом на конце. Сила, действующая на иглу, детектируется по изменению параметров возбужденных колебаний кантилевера. Минимальная детектируемая сила

$$F_{\min} \sim \sqrt{C_L \cdot k_B \cdot T / f \cdot Q}, \quad (\text{где } C_L -$$

механическая жесткость кантилевера,  $f$  и  $Q$  - соответственно частота и добротность его колебаний,  $k_B$  - постоянная Больцмана), определяется амплитудой тепловых колебаний при данной температуре  $T$ . Очевидно, что с понижением температуры тепловые колебания затухают и как следствие - возрастает термодинамический предел чувствительности МД. Следует отметить, что низкие температуры существенно улучшают работу и стабильность прибора (МСМ и МРСМ) в целом: практически исчезает термический дрейф всех его компонентов, практически останавливаются химические процессы на поверхности образца.

Низкотемпературные системы регистрации колебаний кантилевера (см. Рис.1) заметно отличается от традиционных систем с использованием отражения лазерного луча кантилевером.

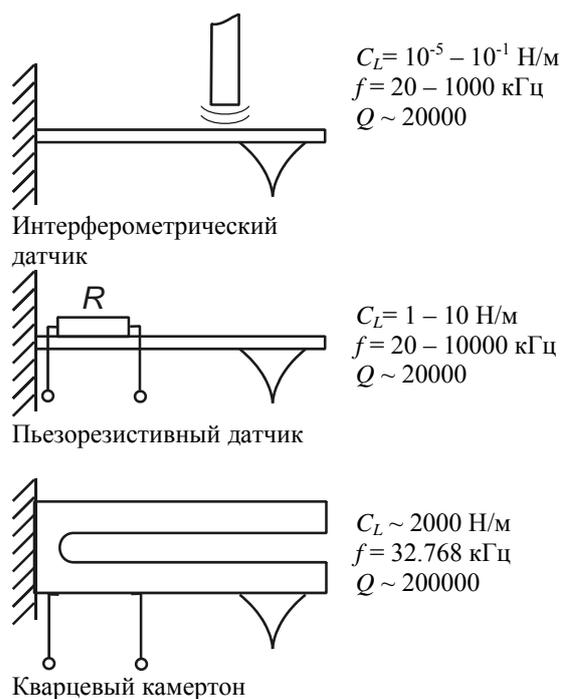


Рис.1 Сравнительные характеристики механических датчиков магнитных сил, используемых в низкотемпературных СЗМ, ( $T \sim 4.2\text{K}$ ).

Наиболее эффективна и одновременно наиболее сложна в реализации волоконно-оптическая интерференционная система регистрации [4]. По сути это - известная схема волоконно-оптического интерферометра Фабри-Перо. В датчике этого типа интерференция происходит на частично отражающем скеле световолокна и отражающей поверхности самого кантилевера. Излучение лазерного диода вводится в волоконный световод с ответвителем. При этом часть излучения отражается от торца волоконного световода, а другая его часть высвечивается, отражается от зонда и возвращается обратно в световод. Луч, отраженный от торца волоконного световода, интерферирует с лучом, отраженным от кантилевера, и фотоприемником регистрируется интенсивность излучения, изменяющаяся периодически в зависимости от расстояния между торцом световода и зондом.

Световод подводится к датчику системой трёхкоординатного позиционирования, обычно приводимой в действие тремя пьезоинерционными линейными двигателями [5]. Механическая подставка интерферометра-датчика необходима для компенсации перемещений, вызванных термическими эффектами при охлаждении прибора. Значительная сложность конструкции оправдывается тем, что низкотемпературный МД с оптическим детектированием в полной мере реализует такое важное достоинство использования низких температур, как существенное повышение чувствительности.

Очевидно, что при прочих равных условиях, большую чувствительность можно получить, используя кантилевер с меньшей механической жесткостью  $C_L$ . Следует отметить, что лишь МД с интерференционно-оптическим детектированием не накладывает никаких принципиальных ограничений на толщину кантилевера. А этот геометрический параметр, в основном и задает его механическую жесткость.

Рекордная чувствительность была достигнута в Калифорнийском центре ИБМ [6]. Кремниевый кантилевер толщиной всего 60 нм имел чувствительность к силам величиной в несколько аттоньютон (10<sup>-18</sup> Н) в полосе частот 1 Гц. Столь высокая чувствительность, могущая реализоваться лишь при низкой температуре, оказалась достаточной, чтобы зарегистрировать индивидуальный спин электрона при использовании подобного кантилевера в МРСМ [1]. Неспаренные электронные спины (парамагнитные центры) были созданы в образце SiO<sub>2</sub>  $\gamma$ -облучением. При температуре 1.6 К регистрировался очень слабый, однако вполне измеримый сигнал магнито-резонансного силового взаимодействия субмикронной магнитной иглы из SmCo, смонтированной на конце кантилевера с индивидуальными спинами находящимися на глубине до 100 нм.

Усложнения механической конструкции можно избежать, используя так называемые "самодетектирующие" МД. Такому МД не требуется никакая внешняя измерительная система и, соответственно, - не нужны дополнительные элементы юстировки. Пьезоэлектрический или, чаще используемый, пьезорезистивный [7] эффекты обуславливают работу "самодетектирующих" МД. К счастью для разработчиков, оказалось, что сам кремний, высокотехнологичный материал идущий на изготовления большинства кантилеверов, обладает выраженным пьезорезистивным эффектом. При возникновении упругих механических напряжений в кремниевой пластине возрастает её электрическое сопротивление.

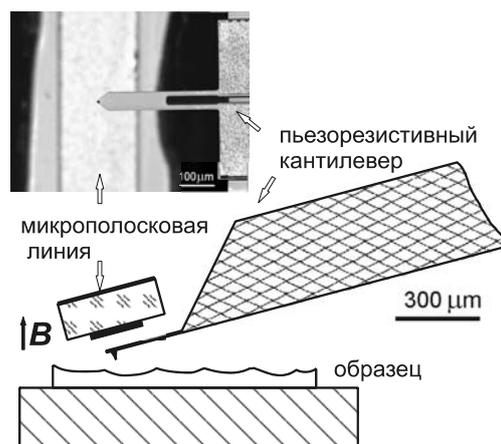


Рис. 2 Пьезорезистивный механический детектор МРСМ [8]. В присутствии градиента создаваемого иглой статического поля дополнительное радиочастотное поле микрополосковой линии инициирует магнитный резонанс в образце.

Пьезорезистивный МД, показанный на Рис. 2, внешне напоминает стандартный кантилевер с оптическим детектированием. Отличие - электрические контакты, обеспечивающие измерение изменений электрического сопротивления зонда при его изгибании. Хотя относительные изменения и невелики, всего лишь порядка 10<sup>-6</sup> при изгибе кантилевера на 1 Å, они - вполне регистрируемы мостовыми электронными схемами. Достоинство пьезорезистивного МД - несомненно: это - простота реализации при низких температурах [9]. К сожалению, есть и серьёзный недостаток "самодетектирующих" МД - их ограниченная чувствительность. Дело в том, что для большей величины пьезорезистивного отклика кантилевер должен быть достаточно жестким, чтобы в нем возникли заметные механические напряжения. А это, очевидно, противоречит условию минимизации жесткости  $C_L$ . Однако, эффективная оптимизация "самодетектирующих" МД и систем регистрации их силовых откликов все же позволяет практически достичь термодинамического предела чувствительности и получить отличные изображения таких субтильных магнитных объектов, как вихревые линии квантованного магнитного потока [10]. Более того, пьезорезистивный МД удалось применить даже в МРСМ при детектировании, относительно интенсивного сигнала ферромагнитного резонанса. Измерялось пространственное распределение сигнала ферромагнитного резонанса в микроструктурированных слоях Co/CoO с характерным обменным смещением, проявляющимся при низких температурах [11].

Кварцевый камертон, который практически мы все носим на руке в составе электронных часов, является типовым и самым дешёвым представителем пьезоэлектрических МД низкотемпературных силовых сканирующих микроскопов [12]. Конечно, для такого применения камертона его необходимо снабдить острой магнитной иглой. Основными детектируемыми параметрами камертона являются частота или фаза его собственных колебаний. Чрезвычайно высокая механическая добротность (см. Рис.1) не позволяет, однако, использовать кварцевый камертон в полной мере как эффективный силовой датчик в низкотемпературных МСМ. Виной тому - значительная механическая жёсткость камертона, превышающая 1000 Н/м. Тем не менее, в ряде случаев, в которых приоритетны не высокая чувствительность, а простота и минимальное энерговыделение, (например, при работе МСМ в милли-кельвинном диапазоне температур), использование кварцевого камертона оправдано [13]. Гораздо более перспективно применение кварцевого камертона в качестве датчика близости поверхности, например, для обеспечения работы сканирующего микроскопа с холловским датчиком или сканирующего микроскопа со сверхчувствительным квантово-интерферометрическим датчиком магнитного поля.

Низкотемпературные варианты МРСМ, включающие такие виды магнитного резонанса как парамагнитный, ферромагнитный и ядерный, потенциально применимы практически ко всем материалам. Объекты же МСМ - в основном материалы, тем или иным способом проявляющие низкотемпературный магнетизм. К таковым относятся магнитные полупроводники группы III-V, такие как (Ga, Mn)As. Они обладают многообещающим сочетанием хорошо известной высокой функциональности полупроводников со свойствами ферромагнитных материалов [14]. Поскольку температура фазового перехода этих материалов в ферромагнитное состояние находится в области криогенных температур (9К – 77К), использование низкотемпературных МСМ для визуализации доменных структур представляется несомненно полезным.

Интереснейшие проявления низкотемпературного магнетизма встречаются у сверхпроводников, характеризующихся полным отсутствием электрического сопротивления и, следовательно, являющимися идеальными диамагнетиками. И здесь МСМ с его высоким пространственным разрешением – практически незаменим. Он позволяет получить как практически важную информацию о распределении сверхпроводящей фазы и токов в новых материалах [15] так и фундаментальные

сведения о микроструктуре сверхпроводящего состояния [16].

Визуализация абрикосовских вихрей в сверхпроводниках стала самым ярким результатом применения МСМ к исследованию сверхпроводящих материалов [17]. Магнитное поле проникает в сверхпроводник в виде тонких нитей, каждая из которых в точности соответствует кванту магнитного потока  $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-7}$  Э·см<sup>2</sup>. Поскольку между нитями действуют силы отталкивания, они формируют своеобразную двумерную решётку. Квантованные нити магнитного потока называются абрикосовскими вихрями, а образуемая ими решётка - решёткой Абрикосова.

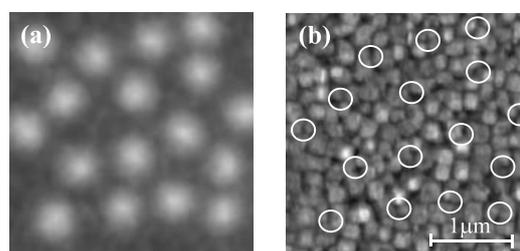


Рис.3 МСМ-изображение вихревой структуры в плёнке ВТСП состава  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (а), и топографическое изображение того же участка поверхности (б).

Уже в ранних экспериментах по МСМ-изображению вихревых структур [17] была продемонстрирована возможность манипуляции вихрями и даже рождения отдельных вихрей самим зондом МСМ. Очевидно, что если магнитный зонд при сканировании будет перемещать вихревую нить вдоль поверхности, трудно ожидать получения качественных изображений вихревой решетки. Адекватное МСМ-изображение вихревой структуры можно получить, если вихревые нити уже закреплены, например, зацеплены за структурные дефекты образца. Используя при этом способность МСМ работать также в режиме атомно-силового микроскопа, т. е. получать топографическое изображение поверхности, представляется вполне реальным найти отдельные дефекты, ответственные за закрепление вихревой линии, или, как говорят, определить центры пиннинга вихрей. Подобные исследования проведены как для высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) состава  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [18] так и для классического Nb [19, 20]. Центрами пиннинга вихрей в обоих случаях оказались границы зёрен пленок, однако природа пиннинга – различна. На Рис.3(а) представлено МСМ-изображение вихревой структуры в плёнке ВТСП, а на Рис.3(б) топографическое изображение того же участка поверхности. Из сопоставления изображений

ясно, что центрами пиннинга вихрей в данном случае являются границы зёрен плёнки ВТСП.

Существенно ослабить "разрушающее" действие магнитного зонда МСМ можно лишь уменьшив его магнитный дипольный момент. Так, использование составного тонкоплёночного покрытия из магнитного слоя Со и немагнитного Аи уменьшило собственное магнитное поле зонда в десятки раз [10]. Последнее обстоятельство позволило получить МСМ-изображение гексагональной абрикосовской решетки в сверхпроводнике NbSe<sub>2</sub> [21]. Коллективного действия слабых центров пиннинга вихрей оказалось достаточным, чтобы противостоять движущему полю зонда МСМ.

Продемонстрированная совсем недавно способность МРСМ регистрировать отдельные электронные спины с разрешением 25 нм [1] показывает не только возможность получения субповерхностных магнито-резонансных изображений. Методика может быть в недалеком будущем распространена для манипуляций спиновыми кубитами при обработке квантовой информации в так называемом «квантовом компьютере». К тому же и регистрация индивидуальных спинов – не предел. В программе группы «инженерия квантовых систем» Вашингтонского университета вполне серьёзно рассматривается возможность регистрации с помощью МРСМ индивидуальных ядерных спинов [22], что потребует дальнейшего более чем тысячекратного увеличения чувствительности прибора.

[1] Rugar D., Budakian R., Mamin H. J., and Chui B. W., *Nature* **430**, 329 (2004).

[2] Koblischka M. R., Hartmann U., *Ultramicroscopy*, **97**, 103 (2003).

[3] Suter A., *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*, **45** 239 (2004).

[4] Albrecht T., Grutter P., Rugar D., and Smith D., *Ultramicroscopy* **42–44**, 1638 (1992).

[5] <http://www.attocube.de/nanoSCOPY/AFM/>

[6] Stowe T. D., Yasumura K., Kenny T. W., Botkin D., Wago K., Rugar D., *Appl. Phys. Lett.* **71**, 288 (1997).

[7] Tortonese M., Barrett R. C., and Quate C. F., *Appl. Phys. Lett.* **62**, 834 (1993).

[8] Volodin A., Buntinx D., Brems S., Van Haesendonck C., *Rev. Sci. Instrum.*, **76**, 063705 (2005).

[9] Yuan C. W., Batalla E., Zacher M., de Lozanne A. D., Kirk M. D., and Tortonese M., *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1308 (1994).

[10] Volodin A., Temst K., Van Haesendonck C., and Bruynseraede Y., *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, 4468 (2000).

[11] Volodin A., Buntinx D., Brems S., Van Haesendonck C., *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5935 (2004).

[12] Edwards H., Taylor L., Duncan W., and Melmed A. J., *J. Appl. Phys.* **82**, 980 (1997).

[13] Seo Y., Cadden-Zimansky P., Chandrasekhar V., *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 103103 (2005).

[14] Dietl T., *Semicond. Sci. Technol.*, **17**, 377 (2002).

[15] Kral F., Perednis D., Huey B., Bonnell D. A., Kosterz G., and Gauckler L. J., *Adv. Mater.*, **10**, 1442 (1998).

[16] Coffey M., *Int. J. of Engineering Science*, **36**, 1493 (1998)

[17] Moser A. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 1847 (1995).

[18] Volodin A., Temst K., Van Haesendonck C., and Bruynseraede Y., Montero M. I., Schuller I. K., Dam B., Gressen R., *Physica C*, **369**, 165 (2002).

[19] Volodin A., Temst K., Van Haesendonck C., and Bruynseraede Y., Montero M. I., Schuller I. K., *Europhys. Lett.*, **58**, 582 (2002).

[20] Roseman M., Grutter, P., *Appl. Surface Science*, **188** 416 (2002).

[21] Volodin A., Temst K., Van Haesendonck C., and Bruynseraede Y., *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1134 (1998).

[22] <http://courses.washington.edu/goodall/MRFM/>

# Поляритонные эффекты в фотонных кристаллах

С.Г.Тиходеев

Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, Москва, Россия  
e-mail: [tikh@gpi.ru](mailto:tikh@gpi.ru)

Поляритонные эффекты возникают в фотонных кристаллах (то есть в структурах с периодически пространственно-модулированной диэлектрической проницаемостью) в случае, когда имеются взаимодействующие электронные и фотонные резонансы. Исторически первыми были рассмотрены экситон-поляритонные резонансы в полупроводниковых структурах [1]. Однако в последнее время наибольший интерес исследователей стали привлекать плазмон-поляритонные фотонные кристаллы [2,3]. Наличие в таких системах с наноструктурированными металлами как локализованных, так и распределенных электронных оптически-активных поляритонных резонансов создает чрезвычайно разнообразные и интересные возможности для управления их оптическими свойствами.

В последнее время интерес к таким системам подогревается также возможностью [3,5] осуществления в них одновременно  $\epsilon < 0$  и  $\mu < 0$ , то есть, отрицательности показателя преломления [6] – в оптическом диапазоне частот. Основная идея здесь – создавать различные металл-диэлектрические наноструктурированные решетки (т.н. *метаматериалы*) с периодом много меньше оптической длины волны, с нетривиальным эффективным оптическим откликом.

Доклад посвящен анализу оптических свойств метаматериалов с плазмон-поляритонными резонансами. Будет проведен критический разбор литературы, в том числе и ошибочных работ (в связи с популярностью темы таковые, к несчастью, имеются). Для теоретического анализа будет использоваться метод матрицы рассеяния [7,4,8]. Будут проанализированы оптические свойства метаматериалов вблизи резонансов, в том числе поведение эффективных  $\epsilon(\omega, \mathbf{k})$  и  $\mu(\omega, \mathbf{k})$ . Теоретические результаты будут проиллюстрированы на многих примерах интересных металл-диэлектрических структур.

Один из примеров – решетка металлических нанонитей и нанослой металла, разделенные тонким диэлектриком [9], – проиллюстрирован на рис.1. Оптические резонансы в такой структуре в длинноволновом пределе  $d \ll \lambda$  ( $d$  – период) возникают вследствие связи локализованных плазмонов в нанонитях с распределенными

плазмонами в металлическом нанослое. Пространственные распределения электромагнитных полей при резонансных частотах, показанные на рис.2, делают это очевидным – например, отметим характерное дипольное распределение электрического поля на верхней панели рис.2. Что касается распределения магнитного поля (см. на нижней панели рис. 2), его пространственная локализация и значительное резонансное усиление  $H_{\max} \sim 10$  (в единицах магнитного поля падающей волны вдали от структуры) означает, по меньшей мере, сильную магнито-активность структуры на оптических частотах.

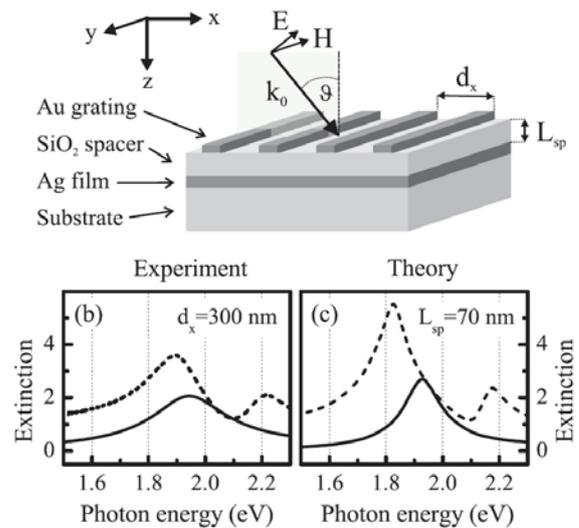
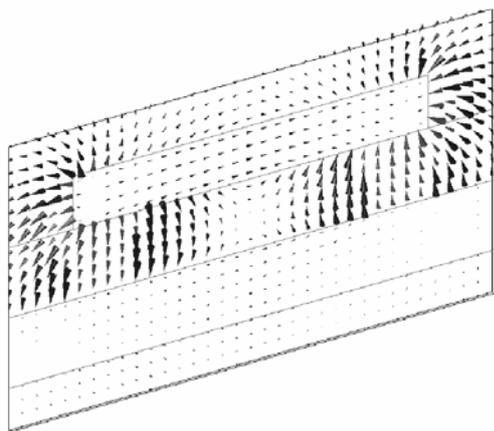


Рис.1 Пример структуры, в которой возникают связанные локализованные и распределенные плазмон-поляритонные резонансы (схема наверху). Внизу показаны измеренные и рассчитанные спектры экстинкции ( $-\ln T$ ,  $T$  – коэффициент пропускания) для структуры с 70 нм диэлектрическим слоем между металлическими нитями и пленкой, для нормального падения света поляризованного поперек нитей ( $E \perp OY$ ). Поперечные размеры золотых нитей  $15 \text{ нм} \times 100 \text{ нм}$ , толщина серебряной пленки – 20 нм.

$$\omega = 1408.0 \text{ meV}, t/T = 0.064, \eta = 72.6, E_{\text{max}} = 20.7$$



$$\omega = 1408.0 \text{ meV}, t/T = 0.295, \eta = 31.0, H_{\text{max}} = 9.0$$

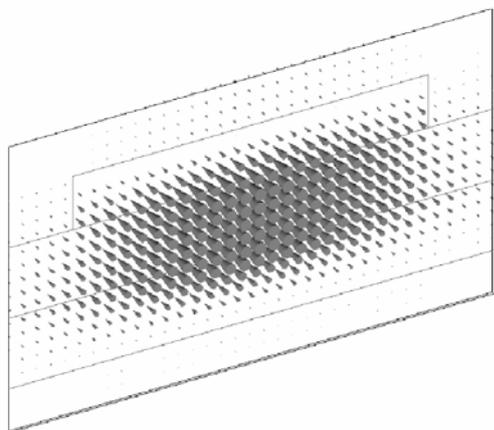


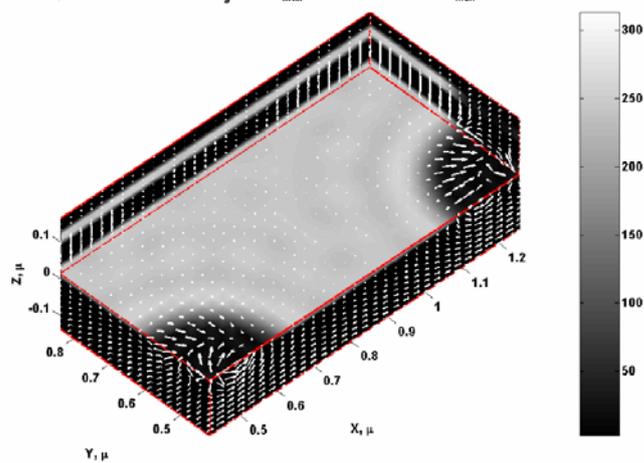
Рис.2 Рассчитанные локальные распределения электрического (наверху) и магнитного полей в структуре, показанной на рис.1, с толщинами металлических нитей 15 нм, диэлектрического и металлического слоев – 20 нм и периодом 300 нм. Распределения полей показаны для резонансной частоты и в момент времени, когда соответствующее поле в показанной области максимально. Поля показаны конусами; серые конусы на верхнем рисунке сжаты в 2 раза (по сравнению с черными). Сплошные линии показывают поперечное сечение структуры.

Другой пример – система перфорированных металлических (золотых) нанослоев, разделенных диэлектрическим ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) нанослоем [5] – проиллюстрирован на рис.3. Осуществление режима  $\epsilon < 0$  и  $\mu < 0$  в такой системе в области резонанса вблизи  $\lambda \sim 2$  мкм и было продемонстрировано недавно в работе [5].

Некоторое представление о необычности свойств структуры вблизи этого резонанса можно получить, рассматривая рассчитанное распределение вектора Пойнтинга внутри структуры (рис.4). Дело в том, что свет падает снизу, под углом  $10^\circ$ , в положительном направлении оси  $OX$ , чему отвечает положительное

направление векторов Пойнтинга под нижней металлической пленкой. Однако внутри структуры вектор Пойнтинга оказывается ориентирован противоположно: вдоль отрицательного направления  $OX$ . Это как раз то, чего и следовало бы ожидать от мета-вещества с отрицательным эффективным показателем преломления [6]: перенос энергии идет в направлении, противоположном направлению фазовой скорости).

$$\text{P-pol, } \Omega = 580 \text{ meV}, \theta = 10^\circ, N_y = 161, E_{\text{max}}, \text{ maximum value} = 3.0, t_{\text{max}}/T = 0.374$$



$$\text{P-pol, } \Omega = 580 \text{ meV}, \theta = 10^\circ, N_y = 161, H_{\text{max}}, \text{ maximum value} = 3.5, t_{\text{max}}/T = 0.887$$

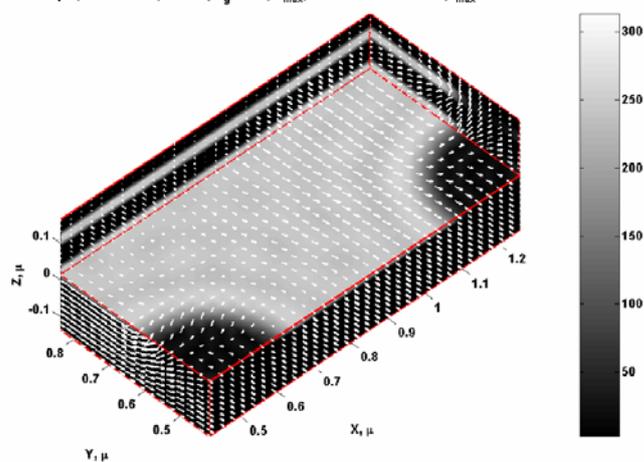


Рис.3 Пример рассчитанных методом матрицы рассеяния [7] пространственных распределений электрического (сверху) и магнитного полей при резонансе внутри структуры с двумя перфорированными металлическими слоями, разделенными диэлектриком [5]. Р-поляризованный свет ( $\mathbf{H} \parallel OY$ ) падает на структуру снизу, плоскость падения  $ZX$ , угол падения  $10^\circ$ . Векторы полей изображены стрелками на секущих плоскостях, цвет которых отражает локальное распределение модуля диэлектрической постоянной: горизонтальное сечение проведено посередине нижнего металлического слоя. Показан 1 период вдоль  $OX$  и  $1/2$  периода вдоль  $OY$  (период  $d = 838$  нм). Толщины золотых слоев – 30 нм,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  – 60 нм, радиус отверстий – 180 нм.

P-pol,  $\Omega=580$  meV,  $\theta = 10^\circ$ ,  $N_g = 161$ , Poynting vector, maximum value = 2.9

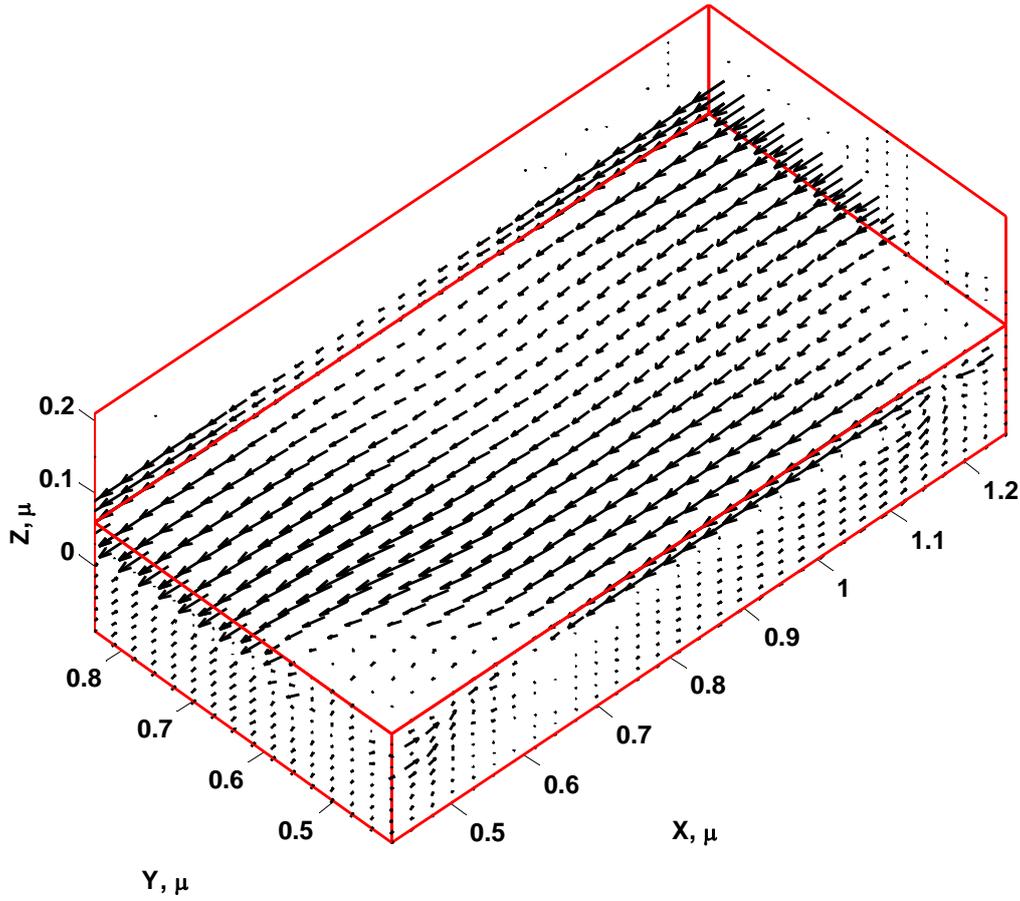


Рис.4 Рассчитанное пространственное распределение вектора Пойнтинга в структуре на рис.3, для этих же параметров падения света. Горизонтальная секущая плоскость, в отличие от рис.3, проведена через середину диэлектрического слоя (между перфорированными металлическими слоями).

Автор благодарен своим коллегам и соавторам Н.А. Гиппиусу (ИОФ РАН, г. Москва), Т.Ishihara, (RIKEN, Japan), A.Christ, (Swiss Federal Institute of Technology, Lausanne,

Switzerland), T.Zentgraf, и J.Kuhl (MPI, Stutegart, Germany), H.Giessen (Stuttgart Uni, Germany). Исследования частично поддержаны грантами РФФИ и Президиума РАН.

[1] Е.Л.Ивченко, А.Н.Незвижский, С.Йорда, ФТТ **36**, 1156 (1994).  
 [2] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolf, Nature (London) **391**, 667 (1998).  
 [3] D. R. Smith; S. Schultz, P. Markos, and C. M. Soukoulis, Phys. Rev. B **65**, 195104 (2002).  
 [4] A.Christ, S.G.Tikhodeev, N.A.Gippius, J.Kuhl, and H.Giessen, , Phys. Rev. Lett. **91**, 183901, (2003).  
 [5] S. Zhang, W. Fan, N. C. Panoiu, K. J. Malloy, R. M. Osgood, and S. R. J. Brueck, Phys. Rev. Lett. **95**, 137404 (2005)

[6] В.Г.Веселаго, УФН **10**, 509 (1968).  
 [7] S.G.Tikhodeev, A.L.Yablonskii, E.A.Muljarov, N.A.Gippius, and T.Ishihara, Phys. Rev. B **66**, 045102 (2002).  
 [8] A.Christ, T.Zentgraf, J.Kuhl, N.A.Gippius, S.G.Tikhodeev, and H.Giessen , Phys. Rev. B **70**, 125113 (2004).  
 [9] A.Christ, T.Zentgraf, N.A.Gippius, S.G.Tikhodeev, J.Kuhl, and H.Giessen , отправлено в печать.

# Микро- и нанотехнологии для портативных топливных элементов

А.Г.Забродский

ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая ул. 26, Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: Andrei.zabrodskii@mail.ioffe.ru

## 1. Введение

Истощаемость запасов ископаемых видов топлива и экологические проблемы, а так же необходимость резкого повышения эффективности преобразования энергии стимулируют интерес к водородной энергетике. К ключевым устройствам водородной энергетике относятся топливные элементы (ТЭ), перекрывающие широкий диапазон мощностей: от мегаватт до десятков милливатт.

Первый ТЭ был разработан сэром В.Р.Гроувом в 1839 году. Его схема показана на рис. 1 из [1].

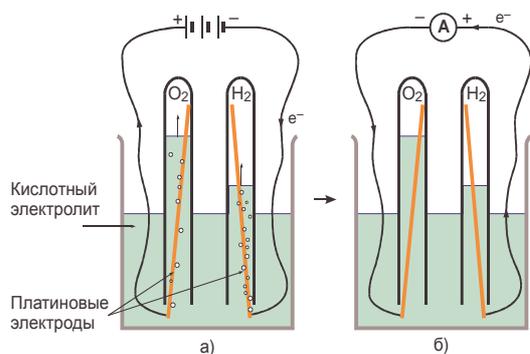


Рис. 1 Электрохимическая ячейка в режиме электролиза (а) и ТЭ (б)

Гроув установил, что эффективность работы ТЭ определяется границей трех фаз (газообразное топливо, электролит, электрод), потратил много усилий на поиск эффективных электролитов и электродов, понял важность водорода, как альтернативы дровам и углю. Схема работы ТЭ вместе с основными электрохимическими реакциями в анодных и катодных частях показана на рис. 2

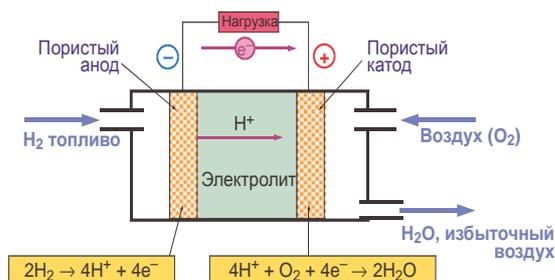


Рис. 2. Схема работы ТЭ

Впоследствии было установлено, что скорость реакции растет при использовании ката-

лизатора (на границах электрод-электролит), увеличении температуры и эффективной поверхности электродов.

К достоинствам ТЭ относят:

- а) потенциально высокий КПД:  
 $\text{КПД}_{\text{max}} = \Delta G / \Delta H = 91\%$ ;  $\text{H}_2 + \frac{1}{2} \text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}$   
 $\Delta H = -242 \text{ kJ/mol}$   
 (сгорание, энтальпия образования  $U+pV$ )  
 $\Delta G = -220 \text{ kJ/mol}$   
 (электрическая, энергия Гиббса  $U-TS$ ).
- б) возможность использования высокоэнергоемкого топлива (водород, углеводороды, с удельной энергоемкостью в десятки раз выше, чем у Li-ионных батарей)
- в) экологичность
- г) отсутствие движущихся частей и бесшумность (для портативных ТЭ).

Ниже приводятся характерные параметры портативных ТЭ, основными сферами приложения которых является питание мобильных телефонов и ноутбуков.

Сферы приложения	Мобильные телефоны	Ноутбуки
Габариты, см	2-5	5-20
Мощность, Вт	~0,1	10-20
Энергоемкость, Вт*час	1-5	40-150
Основные типы	Метанольный воздушно-водородный	Метанольный воздушно-водородный

Интерес рынка к портативным ТЭ обусловлен быстро возрастающим объемом продаж малогабаритной электронной техники.

Подключение ФТИ и ряда других институтов РАН к разработкам новых типов портативных ТЭ было обусловлено наличием необходимого задела в области современных микро- и нанотехнологий и организацией совместной РАН и ОАО ГМК "Норильский Никель" (а впоследствии – Национальной инновационной компанией "Новые энергетические проекты") программы работ в области водородной энергетике. Представленный в докладе материал иллюстрирует применение развитых в ФТИ и ряде других институтов РАН кремниевых микро- и нанотехнологий и технологии нанесения нанодисперсных катализаторов для разработки портативных ТЭ и первые результаты работ.

## 2. Технология нанесения монодисперсных нанокатализаторов

Большой расход платины в катализаторах современных ТЭ (примерно 1 г/кВт), как известно, рано или поздно ограничит возможности развития водородной энергетики. Поэтому чрезвычайно важно решить проблему разработки высокоэффективного катализатора с небольшим расходом платины.

С этой целью в наших работах использовался метод лазерной абляции [2], сопровождающийся процессом самоорганизующегося деления капель мишени, схема которого иллюстрируется на рис. 3

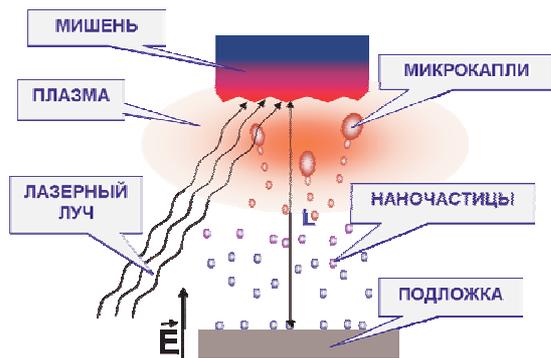


Рис. 3 Схема метода получения монодисперсного нанокатализатора

Параметры лазерного пучка (1.06 мкм, 1 гВт/см<sup>2</sup>, 25 нс) выбирались так, чтобы инициировать процесс каскадного деления капель субмикронного размера, выплескиваемых из мишени. Электрическое поле (~1 кВ/см) собирает наночастицы на подложку и сепарирует их.

Физическая основа метода – релейевская неустойчивость заряженных капель в плазме, которая приводит к их каскадному делению, показанному на рис. 4.

### Материнская капля

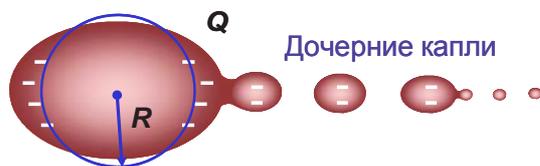


Рис. 4 Процесс деления заряженных капель в плазме

Изначально стабильная сферическая капля радиуса  $R$  становится неустойчивой относительно процесса деления, если приобретаемый ею в плазме заряд  $Q$  превосходит критическую величину  $Q_{cr}$ , определяемую соотношением

$$Q > Q_{cr} = 8\pi(\epsilon_0\alpha R^3)^{1/2},$$

где  $\alpha$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Экспериментальное подтверждение схемы деления капель, показанной на рис. 4 было получено при осаждении капель на подложку, расположенную вблизи мишени (рис. 5).

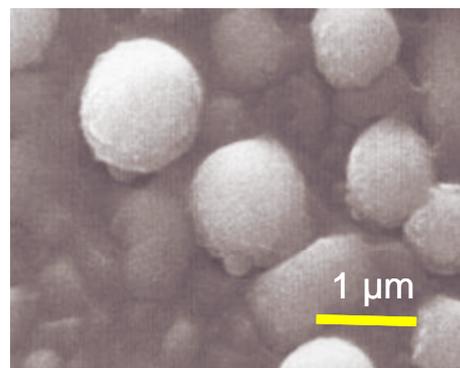


Рис. 5 Материнские капли на подложке, установленной вблизи мишени ( $L=0,5$  см)

Если электронная температура плазмы лазерного факела превышает 30 эВ, то капли всех размеров оказываются неустойчивыми. Это означает, что дочерние капли 1-ого поколения, как и материнские, также неустойчивы относительно процесса деления (рис. 5)

Тем не менее, процесс каскадного деления все же останавливается из-за резкого возрастания эмиссии электронов из капель и их быстрого разряда при уменьшении размера  $d$  дочерних капель до некоторой минимальной величины

$$d_{min} \approx 8 \cdot 10^{-7} \epsilon \alpha^{-3},$$

где  $\epsilon$  — работа выхода.

В частности, для платины величина  $d_{min}$  оказывается порядка 2 нм (рис. 6) при минимальной дисперсии диаметра частиц (рис. 7). Весьма важно, что именно этот размер оказывается оптимальным для эффективной работы каталитических покрытий.

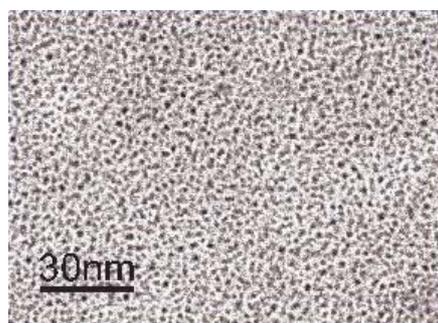


Рис. 6 Распределение наночастиц по поверхности подложки, установленной вдали от мишени ( $L=5$  см)

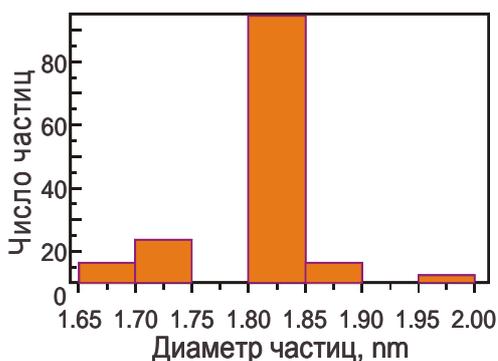


Рис. 7 Распределение наночастиц по размерам

Так, получаемые с помощью разработанного метода наночастицы платины в большинстве имеют один и тот же размер  $d = 1,8$  нм. Вследствие высокой скорости охлаждения ( $dT/dt > 10^7$  K/s) они аморфны и не коагулируют. Технология позволяет наносить на узлы ТЭ строго дозированные слои (и части слоев) монодисперсных частиц высокоактивного катализатора (не только платины) размером 2-3 нм и тем самым существенно уменьшить расход металлов платиновой группы до примерно 0,1 г/кВт.

### 3. Формирование электродных структур из макропористого кремния

Использование технологий получения пористого кремния позволяет решать проблему перехода к микро- и нанотехнологиям для миниатюризации компонентов портативных ТЭ. Микроструктурирование кремния позволяет создать:

- каналы подачи топлива, окислителя и отвода продуктов реакции,
- пористые электроды (анод и катод) с высоко-развитой активной поверхностью, которая может быть использована для нанесения катализатора,
- радиаторы для отвода тепла.

Использование технологий современной кремниевой электроники и микророзелектромеханики позволило разработать способы создания многофункциональных электродных структур из пористого кремния. Изготавливаемые на их основе электроды с размерами пор 1-100 мкм обеспечивают существенное уменьшение размеров и необходимую удельную эффективность ТЭ.

В качестве примера на рис. 8 показана регулярная канальная структура электрода из макропористого кремния, полученная методом фотоэлектрoхимического травления [3]. Упрощенная разновидность этой технологии позволяет получать нерегулярные канальные структуры с хаотическим распределением каналов без использования масок на основе эффекта самоорганизации.

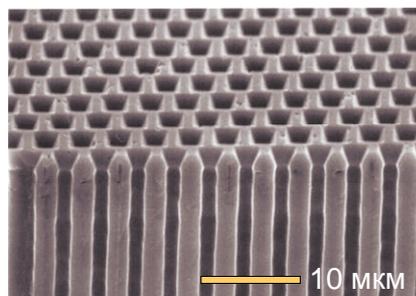


Рис. 8 Регулярная канальная электродная структура макропористого кремния

На рис. 9 показано сечение многофункционального монолитного анода метанолевого ТЭ, изготовленного на основе макропористого кремния в ИПТМ РАН [4].

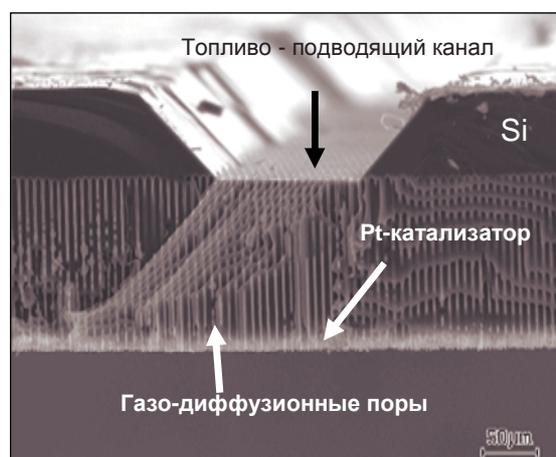


Рис. 9 Сечение анодной части ТЭ

### 4. Формирование 10-нанометровых мембран для очистки водорода

Для решения задачи очистки водорода на основе разработанной в ФТИ РАН технологии получения мезапористого кремния методом двухстороннего анодного травления разработана методика изготовления 10 нм водородосепарующих кремниевых мембран, эффективно работающих при комнатной температуре (рис.10).

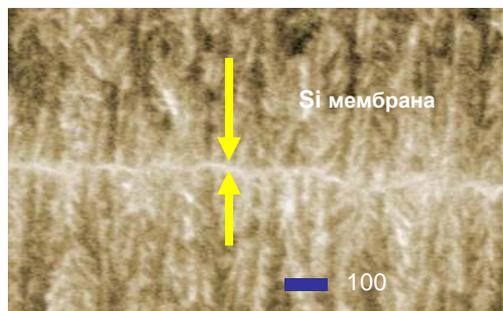


Рис. 10 ТЕМ-изображение поперечного сечения 10 нм Si мембраны. Сверху и снизу от мембраны располагаются каналы диаметром примерно 20 нм

## 5. Использование развитых технологий при создании портативных ТЭ

Описанные выше технологии использовались при разработке ряда конструкций портативных ТЭ [5]. На рис. 11 приведена схема одной из таких конструкций с протонпроводящей полимерной мембраной, в которой используется технология нанесения монодисперсного нанокатализатора на электродную структуру из мезопористого кремния с водородосепарирующей 10 нм Si мембраной.

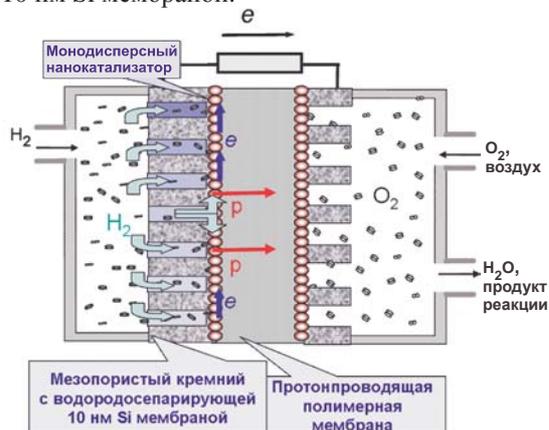
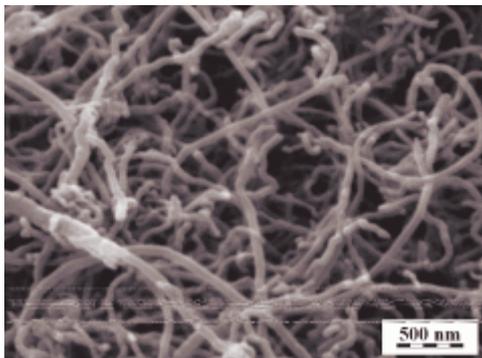


Рис. 11. Одна из разрабатываемых схем конструкций портативного ТЭ

## 6. Путь возможного увеличения эффективности и удельной мощности ТЭ

С целью увеличения реакционной зоны ТЭ в ФТИ РАН и ИВС РАН разработаны промежуточные композитные слои на основе полимеров и наноуглеродных трубок [6]. Структура слоев показана на рис. 12. Они обладают смешанной электронно-протонной проводимостью. Их использование в электродных структурах позволяет рассчитывать на увеличение зоны реакции и, таким образом, на повышение эффективности ТЭ.



(a)

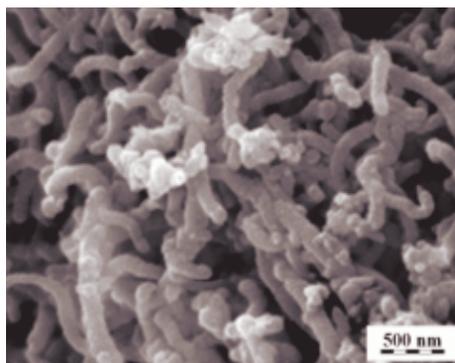
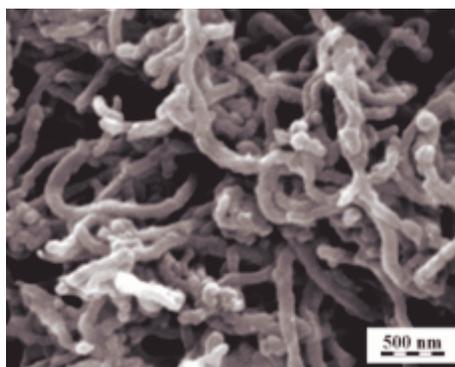


Рис. 12 Исходные углеродные нанотрубки (а); нанотрубки, покрытые полианилином (б, в) при 70 и 90 вес. % полианилина соответственно

- [1] J.Larminie, A.Dicks, Fuel Cell Systems Explained, 2-nd Edition, Wiley, John & Sons, Inc., April 2003
- [2] В.М.Кожевин, Т.Н.Ростовщикова, В.А.Явсин и др. ДАН Секция Физическая химия, **387**, 785 (2002)
- [3] E.V.Astrova, T.N.Borovinskaya, A.V.Tkachenko et al. J.Micromeh. Microeng. **14**, 1 (2004)
- [4] A.Vyatkin, V.Starkov, V.Tzeitlin et al. J.Electrochem. Soc. **149**, 670 (2002)
- [5] Е.В.Астрова, А.В.Бобыль, Д.Н.Горячев и др. Междунар. форум "Водородные технологии для производства энергии" Москва, 2005, Тезисы докладов, с.188 (2006)
- [6] М.Е.Компан, П.Ю.Сапурина, Я.Стржескал I Росс. конф. по физич. проблемам водородной энергетики. С.-Петербург, 2004 Тезисы докладов, с.23 (2004)

# Интерферометрия оптических поверхностей с субнанометровой точностью

Н.И. Чхало<sup>1</sup>, А.Ю. Климов<sup>1</sup>, Е.Б. Ключенков<sup>1</sup>, А.Л. Мизинов<sup>1</sup>,  
В.Н. Полковников<sup>1</sup>, Н.Н. Салащенко<sup>1</sup>, М.Н.Торопов<sup>1</sup>, Н.Б. Вознесенский<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup>VTT Optik Ltd., Nedsajk, Vaerska vald, Poelvamaa, 64003, Estonia

e-mail: [chkhalo@ipm.sci-nnov.ru](mailto:chkhalo@ipm.sci-nnov.ru)

Одной из ключевых проблем проекционной EUV литографии с длиной волны  $\lambda=13.5$  нм является создание высокоотражающих зеркал нормального падения с точностью формы отражающей поверхности, в общем случае асферической, на уровне  $0.2\pm 0.5$  нм. Традиционная оптическая промышленность обеспечивает точность формы поверхности изготавливаемых подложек для зеркал на уровне  $\lambda_i/50\pm\lambda_i/20$ , где  $\lambda_i$ — рабочая длина волны интерферометра, на котором производится аттестация детали, что более чем на порядок хуже требуемой. Ограничение точности вызвано традиционно применяемым принципом интерферометрии, заключающимся в сравнении измеряемой поверхности с поверхностью некоторой эталонной детали. Поскольку искажения формы эталонных деталей никогда не известны, кроме того, они зависят от условий эксплуатации интерферометра (температура и температурные градиенты, установка эталонной детали в оправы и др.), производитель оптической продукции не может гарантировать точность, выше указанной. Еще одним недостатком классических интерферометров является необходимость применять широкий набор дорогостоящих эталонных поверхностей с различными радиусами кривизны, чтобы обеспечить высокую точность измерений формы поверхностей не плоских деталей.

Эту проблему решают интерферометры, использующие вместо эталонной поверхности сферический фронт, формирующийся при дифракции видимого света на отверстии с диаметром порядка длины волны.

В докладе рассматривается принцип работы интерферометра на основе дифракционной волны сравнения, обсуждаются требования к размеру отверстия (pin-hole) на котором формируется сферическая дифракционная волна, приводятся различные оптические схемы интерферометров, работающих в настоящее время. Дается краткая характеристика достоинств и недостатков различных схем. Значительное внимание уделяется работам, проводимым в ИФМ РАН, г. Нижний Новгород по прецизионной интерферометрии формы оптических поверхностей и способам коррекции формы, позволяющим получать точности на уровне  $\lambda_i/1000$ . Описывается схема интерферометра и

стенд, действующий в ИФМ. Интерферометр обеспечивает определение следующих характеристик поверхности: размах между минимальной и максимальной точками поверхности (P-V), среднеквадратическое отклонение профиля поверхности от заданной (RMS), а также карту поверхности. Обсуждаются особенности и проблемы измерений сферических, плоских, асферических и выпуклых оптических деталей. Приводятся экспериментальные данные ряда измеренных подложек, а также результаты по коррекции формы поверхности методом нанесения тонкопленочных покрытий.

Сообщается о новом способе формирования сферических фронтов, развиваемом в ИФМ в настоящее время. Главным отличием этого метода от предложенного в [1], где в качестве источника сферической волны выступает торец одномодового волокна, является применение оптоволоконных «зондов» [2]. Достоинством этого метода является большая, практически до 1, числовая апертура дифрагированного фронта при высоком, более  $10^{-3}$ , коэффициенте использования энергии излучения лазера.

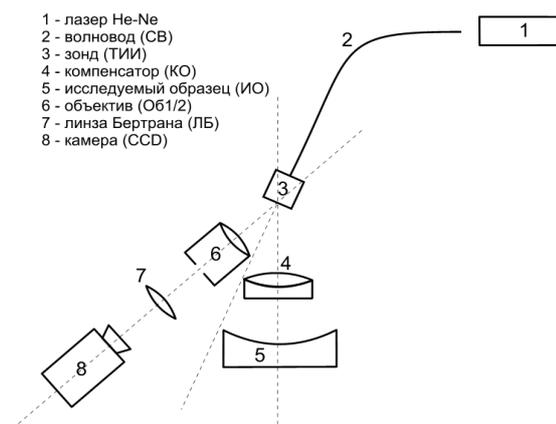


Схема интерферометра с зондом.

Работа поддержана грантом РФФИ 05-02-17340.

- [1] Sommargren G.E., Laser Focus World, **8**, 61 (1996).  
[2] Дряхлушин В.Ф. и др., Приборы и техника эксперимента, **2**, 138 (1998).

# Многослойные абсорбционные фильтры для спектральной области 13.5 нм

М.С. Бибишкин, С.А. Гусев, Е.Б. Ключенков, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашенко, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало, Л.А. Шмаенок\*

Институт физики микроструктур РАН, 603600, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия

\*PhysTeX, Vaals, Netherlands

Свободные субмикронные пленки применяются при работе с источниками экстремального ультрафиолетового излучения с целью ослабления УФ и видимого излучения, фонового для приборов и изображающей оптики ЭУФ-диапазона. Высокая прозрачность фильтров на рабочей длине волны и эффективное ослабление длинноволнового фона достигаются выбором материалов и оптимальной толщины пленочной структуры. При этом необходимо обеспечить максимально возможную прочность пленки.

В настоящей работе сообщается о результатах разработки фильтров большой апертуры (диаметром до 60-80 мм) с прозрачностью на длине волны  $\lambda = 13.5$  нм до 75-80%, ослабляющих излучение УФ, видимого и ИК диапазона до 100 раз и стойких к воздействию тепловых потоков с плотностью мощности до 1 Вт/см<sup>2</sup>.

Очевидно, что при прозрачности фильтров на длине волны 13.5 нм до 80% могут применяться только свободновисящие пленочные структуры толщиной 50-60 нм. Однако решение проблемы стойкости таких структур к перепадам давления и тепловым воздействиям не столь очевидно.

Технологически проблема изготовления таких свободновисящих пленочных структур решена. На рис.1 приведены фотографии некоторых фильтров. Разработанная технология позволяет изготавливать фильтры с повышенной плоскостностью (нижняя фотография, слева).

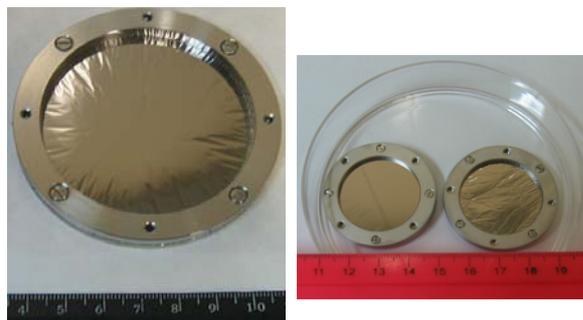


Рис. 1. Фотографии свободновисящих фильтров с апертурой 60 и 30 мм.

На основе измерений прозрачности фильтров в спектральных диапазонах 12.8-18.7 нм и 0.2-2.2 мкм оптимизирован состав многослойных структур (MCC) и изготовлены образцы фильтров с прозрачностью до 80% на длине волны 13.5 нм.

Наиболее перспективным материалом для получения высокой прозрачности в области 13 нм

и эффективного ослабления длинноволнового фона является цирконий, но отдельные пленки из циркония уступают по прочности MCC [1,2].

Результаты измерений пропускания в широком спектральном диапазоне и прочности пленок определили выбор оптимального состава Zr/Si MCC. Можно отметить, что структуры с повышенным содержанием кремния хотя и менее прочны, но представляют интерес из-за большего поглощения УФ излучения.

Спектральные измерения в ЭУФ диапазоне проводились на стенде [3]. На рис.2 приведены спектральные зависимости прозрачности Zr/Si MCC в области 12.8÷18.7 нм. Количественное несовпадение результатов расчета и измерений объясняется недостаточной надежностью данных по оптическим свойствам материалов.

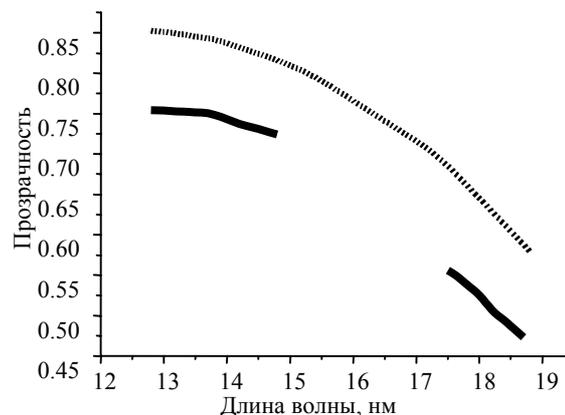
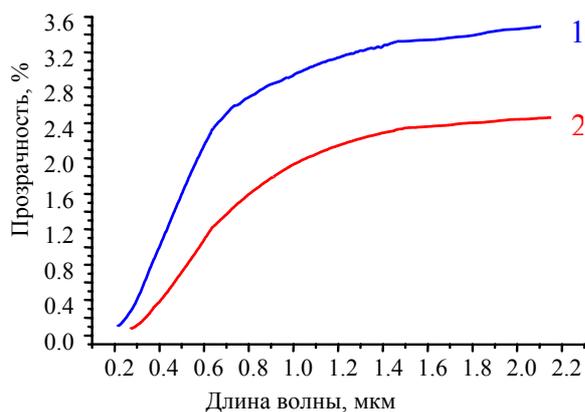


Рис.2. Экспериментальная (сплошные линии) и расчетная спектральные зависимости прозрачности Zr/Si-MCC (количество периодов  $N = 25$ , толщины слоев материалов в периоде  $h_{Zr} = 1.6$  нм,  $h_{Si} = 0.6$  нм).

На рис.3 приведены спектры пропускания многослойных фильтров в области  $\lambda=0.2-2.2$  мкм. Видно, что фильтры пропускают излучение на уровне от 0.1 % в УФ до 4 % в ИК области.

Испытания пленок на механическую прочность производились на стенде, обеспечивающем перепад давления с разных сторон пленки. Результаты испытаний фильтров с прозрачностью 78% при  $\lambda=13.5$  нм приведены в таблице. Критерием прочности был выбран перепад давления газа на противоположные стороны пленки, при котором она разрушается.



**Рис.3.** Прозрачность *Zr/Si* фильтров 1- ( $N=25$ ,  $h_{Zr}=1.6$  нм,  $h_{Si}=0.6$  нм) и 2 - ( $N=40$ ,  $h_{Zr}=1.0$  нм,  $h_{Si}=0.6$  нм) в диапазоне длин волн 0.2 – 2.2 мкм.

**Таблица.** Результаты тестирования на механическую прочность свободновисящих *Zr/Si*-МСС с прозрачностью  $T=78\%$  при  $\lambda=13.5$  нм.

$d$ , nm	$d_{Zr}/d$	$N$	$h$ , nm	$D$ , mm	$\Delta P$ , bar
2.2	0.7	23	52	2.5	0.34
1.6	0.6	37	59	2.5	0.23

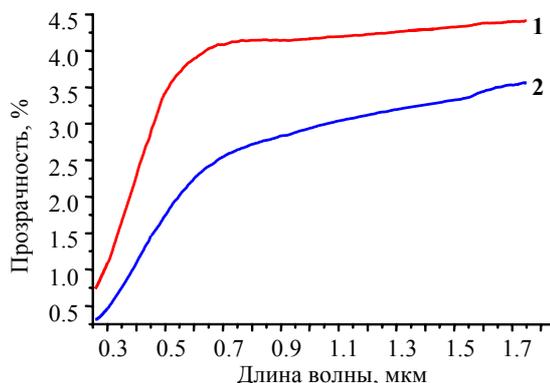
Для изучения лучевой стойкости фильтров с прозрачностью  $T \approx 77-80\%$  они помещались в камеру с давлением остаточных газов  $\approx 10^{-8}$  торр и экспонировались или электронным пучком ( $E_e=1.6$  КэВ) при средней плотности мощности пучка до  $3.5$  Вт/см<sup>2</sup>, или импульсным излучением с  $\lambda=13.5$  нм при частоте повторения 1-2 КГц и средней плотности мощности излучения до  $3.5$  Вт/см<sup>2</sup>. Часть экспериментов проводилась с применением нагрева МСС электрическим током.

Проведенные испытания фильтров на стойкость к тепловым нагрузкам показали, что *Zr/Si* фильтр выдерживает длительное (эксперимент проводился 52 часа) воздействие теплового потока с интенсивностью  $1$  Вт/см<sup>2</sup>. Фильтр нагревался при этом до температуры около  $500^\circ\text{C}$ .

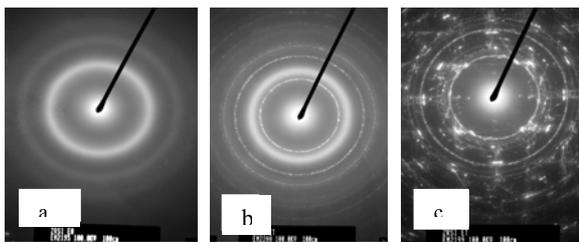
В области облучения зарегистрировано почти двукратное увеличение прозрачности фильтра в спектральной области  $\lambda=0.2-1.6$  мкм (рис.4) и снижение прозрачности при  $\lambda=13.5$  нм с  $76.5\%$  до  $72.5\%$ . Последнее объясняется взаимодействием МСС с остаточными газами (кислород и углерод) в камере.

Для выяснения причины просветления фильтра в видимой области спектра были проведены электронно-микроскопические исследования МСС. На рис.5 показаны электронограммы *Zr/Si*-фильтра до облучения, на краю и в центре зоны облучения. Причины просветления МСС при воздействии пучка электронов с плотностью мощности  $q=1$  Вт/см<sup>2</sup> связана с образованием силицидов кремния. В результате образования

силицидов уменьшается содержание в МСС атомарных *Si* и *Zr* и соответственно уменьшается блокирующее действие фильтра в УФ, видимой и ИК диапазонах.



**Рис.4.** Спектральная зависимость прозрачности *Zr/Si*-фильтра ( $N=25$ ,  $h_{Zr}=1.7$  нм,  $h_{Si}=0.6$  нм) в центре (1) и вне (2) зоны облучения пучком электронов ( $E_e=1.6$  кеВ) с интенсивностью  $1$  Вт/см<sup>2</sup>.



**Рис.5.** Микродифракция электронов на *Zr/Si*-МСС (a)-до облучения; (b)- на краю зоны облучения, наблюдаются следы  $Zr_{3-x}Si_{2-y}$ ; (c) – в центре зоны электронного облучения, наблюдается образование силицида циркония  $Zr_3Si_2$

Разработанные фильтры представляют интерес для экспериментов по рентгеновской диагностике плазмы, спектральной регистрации изображений источников излучения, проекционной ЭУФ-литографии и метрология источников излучения.

1. Powell Forbes R., Johnson Terry A., SPIE Proceedings. 2001. V. 4343. P. 585.
2. Андреев С.С., Зуев С.Ю., Клюенков Е.Б. и др., Поверхность. 2003. №2. С. 6.
3. М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, и др. Изв. Академии наук. Серия физическая. 2004. т. 68, №4, с. 560-564.

# Влияние толщин переходных слоев на эффективность возбуждения тонкопленочного рентгеновского волновода

В.А. Бушуев, О.Д. Рощупкина

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,  
Ленинские горы, 119992 ГСП-2 Москва, Россия  
e-mail: vabushuev@yandex.ru

В рамках плосковолнового приближения проведено теоретическое описание резонансного возбуждения волноводных мод в проводящем канале тонкопленочного рентгеновского волновода, учитывающее размытие межслойных границ из-за взаимной диффузии и шероховатостей.

## 1. Введение

Многие прикладные задачи требуют создания и использования прямых и изогнутых рентгеновских волноводов для коллимации, транспортировки, поворота и концентрации рентгеновского излучения с длиной волны  $\lambda \sim 0.1$  нм. В простейшем случае рентгеновский волновод (РВ) представляет собой трехслойную структуру, состоящую из двух слоев с большей плотностью, между которыми находится узкий волноводный слой из слабо поглощающего материала с меньшей плотностью [1-5] или воздушный зазор [6] (рис. 1), в котором происходит распространение излучения. На языке геометрической (лучевой) оптики такое распространение происходит в результате многократного полного внешнего отражения (ПВО) рентгеновских лучей от стенок волноводного канала. Возбуждение волноводных мод в РВ может осуществляться двумя различными способами. В первом случае (рис. 1а) рентгеновский пучок падает на достаточно тонкий верхний слой [1-8], а во втором (рис. 1б) - на входной боковой торец плоского [9-13], цилиндрического [14, 15] или изогнутого [16-20] волновода.

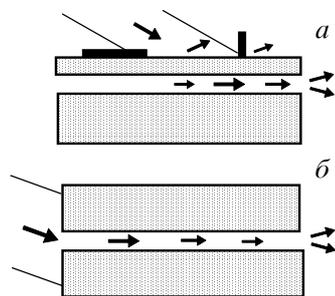


Рис. 1. Рентгеновские волноводы с возбуждением через верхнюю поверхность (а) и через боковой торец (б).

Интерес к тонкопленочным РВ 1-го типа [1-8] резко усилился в последние годы в связи с тем, что выходная апертура волновода может служить линейным источником рентгеновского излучения с нанометровым размером ( $d \sim 10$ -

100 нм). Достаточно широкий рентгеновский пучок падает на верхний слой и при определенных углах падения резонансно возбуждает волноводную моду во втором тонком слое. При этом усиление, т.е. отношение плотности энергии поля в волноводном канале к плотности энергии падающего пучка, может достигать  $\sim 10^2$ - $10^3$  [2, 7, 8], а выходящее из РВ излучение является высококогерентным [3]. Эти уникальные свойства тонкопленочного РВ использовались, например, для проведения экспериментов по фазоконтрастной рентгеновской микроскопии [4] и дифракции [5] с субмикронным разрешением.

В работе [9] был предложен метод получения узкого малорасходящегося рентгеновского пучка с помощью бесщелевого коллиматора, состоящего из двух плоских стеклянных или металлических пластин, плотно прижатых друг к другу полированными поверхностями без зазора. Такой коллиматор представляет собой, фактически, частный случай РВ 2-го типа (рис. 1б) с эффективной шириной канала  $\sim 200$ - $1000$  нм, определяемой при контактировании реальных поверхностей величиной макронеровностей и микрошероховатостей.

Для обеспечения воздушного канала с заданной величиной в [12, 13] на одну из пластин напылялись две пленки необходимой толщины, разделенные некоторым промежутком. Однако из-за механического прижатия верхней пластины толщина волноводного канала может значительно и неконтролируемо различаться в разных поперечных сечениях РВ. В отличие от описанного выше РВ с воздушным промежутком, тонкопленочный волновод обладает тем преимуществом, что в связи с современным уровнем технологии напыления тонких пленок толщину волноводного слоя и верхней пленки можно контролировать с очень высокой точностью  $\sim 0.1$ - $0.5$  нм.

На первый взгляд кажется, что РВ с воздушным промежутком является более эффективным из-за меньшего поглощения в рабочем слое. Тем не менее, это не так, поскольку в возбуждении тонкопленочного РВ участвует более широкая часть сечения падающего рентгеновского пучка. Действительно, в случае падения пучка на волновод 1-го типа из этого пучка эффективно участвует в возбуждении РВ участок с шириной  $D = L\theta_m$ , где длина  $L$  вдоль поверхности РВ, на

которой достигается насыщение поля в рабочем канале, определяется явлениями поглощения и обратного просачивания излучения из канала в вакуум через верхнюю пленку [7, 8],  $\vartheta_m$  - угол резонансного возбуждения. Для волноводов же 2-го типа область захвата излучения в канал практически равна ширине канала  $d$ . Отсюда следует, что выигрыш в эффективности захвата излучения при использовании тонкопленочного РВ составляет величину  $\eta \approx L\vartheta_m/d$ . Если, например,  $d = 50$  нм,  $L \sim 5$  мм [7, 8] и  $\vartheta_m \approx 10'$ , то волновод 1-го типа в  $\eta \approx 300$  раз более эффективен по сравнению с возбуждением через боковой торец РВ 2-го типа.

Несмотря на достаточно широкое использование РВ и большое число экспериментальных результатов имеется всего лишь несколько работ, посвященных волновой теории РВ [7, 8, 21, 22]. В [21, 22] рассмотрение проводилось в приближении плоских волн, т.е. волн с неограниченным фронтом, что, в отличие от теории в [7, 8], не позволяло корректно проследить за такими явлениями, как выход излучения в канал из под освещенной падающим пучком части входной поверхности, затухание излучения в канале РВ, влияние на эффективность волновода величины сечения пучка, его расходимости и т.п.

Следует подчеркнуть, что во всех теоретических работах ранее считалось, что межслойные границы являются идеально резкими. Вместе с тем хорошо известно, что в действительности имеются переходные слои, которые с неизбежностью появляются вследствие явления взаимной диффузии атомов соседних слоев и шероховатости границ. Интуитивно ясно, что размытие межслойных границ должно приводить к уменьшению эффективности РВ. Поэтому представляет значительный интерес для практики проанализировать степень этого уменьшения.

В настоящей работе пока в рамках плоско-волнового приближения развита теория, описывающая резонансное возбуждение волноводных мод в проводящем канале тонкопленочного РВ с размытыми межслойными границами. Обсуждается влияние толщины переходных слоев на положение углов областей резонансного возбуждения и угловые ширины этих областей, а также на величину и пространственное распределение интенсивности поля в канале РВ.

## 2. Плосковолновая теория

Рассмотрим зеркальное отражение падающей на тонкопленочный рентгеновский волновод плоской монохроматической волны

$$E_0(x, z, t) = A_0 \exp(ik_{0x}x + ik_{0z}z - i\omega t), \quad (1)$$

где  $A_0$  - амплитуда поля,  $k_{0x} = k_0 \cos\vartheta$ ,  $k_{0z} = k_0 \sin\vartheta$ ,  $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$ ,  $\vartheta$  - угол скольжения по отношению к поверхности РВ;  $\omega$  - частота излучения,  $\lambda$  - длина волны,  $c$  - скорость света в

вакууме; ось  $x$  направлена вдоль поверхности волновода, ось  $z$  - по нормали к поверхности РВ в глубину среды.

В простейшем случае РВ состоит из двух плоских пленок с толщинами  $d_1$  и  $d_2$ , лежащих на толстой подложке. Обозначим через  $\chi^{(1)}$ ,  $\chi^{(2)}$  и  $\chi^{(3)}$  рентгеновские поляризуемости материалов 1-го, 2-го слоя и подложки соответственно. Учтем теперь, что в действительности из-за явления взаимной диффузии и наличия шероховатостей на межслойных границах поляризуемость представляет собой некую плавную функцию  $\chi(z)$  координаты  $z$ . Для описания отражения от такой структуры и нахождения амплитуды полного поля в произвольной плоскости  $z$  разобьем профиль  $\chi(z)$  на достаточно большое число слоев  $N$ , при котором можно считать, что в каждом слое поляризуемость  $\chi(z)$  является постоянной величиной  $\chi_m$ , где  $m$  - номер слоя. Нумерация слоев  $m = 1, 2, \dots, N$  ведется сверху вниз, причем слой с  $m = 1$  представляет собой вакуум ( $\chi_1 = 0$ ), а слой с  $m = N$  лежит достаточно глубоко в подложке ( $\chi_N = \chi^{(3)}$ ).

В соответствии с уравнением Гельмгольца  $\Delta E + k_0^2[1 + \chi(z)]E = 0$  и условием непрерывности тангенциальных компонент волновых векторов электрическое поле в каждом слое представляет собой линейную комбинацию собственных решений:  $E_m(x, z) = E_m(z)\exp(ik_{0x}x)$ , где

$$E_m(z) = A_m \exp(is_m z) + B_m \exp(-is_m z). \quad (2)$$

Здесь  $A_m$  и  $B_m$  - амплитуды прямой и обратной волн в  $m$ -ом слое, координата  $z$  отсчитывается от верхней границы  $m$ -го слоя,  $s_m$  - проекции на ось  $z$  волновых векторов этих волн, где

$$s_m = k_0 (\sin^2\vartheta + \chi_m)^{1/2}. \quad (3)$$

Амплитуды волн  $A_m$  и  $B_m$  находятся из условий непрерывности электрического и магнитного полей на границах разделов  $m$  и  $m + 1$ :

$$A_m (f_m + R_m f_m^{-1}) = A_{m+1} (1 + R_{m+1}), \quad (4.1)$$

$$A_m s_m (f_m - R_m f_m^{-1}) = A_{m+1} s_{m+1} (1 - R_{m+1}). \quad (4.2)$$

Здесь введены величины  $R_m = B_m/A_m$ , имеющие смысл "парциальных" амплитудных коэффициентов отражения; величины  $f_m = \exp(is_m d_m)$  учитывают изменение фазы и поглощение при прохождении волны в  $m$ -ом слое с толщиной  $d_m$ , для простоты будем считать, что  $A_1 = 1$ . Толщины  $d_m$  в общем случае могут быть различными, что определяется характером плавности поведения профиля  $\chi(z)$  на разных глубинах.

Из системы уравнений (4) следует известное рекуррентное соотношение Паррота [23], которое выражает коэффициент  $R_m$  в  $m$ -ом слое через величину  $R_{m+1}$  в нижележащем слое с номером  $m + 1$ :

$$R_m = (r_m + R_{m+1})g_m^2 / (1 + r_m R_{m+1}), \quad (5)$$

где

$$r_m = (s_m - s_{m+1}) / (s_m + s_{m+1}). \quad (6)$$

Здесь  $r_m$  - френелевские коэффициенты отражения от границы двух сред с поляризуемостями  $\chi_m$  и  $\chi_{m+1}$ . Рекуррентная формула (5) решается с граничными условиями  $g_1 = 1$  и  $R_N = 0$ , начиная с самого нижнего слоя в толстой подложке с номером  $m = N$ . Амплитудный коэффициент отражения от ПВ равен  $R_1(\vartheta)$ .

Из условий непрерывности полей (4) следует также рекуррентная формула для нахождения амплитуд полей  $A_m$  во всех слоях в ПВ:

$$A_{m+1} = (g_m + R_m g_m^{-1}) A_m / (1 + R_{m+1}). \quad (7)$$

Уравнение (7) решается "сверху-вниз" с граничным условием  $A_1 = 1$  после предварительного нахождения всех коэффициентов  $R_m$  из (5). Амплитуды обратных волн находятся из соотношения  $B_m = R_m A_m$ .

Соотношения (2) и (5)-(7) полностью решают задачу об отражении плоской волны и возбуждении волноводных мод в ПВ. Интенсивность зеркально отраженной волны на поверхности ПВ и интенсивность полного поля на произвольной глубине  $z$  определяются соотношениями  $P_R = |R_1|^2$  и  $I(z) = |E_m(z)|^2$  соответственно.

### 3. Результаты и обсуждение

Наличие в ПВ трех переходных слоев с плавно меняющейся электронной плотностью будем характеризовать функциями  $F_j(z) = 1 / \{1 + \exp[-(z - z_j)/l_j]\}$ , где  $l_j$  - толщина  $j$ -го переходного слоя, границы разделов  $z_0 = 0$ ,  $z_1 = d_1$ ,  $z_2 = d_1 + d_2$ . Отметим также, что функции такого вида используются при альтернативном подходе к описанию зеркального отражения от шероховатой поверхности путем введения на границе переходного слоя с усредненной вдоль нее плотностью. Распределения  $F_j(z)$  хорошо описывают случайные шероховатые профили  $z(x)$ , распределенные по нормальному закону с дисперсиями, равными среднеквадратичным высотам шероховатостей  $\sigma_j$ , связанными с толщинами переходных слоев соотношением  $\sigma_j = 1.67l_j$  [24]. В итоге функция  $\chi(z)$  примет следующий явный вид:

$$\chi(z) = \chi^{(1)} F_1 + (\chi^{(2)} - \chi^{(1)}) F_2 + (\chi^{(3)} - \chi^{(2)}) F_3.$$

На рис. 2 показаны профили  $\chi(z)$  для идеального ПВ (1) и при трех различных толщинах переходных слоев. Видно, что кривые 3 и, особенно, 4 весьма сильно отличаются от идеально резкой ступенчатой функции 1.

Рассмотрим теперь поведение коэффициента зеркального отражения от ПВ. Из рис. 3 видно, что при параметрах ПВ, указанных в подписи к рис. 2, в области углов между критическими углами ПВО для Be (11.16') и Si (13.37') наблюдаются два глубоких узких провала.

Именно при этих углах и реализуется резонансное возбуждение мод  $TE_0$  ( $\vartheta_0 = 11.73'$ ) и

$TE_1$  ( $\vartheta_1 = 13.17'$ ). С увеличением толщины волноводного канала  $d_2$  помимо мод  $TE_0$  и  $TE_1$  могут возбуждаться также моды более высоких порядков.

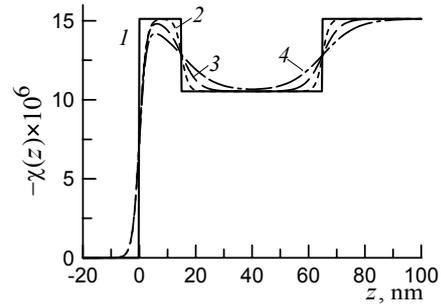


Рис. 2. Профиль поляризуемости  $\chi(z)$  в тонкопленочном ПВ Si/Be/Si с толщинами слоев  $d_1 = 15$  нм и  $d_2 = 50$  нм;  $CuK_{\alpha 1}$ -излучение. Кривая 1 - ПВ с идеально резкими границами; при  $\sigma_1 = 2$  нм толщины  $\sigma = \sigma_2 = \sigma_3$  переходных слоев  $\sigma$ (нм): 2 - 2, 3 - 5, 4 - 10.

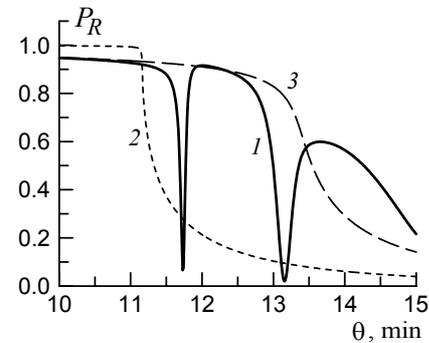


Рис. 3. Кривые зеркального отражения от поверхности идеальной волноводной структуры Si/Be/Si (1), от бериллия (2) и от кремния (3).

Рассмотрим теперь влияние степени размытости межслойных границ на положение и ширину областей резонансного возбуждения, а также на величину интенсивности полного поля в волноводном канале и за его пределами. Из рис. 4 видно, что с увеличением толщин внутренних переходных слоев угловое положение провала, соответствующего резонансному возбуждению моды  $TE_0$ , смещается в область больших углов (от  $\vartheta_0 = 11.73'$  при  $\sigma = 0$  до  $\vartheta_0 = 11.93'$  при  $\sigma = 10$  нм), а угловая ширина провала увеличивается (от 4.8" для идеального ПВ до 7.5" для ПВ с  $\sigma = 10$  нм). Удивительным и пока непонятным фактом является уменьшение коэффициента зеркального отражения практически до нуля при сильном размытии границ (кривая 4 на рис. 4).

Важно отметить, что наличие резонансных провалов на кривых ПВО позволяет достаточно просто осуществлять юстировку тонкопленочного волновода, что является несомненным удобством при проведении экспериментов, тогда как в случае возбуждения через боковой торец юстировка ПВ превращается в весьма сложную

проблему [12, 13].

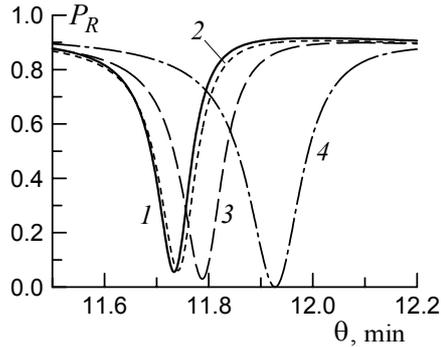


Рис. 4. Фрагменты кривых зеркального отражения вблизи области резонансного возбуждения  $TE_0$ -моды. Параметры РВ и нумерация кривых как на рис. 2.

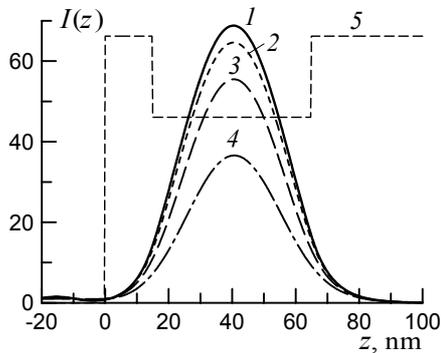


Рис. 5. Распределение интенсивности поля по глубине для волноводной моды  $TE_0$ . 5 - профиль поляризуемости  $Re(-\chi(z))$ . Остальные обозначения и параметры как на рис. 2.

Распределение интенсивности поля в РВ близко к гауссову (рис. 5). Самое удивительное, что наличие переходных слоев даже с такими большими ширинами, как 2-5 нм, не приводит к кардинально большому уменьшению интенсивности. Это связано с тем, что углы возбуждения достаточно малы и не превышают критический угол ПВО для более плотного материала. Так, при  $\sigma = 2$  нм эффективный статический фактор Дебая-Валлера  $\exp(-W) = 0.86$ , где  $W = 2(2\pi\sigma/\lambda)^2$ . Обнаруженная нами особенность позволяет надеяться на не слишком жесткие требования к технологии изготовления РВ.

Из рис. 5 видно, что плотность энергии поля в волноводном канале почти на 2 порядка выше, чем в падающем пучке (так называемый коэффициент сжатия). Следует, однако, отметить, что столь высокие значения имеют место лишь для плоской падающей волны. В реальном же эксперименте угловая ширина падающего излучения может превышать ширины резонансов как из-за конечного размера пучка, так и из-за его расходимости (подробнее см. в [7, 8]).

Расчеты показывают, что максимальная интенсивность поля меняется немонотонным образом в зависимости от толщин  $d_{1,2}$  и достигает максимума при некоторых значениях  $d_1$  и  $d_2$ . Это

позволяет проводить оптимизацию параметров РВ для достижения максимальной эффективности резонансного возбуждения волноводных мод требуемого типа [7].

Таким образом, в настоящей работе (на примере тонкопленочного РВ Si/Be/Si) показано, что наличие переходных слоев с толщинами даже до 5-10 нм не приводит к чрезмерно большому снижению эффективности РВ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 05-02-16770.

- [1] Spiller, E. and Segmuller, A., Appl. Phys. Lett., 24, 60 (1974).
- [2] Feng, Y. P., Sinha, S. K., Deckman, H. W. et al., Phys. Rev. Lett., 71, 537 (1993).
- [3] Feng, Y. P., Sinha, S. K., Fullerton, E. E. et al., Appl. Phys. Lett., 67, 3647 (1995).
- [4] Lagomarsino, S., Cedola, A., Cloetens, P. et al., Appl. Phys. Lett., 71, 2557 (1997).
- [5] Zwanenburg, M. J., Bongaerts, J. H. H., Peters, J. F. et al., Phys. Rev. Lett., 85, 5154 (2000).
- [6] Zwanenburg, M. J., Peters, J. F., Bongaerts, J. H. H. et al., Phys. Rev. Lett., 82, 1696 (1999).
- [7] Бушуев, В. А. и Орешко, А. П., Изв. АН, Серия физич., 68, 550 (2004).
- [8] Бушуев, В. А. и Орешко, А. П., Металлофиз. новейшие технол., 26, 173 (2004).
- [9] Мингазин, Т. А., Зеленов, В. И. и Лейкин, В. Н., ПТЭ, № 1, 229 (1981).
- [10] Дудчик, Ю. И., Комаров, Ф. Ф. и Константинов, Я. А., Письма в ЖТФ, 17, 45 (1991).
- [11] Бушуев, В. А. и Оруджалиев, М. Н., Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, 34, 46 (1993).
- [12] Егоров, В. К. и Егоров, Е. В., Поверхность, № 2, 65 (2003).
- [13] Егоров, В. К. и Егоров, Е. В., Поверхность, № 2, 5 (2005).
- [14] Mosher, D. and Stephanakis, S. J., Appl. Phys. Lett., 29, 105 (1976).
- [15] Виноградов, А. В. и Кожевников, И. В., ЖТФ, 54, 1755 (1984).
- [16] Аркадьев, В. А., Коломийцев, А. И., Кумахов, М. А. и др., Поверхность, № 2, 44 (1987).
- [17] Аркадьев, В. А., Коломийцев, А. И., Кумахов, М. А. и др., УФН, 157, 529 (1989).
- [18] Оруджалиев, М. Н. и Бушуев, В. А., ЖТФ, 61, 51 (1991).
- [19] Бушуев, В. А., Оруджалиев, М. Н., Саркисов, С. Р. и Саркисов Э. Р., Поверхность, № 4, 69 (1992).
- [20] Бушуев, В. А. и Оруджалиев, М. Н., ЖТФ, 63, 89 (1993).
- [21] De Wames, R. E. and Sinha, S. K., Phys. Rev. B, 7, 917 (1973).
- [22] Ignatovich, V. K. and Radu, F., Phys. Rev. B, 64, 205408 (2001).
- [23] Parratt, L.G., Phys. Rev., 95, 359 (1954).
- [24] Смирнов, Л. А. и Анохин, С. Б., Оптика и спектроскопия, 48, 574 (1980).

# Рентгеновская резонансная рефлектометрия магнитных нанослоев

М.А. Андреева<sup>1</sup>, Е.Н. Овчинникова<sup>1</sup>, А.Г. Смехова<sup>1</sup>, Б. Линдгрэн<sup>2</sup>, М. Бьорк<sup>2</sup>

<sup>1</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, Москва, Россия

<sup>2</sup> Физический факультет университета в г. Уппсала, Швеция

e-mail: marina@ttk.ru

Магнитные исследования с рентгеновским излучением интенсивно развиваются на всех синхротронах мира. Рентгеновская магнитная рефлектометрия вблизи краев поглощения активно применяется для элементно-селективных исследований профилей распределения намагниченности и анизотропии в многослойных пленках, обнаружения магнитных моментов у немагнитных атомов (Ce, La, Pt, Pd и др.) в интерфейсах с магнитными прослойками, особенностей обменного взаимодействия между слоями (например, biquadratic coupling, exchange

bias), петли гистерезиса, фазовых переходов и т.д. [1-7].

В данной работе на основе созданной нами программы расчетов отражения от многослойной анизотропной среды [8] и эмпирических зависимостей для компонент тензора восприимчивости вблизи  $L_{2,3}$  края поглощения железа, проводится анализ некоторых рефлектометрических экспериментальных спектров, чтобы выявить возможности получения селективной по глубине магнитной информации.

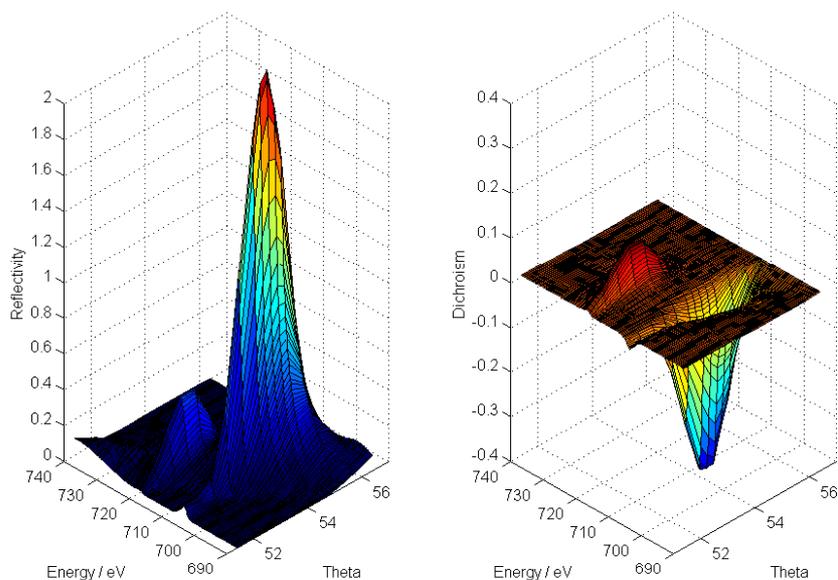


Рис.1. Сумма и разность интенсивностей брэгговского отражения для право- и лево-кругополяризованного излучения в функции угла скольжения  $\vartheta$  и энергии падающего излучения в окрестности  $L_{2,3}$  краев поглощения железа для многослойной пленки  $[\text{Fe}(6\text{ML})/\text{Co}(6\text{ML})]*50$  (ML - monolayers). Измерения проведены на синхротроне MAX-lab в Лунде, Швеция [9]. Внешнее магнитное поле в плоскости поверхности и в плоскости рассеяния (L-МОКЕ геометрия).

Образец  $[\text{Fe}(6\text{ML})/\text{Co}(6\text{ML})]*50$ , результаты измерений для которого приведены на рис.1, был изготовлен в серии с другими образцами  $[\text{Fe}/\text{Co}]*n$  с различными толщинами слоев Fe и Co для выявления зависимости величины магнитного момента атомов Fe и Co от расстояния до межслойной границы раздела [9].

Образцы изготавливались магнетронным распылением в вакууме  $\sim 10^{-10}$  Торр на монокристаллической подложке MgO. Для сравнения с результатами магнитных измерений, для одного из образцов серии, а именно, для  $[\text{Fe}(6\text{ML})/\text{Co}(6\text{ML})]*50$ , были проведены измерения резонансных спектров брэгговского

отражения вблизи  $L_{2,3}$  краев железа и кобальта на синхротроне в Лунде. К сожалению период структуры этого образца был очень мал (1.08 нм), поэтому для резонансного излучения с длиной волны  $\sim 1.7$  нм возможно было исследовать только брэгговский максимум первого порядка. Угол Брэгга для него был  $\sim 54^\circ$ . Результаты измерений, приведенные на рис.1, свидетельствуют, что «магнитный эффект» (дихроизм) проявился в спектре отражения очень ярко. Однако количественная обработка спектров оказалась очень непростой. Форма спектров отражения существенно отличается от формы спектров поглощения, вид спектров отражения резко изменяется с углом скольжения в окрестности брэгговского максимума, как вследствие изменения угла Брэгга с изменением длины волны излучения в области резонанса, так и вследствие эффектов преломления, различных интерференционных эффектов, наличия профиля изменения магнитного момента и электронной плотности по периоду структуры и т.д.

Поэтому для количественной интерпретации мы обратились к интегральным

характеристикам. Одной из важных характеристик спектров отражения является изменение положения брэгговского максимума с длиной волны. С помощью численного моделирования мы проанализировали возможность восстановления действительной части восприимчивости по известным в теории дифракции кинематической и динамической формулам, связывающим положение брэгговского максимума с величиной преломления излучения в бислое. Оказалось, что по имеющимся формулам можно удовлетворительно определить спектральную зависимость диагональной компоненты тензора восприимчивости [10], в исследуемой структуре она оказалась близка к известным зависимостям для чистого железа, приведенным в литературе [11]. Эта же процедура оказалась несостоятельной для магнитной компоненты (недиагональные компоненты тензора восприимчивости), по крайней мере для больших углов скольжения, где эффект смешивания поляризаций становится существенным.

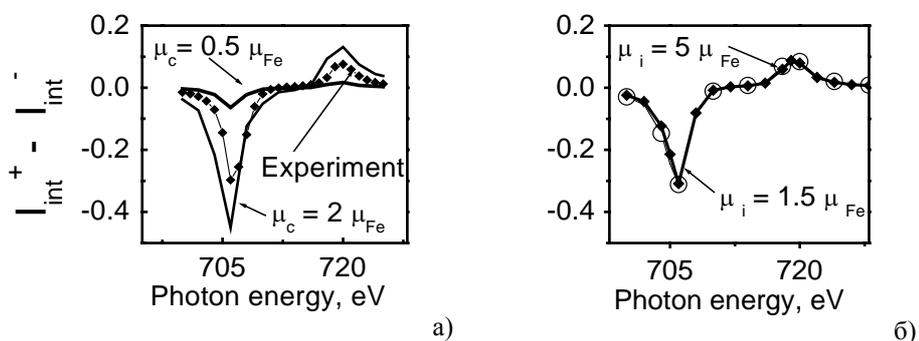


Рис.2. Асимметрия по знаку круговой поляризации нормированных интегральных интенсивностей брэгговского максимума, рассчитанная для различных значений магнитного момента в центре слоя железа  $\mu_c$  (а) и в интерфейсах  $\mu_i$  (б). Точки на правом графике – экспериментальные данные,  $\mu_{Fe}$  величина магнитного момента на атом железа для металлического железа ( $2.2 \mu_B$ ).

Профиль распределения магнитного момента в резонансном слое оказалось возможным частично охарактеризовать по интегральным спектрам брэгговского отражения. Расчеты показали, что, как можно было ожидать [12], спектры брэгговского отражения первого порядка практически не чувствительны к величине магнитного момента резонансных атомов в интерфейсах (см. рис.2б), но сильно зависят от величины магнитного момента в центре резонансного слоя. (Для определения магнитного момента в

интерфейсах желательно иметь спектры отражения в брэгговском максимуме второго порядка).

Соответствие с экспериментом получено для увеличенного по сравнению с металлическим железом значения магнитного момента на атом в центре слоев железа до  $\sim 2.6 \mu_B$  (см. рис. 2а). Первоначально же предполагалось, что увеличение среднего магнитного момента в этой структуре обусловлено увеличением магнитного момента

железа только в интерфейсах с кобальтом. Отметим, что недавние мессбауэровские исследования [Fe/Co] структур с различными толщинами слоев также выявили увеличение магнитного момента для слоев железа с толщинами 5 ML не только в интерфейсах, но и в середине слоев железа [13].

Другой образец [Fe(7ML)/V(5ML)]\*20, спектры отражения которого мы обсуждаем, был

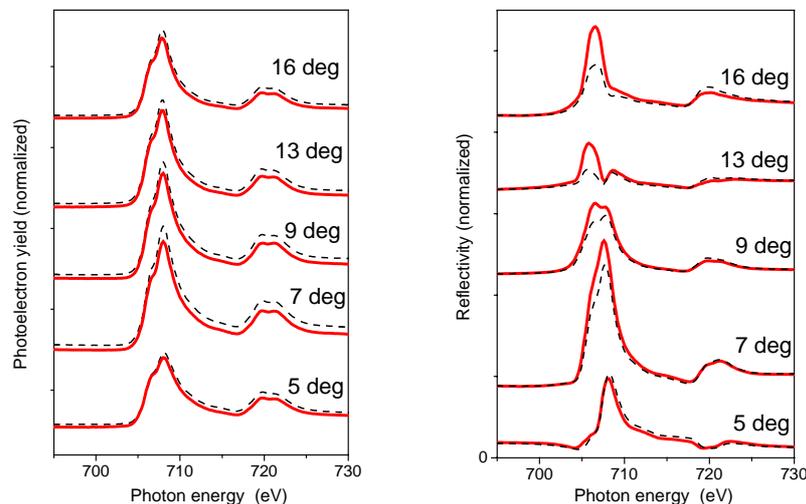


Рис.3. Экспериментальные спектры выхода фотоэлектронов (слева) и зеркального отражения для нескольких углов скольжения. Сплошная и пунктирная кривые соответствуют двум направлениям внешнего намагничивающего поля в плоскости рассеяния и в плоскости поверхности (геометрия L-MOKE), что эквивалентно случаям право и лево-кругополяризованного падающего излучения.

Если спектры выхода фотоэлектронов практически не отличались по форме для всего интервала углов скольжения, то спектры отражения обнаружили драматические изменения. Для самого маленького угла скольжения 5 градусов в окрестности  $L_2$  перехода вместо максимума интенсивности мы видим провал в спектре отражения. При увеличении угла от 5 градусов до 16,  $L_3$  линия обнаруживает раздвоение и последующее смещение максимума  $\sim$  на 2 эВ в сторону меньших энергий. Существенно также, что «дихроизм» практически отсутствовал в спектрах выхода фотоэлектронов, но оказался весьма существенным в спектрах отражения.

Для объяснения наблюдаемых особенностей спектров отражения естественно было предположить, что в исследуемом образце поверхностные слои могли окислиться. При этом  $L_3$  максимум в спектре отражения при малых углах скольжения соответствует  $L_3$  резонансу в окисле железа, а с увеличением угла начинает доминировать  $L_3$  резонанс в

также изготовлен магнетронным распылением в Уппсальском университете. Для него спектры отражения в окрестности критического угла были измерены на синхротроне BESSY в Берлине (рис.3). Одновременно измерялись спектры выхода вторичных электронов. Спектры отражения обнаружили нетривиальные особенности изменения их формы с углом скольжения.

металлическом железе. Для проверки такой модели структуры мы привлекли литературные данные по эмпирическим энергетическим зависимостям восприимчивости для  $\alpha$ -железа [11] и окисла железа [14] (см. рис.4).

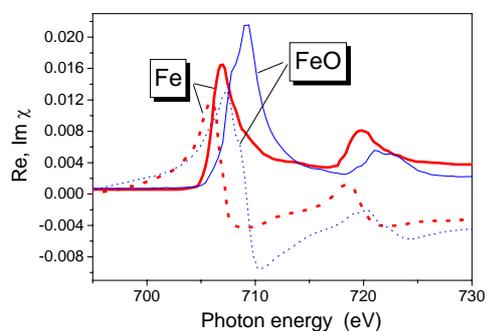


Рис.4. Действительная (пунктирные линии) и мнимая часть (сплошные линии) диагональных компонент восприимчивости для  $\alpha$ -железа из [11] и окисла FeO из [14].

К сожалению, хотя спектры выхода фотоэлектронов и отражения были измерены для большого набора углов скольжения, угловые зависимости зеркального отражения для выделенных энергий падающего излучения, которые были бы полезными для определения профиля изменения электронной и магнитной восприимчивости по глубине, получить не удалось из-за нестабильного пучка. Однако уже первые попытки моделировать спектры отражения с помощью нашей программы расчетов [8] привели к неожиданному выводу.

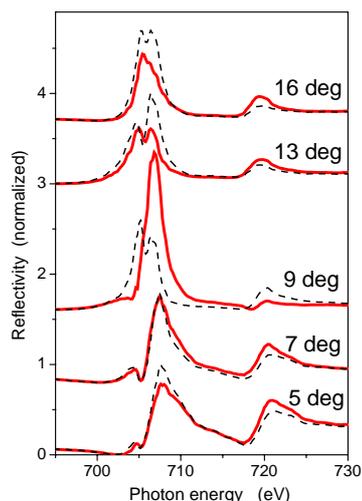


Рис.5. Рассчитанные спектры отражения при разных углах скольжения для право- и лево-кругополяризованного излучения от структуры  $[\text{Fe}(7\text{ML})/\text{V}(5\text{ML})]_{20}$  в предположении, что резонансная восприимчивость в слоях железа соответствует только  $\alpha$ -железу [11], но с несколько уменьшенной магнитной составляющей.

Оказалось, что раздвоение  $L_3$  максимума в спектрах отражения можно объяснить без наличия в структуре окисла железа (см. рис. 5). Как следует из рис.4, максимумы действительной и мнимой частей восприимчивости  $\alpha$ -железа также смещены  $\sim$  на 2 эВ, так что наблюдаемые особенности спектров может объяснить их различный вклад в формирование спектров отражения. Для лучшего совпадения теоретических и экспериментальных результатов требуется более тщательная проработка реального

профиля изменения электронной и магнитной плотности слоев вблизи поверхности.

В заключение отметим, что эффективность рентгеновской резонансной рефлектометрии в элементарно-селективных и селективных по глубине исследованиях магнитных нанослоев не вызывает сомнения, однако интерпретация и обработка экспериментальных спектров представляет значительные трудности и требует накопления опыта.

Работа поддержана грантами Уппсальского университета и грантом РФФИ № 05-02-16770.

- [1] Tonnerre J.-M. et al., Phys. Rev. Lett., **75**, 740 (1995).
- [2] Séve L., Jaouen N., Tonnerre J.M. et al., Phys.Rev. B, **60**, 9662 (1999).
- [3] Wilhelm F., Pouloupoulos P., Ceballos G., Wende H. et al., <http://www.esrf.fr/info/science/highlights/2000/magnetism/MAG5.html>.
- [4] Hase T.P., Pape I., Read D.E. et al., Phys. Rev. B, **61**, 15331 (2000).
- [5] Geissler J., Goering E., Justen M. et al., Phys Rev. B, **65**, 020405 R (2001).
- [6] Oppeneer P.M., Mertins H.-Ch., Abramsohn D. et al., Phys. Rev. B, **67**, 052401 (2003).
- [7] Nefedov A., Grabis J., Zabel H., Physica B, **357**, 22 (2005).
- [8] <http://solst.phys.msu.ru/andreeva/index.html>.
- [9] Björck M., Andersson G., Lindgren B. et al., JMMM, **284**, 273 (2004).
- [10] Андреева М.А., Смехова А.Г., №2, 83 (2006).
- [11] Kortright J.B., Kim S.-K., Phys. Rev. B, **62**, 12216 (2000).
- [12] Andreeva M.A., Lindgren B., Phys. Rev. B, **72**, 125422-1-22 (2005).
- [13] Kamali-M S., Bergman A., Andersson G., Stanciu V., Häggström L., J. of Physics D (2006) in press.
- [14] Vinogradov A.S., Preobrajenski A.B., Krasnikov S.A., Chasse T., Szargan R., Knop-Gericke A., Schlögl R., Bressler P., Surface Review and Letters, **9**, 359 (2002).

# Органические светодиоды

А.Г.Витухновский

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Ленинский пр.53, Москва, 119991, Россия  
email: [alexei@sci.lebedev.ru](mailto:alexei@sci.lebedev.ru)

На сегодняшний день ведется интенсивный поиск эффективных источников света для применения в двух важнейших областях: для освещения и для создания нового поколения дисплеев. Здесь органические материалы обладают рядом преимуществ по сравнению с традиционными неорганическими полупроводниками. Органические светоизлучающие диоды (organic light-emitting diodes, OLED) отличаются низкими рабочими напряжениями (4-5 вольт), легкостью управления цветом (в многоцветных OLED), возможностью изготовления их на гибких подложках, и, что немаловажно для промышленных применений, относительной простотой (а, следовательно, и дешевизной) технологии изготовления. Эти преимущества сочетаются с достижимостью высоких светимости и эффективности (рекордные величины

составляют ~100000 кд/м<sup>2</sup> и 50 лм/Вт). Основным ограничением по практическому использованию OLED являются невысокие сроки службы, характерные для большинства этих устройств. Поэтому задача поиска и исследования новых веществ в качестве материалов для создания OLED является в настоящий момент очень актуальной. Сегодня излучающая способность лабораторных источников на основе органических материалов уже превысила светоотдачу ламп накаливания (15-20 лм/Вт) и превышает 50 лм/Вт при теоретически возможной эффективности более 300 лм/Вт, причем срок их службы – 10000 часов – более чем в 50 раз превышает срок службы современных ламп накаливания. Определенное представление о производительности OLEDs дает Рис. 1

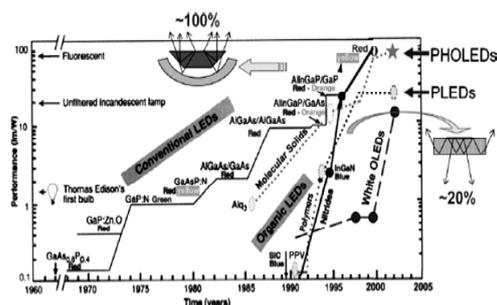


Рис.1 Производительность органических и неорганических светоизлучающих диодов в терминах «эффективность свечения» (lm/W) Приведены примеры с излучателями на базе полимеров и «малых» молекул, исследуемых Kodak, Pioneer и рядом корейских фирм. (дополнен взятый из [1] график)

К настоящему времени произошло уловное деление OLEDs на диоды на базе полимерных материалов и на базе «малых молекул». Особняком находится быстроразвивающаяся область QD-OLEDs (светодиоды на базе гибридных материалов с квантовыми точками (QDs)). Классический пример полимерного представлен на Рис.2

Среди высокоэффективных светоизлучающих материалов следующего

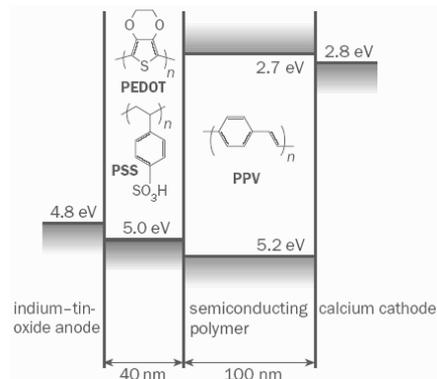


Рис.2. Схема полимерного светоизлучающего диода (POLED).

Полимерный светоизлучающий диод на базе poly(phenylene vinylene), or “PPV” [2], представляет собой сэндвичевую структуру с Ca (кальций) катодом и прозрачным проводящим анодом - indium-tin oxide (ITO). Излучаемые катодом электроны и излучаемые анодом дырки рекомбинируют образуя экситоны в PPV, которые в свою очередь излучают фотоны. Дополнительный слой PEDOT/PSS (poly(ethylenedioxy)thiophene (PEDOT) допированный poly(styrene sulphonic acid) (PSS)) имеющий высокую работу выхода (5.0 эВ), дает возможность дыркам легче инжектироваться в активный слой PPV, т.к. энергетический барьер понижается.

поколения новые электроактивные органические люминофоры, включающие элементы наноструктур, в том числе полупроводниковые

нанокристаллы (квантовые точки), несомненно являются наиболее перспективными. [3,4]. Они обладают уникальными оптическими свойствами (перестройка спектра излучения, стабильность и пр.) и представляют исключительный интерес для создания активного слоя гибридных светоизлучающих диодов (OLEDs). Автором рассматривается также излучатели на базе наночастиц серебра покрытых J-агрегатом цианинового красителя, схематичное представление на Рис.3.

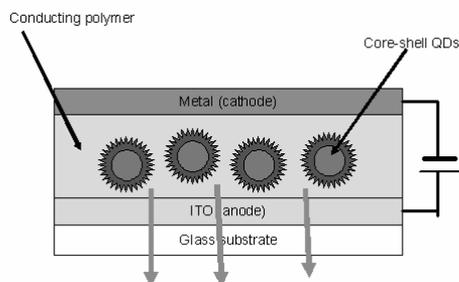


Рис.3. Схема светоизлучающего диода с использованием металлических наночастиц покрытых оболочкой из J-агрегата.

Другим перспективным направлением развития является создание материалов на основе металл-органических координационных соединений. Сочетание в одной молекуле ионов металлов и органических лигандов, возможность целенаправленного изменения состава и строения координационных соединений открывают возможности получения на их основе молекулярных материалов с широчайшим диапазоном функциональных свойств. [5]

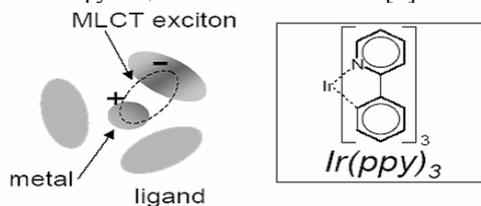


Рис.4. Схема металлоорганического комплекса с формализмом MLCT exciton (metal-ligand charge transfer exciton)

Исследована зависимость спектральных свойств, эффективности фотолюминесценции и пленкообразующих свойств ряда новых металлоорганических комплексов европия и тербия с кислотными остатками карбоновых кислот от строения и состава комплексов [6]. Проведено измерение спектров фосфоресценции гадолиниевых комплексов с различными органическими лигандами при температуре 77К. По полученным спектрам фосфоресценции определены положения триплетных уровней в лигандах.

Установлена корреляция между эффективностью фотолюминесценции и спектральными свойствами входящих в состав комплексов органических лигандов (положением триплетного уровня). Было показано, что

квантовый выход фотолюминесценции максимален при положении триплетного уровня лиганда, близкого, но превышающего положение резонансного уровня иона РЗЭ на величину порядка нескольких кТ.

Отработана технология нанесения сплошных равномерных аморфных пленок из отобранных комплексов. Осуществлен подбор дополнительных слоев для OLED на основе выбранных комплексов.

Изготовлены и исследованы OLED на основе новых металлоорганических комплексов тербия. Обнаружено различие в спектрах электро- и фотолюминесценции комплексов. В качестве возможной причины наблюдаемого различия указана возможность непосредственного возбуждения триплетного уровня лиганда в случае электролюминесценции в отличие от фотолюминесценции, где триплетный уровень заселяется только в результате интерконверсии возбуждения с синглетного уровня. Измерена вольтамперная характеристика OLED, на которой можно выделить нелинейную (при малых напряжениях) и линейную (при больших напряжениях) области. Нелинейная область соответствует режиму работы с ограничением тока инжекцией, а линейная обусловлена транспортом носителей.

Частичная поддержка работ осуществляется с помощью грантов РФФИ 06-02-16399, 05-03-34821-МФ а и НШ-4541.2006.2

- [1] Sheats J.R. et al. Science **273**, 884 (1996)
- [2] Friend R.H. et al. Nature **397**,121(1999)
- [3] Bawendi M., et al, Nature,**420**,800(2002)
- [4] Tessler N.,et al, Science,**295**,1506(2002)
- [5] Каткова М.А., Витухновский А.Г, Бочкарев М.Н., Успехи химии **74**,1193(2005)
- [6] Vitukhnovsky A., et al, Synthetic Metals **141**,225 (2004)

# Корреляционные процессы, индуцированные переменным электрическим полем, в твердых растворах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ .

А. Е. Кожанов<sup>1</sup>, А. В. Никорич<sup>2</sup>, Л. И. Рябова<sup>1</sup>, Д. Р. Хохлов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет Московского государственного университета

<sup>2</sup>Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев

e-mail: [khlokhlov@mig.phys.msu.ru](mailto:khlokhlov@mig.phys.msu.ru)

## 1. Введение

Индий в твердых растворах на основе теллурида свинца – теллурида олова характеризуется переменной валентностью и формирует систему примесных уровней, расположенных как внутри запрещенной зоны, так и на фоне разрешенных состояний зоны проводимости [1]. Стабилизация положения уровня Ферми (УФ) и долговременные релаксационные процессы, наблюдающиеся при температурах  $T$  ниже  $T_C \sim 25$  К, определяют пространственную однородность электрофизических параметров и высокую фоточувствительность в среднем и дальнем инфра-красном диапазоне спектра. Варьируя соотношение свинца и олова в металлической подрешетке твердых растворов, можно направленно изменять положение стабилизированного УФ и область спектральной чувствительности.

Наиболее детально в настоящее время изучен состав  $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ , в котором УФ расположен внутри запрещенной зоны, а метастабильный примесный уровень непосредственно под дном зоны проводимости. Для этого состава был зарегистрирован фотоотклик на длине волны 240 мкм [2]. Высокая фоточувствительность образцов обусловлена эффектом накопления (интегрирования) неравновесных носителей, времена жизни которых в  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  достигают  $10^5$  с. Поэтому проблема гашения сигнала является особенно важной. Кроме очевидного, но медленного способа возратить образец в темновое состояние с помощью нагрева, был разработан метод гашения сигнала СВЧ импульсом [3]. Механизм этого процесса остается не вполне понятным. СВЧ импульс, поданный на контакты образца, может приводить не только к гашению задержанной фотопроводимости, но в определенных условиях стимулировать увеличение квантовой эффективности [4]. Эти данные свидетельствуют о нетривиальном поведении образцов в переменных электрических полях. Тем не менее, все характеристики электронного транспорта в основном исследовались в статическом режиме. В настоящей работе приводятся результаты исследования электрофизических характеристик твердого раствора  $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$  в переменных электрических полях частотой до 1 МГц.

## 2. Исследованные образцы и методика измерений

Монокристаллические образцы  $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$  имели форму прямоугольных пластин размером  $(0.04 \times 0.3 \times 0.4)$  мм<sup>3</sup> (образец 1) и  $(2.5 \times 2.5 \times 0.9)$  мм<sup>3</sup> (образец 2). В меньшем образце (образец 1) ранее было обнаружено и исследовано гашение задержанной фотопроводимости СВЧ импульсом [2]. Контакты для этого образца располагались на торцевых поверхностях  $(0.04 \times 0.3)$  мм<sup>2</sup>. Второй образец имел более подходящую геометрию для проведения емкостных измерений и являлся своего рода репером. Индиевые контакты наносились с помощью микропаяльника.

Все измерения проводились в камере, полностью экранирующей образец от фоновых излучений. Для подсветки использовалась миниатюрная лампа накаливания. Измерения полного импеданса осуществлялись с помощью измерителя-RLC “QuadTech 1920” в диапазоне частот от 20 до  $10^6$  Гц с шагом по частоте  $10^3$  Гц в области частот до  $10^5$  Гц и с шагом  $10^4$  Гц вплоть до  $10^6$  Гц при температурах от 4.2 до 300 К. Реальный диапазон достоверных измерений прибора был определен экспериментально с использованием в качестве реперов стандартных наборов сопротивлений и конденсаторов. В качестве измеряемых сигналов регистрировались модуль импеданса и фаза, которые пересчитывались в активную  $Z'$  и реактивную  $Z''$  компоненты полного импеданса  $Z = Z' - iZ''$ .

## 3. Результаты измерений

Особенностью исследованных кристаллов является то, что они не являются полными диэлектриками, особенно в области высоких температур. Поэтому получить достаточно информативный импеданс-спектр оказалось возможным только при температуре жидкого гелия. На рис.1 представлена зависимость  $Z''(Z')$  (годограф) для образца 1 при  $T=4.2$  К. Импеданс-спектр представляет собой единичную полуокружность, что, согласно представлению модели эквивалентных схем, соответствует параллельной RC-цепочке (вставка на рис.1). Сплошная кривая, показанная на рисунке, представляет расчет с параметрами  $R_p = 1.1$  Мом;  $C_p = 2.2$  пФ. Аналогичный импеданс-спектр был получен и

для второго образца, причем изменение параметров эквивалентной схемы было в хорошем соответствии с размерным фактором.

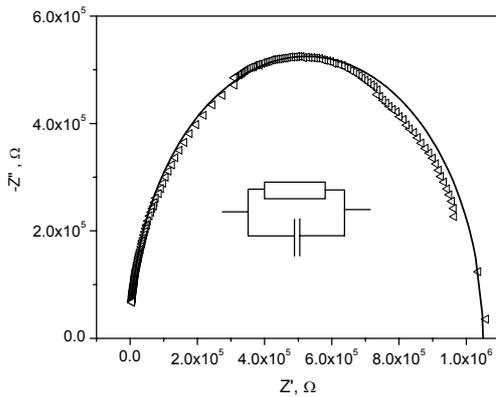


Рис.1 Импеданс-спектр образца 1 твердого раствора  $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ .  $T=4.2$  К.

Температурные зависимости модуля импеданса и фазы были измерены при частотах  $10^3$ ,  $5 \cdot 10^3$ ,  $10^4$ ,  $5 \cdot 10^4$  и  $10^6$  Гц. Анализ полученных данных проводился в предположении, что приведенная выше простая эквивалентная схема может быть формально использована во всем диапазоне температур, если фаза сигнала соответствует режиму опережения тока. В этом случае параметры RC-контура определяются соотношениями:

$$R_p = Z' \left( 1 + \left( z''/Z' \right)^2 \right); C_p = \left( Z''/\omega R_p Z' \right).$$

На рис.2 приведены температурные зависимости  $R_p$ , полученные на частотах  $5 \cdot 10^4$  и  $10^6$  Гц. Зависимости  $R_p(T)$  практически совпадают с температурной зависимостью сопротивления, измеренного в статическом режиме (на рисунке не приведено) и зависимостью  $Z'(T)$ . Расхождение кривых  $Z'(T)$  и  $R_p(T)$  наблюдаются лишь при  $T < 15$  К и максимальной частоте опорного сигнала  $10^6$  Гц.

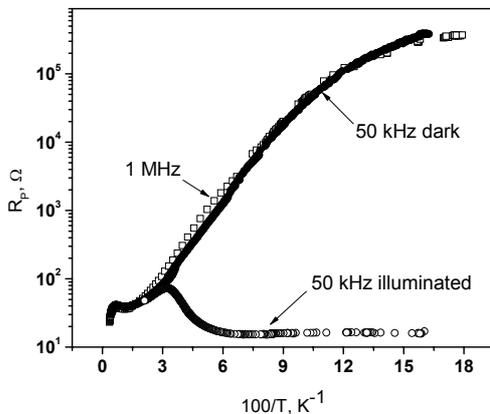


Рис.2 Зависимости сопротивления  $R_p$  от температуры для образца № 1  $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$  в темновых условиях и при подсветке измеренные на частотах 50 кГц и 1 МГц.

Существенно более сложным образом ведут себя температурные зависимости емкости (рис.3). При температурах ниже 20 К значение  $C_p$  изменяется слабо, а при высоких частотах является практически постоянным. Оценка величины диэлектрической проницаемости с использованием формулы для емкости плоского конденсатора дает  $\epsilon \sim 1000$ , что является для твердых растворов на основе теллурида свинца вполне разумным значением. Повышение температуры приводит к росту концентрации свободных носителей заряда и уменьшению сопротивления образца. Как показали методические измерения реперных схем со стандартными наборами конденсаторов и сопротивлений, измерение емкостей порядка пикофард возможно лишь в том случае, если сопротивление утечки выше  $10^3$  Ом. В условиях роста проводимости образца измерение емкостей порядка единиц пикофард становится недоступным, фаза сигнала меняет знак, что соответствует проявлению индуктивного вклада. На рис.3 эта область соответствует уменьшению емкости, и так как данные представлены в логарифмическом масштабе, зависимость  $lg C_p(100/T)$  имеет разрыв, отвечающий смену знака фазы при  $T \sim 20-25$  К. Дальнейший рост температуры приводит к повторному смену знака фазы сигнала, формально отвечающему возрастанию емкости образца.

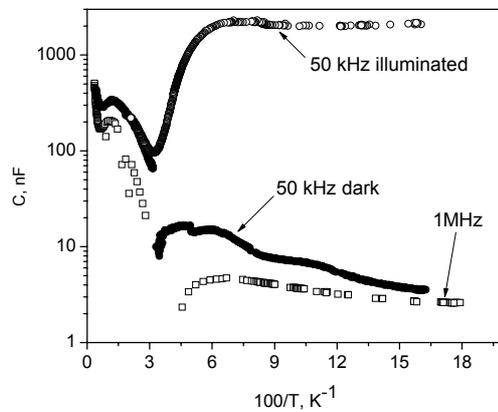


Рис.3 Зависимости емкости  $C_p$  от температуры для образца № 1  $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$  в темновых условиях и при подсветке измеренные на частотах 50 кГц и 1 МГц.

Аналогичная тенденция роста емкости наблюдается и при подсветке образца при низких температурах (см. рис.3).

Важно, что в разных образцах значения параметра  $\tau = R_p C_p = \epsilon \rho$  ( $\rho$  - удельное сопротивление) совпадают только в области низких температур. В области высоких температур разница в значениях  $\tau$  для образцов 1 и 2 превышает порядок величины. При  $T > 50$  К для образца 1  $\tau \sim 10^{-8}$  с, а для образца 2 -  $\tau \sim 3 \cdot 10^{-7}$  с. Указанные значения остаются

практически постоянными вплоть до 300 К. Это указывает на то, что при повышении концентрации носителей заряда формально рассчитанную емкость  $C_p$  нельзя ассоциировать с емкостью плоского конденсатора и рассчитывать значение статической диэлектрической проницаемости решетки, пользуясь этой формулой.

#### 4. Обсуждение результатов

Эффект резкого возрастания емкости при повышении температуры и в условиях подсветки ранее был обнаружен в работе [5] при исследовании пленок  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  в области низких частот  $3.3 \cdot 10^3$  Гц. Авторы объяснили это явление переходом решетки в сегнетофазу при температуре  $T \sim 20$  К. Однако известно, что фазовый переход из кубической в сегнетоэлектрическую фазу наблюдается в твердых растворах на основе теллурида свинца – теллурида олова при понижении температуры. В  $SnTe$ , где фазовый переход изучен достаточно подробно, повышение концентрации носителей заряда приводит к понижению температуры фазового перехода. Однако, экспериментально определенная диэлектрическая проницаемость  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  близка по величине к диэлектрической проницаемости нелегированных сплавов в кубической фазе именно в области низких температур. Более того, в образцах  $Pb_{1-x}Ge_xTe(Ga)$ , где фазовый переход действительно имеет место, диэлектрическая проницаемость имеет резкий пик лишь в узкой области температур вблизи фазового перехода  $T_0$ . При  $T > T_0$  и при  $T < T_0$  значения  $\epsilon$  остаются близкими к 1000 [6].

На рис.4 показана зависимость приведенной емкости  $C_p/C_0$  ( $C_0$  – геометрическая емкость образца равная отношению площади контактных пластин к расстоянию между ними) от сопротивления  $R_p$ . Кривая 1 получена в темновых условиях, кривая 2 – в условиях подсветки при фиксированной температуре  $T = 4.2$  К. Из приведенных данных следует, что зависимости  $C_p(R_p)$  практически совпадают, независимо от того, каким внешним воздействием индуцировано изменение сопротивления: посредством нагрева образца или подсветкой. Возникает ощущение, что резкое возрастание емкости обусловлено наличием свободных носителей заряда, индуцированных либо термической активацией с примесного уровня, либо посредством фотовозбуждения. Поскольку генерация носителей заряда происходит с примесного уровня, в образце появляются дополнительные заряженные примесные центры. Переменное электрическое поле возбуждает процесс перезарядки этих центров, что может приводить к возрастанию емкостного вклада в сопротивление образца. Аналогичные процессы наблюдались ранее в гетеропереходах Ge-Si [7].

Пока трудно предложить микроскопическую модель, описывающую эти процессы. Однако, можно полагать, что это достаточно быстрый процесс, характерные времена которого сравнимы с  $\tau$ . Не исключено, что это именно тот тип процессов, которые приводят к гашению задержанной фотовоодимости СВЧ импульсом.

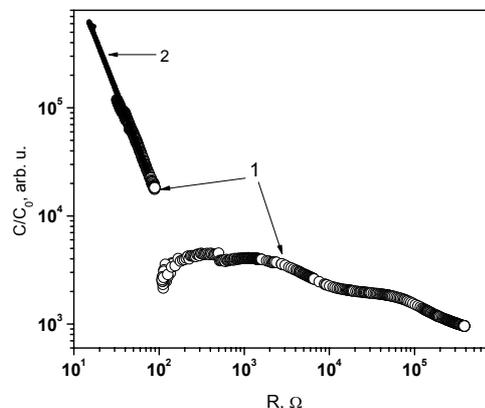


Рис.4 Типичный вид зависимости приведенной емкости  $C_p/C_0$  от сопротивления  $R_p$  образцов  $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ . Кривая 1 получена в темноте, 2 – при подсветке.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ №05-02-16657.

- [1] Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. УФН, **172**, 875 (2002).
- [2] Б.А. Акимов, Н.Б. Брандт, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия, №1, 59 (2005).
- [3] Б.А. Акимов, Н.Б. Брандт, Д.Р. Хохлов, С.Н. Чесноков. Письма в ЖТФ, **14**, 731 (1988).
- [4] В.А. Akimov, D.R. Khokhlov. Semicond. Sci. Technol., **8**, S349 (1993).
- [5] А.К. Иванов-Шиц, И.В. Мурин. Ионика твердого тела. С.-П.: Издательство Санкт-Петербургского университета, 2000. т.1
- [6] В.И. Кайданов, Ю.И. Равич. УФН, **145**, 51 (1985).
- [7] А.Э.Климов, В.Н.Шумский. Прикладная физика, № 3, 74 (2004).
- [8] Б.А. Акимов, В.В. Прядун, Л.И. Рябова, Е.И. Слынько, Д.Р. Хохлов, В.И. Штанов. ФНТ, **30**, 1209 (2004).
- [9] J.P. Donnelly, A.G. Milnes. IEEE Trans. on Electron. Devices, ED-14, 63 (1967).

# Коллективная электрон-дырочная рекомбинация и суперфлюоресценция горячих мод в гетероструктурах с квантовыми ямами

А. А. Белянин<sup>1</sup>, В. В. Кочаровский<sup>1,2</sup>, Вл. В. Кочаровский<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт квантовых исследований и физический факультет Техасского А&М университета, США

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород  
Эл. почта: kochar@appl.sci-nnov.ru

В настоящем докладе дан обзор теоретических представлений и экспериментальных данных о явлении коллективной рекомбинации свободных электронов и дырок в гетероструктурах с квантовыми ямами. Коллективная рекомбинация сопровождается импульсами суперфлюоресценции или сверхизлучения [1]. Во введении кратко обсуждаются их характерные свойства и особенности для различных полупроводниковых структур [2]. Показано, почему для квантовых ям, прежде всего замагниченных, указанное явление может быть выражено наиболее ярко [3], а также проведено сравнение со сверхизлучением экситонов.

Рассматриваются две характерные постановки задачи о коллективной рекомбинации в собственных полупроводниках – с мгновенной (фемтосекундной) и непрерывной накачкой, создающей электрон-дырочные пары. В первом случае реализуется суперфлюоресценция (в отсутствие изначальной корреляции пар), а во втором – сверхизлучение, поскольку каждый вновь генерируемый импульс фактически начинается не с уровня квантовых или тепловых флуктуаций, а с конечного уровня когерентной поляризации пар, созданной остаточным полем предшествующих импульсов сверхизлучения.

В обоих случаях в зависимости от граничных условий на краях гетероструктуры спектр излучения может быть непрерывным или (квази)дискретным. В последнем случае говорят о модовом сверхизлучении и, в частности, о сверхизлучающем гетеролазере, возможность реализации которого детально обсуждается в докладе (как для латеральной, так и для вертикальной геометрии излучения).

При этом основное внимание уделяется суперфлюоресценции и сверхизлучательной генерации на гетероструктурах с замагниченными квантовыми ямами, т.е. в системе так называемых “циклотронных квантовых точек”. Для этой системы приводятся подробные данные, прежде всего спектрально-угловые, инициированных нами недавно экспериментов по суперфлюоресценции при коллективной рекомбинации свободных электронов и дырок, созданных

фемтосекундной лазерной накачкой [4]. Среди вновь обнаруженных эффектов отметим, например, суперфлюоресценцию горячих поперечных мод, которые формируются самими электрон-дырочными парами, созданными накачкой, и направляют своё излучение вдоль квантовых ям в отсутствие какого-либо лазерного волновода.

Исследована генерация фемтосекундных импульсов сверхизлучения при постоянной накачке, возникающая за счёт коллективной рекомбинации электрон-дырочных пар в квантовых ямах, которые помещены в сильное магнитное поле, ориентированное перпендикулярно плоскости ям. Подобный сверхизлучающий полупроводниковый лазер может работать даже при комнатной температуре благодаря полному квантованию движения частиц, максимально большой спектральной плотности состояний носителей, высокой объёмной плотности эффективных “циклотронных квантовых точек” и частичному подавлению внутризонного рассеяния. В многослойной лазерной гетероструктуре, обладающей фактором оптического ограничения  $\sim 0,2$  и находящейся в магнитном поле  $\sim 10$ -50 Тл, ожидается генерация квазипериодической либо хаотической последовательности когерентных импульсов с пиковой мощностью  $\sim 1$  Вт, длительностью  $\sim 100$  фс и скважностью  $\sim 10$  (рис. 1).

Показано также, что в достаточно широком диапазоне мощностей накачки возможна двухцветная сверхизлучательная генерация (рис. 2) пары мод, резонансных двум соседним переходам между соответствующими электронными и дырочными уровнями Ландау (рис. 3). Проведено численное и аналитическое исследование характерных режимов и порогов одно- и двухцветного сверхизлучения, в том числе с учётом их модификации вследствие неоднородного уширения из-за флуктуаций толщины квантовых ям и барьеров в реальных гетероструктурах.

В заключении обсуждаются новые схемы и перспективы экспериментального исследования и практической реализации суперфлюоресценции и сверхизлучательной лазерной генерации в полупроводниковых структурах с квантовыми ямами.

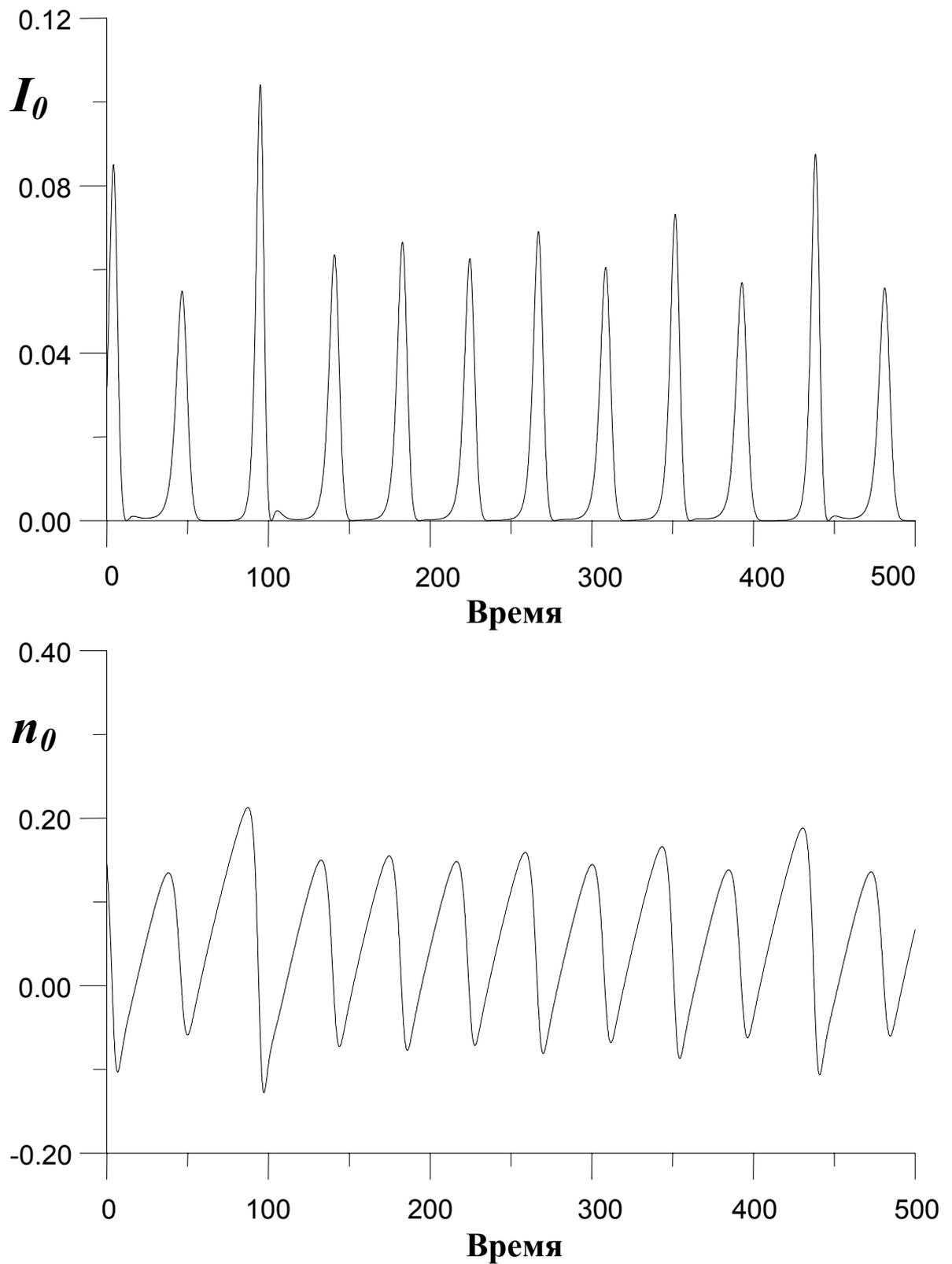


Рис. 1. Пример сверхизлучательной генерации при постоянной накачке нулевых уровней Ландау электронов и дырок [3].  $I_0$  - интенсивность излучения,  $n_0$  - разность населённости указанных уровней.

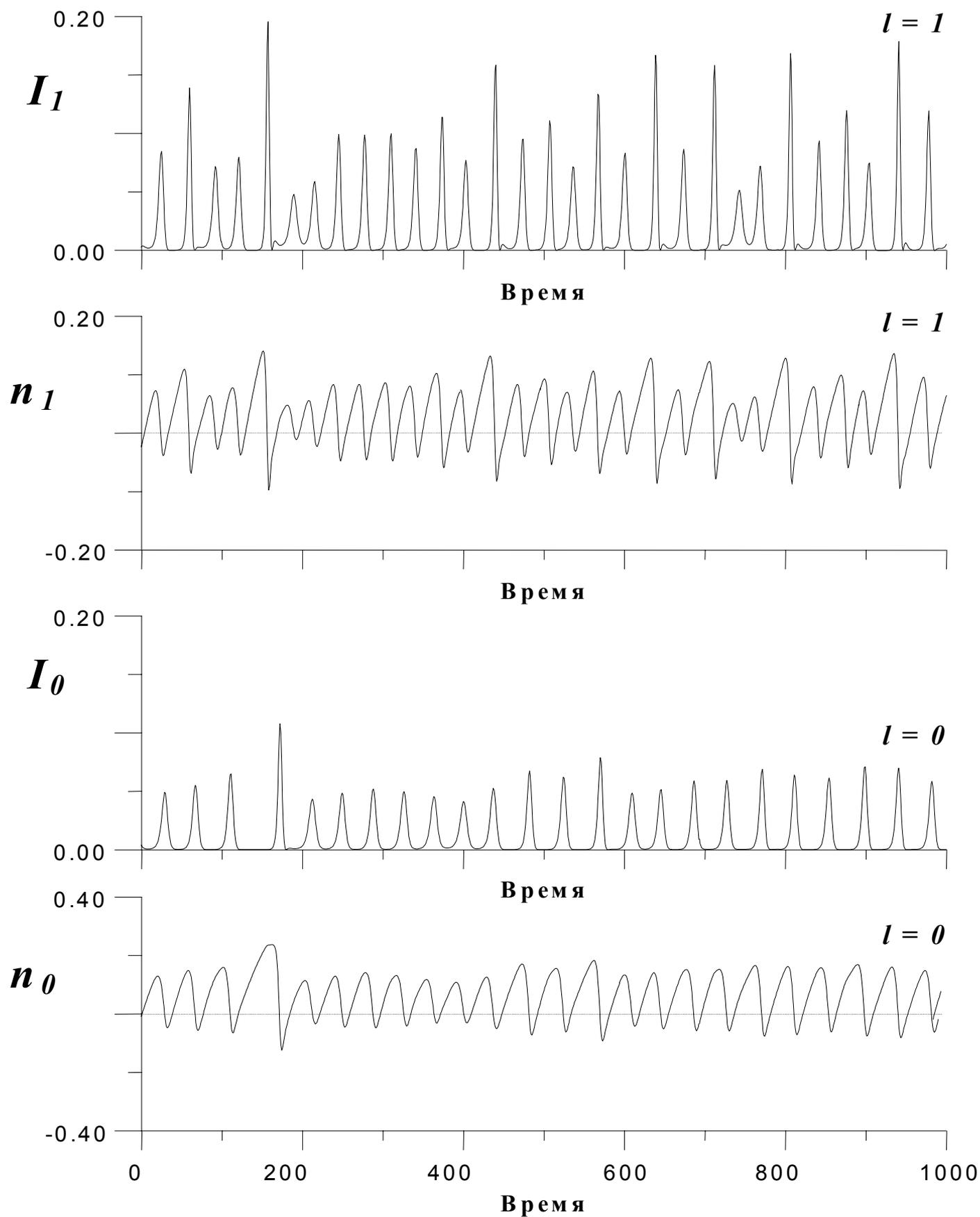


Рис. 2. Пример двухцветной сверхизлучательной генерации при постоянной накачке по схеме рис.3. Приведены зависимости интенсивности излучения  $I$  и разности населённостей  $n$  от времени для нулевого и первого уровней Ландау.

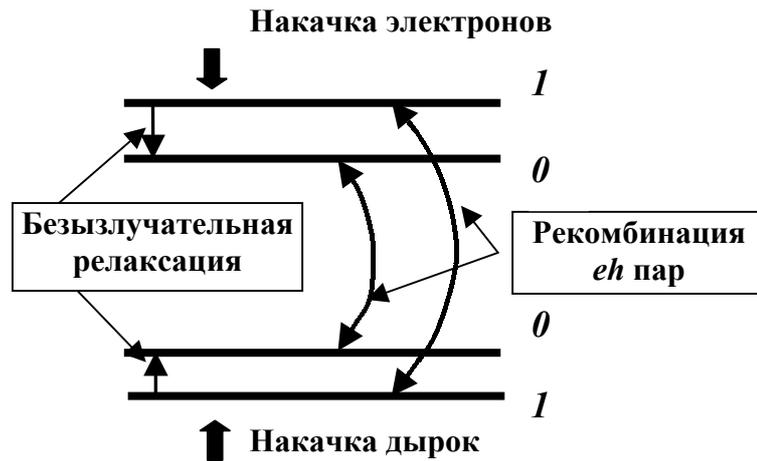


Рис. 3. Каскадная схема накачки уровней Ландау в гетероструктуре на замагниченных квантовых ямах.

[1] В.В.Железняков, В.В.Кочаровский, Вл.В.Кочаровский, *УФН* **159**, 193 (1989); *Изв. АН. Сер. физическая* **56**, 1321 (1992).

[2] А.А.Белянин, V.V.Kocharovsky, V.I.V.Kocharovsky, *Quantum and Semiclassical Optics (JEOS, Part B)* **9**, 1 (1997); **10**, L13 (1998).

[3] А.А.Белянин, В.В.Кочаровский, Вл.В.Кочаровский, Д.С.Пестов, *Изв.ВУЗов.*

*Радиофизика* **44**, 199 (2001); *Laser Physics* **13**, 161 (2003).

[4] Y.D.Jho, X.Wang, J.Kono, D.H.Reitze, X.Wei, А.А.Белянин, V.V.Kocharovsky, V.I.V.Kocharovsky, G.S.Solomon, *Phys. Rev. Lett.* (submitted).

## Исследование возможности создания межзонных каскадных лазеров с туннельным переходом

А. А. Бирюков<sup>1</sup>, Б. Н. Звонков<sup>1</sup>, С. М. Некоркин<sup>1</sup>, В. Я. Алёшкин<sup>2</sup>,  
В. И. Гавриленко<sup>2</sup>, А. А. Дубинов<sup>2</sup>, К. В. Маремьянин<sup>2</sup>, С. В. Морозов<sup>2</sup>,  
А. А. Белянин<sup>3</sup>, В. В. Кочаровский<sup>3,4</sup>, Вл. В. Кочаровский<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород

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

<sup>3</sup>Институт квантовых исследований и физический факультет Техасского A&M университета, США

<sup>4</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Эл. почта: [biryukov@nifti.unn.ru](mailto:biryukov@nifti.unn.ru)

В последние годы наблюдается значительный прогресс в исследовании нелинейно-оптических свойств лазерных диодов на основе GaAs. Перспективным направлением их использования является создание компактных инжекционных источников дальнего и среднего ИК излучения, основанных на выделении разностной частоты при внутрирезонаторном смещении двух близких по частоте полей оптического или ближнего ИК диапазона благодаря квадратичной нелинейности полупроводниковой структуры [1-9].

Лазерный диод с одновременной генерацией излучения двух частот основан на использовании квантовых ям с различающимися частотами межзонных переходов. К сожалению, генерация в нем часто оказывается неустойчивой из-за неконтролируемой конкуренции мод и известного эффекта захвата частоты в системе двух связанных автогенераторов. Решить эту проблему и обеспечить внутрирезонаторное нелинейное смещение мод позволяет схема межзонного каскадного лазера с туннельным переходом [5,6]. В простейшем варианте такого лазера квантовые ямы можно разместить вблизи двух максимумов поля TE моды 1-го порядка и

сделать их параметры в каждом каскаде немного различающимися с тем, чтобы лазер мог генерировать две разночастотные моды одного порядка (длина волны  $\sim 1$  мкм).

Настоящая работа посвящена созданию и исследованию межзонных каскадных гетеролазеров InGaP/GaAs/InGaAs, содержащих в общем волноводном слое две области квантовых ям, соединенные узким (менее 0,1 мкм) туннельным *p-n* переходом. Благодаря ему носители тока накачки последовательно проходят каждую из активных областей (рис. 1), в значительной мере препятствуя конкуренции последних.

Принципиальная схема квантового каскадного лазера с нелинейным смещением мод показана на рис. 2. Смещение боковых частей верхнего контакта, уменьшающее электрическое сопротивление структуры и потери дальней (средней) ИК моды на свободных носителях, для простоты нами не использовалось. В исследованном лазере не было пока и волновода для дальней (средней) ИК моды, поскольку задача её получения в данной работе ещё не ставилась. Поставленной целью, которую удалось реализовать, являлось получение двухчастотной генерации в предложенном лазере с туннельным переходом.

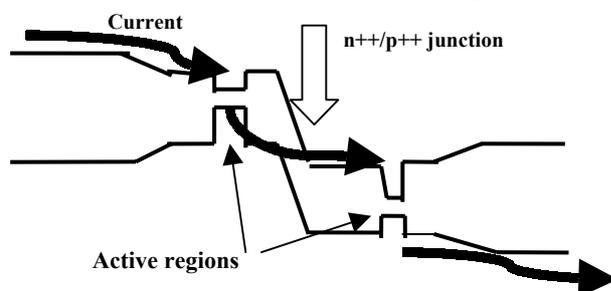


Рис. 1. Прохождение тока в межзонном каскадном лазере с туннельным переходом между двумя квантовыми ямами (подобная схема накачки обсуждалась ещё в 1999 г. Кимом и др., см. ссылки в [5]).

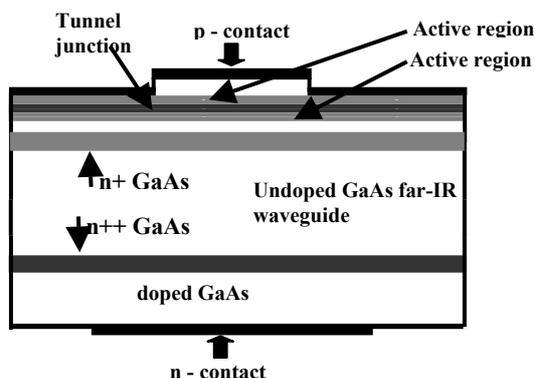


Рис. 2. Схематический разрез двухцветного межзонного каскадного лазера с туннельным переходом, предназначенного для получения излучения разностной частоты.

Структуры были выращены в ГЭТ НИФТИ ННГУ методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на подложке GaAs с концентрацией доноров  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Структура состояла из двух почти симметричных  $p-n$  переходов (толщиной 1,6 мкм и 1,7 мкм), разделённых высокодопированным (до  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) туннельным  $p-n$  переходом толщиной 40+50 нм. Лазерный волновод был сформирован 0,6-мкм слоем n-GaP в области нижнего  $p-n$  перехода и 0,6-мкм слоем p-GaP в области верхнего  $p-n$  перехода. Две коротковолновые квантовые ямы (разделённые 50-нм слоем i-GaAs) в области нижнего  $p-n$  перехода и одна длинноволновая квантовая яма в области верхнего  $p-n$  перехода имели одинаковую толщину 7 нм, но различались процентным содержанием индия (19% и 24% соответственно). Общая толщина активной области, включая туннельный переход, составляла 2,2 мкм.

Измерялись вольт-амперные и спектральные характеристики, а также диаграммы направленности излучения четырёхсклоотых лазерных диодов с типичными размерами чипа  $1 \times 0,25 \text{ мм}^2$  при

накачке 350-нс импульсами тока от нескольких до нескольких десятков ампер с частотой повторения 1,6 кГц при комнатной температуре. До порога генерации изготовленные лазеры демонстрировали сильную эволюцию спектров электролюминесценции, причем доминировать могла и длинноволновая, и коротковолновая ямы – в зависимости от параметров волновода и туннельного перехода. При токе накачки выше 15 – 20 А (в зависимости от образца) возникла двухчастотная лазерная генерация с мультимилливаттной мощностью излучения (рис. 3).

Поперечная к плоскости квантовых ям диаграмма направленности соответствовала в основном ТЕ моде 1-го порядка для длинноволнового излучения и содержала также высшие поперечные моды в коротковолновом излучении. Типичные диаграммы направленности в плоскости квантовых ям, показанные на рис. 4, свидетельствуют о сосуществовании мод шепчущей галереи. В докладе будет представлен детальный анализ модового состава и динамического спектра лазерного излучения.

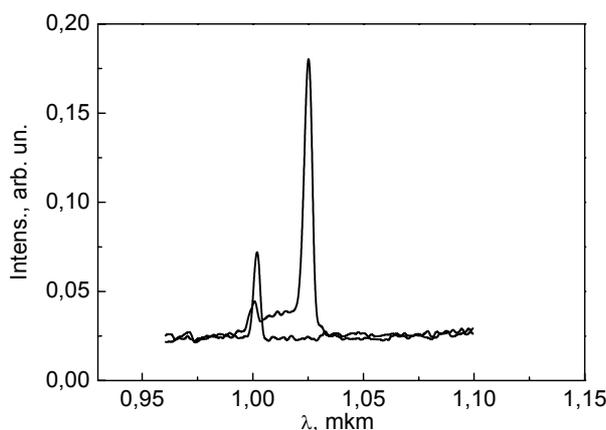


Рис. 3. Типичный спектр двухчастотной генерации, снятый вдоль длинной (1) и короткой (2) осей чипа  $1 \times 0,25 \text{ мм}^2$  четырёхсклоотого InGaP/GaAs/InGaAs инжекционного лазера с туннельным переходом при накачке 350-нс импульсами тока 20 А.

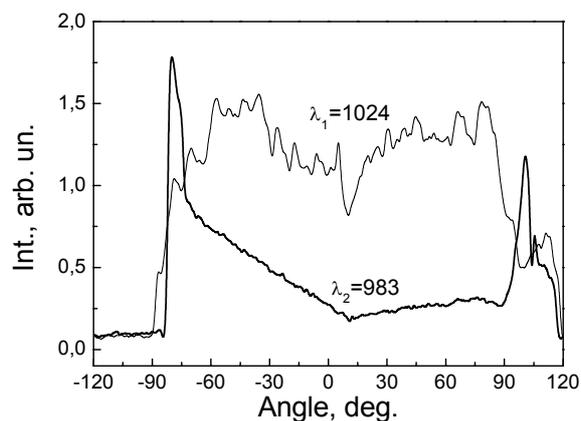


Рис. 4. Типичная диаграмма направленности в плоскости квантовых ям для лазера, указанного на рис. 3, при токе накачки 30 А (нулевой угол соответствует направлению длинной оси чипа).

Вольт-амперные характеристики лазеров показаны на рис. 5. При напряжении, отвечающем удвоенной энергии запрещенной зоны GaAs, возникает переключение тока и наблюдается участок отрицательной дифференциальной проводимости S-типа, аналогичный существующему в тиристорах. Он свидетельствует об инжекции неосновных носителей в туннельный переход, которая резко уменьшает падение напряжения на нем и интенсивность наблюдаемого излучения. С понижением температуры напряжение переключения немного подрастает и при азотных температурах туннельный *p-n* переход, действующий как обращенный диод, обеспечивает значительно более эффективную инжекционную накачку коротковолновых ям. Динамика указанных процессов продолжает изучаться, однако уже имеющиеся экспериментальные данные говорят о возможности создания двухчастотного межзонного каскадного лазера.

Таким образом, впервые получена и исследована двухчастотная генерация в новом классе диодных лазеров – межзонном каскадном

лазере с туннельным переходом, разделяющем две активные области квантовых ям, сосредоточенные в одном и том же волноводе. Данная конструкция лазера снижает конкуренцию при генерации длинноволновых и коротковолновых мод и позволяет обеспечить внутррезонаторное нелинейное смещение этих мод, а следовательно, получить когерентное излучение дальнего или среднего ИК диапазона без инверсии населенностей внутррезонаторных переходов при комнатной температуре и инжекционной накачке (непрерывной или длинными импульсами).

Работа поддержана грантами CRDF (грант #RUE1-2657-NN-05), AFOSR, NSF, the Research Corporation, Отделения физических наук РАН (программа «Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур»), Советом по поддержке ведущих научных школ Российской Федерации (грант 1744.2003.2), РФФИ (грант 04-02-17432), Министерства Образования РФ (BRHE, REC-NN-001 grant #Y1-P-01-06), NATO (SfP-973799 Semiconductors).

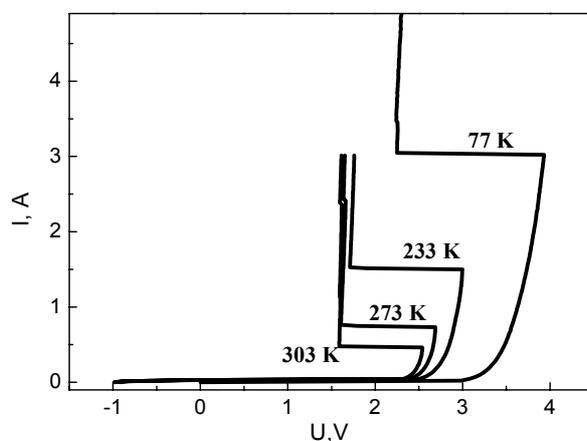


Рис. 5. Типичные вольт-амперные характеристики межзонного каскадного лазера с туннельным переходом при различных температурах.

- [1] A.A.Belyanin et al., *Phys. Rev. A* **63**, 053803 (2001).
- [2] A.A.Belyanin et al., *Nanotechnology* **12**, 450 (2001); *Proc. SPIE* **4605**, 363 (2001).
- [3] V.Ya.Aleshkin et al., *Semiconductors* **35**,1203 (2001).
- [4] A.A.Belyanin et al., *Phys. Rev. A* **65**, 053824 (2002).
- [5] А.А. Белянин и др., *УФН* **173**, 1015 (2003).
- [6] S.A.Akhlestina et al., *Proceedings of the Conference "Nanostructures: Physics and Technology"*, Ioffe Institute, St.-Petersburg, 81 (2004).
- [7] V.Ya.Aleshkin et al., *Proceedings of the Conference "Nanostructures: Physics and Technology"*, Ioffe Institute, St.-Petersburg, 238 (2005).
- [8] A.A.Biryukov et al., *J. Mod. Opt.* **52**, 2323 (2005).
- [9] V.Ya.Aleshkin et al., *Semiconductors* **39**, 171 (2005).

# Терагерцовое возбуждение высших плазменных мод в GaN гетеротранзисторе с многощелевым затвором большой площади

В.В. Попов<sup>1</sup>, Г.М. Цымбалов<sup>1</sup>, Т.В. Теперик<sup>1</sup>, Д.В. Фатеев<sup>1</sup>, М.С. Shur<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, ул. Зеленая 38, 410019 Саратов, Россия.

<sup>2</sup> Department of Electrical, Computer, and System Engineering and RPI/IBM Center for Broadband Data Transfer, C19015, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, 12180 New York, USA.  
e-mail: [popov@soire.renet.ru](mailto:popov@soire.renet.ru)

Известно, что плазменные колебания, возбуждаемые в двумерных (2D) электронных каналах полевых гетеротранзисторов (ПГТ), сильно влияют на терагерцовый (ТГц) отклик таких устройств. Это явление может быть использовано для детектирования, преобразования частоты и генерации ТГц излучения. [1–4] Наиболее привлекательными с точки зрения практических приложений являются моды плазменных колебаний, возбуждаемые в подзатворной области электронного канала, поскольку частота подзатворных плазменных колебаний может эффективно перестраиваться путем изменения затворного напряжения. Однако, подзатворные плазмоны в ПГТ с одиночным затвором оказываются слабо связанными с ТГц излучением [5] так как они сильно экранированы затворным электродом. К тому же, суммарный дипольный момент подзатворной плазменной моды крайне мал из-за акустической природы этой моды, что также значительно снижает эффективность связи подзатворных плазмонов с ТГц излучением. В реальных ПГТ расстояние между затвором и 2D электронным каналом значительно меньше длины затворного электрода  $L$ . В этом случае частоты подзатворных плазменных мод хорошо аппроксимируется простой формулой [1]

$$\omega = k_n \sqrt{\frac{e(U_g - U_{th})}{m^*}}, \quad (1)$$

где  $U_g$  - величина затворного напряжения,  $U_{th}$  - пороговое напряжение обеднения 2D электронного канала,  $e$  и  $m^*$  соответственно заряд и эффективная масса электрона. Величины волновых векторов подзатворных плазменных мод определяются длиной затворного электрода:  $k_n = (2n + 1)L/2$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ). Оценки, проведенные по формуле (1) для реальных параметров ПГТ дают значения частоты основной плазменной моды ( $n = 1$ ) порядка 5 ТГц при длине затворного электрода 100 нм. Дальнейшее повышение основной рабочей частоты плазменного транзистора ограничивается технологическими трудностями изготовления субдецимикронного затвора. Высшие подзатворные плазменные моды ( $n > 1$ ) в ПГТ с одиночным электронным каналом

имеют крайне малую эффективность возбуждения [6], даже в отсутствие затворного электрода и не могут быть использованы для повышения рабочей частоты устройства.

В работе [5] отмечалось, что эффективность связи подзатворных плазмонов с ТГц излучением может быть существенно увеличена за счет их взаимодействия с неэкранированными (межконтактными) участками 2D электронного канала. В данной работе вычислен спектр ТГц поглощения ПГТ с решеточным затвором и показано, что эффективность возбуждения плазменных резонансов в такой структуре возрастает на несколько порядков величины за счет возбуждения плазменных колебаний на неэкранированных участках 2D электронного канала. При этом высшие плазменные резонансы (до  $n = 9$ ) эффективно возбуждаются в ПГТ с узкощелевым решеточным затвором.

Терагерцовые спектры плазменного поглощения в ПГТ с решеточным затвором (см. рис. 1) вычислялись с использованием строгого электродинамического подхода [7], основанного на методе интегрального уравнения. Указанный

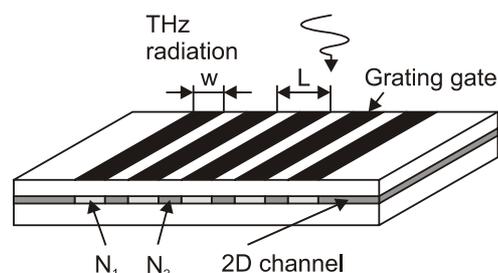


Рис. 1 Схематическое изображение полевого транзистора с решеточным затвором.

подход включает следующие основные этапы: 1) уравнение Максвелла записываются в фурье-представлении; 2) амплитуды фурье-гармоник поверхностной плотности электрического тока в плоскостях 2D электронного канала и решеточного затвора выражаются через соответствующие амплитуды фурье-гармоник латерального электрического поля в этих плоскостях; 3) с использованием закона Ома формируются интегральные уравнения для латерального электрического поля на металлической полоске решеточного затвора, а также на экранированном и не экранированном

участках 2D электронного канала; 4) полученная система интегральных уравнений решается численно с использованием метода Галеркина путем проекции интегральных уравнений на ортогональный базис полиномов Лежандра на соответствующем интервале. Терагерцовый отклик 2D электронного канала описывается локальной поверхностной проводимостью в модели Друде

$$\sigma(\omega) = \frac{e^2 N_{1,2} \tau}{m^* (1 - i\omega\tau)},$$

где  $\tau$  – характерное время электронной релаксации,  $N_1$  и  $N_2$  – равновесная концентрация электронов соответственно на экранированном и неэкранированном участках 2D электронного канала. Равновесная концентрация электронов под полосками затворного электрода вычислялась в модели плоского конденсатора

$$N_1 = \varepsilon \varepsilon_0 (U_g - U_{th}) / ed,$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая постоянная материала барьерного слоя,  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная,  $d$  – толщина барьерного слоя (расстояние от 2D электронного канала до затвора). В расчетах использовались характерные параметры ПГТ на основе структуры AlGaIn/GaN:  $\varepsilon = 9$ ,  $U_{th} = -3$  В,  $d = 8$  нм. Поверхностная проводимость металлических полосок затворного электрода полагалась равной  $2.5 \text{ Ом}^{-1}$  (золото). Результаты

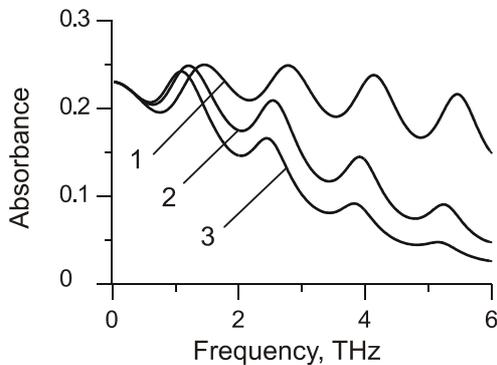


Рис. 2 Спектры поглощения ПГТ на основе структуры AlGaIn/GaN при ширине полоски решетки затворного электрода 1 мкм для трех различных значений ширины щелей решетки (мкм): 1 – 0,1; 2 – 0,3; 3 – 0,5. В расчетах использовано время электронной релаксации  $\tau = 2.27 \times 10^{-13}$  с соответствующее комнатной температуре.

расчетов свидетельствуют о том, что спектры плазмонного поглощения ПГТ практически не меняются в типичном диапазоне изменения величины постоянного тока в канале транзистора, (в пренебрежении эффектом увеличения длины канала транзистора с ростом

тока смещения). В связи с этим, ниже представлены результаты численных расчетов в отсутствие постоянного тока в канале транзистора. Заметим, что изменение длины канала транзистора с изменением тока смещения может быть легко учтено путем соответствующей вариации длины канала  $L$  в формуле (1).

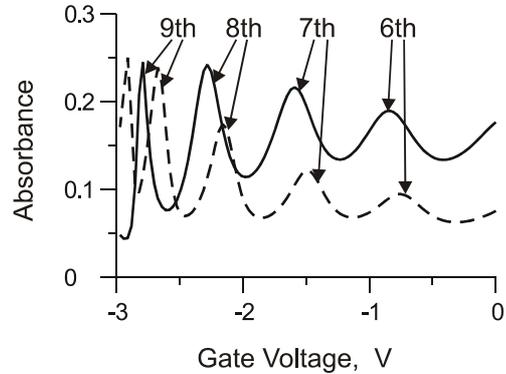


Рис. 3 То же, что и на рис. 2 на частоте 6,86 ТГц как функция величины затворного напряжения для двух разных значений ширины щелей решетки затворного электрода (мкм): 0,1 – сплошная линия и 0,2 – штриховая линия. Номерами отмечены резонансы соответствующих плазменных мод.

Расчетные спектры ТГц поглощения ПГТ на основе структуры AlGaIn/GaN с решеточным затвором микронного периода (рис. 2) демонстрируют серию плазмонных резонансов. При узких щелях решеточного затвора возбуждаются интенсивные высшие плазменные резонансы на высоких ТГц частотах вплоть до 9-го резонанса на частоте около 10 ТГц (не показан на рис. 2). Радиационное затухание плазменных колебаний значительно возрастает при уменьшении ширины щелей затворного электрода, что вызывает, в частности, сдвиг плазменных резонансов вверх по частоте. Радиационное затухание плазменных колебаний в ПГТ с узкощелевым затвором становится сравнимым по величине с их диссипативным затуханием, что определяет высокую эффективность возбуждения плазмонных резонансов. Заметим, что максимальный коэффициент поглощения 0,5 на частоте плазмонного резонанса достигается при равенстве радиационной и диссипативной ширины резонанса [7]. Результаты расчетов показывают, что все плазменные резонансы становятся слабее более чем на два порядка величины, когда электронная плотность на неэкранированных участках канала становится равной нулю, что демонстрирует принципиальную роль неэкранированных (межконтактных) участков 2D электронного канала в возбуждении плазмонных резонансов.

На рис. 3 спектр ТГц поглощения ПГТ с узкощелевым затвором показан как функция

затворного напряжения. Замечательным результатом является то, что интенсивность возбуждения высших плазменных резонансов, до 9-го резонанса включительно, существенно возрастает при более отрицательных (близких к пороговому) затворных напряжениях. Это явление возникает из-за того, что радиационное затухание высших плазменных мод возрастает с увеличением латеральной модуляции электронной плотности в канале транзистора [7]. Заметим также, что плазменные резонансы, возбуждаемые при более отрицательных значениях  $U_g$ , имеют меньшую ширину. Этот факт можно легко объяснить, выполняя дифференцирование формулы (1):

$$\Delta U_g = 2Ln \sqrt{\frac{m^* (U_g - U_{th})}{e}} (\Delta \omega_n),$$

где  $\Delta \omega_n$  ширина  $n$ -го плазменного резонанса в частотном спектре. Очевидно, что при заданном значении  $\Delta \omega_n$  величина  $\Delta U_g$  стремится к нулю, когда величина затворного напряжения приближается к пороговому значению.

Таким образом, в данной работе показано,

что узкощелевой затворный электрод с широкой апертурой представляет собой эффективной элемент связи между высшими плазменными модами в канале ПГТ и ТГц излучением. Это открывает возможность существенного повышения рабочей частоты плазменных устройств на ПГТ до 10 ТГц и выше.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Новые материалы и структуры».

- [1] Shur, M. S., et al, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, **48**, 750 (2000).
- [2] Кнап, W., et al, Appl. Phys. Lett., **84**, 1 (2004).
- [3] Satou, A., et al, Semicond. Sci. Technol., **18**, 460 (2003).
- [4] Teppe, F., et al, Appl. Phys. Lett., **87**, Art. No. 052107/3 (2005).
- [5] Popov, V. V., et al, J. Appl. Phys., **98**, Art. No. 033510/7 (2005).
- [6] Popov, V. V., et al, ФТП, **39**, 157 (2005).
- [7] Popov, V.V., et al, J. Appl. Phys., **94**, 3556 (2005).

## Локальная зарядовая запись на слоях монодисперсных частиц Pt на окисле SiO<sub>2</sub>.

А.Н. Титков, М.С. Дунаевский, В.М. Кожевин, Д.А. Явсин, С.А. Гуревич

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

e-mail: [Alexander.Titkov@mail.ioffe.ru](mailto:Alexander.Titkov@mail.ioffe.ru)

В работе предложена новая перспективная система для зарядовой записи информации высокой плотности – слои монодисперсных Pt наночастиц (диаметром 2 нм) на поверхности окисла SiO<sub>2</sub> на проводящем кремнии. Локальная зарядовая запись осуществляется посредством приложения импульса напряжения к проводящему зонду атомно-силового микроскопа (АСМ), приведенного в контакт с поверхностью исследуемого слоя. На следующем этапе уже в режиме бесконтактной электро-силовой микроскопии (ЭСМ) детектируется электростатическое взаимодействие зонда с поверхностью. Это позволяет обнаруживать на малую область зарядки в тонком слое окисла и изучать трансформацию во времени ее линейных размеров и плотности сохраняемого заряда. Отметим, что данный способ одновременно открывает новые возможности прямой нано локальной диагностики электрических свойств нано тонких диэлектрических слоев.

Исследования по локальной зарядке тонких слоев диэлектриков под зондом АСМ ведутся уже на протяжении более десяти лет [1-5]. Целью этих работ является достижение экстремально малых размеров локальных пятен зарядки и, одновременно, больших времен жизни создаваемых пятен зарядки. Первоначально эксперименты велись в комнатных условиях на нано тонких слоях термического окисла SiO<sub>2</sub> на подложке Si. Реализация локальной зарядки оказалось довольно простой задачей, но вот получить малые размеры пятен зарядки, а тем более устойчивые во времени долго не удавалось. Наблюдалось быстрое расширение пятен зарядки в плоскости слоя окисла, а также уход заряда в Si подложку. Для предотвращения разбегания зарядов по слою было предложено формировать внутри нано тонких слоев окислов кремниевые нанокристаллы (нк-Si), которые бы захватывали внедряемые заряды и осуществляли их пространственную локализацию. Был найден метод формирования нк-Si в слое окисла посредством имплантации слоев ионами Si с последующим высокотемпературным отжигом. Однако, оказалось, что в комнатных условиях и нк-Si не

способны обеспечить пространственную локализацию носителей. Внимательное исследование показывает, что в атмосферных условиях огромное влияние на разбегание носителей, даже захваченных на нк-Si под поверхность слоя окисла, оказывает присутствие на поверхности тонких смачивающих слоев, содержащих заряженные ионы, которые могут проникать по нано каналам в слое окисла в его толщину и вызывать нейтрализацию или перенос внедренных зарядов. Подавление подобных эффектов удалось добиться за счет повышения электрической плотности слоев окислов, и более эффективно путем переноса исследований из комнатной атмосферы в сухую атмосферу газов N или Ar. Все предпринятые усилия позволили получить стабильные во времени на шкале десятков часов пятна локальной зарядки с регистрируемыми линейными размерами на уровне 100 нм.

Нами представляются результаты исследований по локальной зарядке на монослоях монодисперсных металлических наночастиц Pt диаметром около 2 нм на тонком термическом окисле SiO<sub>2</sub> на подложке Si. В атмосферных условиях были получены устойчивые во времени пятна зарядки диаметром менее 70 нм. Пятна зарядки сохранялись на протяжении более часа при отсутствии какого-либо расширения в плоскости поверхности, что кардинально отличается от протекания рассматривавшихся выше эффектов локальной зарядки непосредственно в слое окисла SiO<sub>2</sub>. По основным параметрам и условиям достижения эффекта зарядки предлагаемая система обладает заметным преимуществом и, очевидно, перспективна в плане заметного повышения достигнутых на сегодня уровней плотности электрической записи информации.

Работа выполнялась на слоях наночастиц Pt, получаемых на окисленных кремниевых подложках оригинальным методом лазерного электродиспергирования (ЛЭД), недавно разработанным в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН [6]. Метод основан на эффекте каскадного деления субмикронных капель металла, выплескиваемых с расплавленной поверхности мишени и заряжаемых до порога капиллярной неустойчивости в плазме лазерного факела. Было

показано, что формируемые наночастицы металла находятся в аморфном состоянии и не коагулируют при соприкосновении, вследствие чего могут быть сформированы ансамбли наночастиц с разной поверхностной плотностью. Относительный разброс размеров получаемых частиц не превышает 10%, т.е. наноструктуры практически монодисперсны. Структурные свойства монослоев наночастиц Pt были проверены топографическими АСМ исследованиями в атмосферных условиях и исследованиями с еще большим пространственным разрешением методом сканирующей туннельной микроскопии в сверхвысоком вакууме.

Исследования по локальной зарядке и выявлению ее результатов выполнялись на АСМ приборах SOLVER P-47 SEMI, производства компании НТ-МДТ. Характерные условия зарядки составляли: длительность импульса зарядки 10 – 100 мсек при амплитуде прикладываемого напряжения 4-10 V. В получении максимально малых пятен зарядки оказывается важным, как сам способ получения локального пятна зарядки, так и метод его регистрации, так как приборное уширение при регистрации может свести на нет все достижения на стадии зарядки. В докладе отдельно обсуждаются оптимальные подходы к осуществлению зарядки и регистрации ее результатов. В частности, демонстрируется, что перенос эксперимента по зарядке в условия вакуума позволяет зарегистрировать пятна зарядки с диаметром на уровне 25-30 нм, рекордном значении среди опубликованных до сих пор.

Полученные на монослоях Pt рекордные результаты по локальности зарядки, а также ее длительности в атмосферных условиях очень интересны, но еще не совсем ясны и требуют дальнейшего изучения. Повышенная временная

стабильность эффекта зарядки в атмосферных условиях связывается нами с аморфным состоянием частиц Pt и не полным, но присутствующим окислением их поверхности, а также перколяционным характером поверхностной проводимости по наночастицам. Полученный эффект устойчивой локальной зарядки особенно поразителен, если учесть существование заметной интегральной проводимости вдоль слоя наночастиц Pt. Объяснение этого противоречия видится в необычном характере, который должна иметь проводимость по ансамблю металлических наночастиц. Вполне возможно, что не все частицы касаются друг друга, и латеральная проводимость между макроконтрактами осуществляется по отдельным проводящим цепочкам близко расположенных наночастиц. В то же время, могут существовать и отдельно стоящие наночастицы, которые и будут обеспечивать осуществление локальной зарядки слоев.

- [1] S.Tiwary, F.Rana, H.Hanafi, A.Hartstein, E.Crabbe, K.Chan, Appl. Phys. Lett., 68, 1377 (1996)
- [2] J.T.Jones, P.M.Bridger, O.J.Marsh, T.C.McGill, Appl. Phys. Lett., 75, 1326 (1999)
- [3] E.Boer, M.Brongersma, H.Atwater, R.Flagan, L.Bell, Appl.Phys.Lett., 79, 791 (2001)
- [4] C.Guillemont, P.Budau, J.Chevrier, Europhys. Lett., 59, 566 (2002)
- [5] C.Ng, T.Chen, H.Lau, Y.Liu, M.Tse, O.Tan, Appl.Phys.Lett., 85, 2941 (2004)
- [6] V.M.Kozhevin, D.A.Yavsin, V.M. Kouznetsov, V.M.Busov, V.M.Mikushkin, S.Yu.Nikonov, and S.A.Gurevich, J. Vac. Sci. Technol., 18, 1402-1405 (2000)

# Исследование транспортных свойств сверхпроводящих структур в неоднородном магнитном поле ферромагнитных наночастиц

С.Н. Вдовичев, Д.Ю. Водолазов, Б.А. Грибков, С.А. Гусев, А.Ю. Климов, Ю.Н. Ноздрин, А.В. Самохвалов, В.В. Рогов, А.А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, 603163, Н.Новгород, Россия.

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

При изучении гибридных структур ферромагнитные частицы на сверхпроводнике основное внимание было сфокусировано на исследовании процессов возникновения и пиннинга абрикосовских вихрей в сверхпроводящих пленках под действием магнитного поля ферромагнитных частиц [1-3]. Однако, как показывают эксперименты и теоретические расчеты, наблюдение таких эффектов возможно лишь при температурах близких к критической температуре сверхпроводника, когда 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  $10^4$ - $10^5$  А/см<sup>2</sup>, что подтверждается многочисленными экспериментами [1,3].

В данной работе исследованы две системы, в которых влияние неоднородного поля ферромагнитных структур может быть значительным, как было показано в наших предварительных работах [4]. Первой из таких систем является узкий сверхпроводящий мостик, на которую помещается система ферромагнитных частиц или ферромагнитная полоска (пленка). В этом случае, при намагничивании ферромагнетика в определенном направлении, неоднородное магнитное поле транспортного тока компенсируется полем магнита, что приводит к значительному увеличению критического тока. Второй системой является слабая сверхпроводящая связь (джозефсоновский переход), где в условиях подавленной сверхпроводимости даже относительно небольшие поля рассеяния наномангнитов способны существенно (в несколько раз) менять критический ток сверхпроводника.

## Сверхпроводящий мост/ферромагнетик

I. Структура Nb/Co. На мосту Nb (ширина 2 мкм, длина 8 мкм, толщина 100 нм,  $T_c \sim 9K$ ,  $j_c \sim 10^8$  А/см<sup>2</sup>) методами

электронной литографии изготовлена полоска Co с латеральными размерами  $0.4 \times 12$  мкм и толщиной 100 нм (см. вставку к Рис.1a). Доменная структура этой полоски близка к полосовой доменной структуре.

II. Структура Mo/Co. Методами фотолитографии изготовлена структура, состоящая из сверхпроводящего моста Mo (ширина 2 мкм, длина 8 мкм, толщина 5 нм,  $T_c \sim 7K$ ,  $j_c \sim 10^6$  А/см<sup>2</sup>) центральная часть которого покрыта пленкой Co (см. вставку к Рис.1b). Таким образом, на сверхпроводящем мосту сформирован ферромагнитный микромостик (сужение).

Измерения транспортных свойств гибридных структур проводились в гелиевом криостате стандартным четырехконтактным методом при  $T=4.2$  K (температура, существенно меньшая критической для всех образцов).

Изначально ферромагнитные структуры находилась в размагниченном состоянии с остаточной намагниченностью близкой к нулю. Эффект влияния неоднородного магнитного поля полоски проявлялся при ее намагничивании однородным внешним магнитным полем, прикладываемым в плоскости образца и перпендикулярно сверхпроводящему мосту. Зависимости критического тока (при разных направлениях протекания)  $I_c^\pm(H)$  от магнитного поля, приложенного в плоскости моста, представлены на Рис.2a,b. С ростом магнитного поля критический ток  $I_c^+$  стал убывать (магнитное поле тока складывается с полем частиц), а  $I_c^-$  - расти (магнитное поле тока компенсируется неоднородным полем частиц).

В экспериментах с гибридными структурами Mo/Co на критический ток тонкого моста Mo влияет и перемещение доменных стенок, сформировавшихся в ферромагнитном сужении. Возможно, под границей доменов в сверхпроводнике формируются “каналы”, которые могут служить центрами пиннинга для абрикосовских вихрей.

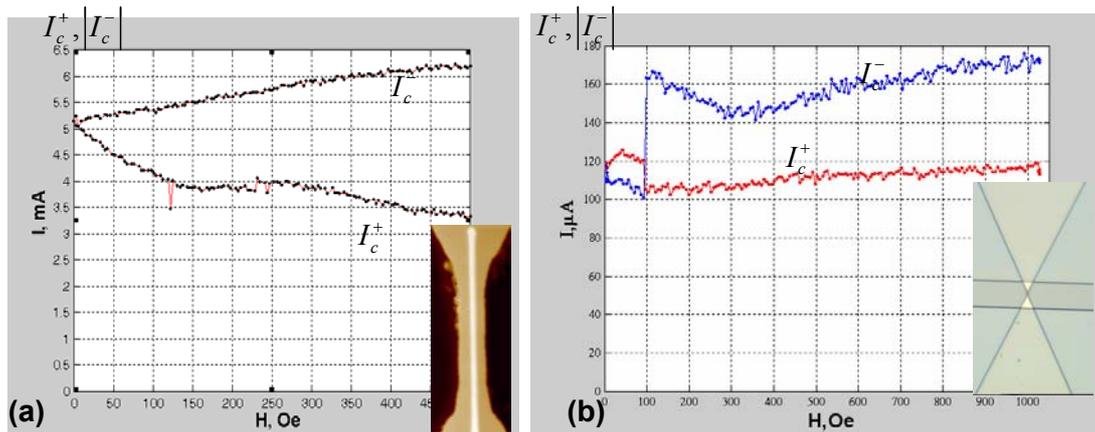


Рис.1. Зависимости  $I_c(H)$  от поля по оси  $Ox$  для гибридных структур (a) Nb/Co и (b) Mo/Si/Co соответственно. На вставках изображения образцов.

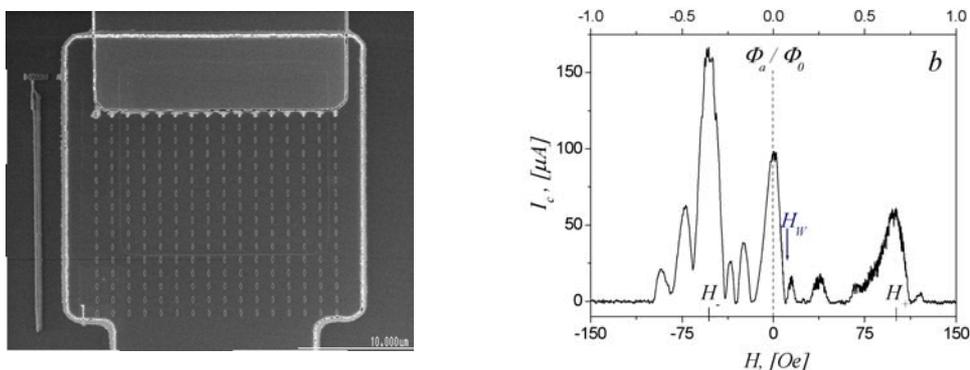


Рис.2. (a) AFM изображение “overlap” джозефсоновского перехода с решеткой магнитных частиц. (b) Зависимость  $I_c(H)$  контакта в случае однородно намагниченных частиц.

### Джозефсоновский переход/решетка частиц.

Эксперименты с гибридными структурами джозефсоновский переход/решетка частиц были направлены на обнаружение эффекта соизмеримости между периодической решеткой пар вихрь-антивихрь, возникающих в неоднородном поле решетки однородно намагниченных частиц, расположенных над электродом планарного джозефсоновского контакта, и распределением плотности тока в переходе.

Для исследований была изготовлена серия планарных (“overlap”) переходов Nb/Al/AlO<sub>x</sub>/Nb с решеткой частиц Co на верхнем электроде контакта, см. Рис.2a. Размеры перехода 20\*20 мкм, размеры частиц Co 280\*650\*55 нм.

Частицы находились в однородно намагниченном состоянии. Зависимость критического тока от внешнего магнитного поля приведена на Рис.2b. Эффект соизмеримости проявляется в возрастании вторичных максимумов на зависимости критического тока джозефсоновского

перехода от однородного магнитного поля, в подавлении максимального критического тока и сдвиге зависимости критического тока джозефсоновского перехода от однородного магнитного поля как целого относительно нулевого магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, программы РАН “Квантовая макрофизика”, МНТЦ (2976) и INTAS (03-51-6426, 03-51-4778).

### Литература

- [1] D.J. Morgan, J.B. Ketterson. Phys. Rev. Lett. V.80, P. 3614 (1998); E. Villegas et al. Science V.302, P.1188 (2003).
- [2] T.H. Alden, J.D. Livingston. J. Appl. Phys. V. 37, P.3551 (1966); I.D. Tokman. Phys. Lett. A. V.166, P.412 (1992).
- [3] J.I. Martin et al., Phys. Rev. Lett. V.79, P.1929 (1997); M.J. Van Bael et al. Phys. C V369, P.97 (2002).
- [4] Вдовичев С.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, Т.80, С.52 (2004); D.Y. Vodolazov et al., Phys. Rev. B, V.72, P.64509 (2005).

# Осцилляции критического тока в структуре сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник при учете s-d рассеяния

А.В. Ведяев, Н.Г. Пугач, Н.В. Рыжанова

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический Факультет

Ленинские Горы, МГУ, Москва, Россия,

E-mail: [pugach@magn.ru](mailto:pugach@magn.ru)

В предлагаемой работе исследуется ток Джозефсона в S/F/S структуре, где S – это сверхпроводник, F – ферромагнитный металл. Ранее было показано, что критический ток осциллирует в зависимости от толщины ферромагнитного слоя. Такое поведение связано с затухающими осцилляциями волновой функции куперовских пар внутри ферромагнетика вблизи контакта со сверхпроводником и образованием неоднородного сверхпроводящего состояния типа ЛОФФ-фазы (Ларкина, Овчинникова, Фулде, Феррелла) [1,2]. Длина когерентности в F-слое, описывающая сверхпроводящую корреляцию, тогда является комплексной величиной:  $1/\xi_F = 1/\xi_1 + i/\xi_2$ . Параметры  $\xi_1$  и  $\xi_2$  соответствуют длине затухания и периоду осцилляций параметра сверхпроводящего порядка  $\Psi(z) \sim \exp(-z/\xi_F)$ , где  $z$  – координата вдоль оси, перпендикулярной плоскости F/S контакта.

Из построенной ранее теории, опирающейся на решение уравнений Эйленберга или Узалея, следует, что эти параметры должны быть равны  $\xi_1 = \xi_2$  для слабоферромагнитного металла [3], что противоречит недавним экспериментам [4,5] по измерению зависимости тока Джозефсона от толщины ферромагнитной прослойки. Для объяснения полученной зависимости авторы [4] должны были ввести некий дополнительный механизм развала пар. Наиболее показательный эксперимент был проведен группой Рязанова [5]. В этом эксперименте был исследован случай наибольшего на настоящий момент интервала изменения толщины F-слоя, и было показано, что  $\xi_1/\xi_2 = 3.07$ . Такое большое отличие не может быть объяснено в рамках разработанной ранее теории, которая принимает во внимание только s-s рассеяние (в результате рассеяния s-электрон возвращается обратно в s-зону) как в сверхпроводнике, так и в ферромагнетике. Необходимо рассмотреть какой-то дополнительный механизм рассеяния, сопровождающегося развалом куперовских пар.

Совсем недавно появилось сообщение, в котором различие между  $\xi_1$  и  $\xi_2$  объяснялось рассеянием с переворотом спина [6]. Мы же хотим предложить другой механизм развала пар в ферромагнетике. Давно известно, что рассеяние квазисвободных s-p электронов в d-

зону играет существенную роль в явлениях переноса в 3-d переходных металлах и их сплавах т.к. d-зона вносит основной вклад в плотность состояний на уровне Ферми [7]. Электроны d-зоны практически не образуют куперовских пар, поэтому s-d рассеяние разрушает сверхпроводящую корреляцию, которая возникает в ферромагнетике, находящемся в контакте со сверхпроводником. В данной работе проведен расчет тока Джозефсона с учетом s-d рассеяния как основного типа рассеяния в ферромагнетике.

Рассмотрим джозефсоновский контакт, образованный двумя полубесконечными сверхпроводящими электродами с ферромагнитной прослойкой между ними. Здесь удобно использовать смешанное координатно-импульсное  $\vec{k}$ - $z$  представление, где  $\vec{k}$  – компонента квазиимпульса в плоскости контакта. Electroды сделаны из обычного сверхпроводника, где носители тока s-электроны. Их рассеяние s-s типа и не должно принципиально изменять волновую функцию. Но s-d рассеяние в ферромагнетике хоть и сохраняет спин электрона, разрушает сверхпроводящую корреляцию и, поэтому должно быть учтено. Менее подвижные d-электроны отражаются от границы со сверхпроводником и практически не спариваются, тогда аномальная функция Грина, описывающая корреляцию в d-зоне  $F^{dd} = 0$ . В рамках сделанных предположений уравнения Горькова для нормальной  $G_{\uparrow\uparrow}^{ss}(\omega, \vec{k}, z, z')$  и аномальной  $F_{\downarrow\uparrow}^{ss}(\omega, \vec{k}, z, z')$  функций Грина s-электронов имеют вид:

$$\left[ i\omega + \frac{1}{2m} \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2 \right) + \varepsilon_F(z) + I(z) - x_0 \gamma_{sd}^2 G_{\uparrow\uparrow}^{dd}(z=z') \right] G_{\uparrow\uparrow}^{ss} + \Delta(z) F_{\downarrow\uparrow}^{ss} = \delta(z-z')$$

$$\left[ i\omega - \frac{1}{2m} \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2 \right) - \varepsilon_F(z) + I(z) - x_0 \gamma_{sd}^2 G_{\downarrow\downarrow}^{dd}(z=z') \right] F_{\downarrow\uparrow}^{ss} + \Delta^*(z) G_{\uparrow\uparrow}^{ss} = 0,$$

где  $\omega = \pi T(2n+1)$ ,  $T$  – температура,  $n$  – целое,  $\hbar=1$ ,  $k_B=1$ . Энергии Ферми  $\varepsilon_F(z)$  отличаются в сверхпроводнике и в ферромагнетике. Обменное магнитное поле  $I(z)$  отлично от нуля только в ферромагнитной прослойке. Предполагается, что константа связи равна нулю в ферромагнетике, поэтому в нем и параметр

порядка  $\Delta(z)=0$ .  $\Delta(z)=\Delta \exp(\pm i\varphi/2)$  соответственно в левом (-) и в правом (+) электродах. Ранее было показано [8], что отклонение от предложенного ступенчатого вида параметра порядка приводит к незначительной поправке в окончательном результате. Эффективная масса  $m$  предполагается одинаковой в обоих металлах. Рассеяние в d-зону происходит только в F-прослойке и описывается в рамках первого Борновского приближения, т.е. членом  $x_0 \gamma_{sd}^2 G_{\uparrow\uparrow(\downarrow\downarrow)}^{dd}(z=z')$ , где  $x_0$  – концентрация примесей,  $\gamma_{sd}$  – потенциал рассеяния,  $G^{dd}$  – функция Грина d-электронов. Функции Грина непрерывны вместе со своими первыми производными на S/F границах. Полученные из этих уравнений функции Грина нужно подставить в выражение для плотности тока:

$$J(z) = \frac{ie}{2m} T \sum_{\omega} \int \frac{kdk}{4\pi^2} \lim_{z' \rightarrow z} \left( \frac{\partial}{\partial z'} - \frac{\partial}{\partial z} \right) (G_{\uparrow\uparrow}^{ss} + G_{\downarrow\downarrow}^{ss})$$

Волновая функция Куперовских пар осциллирует в ферромагнитном слое и затухает при удалении от S/F границы. Поэтому ток Джозефсона осциллирует при увеличении толщины F-прослойки. Расчет показывает, что период осцилляций  $2\pi \xi_2 - v_F l / I$  ( $v_F$  – Ферми-скорость) зависит только от величины обменного поля и  $\xi_2$  не равно длине затухания  $\xi_1$ , зависящей от средней длины свободного пробега в ферромагнетике  $\xi_1 \sim l$ . Это остается верным при любой величине обменного поля. В то же время в работе [3] при решении уравнения Эйленберга было показано, что комплексная корреляционная длина  $\xi$  имеет такое же значение только в пределе сильного магнитного поля, в случае слабого ферромагнетика результат [3] совпадает с полученным из уравнений Узаделя:  $\xi_1 = \xi_2 = \sqrt{v_F l / 3I}$ . Это расхождение объясняется тем, что теория [2,3] принимает во внимание только рассеяние s-s типа, а предлагаемая модель рассматривает s-d рассеяние в ферромагнетике. Рассеяние спаренных s-электронов в d-зону с другим преобладающим типом порядка (магнитный порядок) приводит к затуханию волновой функции Бозе-конденсата и развалу куперовских пар. Таким образом, s-d рассеяние эффективно помогает обменному магнитному полю в разрушении сверхпроводящей корреляции.

Сравнение предложенной модели с экспериментом, описанным в [5] и дополненным новыми данными, представлено на рис.1. Эти данные покрывают самый большой на сегодняшний день интервал изменения толщины F-слоя, равный двум полупериодам осцилляций. Когда критический ток  $J$  переходит через ноль, разность фаз параметра порядка между S-электродами  $\varphi$  изменяется от 0 до  $\pi$  и обратно. Разумеется, в эксперименте измеряется ток по абсолютной величине. Сверхпроводящие электроды были изготовлены из Nb толщиной

110 и 240 nm, что сильно превышает длину свободного пробега в этих образцах  $l_{Nb} \sim 3$  nm и длину когерентности  $\xi_{Nb} \sim 7$ –8 nm, что дает возможность рассматривать S-слои как полубесконечные. В литературе дается противоречивая информация о квазиимпульсе Ферми Nb и его подгоночная величина,  $k_{Nb} = 0.64 \text{ \AA}^{-1}$  кажется вполне реалистичной. Прослойка была изготовлена из слабо ферромагнитного сплава  $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ . Эти металлы имеют близкие энергии Ферми, так за величину квазиимпульса Ферми электронов со спином  $\uparrow$  сплава была принята его величина для Cu  $k \approx 1.36 \text{ \AA}^{-1}$ . Обменное поле трудно измерить, его величина, была получена из сравнения с экспериментом  $I = 0.025 \epsilon_F$ , как и средняя длина свободного пробега в ферромагнетике  $l = 12.2 \text{ \AA}$ , тогда как длина, найденная из измерений проводимости составляла  $l \sim 10$ –15  $\text{ \AA}$ .

Хорошее согласие с экспериментальными данными позволяет заключить, что s-d рассеяние, как механизм развала пар необходимо учитывать при описании эффектов близости в S/F структурах наряду с рассеянием с переворотом спина.

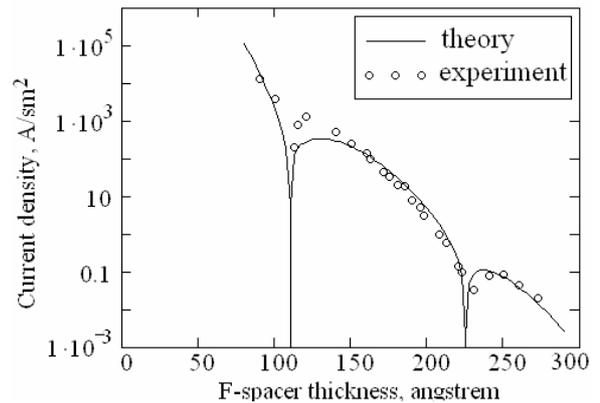


Рис.1. Зависимость величины критического тока от толщины ферромагнитной прослойки. Сравнение теории (сплошная линия) и эксперимента (кружки).

- [1] A.A.Golubov, M. Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
- [2] A. I Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
- [3] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **64**, 134506 (2001).
- [4] H. Celler, C. Baraduc, F. Lefloch et al., Phys. Rev. B **68**, 054531 (2003).
- [5] V.V. Ryazanov, V.A. Oboznov, A.S. Prokofiev, et al., J. Low Temp. Phys. **136**, 385 (2004).
- [6] V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. K. Feofanov et al., arXiv:cond-mat/0508573.
- [7] F. Brouers, A. Vedyayev, and M. Giorgino, Phys. Rev. B **7**, 380 (1973).
- [8] A. Bagrets, C. Lacroix, A. Vedyayev, Phys. Rev. B **68**, 054532 (2003).

# Резонансные эффекты в туннельном джозефсоновском контакте в неоднородном поле массива магнитных наночастиц

А.В. Самохвалов

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

Экспериментальные исследования гибридных структур ферромагнетик/сверхпроводник (FS), состоящих из планарного джозефсоновского перехода с поперечной (overlap) геометрией и массива магнитных частиц (см. рис.1), показали сильную зависимость критического тока контакта  $I_c$  от магнитного состояния частиц [1]. Обнаруженные в такой системе эффекты соизмеримости – появление дополнительных максимумов на зависимости  $I_c(H)$  при кратных значениях внешнего магнитного поля  $H$  – однозначно свидетельствуют о формировании в переходе периодического распределения джозефсоновской разности фаз [2].

В докладе аналитически и численно изучена модель, объясняющая возникновение разности фаз в переходе образованием в сверхпроводящих электродах вихрей Абрикосова. Приведены результаты теоретического исследования влияния периодической модуляции разности фаз, создаваемой решеткой магнитных частиц, на критический ток и высокочастотные свойства (резонансы Фиске) джозефсоновского контакта. Изучено влияние мелкомасштабной фазовой модуляции на соотношение между плотностью джозефсоновского тока и разностью фаз на переходе.

## Модель

Рассмотрим короткий ( $W < \lambda_J$ ) джозефсоновский переход, на верхнем электроде которого сформирована квадратная решетка  $a \times a$  однородно намагниченных в плоскости перехода наночастиц, как показано на рис.1. Будем полагать, что эффект близости между сверхпроводником и ферромагнетиком отсутствует. Поэтому, если пренебречь слабым влиянием полей рассеяния магнитных частиц, проникающих в переход через его границы, то образование в сверхпроводящих электродах вихрей Абрикосова является необходимым условием возникновения нетривиальной джозефсоновской разности фаз в контакте [3]. В соответствие с представлениями [4], каждая магнитная частица создает в верхнем электроде пару вихрей противоположного направления. Размер пары (т.е. расстояние между вихрем и антивихрем) определяется размером частицы  $2d$  вдоль направления намагниченности  $\mathbf{M} = M \mathbf{x}_0$ . В этом случае пределяющим оказывается электродинамический механизм влияния вихрей на свойства контакта [3], возникающий из-за “захваченного” в области перехода

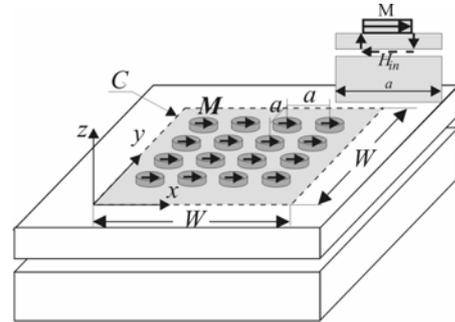


Рис.1 Схематическое изображение джозефсоновского контакта с массивом ферромагнитных наночастиц. Область перехода показана пунктиром.

магнитного потока пары вихрь-антивихрь. Для простейшей синусоидальной зависимости плотности сверхтока через контакт  $j = j_c \sin \varphi$ , распределение джозефсоновской разности фаз  $\varphi(\mathbf{r})$  в плоскости перехода  $\mathbf{r} = (x, y)$ , описывается уравнениями:

$$\Delta \varphi = \lambda_J^{-2} \sin \varphi, \quad \partial_u \varphi|_C = \frac{2\pi\Lambda}{\Phi_0} [\mathbf{z}_0 \times \mathbf{H}]_u, \quad (1)$$

$$\text{rot}_z (\nabla \varphi) = 2\pi \sum_{\mathbf{K}} (\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\mathbf{K}}^+) - \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\mathbf{K}}^-)).$$

Здесь  $\mathbf{r}_{\mathbf{K}}^\pm = \mathbf{K} \mp d \mathbf{x}_0$  - координаты вихрей (+) и антивихрей (-), вектор  $\mathbf{K} = a(k_x \mathbf{x}_0 + k_y \mathbf{y}_0)$  задает положение частиц, определяемое парой целых чисел  $(k_x, k_y)$ ,  $\mathbf{H}$  - магнитное поле в плоскости перехода, а  $\mathbf{u}$  - единичный вектор в направлении нормали к контуру  $C$ .

## Распределение разности фаз в переходе

Основные свойства джозефсоновского перехода, помещенного в поле массива магнитных частиц, можно качественно понять, пренебрегая эффектами на границах контакта и полагая решетку вихрей бесконечной в поперечном направлении. Считая переход абсолютно непрозрачным ( $j_c = 0$ ) и используя разложение в ряд Фурье по пространственным гармоникам  $q_a = 2\pi/a$ , получим из (1) распределение джозефсоновской разности фаз  $\varphi^M(\mathbf{r})$  в переходе:

$$\varphi^M = -\frac{4\pi d}{a^2} y + \varphi_1^M + \varphi_2^M, \quad \varphi_1^M = -\frac{4d}{a} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\sin(lq_a y)}{l},$$

$$\varphi_2^M = -\frac{4}{\pi} \sum_{j,l=1}^{\infty} \frac{l \sin(jq_a d)}{j(j^2 + l^2)} \cos(jq_a x) \sin(lq_a y). \quad (2)$$

Из решения (2) легко видеть, что средний градиент разности фаз в переходе отличен от нуля:

$$\langle \partial_y \varphi^M \rangle = a^{-2} \int d\mathbf{r} \partial_y \varphi^M = -q_a (2d/a)$$

и соответствует встроенному магнитному полю  $\mathbf{H}_m = H_m \mathbf{x}_0 = -H_a (2d/a) \mathbf{x}_0$ , где  $H_a = \Phi_0 / S_a$  - поле, обеспечивающее один квант потока  $\Phi_0$  через элементарную ячейку  $S_a = a\Lambda$ . Таким образом, кроме ожидаемой периодической модуляции, распределение разности фаз в переходе имеет отличный от нуля средний градиент в направлении, перпендикулярном намагниченности частицы  $\mathbf{M}$ . Градиент объясняется наличием встроенного магнитного поля  $\mathbf{H}_m$ , создаваемого парой вихрь-антивихрь в направлении  $\mathbf{M}$ .

Если параллельно плоскости перехода дополнительно приложено однородное внешнее магнитное поле  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}$ , то распределение  $\varphi^M(\mathbf{r})$  удобно представить в виде:

$$\varphi^M = \tilde{\varphi}^M + by, \quad \tilde{\varphi}^M = \varphi_1^M + \varphi_2^M, \quad b = \frac{2\pi\Lambda}{\Phi_0} B \quad (3)$$

где  $B = H - H_a (2d/a)$  - эффективное магнитное поле в плоскости контакта.

Из вида  $\varphi^M(\mathbf{r})$  можно понять основные особенности зависимости критического тока  $I_c(H)$  для перехода в поле массива магнитных частиц. Мелкомасштабные осцилляции разности фаз  $\tilde{\varphi}^M$  вызывают соответствующие знакопеременные колебания джозефсоновского тока  $j_c \sin \varphi^M$ . Критический ток через переход

$$I_c = j_c \int d\mathbf{r} \sin(\varphi^M + \gamma) \quad (4)$$

будет достигать максимальной величины при таких значениях магнитного потока эффективно-го поля  $B$  через поперечное сечение контакта  $S_w = \Lambda W$ , для которых выполнены условия резонанса пространственной волны джозефсоновского тока  $j \sim \sin(by)$  и периодического распределения разности фаз  $\tilde{\varphi}^M$ :

$$b = q_a n \quad n = 0, \pm 1, \dots \quad (5)$$

Откуда можно получить, что  $n$ -максимум  $I_c$  возникает, когда магнитный поток  $\Phi_a = H S_a$  внешнего поля  $H$  через элементарную ячейку  $S_a$  удовлетворяет условию соизмеримости:

$$\Phi_a[n] = \Phi_0(n + 2d/a). \quad (6)$$

Относительное положение двух соседних максимумов  $I_c$  соответствует изменению поля  $H$ , при котором магнитный поток  $\Phi_a$  увеличивается (уменьшается) на квант потока  $\Phi_0$ . Отметим также асимметрию зависимости  $I_c(H)$  относительно инверсии внешнего магнитного поля:

$$I_c(-H) \neq I_c(H).$$

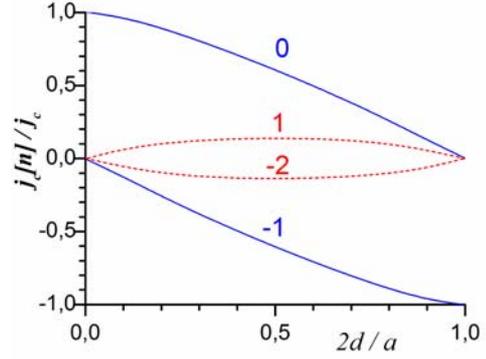


Рис.2 Зависимость эффективной критической плотности тока  $j_c[n] = j_c \kappa_n$  от размера пары вихрь-антивихрь. Цифрами рядом с кривой показано соответствующее значение  $n$ .

### Соотношение между током и фазой

Описание джозефсоновского перехода упрощается в окрестности пика соизмеримости, т.е. если внешнее поле  $H$  удовлетворяет условию  $|H - \Phi_a[n] / S_a| \ll H_a$ . Тогда выполняя в (1) усреднение по мелкомасштабным осцилляциям фазы  $\tilde{\varphi}$ , можно получить уравнение для функции  $\gamma(\mathbf{r}) = \varphi - \tilde{\varphi}$ , которая учитывает возможность плавного изменения разности фаз на масштабах, существенно превышающих период структуры  $a$ :

$$\lambda_J^2 \Delta \gamma = \kappa_n \sin \gamma, \quad \kappa_n = a^{-2} \int d\mathbf{r} \cos(\tilde{\varphi}^M + nq_a y).$$

Таким образом, свойства джозефсоновского контакта с периодической фазовой неоднородностью в магнитном поле, удовлетворяющем условию соизмеримости (6), аналогичны свойствам однородного перехода с эффективной критической плотностью тока  $j_c[n] = j_c \kappa_n$  в нулевом внешнем поле. Подобные эффекты для длинных джозефсоновских переходов с периодическим изменением толщины барьера рассмотрены в работах [5]. На рис.2 приведены зависимости  $\kappa_n$  от размера пары  $2d$  для различных значений  $n$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ и программы РАН «Квантовая макрофизика».

- [1] С.Н.Вдовичев и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 651 (2004); S.N.Vdovichev, et al., ЖМММ (в печати).
- [2] R.G.Mints, V.G.Kogan, Phys.Rev. B **55**, R8682 (1997); А.В.Самохвалов, Письма в ЖЭТФ **78**, 822 (2003).
- [3] А.А. Голубов, М.Ю. Куприянов, ЖЭТФ **92**, 1512, (1987);
- [4] M.J.Van Bael, et al., Phys. Rev. Lett., **86**, 155 (2001).
- [5] L.Balents, S.H.Simon, Phys.Rev. B **51**, 6515 (1995); M.A.Itzler, M. Tinkham, Phys.Rev. B **51**, 9411 (1995);

# Логические операции над системами фазовых кубитов на основе ангармонического двухконтактного интерферометра.

Н. В. Клёнов, В. К. Корнев

МГУ им. Ломоносова, физический факультет, Москва, Ленинские горы, 1.  
e-mail: cryo268a.phys.msu.ru

## 1. Введение.

Исследование возможностей использования схем быстрой одноквантовой логики (RSFQ) [1] для управления системами джозефсоновских фазовых квантовых битов (кубитов) [2] представляет в последнее время большой интерес. Под кубитом здесь понимается квантомеханическая система, состоящая которой представимы в виде когерентной суперпозиции двух различных базисных состояний.

Недавно было показано [3, 4], что использование джозефсоновских переходов с несинусоидальной ток-фазовой характеристикой, например, бикристаллических джозефсоновских переходов на основе высокотемпературных сверхпроводников, позволяет создавать новые фазовые кубиты на основе двухконтактных интерферометров. Преимуществом такого кубита является отсутствие в нем круговых токов, а также отсутствие необходимости смещения внешним магнитным полем или источником тока, что делает такой кубит “тихим”. Кроме того, использование двухконтактного интерферометра в качестве кубита облегчает интеграцию многокубитных систем со схемами быстрой одноквантовой логики для осуществления ввода и вывода информации.

Гамильтониан рассматриваемого кубита можно представить в виде [3]

$$H_{ctrl} = -\frac{1}{2}B_z(\varphi_x)\hat{\sigma}_z - \frac{1}{2}B_x(\varphi_x)\hat{\sigma}_x, \quad (1)$$

где  $\sigma_{x,y}$  - матрицы Паули в пространстве состояний фазового кубита,  $\varphi_x = 2\pi\Phi_x / \Phi_0$  - нормированный внешний поток. Величина  $B_z$  в этом выражении зависит от асимметрии джозефсоновской энергии ангармонического двухконтактного интерферометра, возникающей при задании внешнего магнитного потока (рис. 1). Величина  $B_x$  связана с амплитудой туннелирования через барьер, разделяющий минимумы потенциала, а значит зависит от характерной величины джозефсоновской энергии перехода  $E_J$ . Особенностью рассматриваемой реализации фазового кубита является возможность управлять величинами  $B_x$  и  $B_z$ , а значит осуществлять любые логические операции, с помощью внешнего магнитного потока  $\varphi_x$ .

В настоящей работе обсуждаются схемы мультиплексов (сплиттеров) одноквантовых импульсов и возможность их использования для управления многокубитными системами на базе

ангармонического двухконтактного интерферометра.

## 2. Принципы работы мультиплектора

Мультиплексы (сплиттеры) одноквантовых импульсов, состоящий из  $N$  звеньев, обеспечивает превращение одного одноквантового импульса на входе в  $k^N$  импульсов на выходе, где  $k$  - коэффициент сплиттера ( $k = 2$  для мультиплектора на рис. 2) Эти мультиплексы представляют из себя разветвляющиеся джозефсоновские передающие линии (рис. 2). Численное моделирование динамики таких мультиплексов показало, что для описания многих аспектов их поведения можно использовать эквивалентную схему джозефсоновской передающей линии с последовательно изменяющимися параметрами ячеек: индуктивностью  $L_n = L/q^n$  и критическим током  $I_{c_n} = I_c \cdot q^n$ , где  $q$  - коэффициент передачи, который может отличаться от коэффициента сплиттера  $k$  для неоднородной реальной системы.

Для того, чтобы описываемый мультиплексор можно было использовать для осуществления логических операций необходимо (i) обеспечить малое (по сравнению с временем декогерентизации кубита) время распространения импульса по сплиттеру и (ii) добиться малой разницы между временем распространения импульсов по разным ветвям сплиттера. Как показали результаты численного моделирования, представленные на рис. 3, для выполнения этих требований необходимо задание тока смещения сплиттера превышающего некоторую критическую величину.

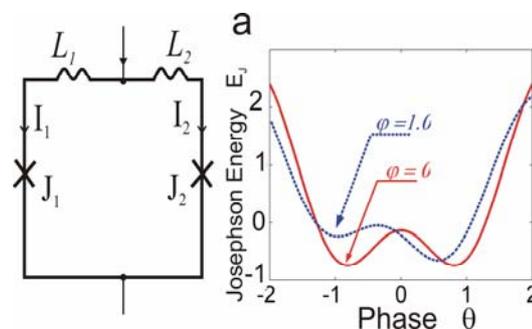


Рис. 1. Принципиальная схема рассматриваемого кубита и вид джозефсоновской энергии интерферометра для разных значений внешнего магнитного потока

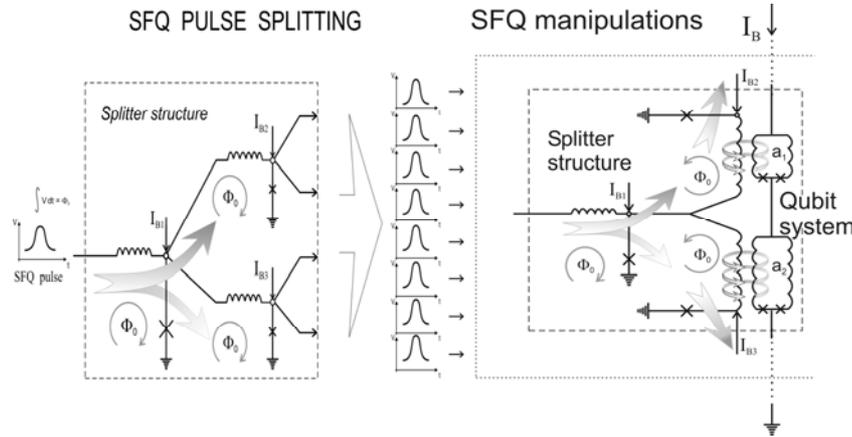


Рис. 2 Принципиальная схема мультиплексора (сплиттера) и его эквивалентная схема в виде одной джозефсоновской передающей линии с переменными параметрами.

Величина необходимого тока смещения в сплиттере (рис. 3b) заметно превышает, особенно при малой нормированной индуктивности ячейки сплиттера  $l$ , аналогичную величину в обыкновенной джозефсоновской передающей линии (рис. 3a). В результате необходимый ток смещения приближается к критическому, и может даже превысить его из-за неизбежного технологического разброса параметров. Избежать этой проблемы можно, используя неоднородный сплиттер (рис. 3c) [5]. Слабой зависимости времени распространения импульсов по ветвям сплиттера от технологического разброса параметров можно добиться при  $l = 1 \dots 2.5$ .

### 3. Обсуждение

Время декогерентизации рассматриваемого фазового кубита может быть оценено как 1-100 нс [4]. Проведенный численный анализ показал, что при использовании стандартной технологии HYPRES ( $V_C = 250$  мкВ), время распространения одноквантового импульса по сплиттеру составляет примерно 100 пс, что много меньше упомянутого времени декогерентизации.

Для оценки влияния технологического разброса параметров на время распространения можно применить следующую формулу:

$$\delta\tau = \frac{\delta I_C}{\sqrt{N}} \frac{I_B}{I_C^2} \cdot \frac{d\tau}{dI_B}. \quad (2)$$

Нормированные величины  $\delta\tau$ , вычисленные для разных коэффициентов передачи и нормированных индуктивностей ячеек, представлены в таблице 1.

Таблица 1. Нормированное изменение времени распространения импульса по ветви сплиттера  $\delta\tau$ .

	$l = 2$	$l = 7$	$l = 10$
$q = 3/2$	1	2.6	5
$q = 2$	3	4.7	8

Видно, что разница между временами распространения импульса по разным ветвям сплиттера уменьшается с уменьшением нормированной индуктивности ячеек сплиттера. Этот факт может быть использован для выполнения второго требования к рассматриваемому мультиплексору одноквантовых импульсов.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ, проект НШ-7812.2006.2.

#### Литература.

- [1] Лихарев К. К. Введение в динамику джозефсоновских переходов., 1985.
- [2] Makhlin Y., Schon G., Shnirman A., Reviews of modern physics, **73**, 357-400 (2001).
- [3] Amin M. H. S., Smirnov A., Zagoskin A., et al., *Phys. Rev. B*, **73** 064516 (2005).
- [4] N. V. Klenov, V. K. Kornev, N. F. Pedersen, *Physica C*, to be published.
- [5] V K Kornev, I I Soloviev, N V Klenov and O A Mukhanov, *SUST*, to be published

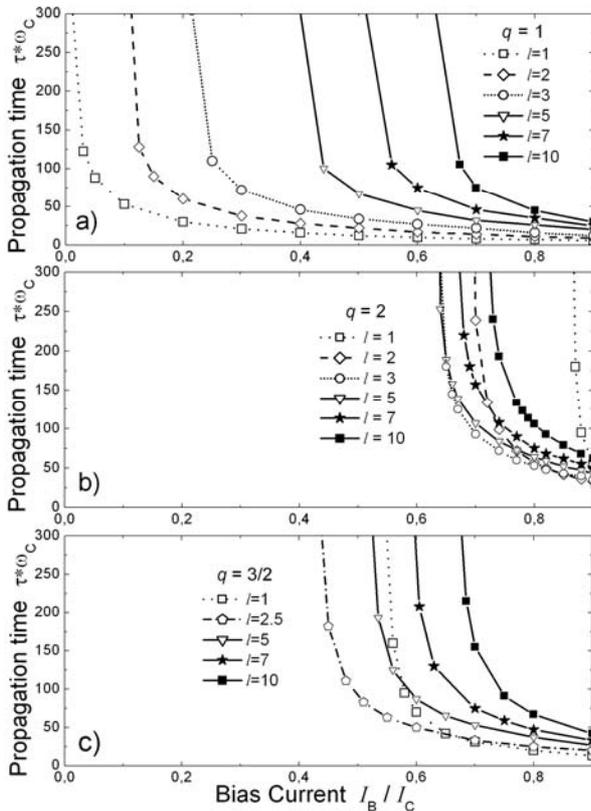


Рис. 3. Время распространения импульсов через джозефсоновскую передающую линию (a;  $q = 1$ ), однородный сплиттер (b;  $q = 2$ ), неоднородный сплиттер (c;  $q = 3/2$ ).

## Аномальное магнетосопротивление в сверхпроводниках второго рода

Заскалько В.В., Водолазов Д.Ю., Максимов И.Л.

Нижегородский Государственный Университет, Нижний Новгород, 603950, Россия.

В работе рассчитаны вольт-амперные характеристики бездефектных сверхпроводников второго рода с поверхностным барьером. Для расчетов использовалась модельная система, представляющая собой макроскопический образец (бесконечная пластина ширины  $W$ ). Пока ток не превышает критической величины  $I_c$ , пластина находится в мейсснеровском состоянии. При превышении током этого значения магнитное поле проникает в образец в виде элементарных квантов потока  $\Phi_0$  - Абрикосовских вихрей. Вязкое движение вихрей сопровождается падением напряжения; при этом образец находится в резистивном состоянии. В рамках гидродинамического подхода распределение магнитного поля описывается уравнением:

$$\frac{d^2 H}{dx^2} - \frac{1}{\lambda^2} H = \frac{\alpha E}{j} \text{sign}(x - x_0); \quad (1)$$

(здесь  $\alpha = \eta c / \Phi_0$ ) решение которого, с учетом граничных условий

$$\begin{aligned} H\left(x = \pm \frac{W}{2}\right) &= H \pm H_j; \\ j\left(x = \frac{W}{2}\right) &= j_s \end{aligned} \quad (2)$$

дает распределение плотности тока  $j$  по ширине пластины при различных значениях приложенного напряжения  $V$ , а также внешнего магнитного поля  $H$  ( $H < 0.5 H_s$ ;  $H_s$  – поле подавления поверхностного барьера). Уравнение (1) сводится к уравнению Абеля I-го рода, не допускающего аналитического решения. В результате численного решения (1), рассчитано распределение плотности тока  $j(x)$ .

При наличии внешнего поля ( $H \neq 0$ ) распределение  $j(x)$  примет асимметричный вид. При транспортном токе  $I = I_c$ , плотность тока  $j = (0, -j(x), 0)$  достигает значения  $j_s$  только на правом краю ( $x = W/2$ ). Следовательно, вихри входят в образец только справа и, под действием транспортного тока, перемещаются к левому краю пластины, где и выходят из неё. При дальнейшем увеличении тока  $I$ , плотность тока  $j$  достигнет значения  $j_s$  и на левом краю. Отсюда начнут входить вихри противоположной полярности (антивихри), которые будут аннигилировать на линии аннигиляции  $x = x_0$ ,

расположенной на некотором расстоянии от края пластины.

На основе решения уравнений (1)-(2) рассчитаны вольт-амперные характеристики объемных сверхпроводящих образцов, посредством дифференцирования которых найдено дифференциальное сопротивление  $R(I)$  (см. рис.1). На графике  $R(I)$  можно отметить три характерных участка. При токе  $I$ , слегка превышающем  $I_c$  имеет место практически линейный рост сопротивления, характеризующийся наличием положительного магнетосопротивления:  $dR/dH > 0$  (при фиксированном токе). По мере увеличения тока возникает сильно нелинейная переходная область ( $I \approx I^*$  см. рис. 1), за которой магнетосопротивление меняет знак ( $dR/dH < 0$ ). Эффект смены знака магнетосопротивления объясняется конкуренцией между вязкими потерями при движении вихрей, преобладающими при  $I < I^*$ , и аннигиляционными потерями, доминирующими при  $I > I^*$ .

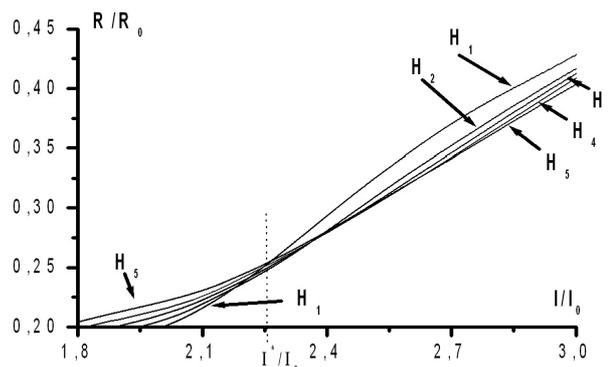


Рис.1 Дифференциальное сопротивление образца  $R(I)$ , при различных значениях  $H < 0.5 H_s$ . ( $H_1 < H_2 < H_3 < H_4$ )

# Динамические свойства сверхпроводящей нанопроволоки

С.В. Николаев, К.Н. Югай

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, пр.Мира 55А, Омск, Россия  
e-mail: [25sergeyn@mail.ru](mailto:25sergeyn@mail.ru)

В одномерных сверхпроводниках - нанопроволоках - возникают физические явления, которые не наблюдаются в объемных сверхпроводниках. Прежде всего, это возникновение сопротивления при токе, значительно ниже критической, в отсутствие внешнего магнитного поля. Впервые это явление было установлено экспериментально в работах [1, 2]. Последующие экспериментальные и теоретические исследования [3-7] позволили сделать важные заключения о роли тепловых флуктуаций в этом явлении: они вызывают процесс проскальзывания фазы. При температурах, близких к критической, важную роль играет термически активированное проскальзывание фазы, а при температурах, значительно ниже критической – квантовое туннелирование параметра порядка через барьер свободной энергии, т.е. квантовое проскальзывание фазы.

В случае протекающего в нанопроволоке тока, близкого к критическому, ситуация существенно изменяется. Даже в случае постоянного тока в системе развиваются процессы, зависящие от времени. В настоящей работе проводится исследование динамических свойств тонкой сверхпроводящей нанопроволоки. Для этого используется одномерное нестационарное уравнение Гинзбурга-Ландау, при выводе которого был введен параметр  $u$ , характеризующий "чистоту" сверхпроводящего материала. Было обнаружено, что в случае длинной сверхпроводящей нанопроволоки с длиной гораздо большей длины когерентности и при  $u > I$  ("чистый" предел) существуют два значения критического тока  $j_{c1}$  и  $j_{c2}$ . При  $j < j_{c1}$  полный ток является только сверхпроводящим, а при  $j > j_{c2}$  нормальным. В области значений плотности тока  $j_{c1} < j < j_{c2}$  полный ток состоит из сверхпроводящей и нормальной компоненты, что приводит к появлению разности потенциалов на нанопроволоке. В этой резистивной области наблюдается излучение высокочастотных электромагнитных волн и появление динамических центров проскальзывания фазы [8]. Построены вольтамперные характеристики (ВАХ) и получен спектр излучения [9]. Анализируя спектры данного излучения и пространственно-временные распределения функции  $|\psi|$  (модуль параметра порядка), были обнаружены области регулярного и хаотического режимов. В случае короткой сверхпроводящей нанопроволоки с длиной порядка длины когерентности ее свойства совпадают со свойствами джозефсоновского перехода. При  $u < I$  ("грязный" предел) существует только одно значение критического тока.

Эволюцию параметра порядка в сверхпроводящей нанопроволоке можно описать нестационарным одномерным уравнением Гинзбурга-Ландау в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi + i\mu\psi = \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi + \psi - |\psi|^2 \psi, \quad (1)$$

$$j = \text{Im} \left( \psi^* \frac{\partial}{\partial x} \psi \right) - u \frac{\partial}{\partial x} \mu,$$

где использованы следующие нормировки:

$$x \rightarrow \frac{x}{\xi}, \quad \psi \rightarrow \frac{\Delta}{\Delta_0}, \quad t \rightarrow \frac{t}{t_0},$$

$$t_0 = \frac{\pi\hbar}{8k(T_c - T)}, \quad \mu \rightarrow \frac{\mu}{\mu_0}, \quad (2)$$

$$j \rightarrow \frac{j}{j_0}, \quad j_0 = \frac{eN\hbar}{2m\xi}.$$

Здесь  $\xi$  – длина когерентности,  $\Delta_0$  – равновесное значение энергетической щели,  $t_0$  – время релаксации параметра порядка,  $\mu$  – электрохимический потенциал,  $\mu_0 = \frac{8k(T_c - T)}{\pi}$  – нормировочное значение электрохимического потенциала,  $j$  – плотность полного тока,  $m$  – масса электрона,  $N$  – плотность электронов проводимости.

В уравнения (1) введен параметр  $u$ , который определяется следующим образом:

$$u = \frac{8k(T_c - T)\tau_l}{\pi\hbar}. \quad (3)$$

Поскольку  $\tau_l = l/V_F$ , где  $l$  – длина свободного пробега электрона, а  $V_F$  – скорость электрона на поверхности Ферми, то выражение (3) можно записать в виде:

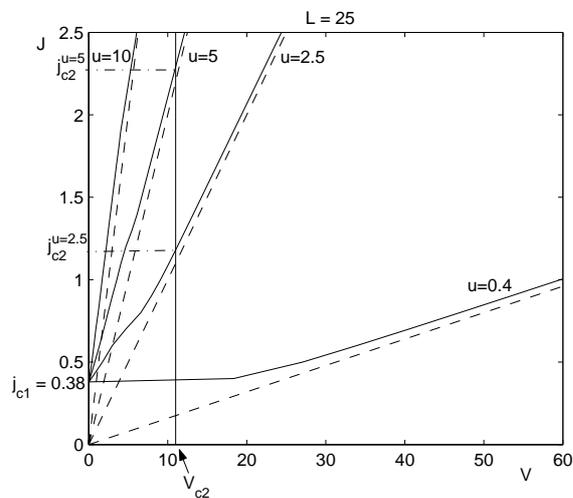
$$u = 0.46 \frac{l}{\xi_0} \left( 1 - \frac{T}{T_c} \right). \quad (4)$$

В такой записи становится понятен физический смысл этого параметра. Случай  $u < I$  ( $l \ll \xi_0$ ) соответствует "грязному" сверхпроводнику, а  $u > I$  ( $l \gg \xi_0$ ) соответствует "чистому" сверхпроводнику.

Численным интегрированием системы уравнений (1) были получены ВАХ сверхпроводящей нанопроволоки (см. рис.1). На ВАХ, представленных на рис.1, вертикальной прямой отмечено значение критического напряжения на нити

$V_{c2}$ . Пересечение этой прямой с графиками ВАХ определяет второе критическое значение плотности тока и, следовательно, разделяет графики на две области:  $V < V_{c2}$  (резистивная область) и  $V > V_{c2}$  (нормальная область). Существенно, что только в резистивной области, как показали расчеты, наблюдается излучение нанопроволоки. Из расчетов также следует, что при  $u < 1$  генерация излучения не наблюдается.

Для детального исследования полученного излучения было произведено прямое преобразование Фурье напряжения как функции времени и получено его спектральное разложение (см. рис.2с, d). Излучение представляет собой ряд гармоник, амплитуды которых уменьшаются с увеличением номера гармоники. Если сравнить спектры, то можно заметить, что увеличение параметра  $u$  приводит к уменьшению частоты и амплитуды сигнала.



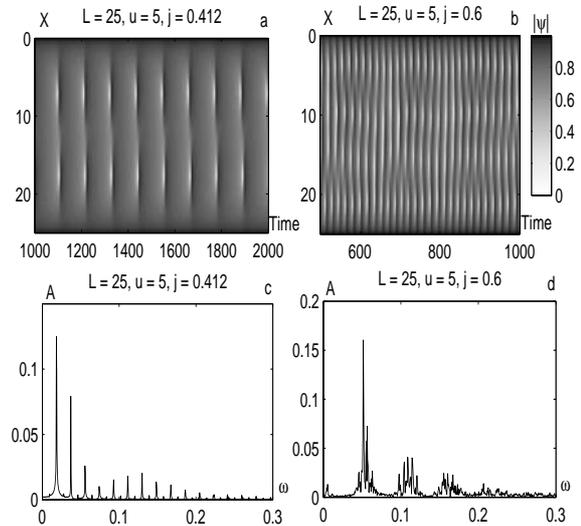
**Рис.1.** Вольтамперные характеристики сверхпроводящей нанопроволоки длины  $L = 25\xi$  при  $u = 0.4, 2.5, 5.0, 10.0$  (пунктирные прямые соответствуют закону Ома для нормальной нанопроволоки)

Причем, с изменением длины сверхпроводящей нанопроволоки характер спектра излучения не меняется. С увеличением плотности тока происходит увеличение частоты сигнала и уменьшение числа гармоник.

В сверхпроводимости центр проскальзывания фазы (ЦПФ) вводится как локальная область сверхпроводника, в которой происходит подавление параметра порядка до нуля, в результате чего становится возможен скачок фазы волновой функции  $\psi$  на  $2\pi$ . Такое определение остается пригодным и в нашем случае. Причем, подобный характер поведения волновой функции непосредственно наблюдается на пространственно-временных распределениях  $|\psi|$  (рис.2а, b). Можно заметить, что с увеличением  $j$  происходит рост числа ЦПФ в сверхпроводящей нанопроволоке. При достижении  $j$  некоторого значения происходит "насыщение" сверхпроводящей нанопроволоки центрами проскальзывания фазы. После чего, при дальнейшем увеличении  $j$ , начи-

нается процесс разрушения сверхпроводящего состояния нанопроволоки.

Для исследования регулярных и хаотических режимов в резистивной области совместно с пространственно-временными распределениями изучался характер спектра функции напряжения.



**Рис. 2.** Пространственно-временные распределения  $|\psi|$  и соответствующие спектральные разложения функции напряжения  $V$ .  $L = 25$ ,  $u = 5$ ,  $j = 0.412$  - регулярная область (а, с), и  $j = 0.6$  - область хаотического режима (b, d)

На рис.2 представлены спектры напряжения и пространственно-временные распределения при определенных значениях параметра  $j$ . Численные расчеты показали, что при фиксированном значении параметра  $u = 5$  в области значений параметра  $j$  от  $0.385$  до  $0.42$  и от  $0.5$  до  $0.535$  наблюдается регулярный режим (см. рис.2а, с). В области значений от  $0.42$  до  $0.5$  и от  $0.535$  до значения соответствующего критической плотности ЦПФ наблюдается хаотический режим (см. рис.2b, d).

- [1] J.E. Lukens, R.J. Warburton, and W.W. Webb, Phys. Rev. Lett. **25**, 1180 (1970).
- [2] R.S. Newbower, M.R. Beasley, and M. Tinkham, Phys. Rev. B **5**, 864 (1972).
- [3] N. Giordano, Phys. Rev. B **41**, 6350 (1990); Phys. Rev. B **43**, 160 (1991); Physica B **203**, 460 (1994).
- [4] A. Bezryadin, C.N. Lau, and M. Tinkham, Nature **404**, 971 (2000).
- [5] W.A. Little, Phys. Rev. **156**, 396 (1967).
- [6] J.S. Langer, V. Ambegaokar, Phys. Rev. **164**, 498 (1967).
- [7] D.E. McCumber, B.I. Halperin, Phys. Rev. B **1**, 1054 (1970).
- [8] S.V. Nikolaev, K.N. Yugay, J.U. Kim, and Y. Huh, J. Superconductivity **18**, 261 (2005).
- [9] С.В. Николаев, К.Н. Юрай, ЖЭТФ **129**, № 2 (2006).

# Квантовые осцилляции критического тока асимметричных сверхпроводящих колец.

В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов, Н.Н. Осипов, В.А. Тулин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432  
г.Черноголовка, Московская обл. e-mail: nikulov@ipmt-hpm.ac.ru

В работах [1,2] было обнаружено, что на сегментах асимметричных сверхпроводящих колец может наблюдаться постоянная разность потенциалов  $V_{dc}$ , знак и величина которой периодически изменяются  $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$  с величиной магнитного поля с периодом соответствующим кванту магнитного потока  $\Phi_0 = \pi\hbar/e$  внутри кольца  $\Phi = BS$ . Данное явление свидетельствует о нарушении симметрии (равноправия) противоположных направлений, связанного с квантованием Бора [3]. Квантовые осцилляции  $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$  индуцируются неконтролируемыми шумами [1] или переменным током  $I_{ext} = I_0 \sin(2\pi ft)$  произвольной частоты  $f$ , при амплитуде  $I_0$  превышающей критическое значение [2].

Данное явление интерпретировалось в [2] как следствие выпрямления переменного тока. Такое объяснение предполагает, что вольт-амперные характеристики (ВАХ) асимметричны и эта асимметрия периодически изменяется в магнитном поле. Результаты измерений ВАХ и зависимостей критического тока от магнитного поля асимметричных алюминиевых колец и систем таких колец, представленные в данной работе, подтверждают это предположение и позволяют объяснить наблюдающуюся зависимость эффективности выпрямления от амплитуды тока и температуры.

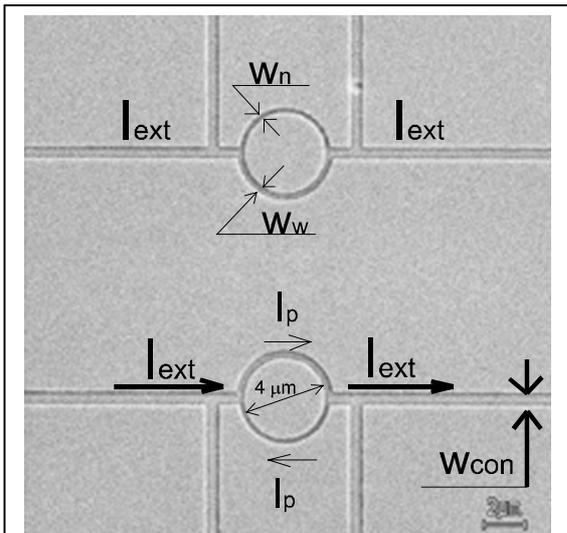


Рис.1 Микрофотография одной из структур использованной для измерений.

Измерения были проведены на четырех единичных кольцах диаметром  $4 \mu\text{m}$ , шириной

узкой половинке  $w_n = 0.2 \mu\text{m}$ , широкой  $w_w = 0.4; 0.3; 0.25 \mu\text{m}$ , шириной токовых контактов  $w_{con} = 0.6; 0.7 \mu\text{m}$ , Рис.1, и двух системах из 20 идентичных колец с  $w_n = 0.2 \mu\text{m}$ ,  $w_w = 0.4 \mu\text{m}$ ,  $w_{con} = 0.4; 1.0 \mu\text{m}$ . Эти пленочные микроструктуры, толщиной  $40 - 70 \text{ nm}$ , изготовленные на Si подложки, имели следующие параметры:  $T_c = 1.23 - 1.27 \text{ K}$ , сопротивление на квадрат  $R(4.2\text{K}) = 0.2 - 0.5 \text{ Ohm}$  и отношение сопротивлений  $R(300\text{K})/R(4.2\text{K}) = 2.5 - 3.5$ .

На всех исследованных структурах наблюдалась периодическая зависимость критического тока,  $I_{c+}$ ,  $I_{c-}$ , соответствующего переходу в резистивное состояние, от величины магнитного поля, Рис.2. Знак и величина анизотропии критического тока, т.е. разности его значений  $I_{c+}$ ,  $I_{c-}$ , измеренных в противоположных направлениях  $I_{c,an} = I_{c+} - I_{c-}$ , периодически изменялась в магнитном поле подобно выпрямленному напряжению  $V(\Phi/\Phi_0) \propto -I_{c,an}(\Phi/\Phi_0)$ , Рис.2.

Мы обнаружили, что зависимости  $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$ ,  $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$  подобны и анизотропия  $I_{c,an} \neq 0$  наблюдается благодаря смещению этих зависимостей друг относительно друга на

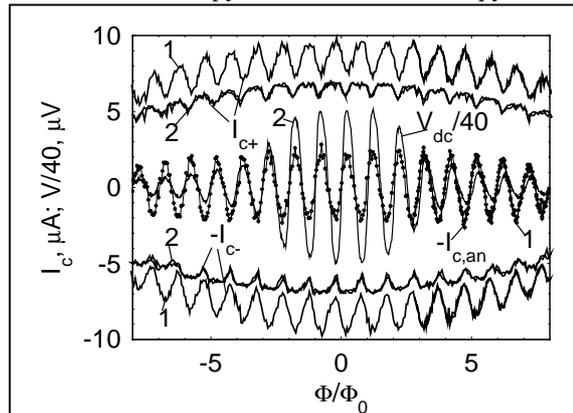


Рис.2 Магнитные осцилляции критического тока  $I_{c+}$ ,  $I_{c-}$ , его анизотропии и постоянного напряжения индуцированного при  $T \approx 0.978T_c$  током с  $f = 40 \text{ kHz}$  и  $I_0 = 11.7 \mu\text{A}$  измеренные (1) на одном кольце и (2) системе 20 колец с  $w_n = 0.2 \mu\text{m}$ ,  $w_w = 0.4 \mu\text{m}$ ,  $w_{con} = 0.4 \mu\text{m}$ .

величину  $\Phi/\Phi_0 \approx 0.5$  для всех одиночных колец. Этот результат качественно отличается от того, который следовало бы ожидать, Рис.3. Очевидно, что периодическая зависимость  $I_c(\Phi/\Phi_0)$  обусловлена квантованием циркуляции скорости

сверхпроводящих пар в кольце  $v_s \propto (n - \Phi/\Phi_0)$ . Согласно условию квантования, плотность тока в половинках кольца должна быть равна  $j_n =$

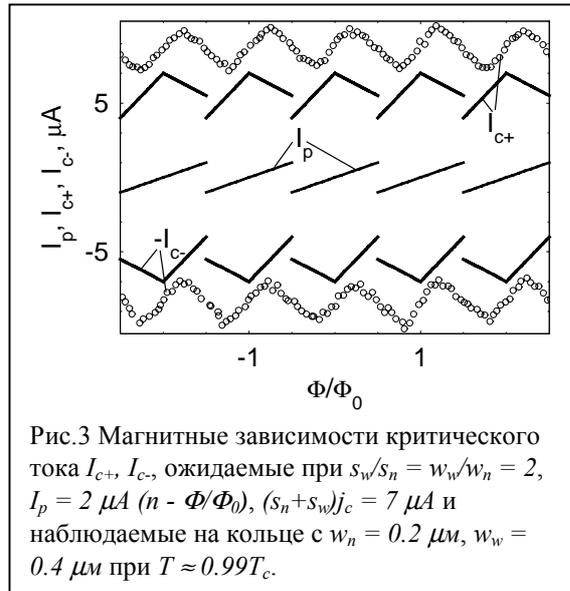


Рис.3 Магнитные зависимости критического тока  $I_{c+}$ ,  $I_{c-}$ , ожидаемые при  $s_w/s_n = w_w/w_n = 2$ ,  $I_p = 2 \mu A (n - \Phi/\Phi_0)$ ,  $(s_n+s_w)j_c = 7 \mu A$  и наблюдаемые на кольце с  $w_n = 0.2 \mu m$ ,  $w_w = 0.4 \mu m$  при  $T \approx 0.99T_c$ .

$I_{ext}(s_n+s_w) \pm I_p/s_n$ ,  $j_w = I_{ext}(s_n+s_w) \pm I_p/s_w$  и достигают критического значения,  $j_n = j_c$  или  $j_w = j_c$ , при внешнем токе  $I_{ext}$  равном  $I_{c+}$ ,  $I_{c-} = (s_n+s_w)(j_c - |I_p|/s_w)$  или  $I_{c+}$ ,  $I_{c-} = (s_n+s_w)(j_c - |I_p|/s_w)$ , Рис.3. Устойчивый ток  $I_p \propto (n - \Phi/\Phi_0)$  должен соответствовать разрешенному состоянию с наименьшей энергией, Рис.3. При  $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$  существует два таких состояния,  $I_p \propto 0.5$ ,  $I_p \propto -0.5$  и зависимость  $I_p \propto (n - \Phi/\Phi_0)$  имеет разрыв, Рис.3. Подобного разрыва следовало ожидать на зависимостях  $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$ ,  $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ ,  $I_{c,an}(\Phi/\Phi_0)$ , так как измерение критического тока соответствует единичному измерению квантового состояния. Но измеряемая анизотропия критического тока, которая должна быть равна  $-I_{c,an}(\Phi/\Phi_0) = I_p(\Phi/\Phi_0)(s_w/s_n - s_n/s_w)$ , пересекает нулевое значение при  $\Phi = n\Phi_0$  и  $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$ , Рис.2, как и выпрямленное напряжение  $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ , что соответствует многократному измерению квантового состояния.

Результатами измерений  $I_c(\Phi/\Phi_0)$  противоречат результатам измерений осцилляций сопротивления  $\Delta R(\Phi/\Phi_0)$ , проведенным на этих же кольцах, Рис.4. Начиная с работы Литтла-Паркса [4] 1962 года известно, что максимумы сопротивления  $\Delta R(\Phi/\Phi_0) \propto I_p^2 \propto v_s^2$  наблюдаются при  $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$ , где скорость  $v_s^2 \propto (n - \Phi/\Phi_0)^2$  максимальна [5]. Минимумы  $I_c(\Phi/\Phi_0)$  симметричного кольца наблюдается при  $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$ , т.е. при максимумах  $|v_s| \propto |n - \Phi/\Phi_0|$  [6]. Но на всех зависимостях исследованных нами асимметричных колец мы наблюдали минимумы  $I_c(\Phi/\Phi_0)$  при  $\Phi = (n+0.25)\Phi_0$  и  $\Phi = (n+0.75)\Phi_0$ , хотя максимумы  $\Delta R(\Phi/\Phi_0)$  наблюдались при  $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$ , Рис.3,4, как и в симметричном кольце. Данное расхождение нельзя объяснить наличием дополнительного потока, создаваемого

измерительным током, так как его величина мала и положение минимумов  $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$ ,  $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ , не изменяется, с точностью  $\Phi/\Phi_0 \approx 0.05$ , при изменении величины критического тока в несколько раз, с изменением температуры, Рис.4.

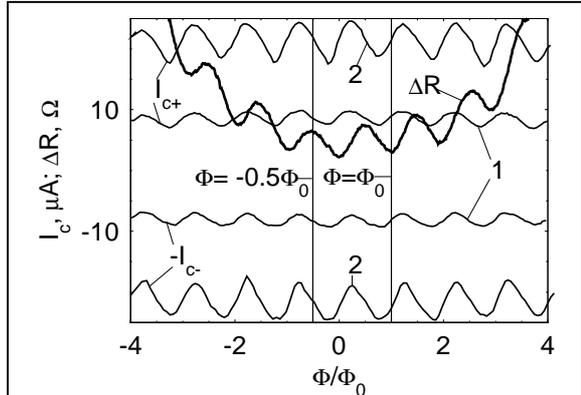


Рис.4 Осцилляции сопротивления Литтла-Паркса  $\Delta R$  при  $T = 1.248 K$  и критического тока  $I_{c+}$ ,  $I_{c-}$  при (1)  $T = 1.232 K$  и (2)  $T = 1.216 K$  измеренные на одиночном кольце с  $w_n = 0.2 \mu m$ ,  $w_w = 0.4 \mu m$ ,  $w_{con} = 0.7 \mu m$ .

Работа выполнена при финансовой поддержки программы ОИТВС РАН в рамках проекта "Квантовый бит на основе микро и наноструктур с металлической проводимостью", РФФИ (проект 04-02-17068) и программы Президиума РАН «Низкоразмерные квантовые структуры».

- [1] С.В. Дубонос, В.И. Кузнецов, А.В. Никулов, В.А. Тулин, Тезисы докладов Всероссийской научно-технической конференции «Микро - и нано-электроника 2001», т.2, P2-25 (2001); S.V. Dubonos, V.I. Kuznetsov, and A.V. Nikulov, in Proceedings of 10<sup>th</sup> International Symposium "NANOSTRUCTURES: Physics and Technology", St Petersburg: Ioffe Institute, p. 350 (2002).
- [2] С.В. Дубонос, В.И. Кузнецов, И.Н.Жилиев, А.В. Никулов, А.А. Фирсов, *Письма в ЖЭТФ* 77, 439 (2003) (JETP Lett. 77, 371 (2003)).
- [3] A.V. Nikulov, in Europhysics Conference Abstracts Vol. 29D, the Conference Book of the 13th General Meeting of the European Physical Society "Beyond Einstein - Physics for the 21th Century", (Bern, 2005) p. 98; Symmetry: Culture and Science, 16, 47 (2005); in Abstracts of the International conference "Frontiers of Quantum and Mesoscopic Thermodynamics" (Prague, 2004), p.47; cond-mat/0505508; Тезисы 1-ой Международной конференции ФПС-04, Москва, 2004, с. 54.
- [4] W.A. Little and R.D. Parks, Phys.Rev.Lett. 9, 9 (1962).
- [5] М. Тинкхам, Введение в сверхпроводимость, Атомиздат (1980).
- [6] D. S. Golubovic and V. V. Moshchalkov, will be published in Appl. Phys. Lett., available at cond-mat/0509332.

# Кулоновское взаимодействие в двумерных системах со страйп структурами

А. В. Окомельков

Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия  
e-mail: [okom@ipm.sci-nnov.ru](mailto:okom@ipm.sci-nnov.ru)

В настоящее время при теоретическом описании высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) рассматриваются модели (см., например, [1]), в которых спаривание осуществляется между носителями, локализованными в потенциале страйп структур слоистых сверхпроводников. Известно, что образование страйп структур в  $CuO_2$  плоскостях ВТСП является типичным для многих слоистых твердых тел [2], и связано с возникающим при этом пространственным расслоением заряда (см., например, [3]). При этом подвижность таких пар носителей и нулевое сопротивление в сверхпроводящем состоянии обусловлено перескоками носителей от страйпа к страйпу вдоль направления протекания электрического тока. В связи с этим, большой интерес представляет рассмотрение кулоновского и обменного взаимодействия носителей заряда в этих условиях. Проведенное нами рассмотрение является попыткой выяснить, в рамках простой модельной ситуации, может ли обменное взаимодействие носителей в двумерных страйп структурах играть существенную роль для их взаимодействия?

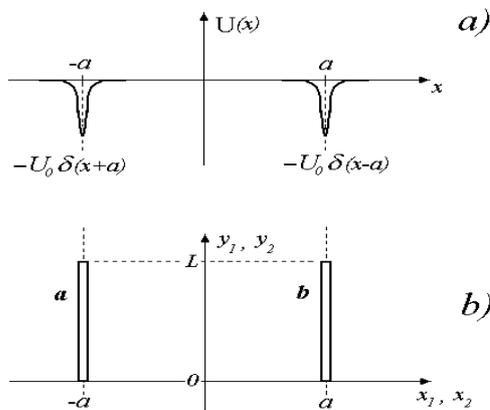


Рис.1 Геометрия задачи. Два электрона (1 и 2) двигаются по двум полоскам ( $a$  и  $b$ ). Длина полосок  $L$ , расстояние между ними  $2a$ . На Рис.1а) схематично представлен профиль внешнего потенциала  $U(x)$  в поперечном по отношению к полоскам направлении.

В настоящей работе, в рамках простой теоретической модели рассмотрена энергия основного состояния для двухэлектронного уравнения Шредингера. Внешний потенциал в этой двухэлектронной задаче выбран в виде двух узких страйпов (полосок) конечной длины (см. Рис.1).

Энергию взаимодействия в данной двухэлектронной задаче будем искать по теории возмущения, аналогично тому, как это делается в теории ковалентной связи, в известной задаче Гайтлера-Лондона [4] об образовании молекулы водорода. В качестве невозмущенных волновых функций возьмем волновые функции одиночного электрона, локализованного в потенциале одиночного страйпа. При этом правильная координатная часть волновой функции в основном состоянии для тождественных частиц с противоположно направленными спинами должна быть записана, как известно, в следующем виде

$$\psi = \psi_a(1)\psi_b(2) + \psi_a(2)\psi_b(1) .$$

Для этой, учитывающей тождественность частиц невозмущенной волновой функции энергия взаимодействия в основном состоянии может быть вычислена в первом порядке теории возмущения, как известно, по формуле

$$E_{\text{int}} = \int \psi^* V \psi d\tau_1 d\tau_2 / \int \psi^* \psi d\tau_1 d\tau_2 ,$$

где  $V$  – функция взаимодействия (потенциальная энергия взаимодействия) учитывает взаимодействие каждого электрона как с другим электроном, так и с соседним страйпом;  $d\tau_1, d\tau_2$  – элементы объема.

С помощью приближенных вычислений удастся получить аналитическую формулу для энергии взаимодействия (детали вычислений приведены в работе [5]):

$$\frac{E_{\text{int}}}{E_0} = \left\{ w\left(\frac{1}{g}\right) \cdot F(x) + 2g \cdot \Phi(x) \exp(-2gx) - 4(1 + gx/2) \exp(-2gx) \right\} / \left[ 1 + (1 + gx) \exp(-2gx) \right] ,$$

где

$$F(z) = \ln\left(\frac{\sqrt{1+z^2}+1}{\sqrt{1+z^2}-1}\right) + 2(z - \sqrt{1+z^2}) ,$$

$$\Phi(z) = z^2 \ln\left(\frac{1+\sqrt{z^2+1}}{z}\right) + z \ln(z + \sqrt{z^2+1}) + \frac{z^3+1 - (z^2+1)^{3/2}}{3} .$$

Данная зависимость имеет место для фиксированного значения длины страйпа  $L$  (то есть зависимость от безразмерного расстояния между страйпами). Здесь введены следующие параметры:

$$E_0 = |E_1 + E_2| = mU_0^2 / \hbar^2 \equiv \gamma U_0$$

– модуль энергии основного состояния при отсутствии взаимодействия и нулевых значениях продольного импульса.  $L, a$  – геометрические размеры страйп структуры (см. Рис.1).  $U_0$  – “мощность”  $\delta$  – потенциалов; безразмерные параметры:

$$w = \frac{e^2}{\varepsilon U_0}, \quad g = \gamma L,$$

и переменная  $x = 2a/L$ .  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость решетки.

На Рис.2 изображена зависимость найденной энергии взаимодействия для основного состояния системы, для тех значений параметров, при которых возникает область отрицательных значений энергии взаимодействия, что соответствует притяжению между частицами.

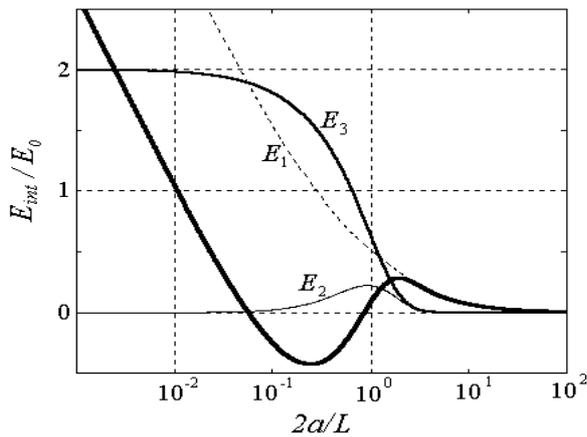


Рис.2 Энергия взаимодействия  $E_{int}/E_0$  (нормированная на величину энергии системы невзаимодействующих электронов  $E_0$ ) в зависимости от безразмерного расстояния между полосками  $2a/L$  при значениях параметров  $w=0.7$ ,  $g=1$  (жирная сплошная кривая). Показаны также составные части этой энергии взаимодействия:  $E_1$  – обычная энергия кулоновского отталкивания двух заряженных страйпов;  $E_2$  – кулоновская энергия отталкивания “электронных облаков”;  $E_3$  – обменная энергия притяжения электронов (со знаком “минус”).  $E_{int}/E_0 = E_1 + E_2 - E_3$ .

Следует отметить, что наиболее правильной эта зависимость является в области отрицательных значений энергии взаимодействия. Это связано с тем обстоятельством, что в случае преобладающего притяжения электронов, вызванного обменным взаимодействием, образуется парное связанное состояние, характеризующееся свойством насыщения (как, например, для ковалентной связи). В этом случае, при нахождении энергии

взаимодействия достаточно ограничиться рассмотрением парных взаимодействий в силу насыщенности связи. В случае же преобладающего отталкивающего взаимодействия, для описания реальной системы необходимо рассмотрение многочастичной задачи. Отметим, что при малых и больших значениях переменной  $x = 2a/L$  формула для энергии взаимодействия асимптотически переходит в очевидные выражения для кулоновского отталкивания.

Таким образом, мною показано (см. также [5]), что, при определенных значениях физических параметров, обменное взаимодействие носителей в рассмотренных страйп структурах может превышать величину кулоновского отталкивания носителей. Это приводит к образованию связанных состояний для носителей с противоположно направленными спинами. Связанное состояние образуется, в частности, только в определенной области параметра отношения расстояния между страйпами к длине страйпа. Оно образуется, фактически, из-за притяжения носителя потенциалом соседнего страйпа. Кулоновское отталкивание носителей при этом оказывается подавленным благодаря их обменному взаимодействию.

Оценки показывают, что величина параметров для возникновения этого эффекта соответствует параметрам высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). При этом, величина энергии связанного состояния по порядку величины совпадает с характерной критической температурой сверхпроводящего перехода для ВТСП соединений. Рассмотренный механизм обменного взаимодействия носителей может способствовать возникновению парного притяжения носителей в сверхпроводниках. Анализ области параметров для возникновения данного эффекта может способствовать созданию искусственных твердотельных наноструктур, для которых обменное взаимодействие носителей может быть существенным.

Особый интерес рассмотренной ситуации состоит в том, что, как оказывается, в рамках традиционных квантовомеханических представлений, отталкивание между заряженными частицами может быть подавлено без притяжения какого-то третьего объекта, фононов например, как это имеет место для случая учета электрон-фононного взаимодействия в традиционном описании возникновения сверхпроводящего состояния.

- [1] O. Zachar, S. A. Kivel'tson, and V. J. Emery, Journ. Supercond. **10**, 373 (1997).
- [2] A. Bianconi, M. Lusignoli, N. L. Saini, et al., Phys. Rev. B **54**, 4310 (1996).
- [3] C. W. Chu, Journ. Supercond. **12**, 85 (1999).
- [4] W. Heitler, *Elementary Wave Mechanics* (Oxford University Press, Oxford, 1945), Chaps. 5 and 8.
- [5] A. V. Okomel'kov, Phys. Rev. B **72**, 014526 (2005).

# Время жизни сверхпроводящего состояния распределённого джозефсоновского перехода

К.Г. Фёдоров, А.Л. Панкратов

Институт Физики Микроструктур РАН,

Нижний Новгород, 603950, Россия.

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

Изучение свойств распределенных джозефсоновских контактов является важным по причине их использования при создании сверхпроводящих интегральных приемников [1],[2] и квантовых вычислительных устройств [3]. Известно, что одним из главных факторов, лимитирующим полезные свойства как квантовых, так и классических устройств, являются шумы и флуктуации. В настоящее время не существует общей теории флуктуационной динамики разности фаз сверхпроводящих конденсаторов в распределенных джозефсоновских переходах, а численное моделирование случайных процессов в таких устройствах требует больших вычислительных затрат. Одной из характеристик, отражающих устойчивость джозефсоновских устройств к воздействию флуктуаций, является время жизни сверхпроводящего состояния. В данной работе проведено исследование вольт-амперных характеристик и времен жизни сверхпроводящего состояния распределенного джозефсоновского контакта, который в рамках резистивной модели Маккамбера-Стюарта [4] описывается уравнением синус-Гордона. Использование неявной разностной схемы для решения уравнения синус-Гордона с шумовым источником позволило провести детальное исследование времени жизни сверхпроводящего состояния от длины джозефсоновского контакта.

Уравнение синус-Гордона, описывающее динамику длинного джозефсоновского контакта, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + \alpha \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = i(x) - \sin(\phi) + i_F(x, t), \quad (1)$$

с граничными условиями:

$$\frac{\partial \phi(0, t)}{\partial x} = \frac{\partial \phi(L, t)}{\partial x} = \Gamma. \quad (2)$$

В этом уравнении координата и время нормированы, соответственно, на джозефсоновскую длину  $\lambda_J$  и обратную плазменную частоту  $\omega_p^{-1}$ ,  $\alpha$  - затухание,  $i(x)$  - нормированная плотность тока смещения и  $\Gamma$  - нормированное магнитное поле. Считаем, что случайная компонента тока  $i_F(x, t)$  яв-

ляется белым гауссовским шумом с нулевым средним и функцией корреляции:  $\langle i_F(x, t) i_F(x', t') \rangle = 2\alpha\gamma\delta(x-x')\delta(t-t')$ , где  $\gamma$  - безразмерная интенсивность шума. Такой вид функции корреляции справедлив для случая постоянной плотности критического тока, не зависящей от длины контакта.

На Рис. 1 изображена вольт-амперная характеристика распределенного джозефсоновского контакта с однородным распределением плотности тока смещения  $i(x) = i_0$ . Как видно из графиков, шумовое воздействие приводит к размытию вольт-амперной характеристики распределённого перехода. При увеличении интенсивности шума  $\gamma$  сначала ступени Фиске сглаживаются, потом происходит их слияние в один плавный подъем (похожий на ступень Эка) и далее, при  $\gamma > 0.02$ , ступени пропадают и вольт-амперная характеристика становится практически омической. Для этого же случая распределения плотности тока были получены зависимости времени жизни сверхпроводящего состояния  $\tau$  от длины контакта  $l = L/\lambda_J$ . При увеличении длины контакта в пределах  $0 < l < 1$  время жизни увеличивается, и при достижении максимума,  $2 < l < 5$ , наблюдается слабое уменьшение  $\tau$ .

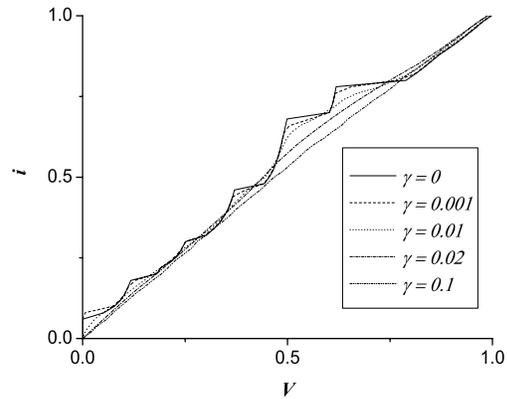


Рис. 1: Вид вольт-амперной характеристики  $i(V)$  распределённого джозефсоновского перехода с параметрами:  $\alpha = 0.2$ ,  $l = 5$ ,  $\Gamma = 3$  для разных значений интенсивности шума  $\gamma$ .

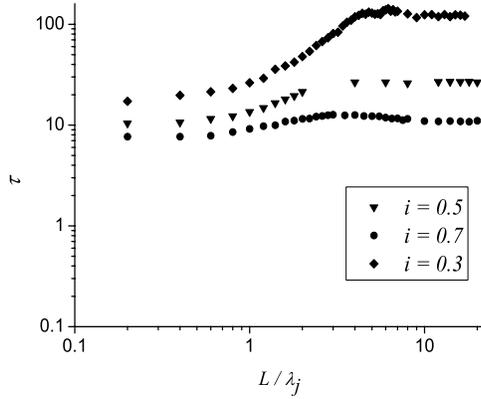


Рис. 2: Зависимость времени жизни сверхпроводящего состояния  $\tau$  от длины распределенного перехода  $l = L/\lambda_j$  для интенсивности шума  $\gamma = 1$  при однородном распределении тока смещения  $i(x) = i_0$ .

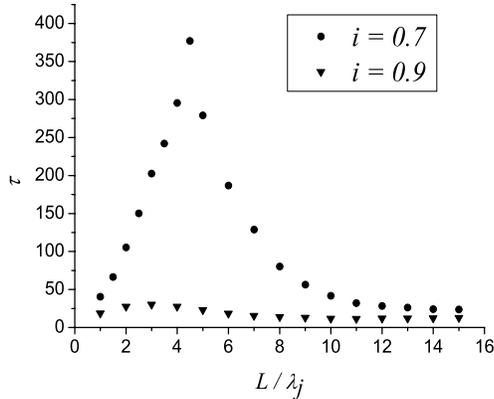


Рис. 3: Зависимость времени жизни сверхпроводящего состояния  $\tau$  от длины распределенного перехода  $l = L/\lambda_j$  в случае неоднородного распределения плотности тока смещения (3) для интенсивности шума  $\gamma = 0.3$ .

Также был рассмотрен случай неоднородного распределения плотности тока смещения, характерного для тонких сверхпроводящих пленок и узких распределенных джозефсоновских переходов типа "overlap"[5]:

$$i(x) = \frac{i_0 \cdot l}{\pi \cdot \sqrt{x \cdot (l - x)}} \quad (3)$$

Для вышеуказанного распределения плотности тока, зависимость времени жизни сверхпроводящего состояния от длины перехода имеет вид, показанный на Рис.3. Характерной особенностью подобных зависимостей является наличие заметного максимума при небольших длинах  $l \sim 5$ , далее, при увеличении длины контакта, время жизни резко уменьшается. При этом, максимальное значение времени жизни может отличаться от минимального в десятки раз, что является важным при использовании распределенных джозефсоновских контактов в качестве кубитов.

Как видно из проведенного анализа времени жизни сверхпроводящего состояния распределенного джозефсоновского контакта, максимально возможное значение времени жизни достигается при длинах  $l \gtrsim 5$  как для случая однородного распределения тока смещения, когда для больших длин время жизни выходит на константу, так и для неоднородного случая, когда для больших длин наблюдается резкое уменьшение времени жизни.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ (проекты 2445 и 3174), госконтракта 02.442.11.7231 и Российского Фонда Поддержки Науки.

- 
- [1] V. P. Koshelets and S. V. Shitov, *Supercond. Sci. Technol.*, **13**, R53 (2000).
  - [2] V. P. Koshelets and J. Mygind, "Flux Flow Oscillators For Superconducting Integrated Submm Wave Receivers", *Studies of High Temperature Superconductors*, edited by A. V. Narlikar, NOVA Science Publishers, New York, vol. 39, pp. 213-244, (2001).
  - [3] A. Wallraff1, A. Kemp, and A. V. Ustinov, "Quantum Dynamics of Vortices and Vortex Qubits", in *Quantum Information Processing* (Wiley, 2005).
  - [4] К. К. Лихарев, *Введение в динамику джозефсоновских переходов* (Наука, Москва, 1985).
  - [5] M.R. Samuelsen and S.A. Vasenko, *J. Appl. Phys.* 57, 110 (1985).

## Электронные состояния в многоквантовых вихрях

А.С.Мельников, В.И.Позднякова, Д.А.Рыжов, И.А.Шерешевский

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

e-mail: [ryzhov@ipm.sci-nnov.ru](mailto:ryzhov@ipm.sci-nnov.ru)

Вихревые конфигурации в мезоскопических сверхпроводниках (с размерами несколько длин когерентности  $\xi_0 = \hbar V_F / \Delta_0$  ( $V_F$  – фермиевская скорость,  $\Delta_0$  – сверхпроводящая щель в однородном сверхпроводнике)) испытывают сильное влияние граничных эффектов. За счет баланса сил, действующих на вихри со стороны экранирующего тока, текущего вдоль границ образца, и сил отталкивания между отдельными вихрями в мезоскопическом сверхпроводнике могут существовать многоквантовые (гигантские) вихри (см., напр., [1]). Г.Е.Воловиком была доказана теорема [2] о том, что квазиклассический спектр локализованных квазичастиц в  $M$ -квантовых вихрях состоит из  $M$  веток, пересекающих энергию Ферми  $E_F$ . Спектр квазичастиц в многоквантовых вихрях ранее исследовался в приближении модели прямоугольного кота [3] и при помощи численного моделирования [4]. Целью работы является получение аналитических выражений для спектра локализованных квазичастичных состояний в многоквантовых вихрях, являющиеся обобщением теории [5] на случай завихренности  $M > 1$ , и численный расчет спектра с учетом нормального отражения квазичастиц от границы сверхпроводника.

Запишем уравнения Боголюбова–де Жена (БдЖ):

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2m}(\nabla^2 + k_r^2)u + \Delta(\mathbf{r})v &= Eu \\ \frac{\hbar^2}{2m}(\nabla^2 + k_r^2)v + \Delta^*(\mathbf{r})u &= Ev. \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2 k_r}{2m} \frac{\partial \eta}{\partial s} + g_R^{(M-2n)}(s) \cos \eta - g_I^{(M-2n)}(s) \sin \eta &= E - \frac{\hbar^2 k_r}{m} \frac{nb}{s^2 + b^2} \\ \frac{\hbar^2 k_r}{m} \frac{\partial \zeta}{\partial s} + g_R^{(M-2n)}(s) \sin \eta + g_I^{(M-2n)}(s) \cos \eta &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где введены функции:

$$\begin{aligned} g_R^{(M-2n)}(s) &= D_M(\sqrt{s^2 + b^2}) \operatorname{Re} \left\{ \left[ \frac{s + ib}{\sqrt{s^2 + b^2}} \right]^{M-2n} \right\} \\ g_I^{(M-2n)}(s) &= D_M(\sqrt{s^2 + b^2}) \operatorname{Im} \left\{ \left[ \frac{s + ib}{\sqrt{s^2 + b^2}} \right]^{M-2n} \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Локализованным состояниям с энергией меньшей  $\Delta_0$  соответствуют лишь нечетным значениям  $M-2n < M$ , энергия остальных состояний превышает  $\Delta_0$ . Граничное условие, соответствующее локализованным состояниям, имеет следующий вид:

Здесь  $k_r^2 = k_F^2 - k_z^2$ ,  $k_F$  – фермиевский волновой вектор,  $\Delta(\mathbf{r}) = D_M(r) e^{im\theta}$  – пространственная функция сверхпроводящей щели,  $\mathbf{r} = (r, \theta)$  – полярные координаты,  $D_M(r)$  пропорциональна  $r^M$  вблизи центра вихря и выходит на постоянное значение  $\Delta_0$  вдали от вихря. Волновые функции локализованных состояний обращаются на бесконечности в ноль.

Перейдем к квазиклассическому описанию вдоль прямолинейных траекторий, выделяя быстро осциллирующую зависимость от координат ( $u, v$ ) =  $(U, V) \exp(i\mathbf{k}, \mathbf{r})$  и пренебрегая вторыми производными:

$$\begin{aligned} -i \frac{\hbar^2 k_r}{m} \frac{\partial U}{\partial s} + D_M(\sqrt{s^2 + b^2}) \left[ \frac{s - ib}{\sqrt{s^2 + b^2}} \right]^M V &= EU \\ i \frac{\hbar^2 k_r}{m} \frac{\partial V}{\partial s} + D_M(\sqrt{s^2 + b^2}) \left[ \frac{s + ib}{\sqrt{s^2 + b^2}} \right]^M U &= EV. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $s$  – координата вдоль траектории,  $b = \mu/k_r$  – прицельный параметр,  $\mu$  – угловое квантовое число. Введем новые функции, совершив фазовое преобразование:

$$\begin{aligned} U &= \left[ \frac{s - ib}{\sqrt{s^2 + b^2}} \right]^n w_u \\ V &= \left[ \frac{s + ib}{\sqrt{s^2 + b^2}} \right]^n w_v. \end{aligned} \quad (3)$$

Учитывая, что при квазиклассическом описании  $V = U^*$ , будем искать волновые функции в виде:

$$\begin{aligned} w_u &= \exp(\zeta + i\eta/2) \\ w_v &= \exp(\zeta - i\eta/2). \end{aligned} \quad (4)$$

В результате получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \cos \eta(\pm\infty) &= \pm E/\Delta_0 \\ \sin \eta(\pm\infty) &= \sqrt{1 - E^2/\Delta_0^2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Для энергий малых по сравнению с  $\Delta_0$  уравнения (5) можно линеаризовать по  $\eta$  вблизи  $\pi/2$ , используя как параметр малости отношение  $|E/\Delta_0| < 1$ . Таким образом, уравнение на  $\eta$  становится линейным и, используя граничные условия (6), можно получить вид спектра низколежащих локализованных квазичастиц:

$$E = \int_0^\infty \left( \frac{\hbar^2 k_r}{2m} \frac{2nb}{s^2 + b^2} - g_I^{(M-2n)}(s) \right) e^{-K(s)} ds \left[ \int_0^\infty \exp(-K(s)) ds \right]^{-1} \quad (8)$$

$$K(s) = \frac{2m}{\hbar^2 k_r} \int_0^s g_R^{(M-2n)}(s) ds.$$

Характерные зависимости  $E(\mu)$  приведены на графиках (Рис.1 и Рис.2а) для случаев  $M=3$  и  $M=2$ , соответственно. Использовалась модель кора вихря вида:  $D_M(r) = r^M / (r^2 + \xi_M^2)^{M/2}$ , где характерный размер кора  $\xi_M = M\xi_0$ . Заметим, что выражение для спектра (8) получено без каких-либо специальных предположений о конкретной модели вихревого кора. Разрывы веток вблизи  $b=0$  есть следствие линеаризации уравнения (5).

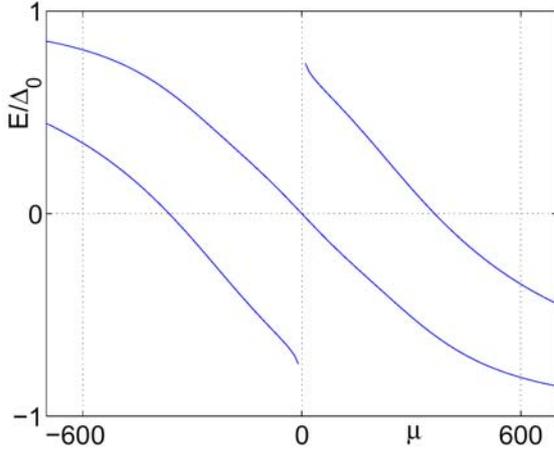


Рис.1 Спектр квазичастиц в трехквантовом вихре ( $M=3$ ) в массивном сверхпроводнике. Параметры  $k_F \xi_0 = 200$ ,  $\Delta_0/E_F = 0.01$ ,  $k_z = 0$ .

Спектр (8) обладает общей для уравнений БДЖ (1) симметрией  $E(\mu) = -E(-\mu)$ , что с учетом теоремы Волоника означает, что в спектре квазичастиц в вихрях с нечетным  $M$  существует ветка, проходящая через ноль плоскости  $(E, \mu)$  (Рис.1). Значения прицельного параметра, при которых ветки спектра пересекают ноль энергии  $|b^*| \leq \xi_M$  являются радиальными координатами максимумов локальной плотности состояний [3]. В случае нечетной завихренности, из-за наличия ветки пересекающей ноль энергии при  $b=0$ , в центре вихря будет пик локальной плотности состояний.

При численных расчетах спектра квазичастиц в мезоскопических сверхпроводниках радиуса  $R$  мы учитывали нормальное отражение квазичастичных волн от поверхности сверхпроводника. Методом диагонализации оператора БДЖ (1) были найдены спектры многоквантовых вихрей и показано, что интерференция падающих и отраженных от границ образца волн приводит к появлению осцилляционного вклада в зависимость энергии квазичастиц и от  $k_z$ , и от  $\mu$  (Рис.2б), в соответствии с общими результатами работы [6]. Амплитуда таких осцилляций может существенно превышать разность энергий для состояний с различными значениями  $\mu$ .

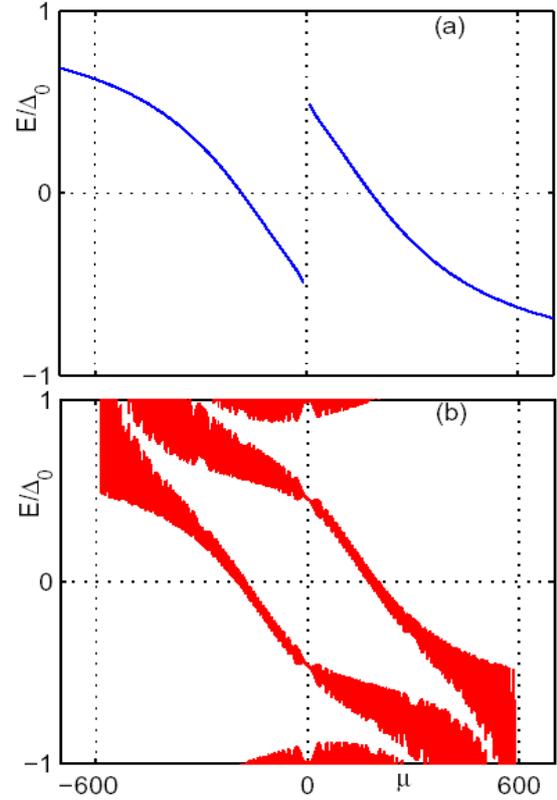


Рис.2 Спектр квазичастиц в двухквантовом вихре ( $M=2$ ) в массивном (а) и мезоскопическом (б) сверхпроводнике. Параметры  $k_F \xi_0 = 200$ ,  $\Delta_0/E_F = 0.01$ ,  $k_z = 0$ ,  $R = 3\xi_0$  (б).

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, Программ РАН «Квантовая макрофизика» и «Сильно коррелированные электроны полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах», Фонда поддержки отечественной науки и Фонда «Династия».

- [1] H.J.Fink, A.G.Presson, Phys.Rev. **151**, 219 (1966); A.K.Geim et al., Nature **390**, 259 (1997); P.S.Deo et al., Phys.Rev.Lett. **79**, 4653 (1997); V.A.Schweigert et al., Phys.Rev.Lett. **81**, 2783 (1998); Geim A.K., et al., Phys.Rev.Lett., **85**, 1528 (2000).
- [2] Г.Е.Волоник, Письма в ЖЭТФ **57**, 233 (1993).
- [3] A.S.Mel'nikov and V.Vinokur, Nature **415**, 60 (2002); Phys.Rev.B **65**, 224514 (2002).
- [4] Y.Tanaka, S.Kashiwaya, and H.Takayanagi, Jpn.J.Appl.Phys. **34**, 4566 (1995); Virtanen S.M.M., Salomaa M.M., Phys.Rev.B, **60**, 14581 (1999).
- [5] Caroli C., de Gennes P.G., Matricon J., Phys.Lett., **9**, 307 (1964).
- [6] Kopnin N.B., et al., Phys. Rev. Lett., **95**, 197002 (2005).

# Электронные состояния в вихревых молекулах в сверхпроводниках второго рода.

А. С. Мельников, М. А. Силаев

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

Спектр квазичастиц в смешанном состоянии сверхпроводников второго рода является объектом активных исследований начиная с классической работы Кароли, де Жена и Матрикона [1]. Особенный интерес вызывает исследование подщелевых квазичастичных состояний, локализованных вблизи вихревых коров, поскольку именно они определяют низкотемпературное поведение термодинамических и транспортных характеристик сверхпроводников в магнитном поле. На сегодняшний день спектр подщелевых квазичастичных состояний хорошо исследован в двух предельных случаях: в случае изолированной вихревой линии и в случае плотной вихревой решетки, когда магнитное поле близко к верхнему критическому. В то же время, представляется интересным изучить, как при увеличении магнитного поля происходит переход от изолированных квазичастичных уровней Кароли-де Жена-Матрикона к делокализованным состояниям в плотной вихревой решетке. Аналогичная задача о трансформации квазичастичного спектра за счет интерференции состояний, локализованных в корях соседних вихрей, возникает при рассмотрении термодинамических и транспортных свойств экзотических вихревых конфигураций в мезоскопических сверхпроводниках (см. [2] и ссылки там). Наша работа посвящена анализу спектра электронных состояний в двухвихревой молекуле. Эта задача является первым шагом на пути к рассмотрению более сложных вихревых конфигураций.

Спектр квазичастичных возбуждений в сверхпроводнике второго рода в магнитном поле содержит аномальную ветку, соответствующую низкоэнергетическим квазичастицам, локализованным вблизи вихрей. Энергия таких квазичастиц определяется двумя квантовыми числами: проекциями импульса  $k_z$  и углового момента  $\mu = [\vec{k}_\perp, \vec{r}] \cdot \vec{z}_0 = k_\perp r \sin(\theta - \theta_p)$

квазичастицы на ось  $z$ , параллельную оси вихря. Здесь  $\vec{k}_\perp$  - проекция импульса на плоскость  $x-y$ ,  $\theta, \theta_p$  - углы  $\vec{r}$  и  $\vec{k}_\perp$  в плоскости  $x-y$  соответственно. Для изолированного одноквантового вихря, спектр локализованных квазичастиц содержит одну ветку:

$$E(k_z, b) = -\omega_0 \frac{k_F}{k_\perp} \left[ \mu - k_\perp (x_0 \cos(\theta_p) + y_0 \sin(\theta_p)) \right], \quad \text{где}$$

$$(x_0, y_0) \text{-координаты центра вихря, } \omega_0 = \Delta_0 / (k_F \xi),$$

$\Delta_0$  - величина сверхпроводящей щели,  $\xi$  - длина когерентности. Дискретные уровни определяются правилом квантования Бора-Зоммерфельда для канонически сопряженных координаты и импульса  $(\theta_p, \mu)$ :

$$\int_0^{2\pi} \mu(\theta_p) d\theta_p = 2\pi \left( n + \frac{1}{2} \right),$$

где  $n$  - целое число.

Рассмотрим теперь пару вихрей, центры которых расположены в точках  $\vec{r}_1 = (0, -a/2)$  и  $\vec{r}_2 = (0, a/2)$ . Каждому значению энергии соответствуют две пересекающиеся кривые на плоскости  $\theta_p - \mu$ , каждая из которых соответствует аномальному спектру отдельного вихря (см. рис. 1):

$$\mu(\theta_p) = -\frac{E k_\perp}{\hbar \omega_0 k_F} \pm \frac{k_\perp a}{2} \sin(\theta_p).$$

Точки пересечения соответствуют вырождению состояний, локализованных на разных вихрях. Учет конечной вероятности межвихревого туннелирования квазичастиц приводит к снятию вырождения и расщеплению в точках пересечения термов  $\mu(\theta_p)$  (см. рис. 1).

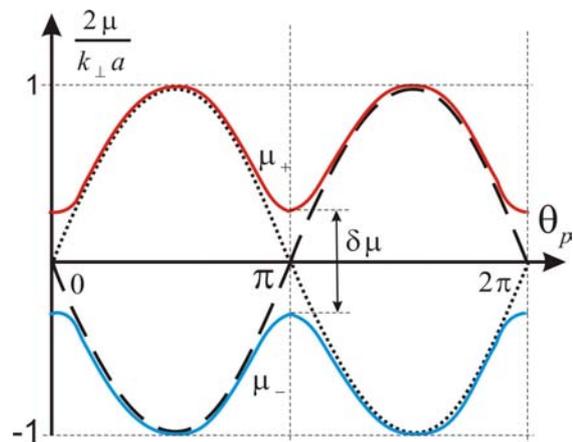


Рис. 1: Угловой момент  $\mu$  как функция  $\theta_p$  для нулевой энергии  $E$ . Пунктирная и штриховая линия соответствуют вихрям в точках  $\vec{r}_2 = (0, a/2)$  и  $\vec{r}_1 = (0, -a/2)$  соответственно.

Для того, чтобы найти величину расщепления  $\delta\mu$  необходимо решить уравнение Боголюбова-де Жена для траекторий, проходящих вблизи центров вихрей, т.е. при  $\theta_p$  близких к  $0, \pi$ . В результате, мы нашли, что вблизи точек

расщепления зависимость  $\mu(\theta_p)$  определяется следующим выражением:

$$\mu(\theta_p) = \pm \left( (k_{\perp} a \theta_p)^2 + \delta\mu^2 \right)^{1/2},$$

где  $\delta\mu = k_{\perp} \xi \exp(-\alpha a k_{\perp} / k_F \xi)$ ,  $\alpha$  - коэффициент порядка 1, зависящий от выбора формы кора вихря. Заметим, что в рамках квазиклассического рассмотрения, вероятность туннелирования между расщепленными термами

$\mu(\theta_p)$  равна нулю. Критерий справедливости квазиклассики  $\mu \gg 1$  нарушается, если вихри достаточно далеко. Это означает, что при  $\delta\mu \leq 1$  необходимо решить уравнения Боголюбова-де Жена вблизи точек расщепления вне рамок квазиклассического приближения с учетом дифракции электронных волн. Прделав это, мы нашли, что при  $\delta\mu \sim 1$  существует конечная вероятность туннелирования между термами, определяемая следующим выражением:  $P = \exp(-2\pi s)$ , где  $s = (\xi/a)\delta\mu$ . Критерий того, что  $P \sim 1$ , а следовательно, расщепление термов не существенно, может быть записан в следующем виде:  $k_{\perp} \ll (a/a_c)k_F < k_F$ , где

$a_c = \xi \ln(k_F \xi)$  - критическое расстояние между вихрями. В таком интервале по импульсам вероятность межвихревого туннелирования квазичастиц мала, и поэтому при  $a > a_c$  спектр квазичастиц не отличается от спектра изолированного вихря. В противоположном случае, когда  $a < a_c$ , существует конечный интервал по импульсам  $(a/a_c)k_F \ll k_{\perp} < k_F$ , в котором вероятность туннелирования между термами мала. Заметим, что для типичного значения  $k_F \xi \sim 100$ ,  $a_c \sim 5\xi$ , то есть расщепление термов становится существенным, начиная с достаточно больших расстояний между вихрями. В этом случае, для верхнего терма на рис.1  $\mu_+(\theta_p)$  в интервале углов  $0 < \theta_p < \pi$  волновая функция сосредоточена на вихре, с центром в точке  $\vec{r}_2$ , а в интервале  $\pi < \theta_p < 2\pi$  - на вихре с центром в точке  $\vec{r}_1$ , а для нижнего терма  $\mu_-(\theta_p)$  - наоборот.

Применим теперь правило квантования Бора-Зоммерфельда к таким состояниям:

$$\int_0^{2\pi} \mu_{\pm}(\theta_p) d\theta_p = -\frac{2\pi E k_{\perp}}{\hbar k_F \omega_0} \pm 2k_{\perp} a = 2\pi \left( n + \frac{1}{2} \right)$$

В результате, получаем следующее выражение для спектра:

$$E = \frac{\Delta_0}{\xi} \left( -\frac{n+1/2}{k_{\perp}} \pm \frac{a}{\pi} \right),$$

которое очень похоже на выражение для спектра двухквантового вихря:

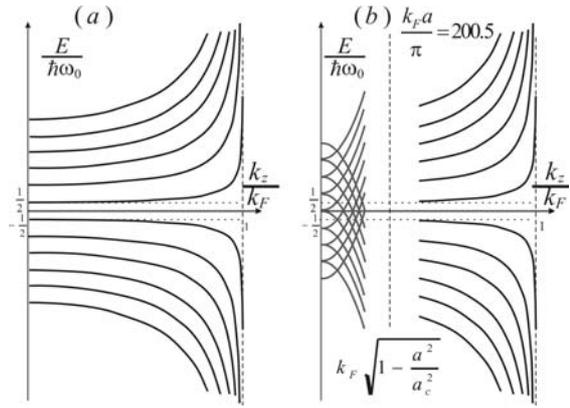


Рис.2: (а) Спектр одноквантового изолированного вихря; (б) Спектр  $E(k_z)$  двухквантовой вихревой молекулы для  $a < a_c$ ,  $k_F \xi = 200.5$ .

$$E \sim \frac{\Delta_0}{\xi} (b \pm b^*),$$

где  $b$  - прицельный параметр относительно центра двухквантового вихря, а  $b^* \sim \xi$ . Таким образом, спектр  $E(k_z)$  двухвихревой молекулы трансформируется при уменьшении  $a$  следующим образом (см. рис.2): сначала, когда  $a \gg a_c$ , локализованные на разных вихрях состояния независимы, и их спектр не отличается от спектра изолированного вихря. Затем, как только  $a < a_c$ , в области малых  $k_z$  мы получаем спектр двухквантового вихря. В области больших  $k_z$  спектр по-прежнему мало отличается от спектра одноквантового вихря. В точках пересечения кривых  $E(k_z)$  (см. рис.2b) термы должны расщепиться, и в итоге мы получаем набор термов, осциллирующих с периодом  $a^{-1}$  по  $k_z$ .

Плотность состояний должна состоять из двух серий максимумов, сдвинутых по энергии на  $\hbar\omega_0(2k_F a/\pi - [2k_F a/\pi])$ , где квадратные скобки обозначают взятие целой части. Расстояние между максимумами в каждой серии равно  $\hbar\omega_0$ . Плотность состояний на фиксированном уровне энергии, например при  $E=0$ , осциллирует как функция расстояния между вихрями с периодом  $\pi/k_F$ .

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, Программ РАН «Квантовая макрофизика» и «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах», Фонда поддержки отечественной науки и Фонда «Династия».

[1] C. Caroli, P.G. de Gennes, J. Matricon, Phys. Lett. **9**, 307 (1964)

[2] A. S. Melnikov, V. M. Vinokur, Phys. Rev. B, **65**, 224514 (2002)

# Основное состояние сверхпроводящей наночастицы

СМОЛЯНКИНА О. Ю., ЮГАЙ К. Н.

Омский государственный университет им. Ф. М. Достоевского, пр. Мира 55а, Омск, Россия

e-mail: [smolyankina@omsu.ru](mailto:smolyankina@omsu.ru)

Ранее при интерпретации особенностей спектров сверхпроводящих наночастиц [1-6], исследователи не затрагивали вопроса о роли поверхности в формировании сверхпроводящего состояния (СПС), хотя она играет значительную роль в свойствах наноразмерных систем [7, 8]. Мы показываем, что поверхностные состояния являются определяющими в образовании СПС наночастицы.

В рамках подхода БКШ мы исследуем модель изолированной сверхпроводящей наночастицы и вводим два коллективных параметра:  $\Delta_{0b}$  и  $\Delta_{0s}$ , образованные, соответственно, объёмными и поверхностными электронными состояниями наночастицы. Мы учитываем все возможные переходы электронов при рассеянии. Куперовские пары образуются вследствие трёх сценариев: (i) взаимодействуют электроны в объёмных состояниях, (ii) взаимодействуют объёмный и поверхностный электроны, (iii) взаимодействуют электроны в поверхностных состояниях.

Так как для сверхпроводящей наночастицы существенно число электронов в системе, мы исследуем последствия введения одного неспаренного электрона и предлагаем новое понимание экспериментальных результатов [1, 2], основанное на учёте вклада поверхностных состояний. В целом в статье число электронов полагается чётным, случай нечётной системы рассматривается отдельно.

Гамильтониан БКШ сверхпроводящей наночастицы с чётным числом электронов:

$$H = T + V = T_b + T_s + V_{bb} + V_{bs} + V_{ss}, \quad (1)$$

где  $T$  – оператор кинетической энергии, равный сумме кинетических энергий электронов в объёмных и поверхностных состояниях,  $V$  – оператор потенциальной энергии, равный сумме вкладов от трёх сценариев взаимодействия.

Полную энергию основного состояния системы находим, определяя диагональный элемент гамильтониана (1), усредняя по основному состоянию сверхпроводника, волновая функция которого в виде БКШ:

$$\Phi = \prod_{k_b, k_s} \Phi_{k_b} \Phi_{k_s},$$

где  $\Phi_{k_{b(s)}} = (u_{k_{b(s)}} + v_{k_{b(s)}} a_{k_{b(s)}\sigma}^+ a_{-k_{b(s)}-\sigma}^+) \Phi_{0k_{b(s)}}$ , а  $\Phi_{0k_{b(s)}}$  – функция вакуумного состояния  $k_{b(s)}$ .

В терминах операторов рождения и уничтожения, запишем гамильтониан (1),

оставляя лишь члены, удовлетворяющие условию нормировки  $\langle \Phi | \Phi \rangle = 1$ , в виде:

$$\begin{aligned} H = & \sum_{\substack{k_b \\ \sigma=\uparrow, \downarrow}} \varepsilon_{k_b} a_{k_b\sigma}^+ a_{k_b\sigma} + \sum_{\substack{k_s \\ \sigma=\uparrow, \downarrow}} \varepsilon_{k_s} a_{k_s\sigma}^+ a_{k_s\sigma} - \\ & - V_b \left( \sum_{k_b, k_b'} a_{k_b'\sigma}^+ a_{-k_b'-\sigma}^+ a_{-k_b-\sigma} a_{k_b\sigma} + \right. \\ & \left. + \sum_{k_s', k_b} a_{k_s'\sigma}^+ a_{-k_s'-\sigma}^+ a_{-k_b-\sigma} a_{k_b\sigma} \right) - \\ & - V_s \left( \sum_{k_b', k_s} a_{k_b'\sigma}^+ a_{-k_b'-\sigma}^+ a_{-k_s-\sigma} a_{k_s\sigma} + \right. \\ & \left. + \sum_{k_s', k_s} a_{k_s'\sigma}^+ a_{-k_s'-\sigma}^+ a_{-k_s-\sigma} a_{k_s\sigma} \right), \end{aligned}$$

где  $\varepsilon_{k_{b(s)}}$  – средняя кинетическая энергия электрона в состоянии  $k_{b(s)}$ , отсчитываемая от уровня Ферми,  $V_{b(s)}$  – потенциал притяжения объёмных (поверхностных) электронов. Штрих у знака суммы означает, что суммирование ведётся только по тем электронным состояниям, которые находятся в пределах  $\pm \hbar\omega_D$  от энергии Ферми. Данный предел соответствует максимальной частоте внешней силы, способной возбудить колебания в кристаллической решётке, то есть привести к образованию фонона.

Таким образом, получаем выражение для минимальной средней потенциальной энергии взаимодействия электронов в системе:

$$E_{pot} = -D(\Delta_{0b} + \Delta_{0s}), \quad (2)$$

где вводится обозначение  $D = \frac{\Delta_{0b}}{V_b} + \frac{\Delta_{0s}}{V_s}$ . В макроскопическом пределе поверхностными состояниями можно пренебречь, и (2) преобразуется в известное выражение теории БКШ для массивного сверхпроводника:

$$E_{pot}^{macro} = -\frac{\Delta_{0b}^2}{V_b}.$$

Для объёмного и поверхностного коллективных параметров получаем:

$$\Delta_{0b} = N_b(0) D V_b^2 \operatorname{arcsch} \left( \frac{\hbar\omega_D}{V_b D} \right), \quad (3)$$

$$\Delta_{0s} = N_s(0) D V_s^2 \operatorname{arcsch} \left( \frac{\hbar\omega_D}{V_s D} \right), \quad (4)$$

где  $N_{b(s)}(0)$  – плотность объёмных

(поверхностных) электронных состояний вблизи энергии Ферми. В макроскопическом пределе (3) преобразуется в известное выражение БКШ для коллективного параметра спаривания в случае массивного сверхпроводника:

$$\Delta_{0b}^{macro} \approx 2\hbar\omega_D \exp\left(-\frac{1}{V_b N_b(0)}\right).$$

В пределе наноразмерной частицы плотность поверхностных электронных состояний значительно превышает плотность объёмных состояний [7], поэтому, обращаясь к выражениям (3) и (4), мы заключаем, что в этом случае, во-первых, значение параметра  $\Delta_{0s}$ , обусловленного поверхностью, существенно превышает значение объёмного параметра  $\Delta_{0b}$ , а во-вторых,  $\Delta_{0s}$  вносит поправку в выражение для  $\Delta_{0b}$ . Таким образом, в наночастицах поверхность оказывается определяющим фактором при формировании СПС.

Рассмотрим модель изолированной сверхпроводящей наночастицы с нечётным числом электронов. Уровни с единственным электроном не участвуют в рассеянии, описываемом гамильтонианом (1) вследствие так называемого «эффекта блокирования» [3, 6]. Введём в наноразмерную систему один неспаренный электрон, определим, как изменяются полная энергия и коллективные параметры системы в основном состоянии.

Туннельные эксперименты [1, 2] показали, что сверхпроводящие гранулы *Al* размером  $\geq 5$  нм имеют значительную энергетическую щель в спектре возбуждений в случае, если число электронов в них чётно, в случае же нечётного числа электронов энергетическая щель в туннельном спектре не наблюдается. В спектре более мелких гранул размером  $\leq 3$  нм подобная зависящая от чётности системы энергетическая щель не обнаруживается ввиду невозможности её различения на фоне дискретного спектра.

Гамильтониан БКШ основного состояния наночастицы с нечётным числом электронов:

$$\begin{aligned} H &= T + V + H_{s.p.} = \\ &= T_b + T_s + V_{bb} + V_{bs} + V_{ss} + H_{s.p.}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $H_{s.p.}$  - оператор кинетической энергии неспаренного электрона.

Полную энергию основного состояния системы находим, определяя диагональный элемент гамильтониана (5). Волновую функцию основного состояния вводим с учётом наличия неспаренного электрона в состоянии  $k_{s.p.}$ :

$$\Phi = \prod_{k_b, k_s} \Phi_{k_b} \Phi_{k_s} \Phi_{k_{s.p.}},$$

где  $\Phi_{k_{s.p.}} = a_{k_{s.p.}, \pm\sigma}^+ \Phi_{0k_{s.p.}}$  -- волновая функция подсистемы неспаренных квазичастиц, а  $\Phi_{0k_{s.p.}}$

описывает вакуумное состояние  $k_{s.p.}$ .

Ввиду независимости состояний  $k_b$ ,  $k_s$  и  $k_{s.p.}$  неспаренный электрон, увеличивая полную среднюю энергию системы на величину своей кинетической энергии  $\mathcal{E}_{k_{s.p.}}$ , не изменяет  $\Delta_{0b}$  и  $\Delta_{0s}$ , даваемые выражениями (3) и (4).

Для сверхпроводящей наночастицы  $\Delta_{0b} \ll \Delta_{0s}$ . Следовательно, в её энергетическом спектре в случае чётного числа электронов должна наблюдаться щель  $\Delta_{0b}$ , которая, по-видимому, и была обнаружена в экспериментах [1, 2] с наночастицами *Al*. При введении в систему неспаренного электрона, как мы выяснили, коллективные параметры спаривания не меняют своей величины, но почему при этом щель в туннельном спектре отсутствует? Энергетический уровень неспаренного электрона должен располагаться в спектре наночастицы выше  $\Delta_{0b}$ . Так как речь идёт об основном состоянии сверхпроводника, этот электрон занимает низший возможный энергетический уровень. Ввиду большой величины  $\Delta_{0s}$  этот уровень оказывается между  $\Delta_{0b}$  и  $\Delta_{0s}$ , то есть будет «утоплен» в энергетической щели. Мы предполагаем, что именно этим обусловлен эффект чётности, наблюдаемый в экспериментах [1, 2]. Увеличивая диаметр частицы, мы увеличиваем число объёмных электронных состояний, а следовательно, и  $\Delta_{0b}$ . Когда же щель  $\Delta_{0b}$  становится больше или порядка  $\Delta_{0s}$ , её можно наблюдать в спектре сверхпроводника. Что характерно, поскольку энергетический уровень неспаренного электрона всегда находится выше  $\Delta_{0b}$ , в макроскопическом пределе при введении такого электрона в систему щель в спектре должна наблюдаться в любом случае, что и имеет место в объёмной сверхпроводимости.

[1] Black C.T., Ralph D.C., Tinkham M. Phys. Rev. Lett., **76**, 4 (1996)

[2] Ralph D.C., Black C.T., Tinkham M. Phys. Rev. Lett., **78**, 21 (1997)

[3] J. von Delft, Ralph D.C., cond-mat/0101019

[4] Schechter M., J. von Delft, Imry Y., Levinson Y., Phys. Rev. B, **67**, 064506 (2003)

[5] Anderson P.W., J. Phys. Chem. Solids, **11**, 26 (1959)

[6] J. von Delft, Ann. Phys. (Leipzig), **10**, 3 (2001)

[7] Servadio V.D.P., Drechsler S.-L., Mishonov T., Phys. Rev. B, **66**, 140502(R) (2002)

[8] Yugay K.N., Some physical bases of nanotechnologies, Proc. WSCE/UKC2002, July 8-13, 2002, Seoul, Korea. P. 523 (2003)

# Низкополевой пик-эффект в сверхпроводниках II рода с поверхностным барьером

Р.М. Айнбиндер, Д.Ю. Водолазов, И.Л. Максимов

Нижегородский Государственный Университет, Нижний Новгород, 603950, Россия.

Исследовано совместное влияние поверхностного барьера и объемного пиннинга на полевую зависимость ( $H_0 \perp I$ ) критического тока  $I_c$  в макроскопических сверхпроводниках II рода. Поверхностный барьер предполагается подавленным, если абсолютная величина плотности тока на краю образца достигнет порогового значения  $j_s$ , определяемого в рамках теории Гинзбурга-Ландау. В области слабых магнитных полей ( $H_0 < H_1$ ) переход сверхпроводника в резистивное состояние осуществляется в режиме аннигиляции: вихри и антивихри входят в образец с противоположных сторон и аннигилируют в глубине образца. Переход в резистивное состояние при  $I = I_c$  происходит, когда области, занятые вихрями и антивихрями, смыкаются внутри образца. В области полей, превышающих  $H_1$ , переход образца в резистивное состояние происходит в “баллистическом” режиме течения магнитного потока: вихри входят в сверхпроводник с левого края, а выходят с правого, создавая при своем движении напряжение в образце. При этом в сверхпроводнике существуют две мейснеровские зоны, свободные от вихрей. При  $H_0 = H_2$  граница области, занятой вихрями, достигнет правого края сверхпроводника, так что при

полях  $H_0 > H_2$  при  $I = I_c$  в образце имеется лишь одна безвихревая зона. Для расчетов полевой зависимости  $I_c(H_0)$  использованы две хорошо известные модели объемного пиннинга, характеризующие зависимость плотности тока депиннинга  $j_p$  от локального магнитного поля: модель Бина ( $j_p = const$ ) и модель Кима-Андерсона ( $j_p(H) \propto H^{-1}$ ). Показано, что в области слабых магнитных полей зависимость  $I_c(H_0)$  характеризуется ростом  $I_c$  от  $H_0$ , так что при  $H_0 = H_1$  имеет место низкополевой пик критического тока порядка  $I_c(H_1) \approx 1.2I_c(0)$  (см. рис). Этот эффект объясняется комбинированным влиянием поверхностного барьера и объемного пиннинга, поскольку наличие только одного из двух рассматриваемых механизмов необратимости не способно привести к эффекту возрастания  $I_c$ :  $dI_c / dH_0 > 0$  в интервале низких магнитных полей ( $H_0 < H_1$ ). На рисунке представлены зависимость  $I_c(H_0)$ , рассчитанная в модели Кима-Андерсона. Видно немонотонное поведение критического тока в области малых полей.

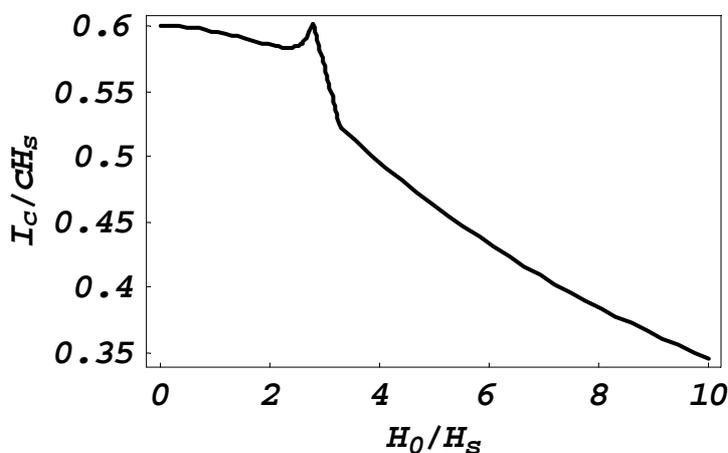


Рис. 1 Зависимость критического тока от приложенного магнитного поля.

# Детекторный отклик на воздействие миллиметрового излучения гибридных гетероструктур Nb/Au/YBCO из оксидных сверхпроводников с наноконтактами

Ю.В. Кислинский<sup>1</sup>, Ф.В. Комиссинский<sup>1,2</sup>, К.И. Константибян<sup>1</sup>, Г.А. Овсянников<sup>1,2</sup>, И.В. Борисенко<sup>1</sup>, Т.Ю. Карминская<sup>2</sup>, В.К. Корнев<sup>2</sup>, Э. Голдобин<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники РАН, Моховая ул. 11-7, Москва 125009, Россия.

<sup>2</sup> Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция.

<sup>3</sup> Московский государственный университет, физический факультет, Ленинские горы, Москва, Россия.

<sup>4</sup> Институт экспериментальной физики, Тюбинген, Германия.

e-mail:

[yulii@hitech.eplire.ru](mailto:yulii@hitech.eplire.ru)

Сверхпроводящий ток через джозефсоновские переходы зависит от разности фаз между волновыми функциями по разные стороны барьера согласно соотношению

$I_S(\varphi) = I_C \sin(\varphi)$ , где  $I_C$  – критический ток перехода,  $\varphi$  – разность фаз. Если ток – фазовая зависимость (ТФЗ) содержит вторую гармонику, то:  $I_S(\varphi) = I_{C1} \sin(\varphi) + qI_{C1} \sin(2\varphi)$  (1),

где  $q$  – доля второй гармоники.

Если в ТФЗ преобладает вторая гармоника, то переходы могут быть использованы как элементы квантовых компьютеров [1]. Вторая гармоника ТФЗ наблюдалась в бикристаллических переходах с разориентацией  $45^\circ$ . Известен метод определения ток – фазовой зависимости по импедансу контура, индуктивно связанного с одноконтактным СКВИДом, при этом исследуемый переход включается в петлю СКВИДа [2].

В нашей работе предложен метод определения гармоник ТФЗ, путем измерения селективного детекторного отклика переходов на малый сигнал СВЧ.

Нами были получены и исследованы гибридные гетероструктуры Nb/Au/YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> (переходы Джозефсона) на наклонных подложках NdGaO<sub>3</sub>. Оси  $c$  NdGaO<sub>3</sub> и YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> (YBCO) наклонены на угол  $11^\circ$  к нормали к плоскости подложки. Атомно – силовая микроскопия поверхности YBCO показала ступени роста пленки, грани которых перпендикулярны направлениям [001] и [110] YBCO [3].

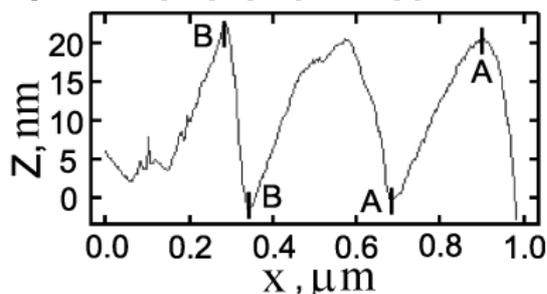


Рис. 1. Профиль поверхности YBCO. Координата X – параллельна плоскости подложки, Z – перпендикулярна этой плоскости.

Установлено, что при протекании транспортного тока вдоль [001] YBCO (границ AA на Рис. 1), доля второй гармоники ТФЗ,  $q \approx -1/8$  [4]. При получении переходов Nb/Au/YBCO на наклонных подложках добавляются грани, которые перпендикулярны [110] с шириной порядка 20 nm (BB). Для переходов на наклонных подложках величина  $q$  достигала  $-0.4$  [5].

При облучении переходов в диапазоне СВЧ, ТФЗ которых имеет вторую гармонику, появляются не только первые ступени Шапиро при напряжениях  $V_1 = hf/2e$ , но и дробные ступени при  $V_{1/2} = hf/4e$ , где  $f$  – частота внешнего сигнала. Дробные ступени могут появляться и при большой емкости перехода. Величина таких “емкостных” ступеней спадает как квадрат нормированной частоты [6].

С увеличением частоты  $f$  вклад емкости становится малым, но падает мощность СВЧ, поглощенная переходом. При этом падающая мощность оказывается достаточной для получения дробного детекторного отклика при напряжении  $V_{1/2}$ . Постоянное протекание напряжения  $\eta$  пропорционально величине входной мощности. Измерения при  $f = 111$  GHz показаны на рисунке 2.

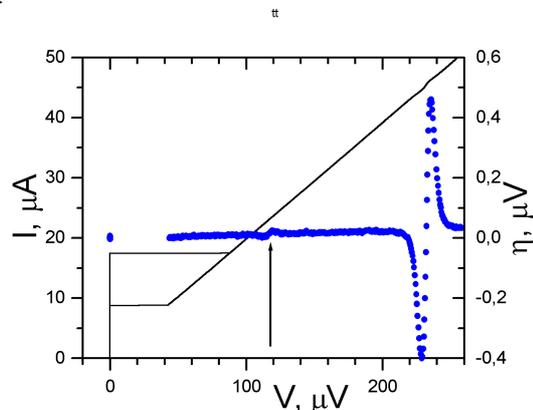


Рис. 2. Вольтамперная характеристика под действием СВЧ – линия, детекторный отклик – точки. Дробный отклик - при  $V_{1/2} = 116,5 \mu\text{V}$  показан стрелкой, основной – при  $V_1 = 233 \mu\text{V}$ .

Для расчета кривых отклика введем параметры: ток через переход, вызванный внешним облучением, нормированный на  $I_C$  -  $\alpha$ , нормальное сопротивление перехода -  $R_N$ , характерное напряжение -  $V_C = I_C R_N$ , нормированная частота СВЧ -  $\omega = hf/2eI_C R_N$ , параметр МакКамбера -  $\beta_C = 4\pi e C I_C R_N^2/h$ . Ширина линии джозефсоновской генерации по напряжению равна расстоянию между минимумом и максимумом селективного детекторного отклика. Нормированная на  $V_C$  ширина линии обозначена  $\gamma$ . Методом медленно меняющейся фазы [7] получены формулы для основного отклика  $\eta_1$  при  $V_1$  и дробного отклика  $\eta_{1/2}$  при  $V_{1/2}$ :

$$\eta_1(\delta) = \frac{V_C a^2}{4\omega^2(\omega^2\beta_C^2 + 1)} \left( \frac{\delta}{\delta^2 + \gamma^2} - \frac{\delta}{\delta^2 + (\gamma + 1/\beta_C)^2} \right) \quad (2),$$

$$\eta_{1/2}(\delta) = \frac{qV_C a^2}{\omega^2(\omega^2\beta_C^2 + 1)} \left( \frac{\delta}{\delta^2 + \gamma^2} - \frac{\delta}{\delta^2 + (\gamma + 2/\beta_C)^2} \right) \quad (3).$$

В нашем случае:  $\gamma \ll 1/\beta_C$ , тогда отношение высоты дробного отклика к основному:

$$\eta_1 / \eta_2 = 4q^2 \quad (4)$$

Результат расчета по формулам (2) и (3), показан на Рис. 3.

Ток сигнала  $\alpha$  оценивался из данных измерений ступеней Шапиро. Расчет для зависимостей на рисунке 3 соответствовал току  $\alpha \approx 1$ . Видно хорошее количественное соответствие между экспериментальной кривой и результатами расчета. Единственным подгоночным параметром являлась доля второй гармоники  $q = -0.2$ .

Таким образом, нами разработан и применен метод для количественного определения второй гармоники ток - фазовой зависимости переходов Джозефсона путем измерения селективного детекторного отклика на модулированный СВЧ сигнал. Для верности формул (2) и (3) должны выполняться следующие условия: частота сигнала должна быть достаточно высокой:  $\omega > 2/(q\beta_C)^{1/2}$  и ток внешнего излучения через переход должен быть достаточно малым:  $\alpha \ll \omega^2\beta_C$ . В нашей экспериментальной ситуации при  $\beta_C \approx 5$ ,  $q = 0.1 \div 0.4$  и частотах внешнего излучения  $90 \div 120$  GHz нормированная частота  $\omega = 3 \div 4$  являлась достаточно высокой.

В случае переходов с нулевой емкостью  $\beta_C = 0$  достаточно высокой является частота  $\omega > 1$ . Условие малости тока внешнего излучения выглядит как:  $\alpha \ll \omega$ . В этом случае должно выполняться соотношение (4) для ТФЗ.

Работа выполнялась при частичной поддержке проектами отделения ОФН РАН, РФФИ-04-02-16818а, грантом Президента России НШ-7812.2006.2 и МК-2654.2005.2.

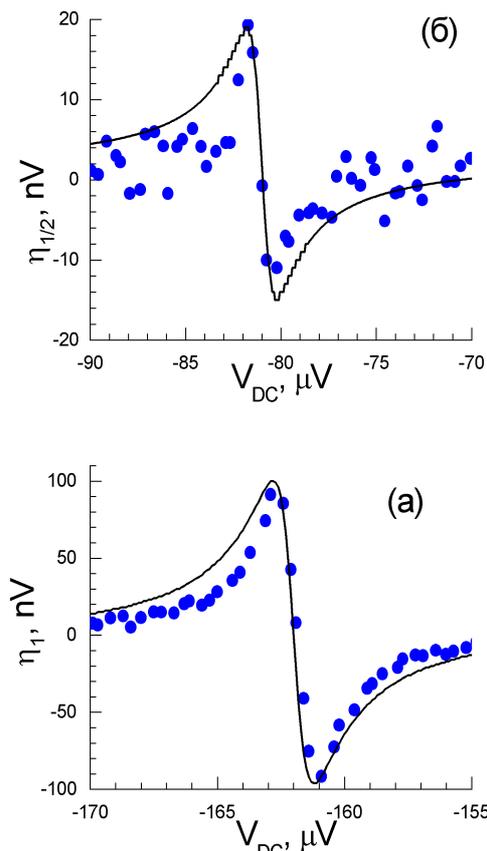


Рис. 3. Детекторный отклик на сигнал с частотой 77,2 ГГц: (а) основной - при  $V = -162$   $\mu V$ , (б) дробный - при  $V = -81$   $\mu V$ . Расчет по формулам (2), (3) при  $q = -0.2$  - сплошные линии.

- [1] Ioffe L. B. et al., Nature, **398**, 679 (1999)
- [2] Il'ichev E. et al., Physical Review Lett., **86**, N23, 5369, (2001).
- [3] Борисенко.И. В. и другие, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, **2**, 48 (2006).
- [4] Komissinski P. V. et al., Physica C, **368**, 271 (2002).
- [5] Кислинский Ю. В., и другие, ЖЭТФ **128**, вып. 3(9), 575 (2005)
- [6] V. K. Kornev, et al., Abstracts of 7<sup>th</sup> European Conference on Applied Superconductivity, p. 149 (11-15 September 2005).
- [7] K. K. Likharev. Dynamics of Josephson Junctions and circuits, P. 316. Published by Gordon and Breach, New York, (1986).

## СВВ СТМ исследования структуры слоя графена на поверхности Ir (111).

Н.Р. Галль, И.В. Макаренко, Е.В. Рутьков, А.Н. Титков  
ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, 194021, ул. Политехническая, 26  
e-mail: [igor.makarenko@mail.ioffe.ru](mailto:igor.makarenko@mail.ioffe.ru)

В настоящее время существует устойчивый интерес к изучению структурных и электронных свойств монослоев графита – графенов. В значительной степени этот интерес связан с тем обстоятельством, что слои графена являются строительным материалом стенок графитовых нанотрубок. Свойства нанотрубок оказываются, таким образом, естественно связаны со свойствами графеновых слоев, в первую очередь с их структурой. Структурные исследования стенок графитовых нанотрубок в значительной степени затруднены их большой кривизной. В этой связи определенные перспективы появляются при проведении исследований планарных, ”развернутых”, графеновых слоев. Получение планарных графенов возможно отслаиванием их от объемных кристаллов графита с последующим переносом на другую подложку. Однако этот способ требует преодоления больших трудностей механического характера.

В работе рассматривается другая возможность получения слоя графена путем осаждения углерода на поверхность (111) кристалла Ir. Для этого в вакуумную камеру напускаются молекулы бензола, которые диссоциируют на нагретой до 1600K поверхности Ir. Высвобождающийся водород десорбируется, а атомы углерода образуют однослойное графитовое покрытие на поверхности Ir. Секрет получения именно однослойного покрытия состоит в том, что Ir является катализатором распада молекул бензола. Поэтому распад бензола идет только при наличии свободной поверхности Ir и прекращается, как только поверхность закрывается слоем графита. Для уменьшения электронного взаимодействия монослоя графита с поверхностью металла была применена интересная возможность интеркаляции под графит атомов цезия.

Атомная структура монослоя графита регистрировалась сверхвысоковакуумным сканирующим туннельным микроскопом (СВВ СТМ). Оказалось, что интеркаляция цезия под графит действительно существенно улучшает контраст наблюдения атомов углерода в слое.

На Рис.1 приведено СВВ СТМ изображение монослоя графита, сформированного на Ir, с интеркаляцией под него атомов цезия. Отчетливо наблюдается атомная структура слоя графита. Он плавно, без разрыва, обтекает субнанометровый рельеф поверхности Ir (в частности, атомные ступеньки). В правой верхней части рисунка под слоем графита наблюдается

угловая терраса на поверхности Ir(111) с направлением ступенек вдоль осей  $\langle 110 \rangle$ . Одновременное наблюдение атомной структуры графита и угловой террасы определяет и ориентацию цепочек атомов углерода.

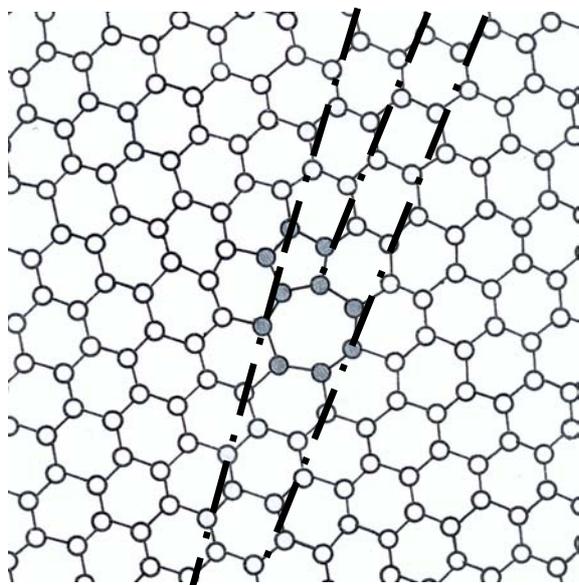


Рис. 1. Токовое изображение атомной структуры на участке  $10 \times 10 \text{ нм}^2$  графитовой пленки после интеркалирования под нее атомов цезия. На вставке приведен участок, на котором явно видно, что величина туннельного тока над атомом зависит от его положения в ячейке.

При детальном рассмотрении электронного контраста СТМ изображений (см. вставку) было обнаружено сохранение для графена известной для объемных кристаллов графита неэквивалентности его поверхностных атомов А и В типов. Для объемных кристаллов графита такая неэквивалентность объясняется тем, что только под атомами типа А расположены атомы углерода нижерасположенного слоя. Сохранение неэквивалентности атомов углерода для слоя графена, сформированного на поверхности Ir, требует дополнительного рассмотрения.

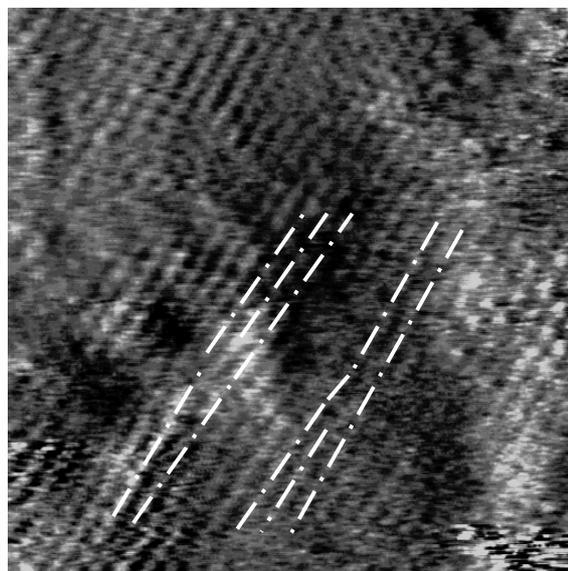
Планарное расположение слоев графена открыло путь к выявлению характерных структурных дефектов в них. Экспериментальные исследования подобных дефектов на стенках графитовых трубок существенно затруднены их малым радиусом и заметной кривизной стенок трубок и практически отсутствуют на фоне интенсивных теоретических рассмотрений [1, 2]. Нами было найдено только одно упоминание о

наблюдении на стенках нанотрубки структурного дефекта конфигурации (5,7), характерного для углеродных структур. Модель дефекта приведена на Рис.2 (а). Дефект состоит в перемещении одного атома углерода между соседними ячейками графита, первоначально содержащими по шесть атомов углерода, и появлении дополнительной цепочки углеродных атомов. Упомянутое наблюдение было получено методом высокоразрешающей, просвечивающей



(а)

электронной микроскопии [3], и возникновение дефекта (5,7) представлялось как результат облучения одностенной трубки электронами высокой энергии. Данная трактовка появления дефекта (5,7), (см. Рис. 2 (а)) однако, не объясняет, как перемещение одного атома графитового слоя при взаимодействии с высокоэнергетическими электронами может привести к образованию дефекта, характеризующегося также еще и появлением целой цепочки атомов углерода.



(б)

Рис.2. (а) - схема структурного дефекта конфигурации (5,7) в монослое графита, (б) - участок интеркалированной цезием графитовой пленки на иридии размером  $7,7 \times 7,7 \text{ нм}^2$ . Белыми штрих-пунктирными линиями выделены цепочки атомов углерода.

В настоящей работе были обнаружены ростовые, структурные дефекты (5,7) в монослое графита на подложке иридия. На участке графитового слоя довольно большой площади ( $7,7 \times 7,7 \text{ нм}^2$ , Рис. 2 (б)) наблюдаются два ростовых дефекта конфигурации (5,7). Отчетливо видна потеря в таких дефектах одной цепочки атомов углерода. Увеличенное поле наблюдения позволило не только рассмотреть дефекты, но и заметить корреляцию в их расположении. Центры дефектов находятся близко друг от друга, и при этом сами дефекты развернуты относительно друг друга на  $180^\circ$ . Данная геометрия, естественно, способствует наиболее эффективной компенсации деформаций в структуре слоя, вводимой данными дефектами. Интересно обратить внимание и на то, что расстояние между центрами дефектов ( $\sim 2 \text{ нм}$ ) близко к величине теоретической оценки расстояния спада вносимой дефектами деформации.

Латеральные размеры участков графена, изображения которых приведены выше, весьма малы, и это позволяет детально рассмотреть атомную структуру графена и его характерные дефекты. Однако, по поверхности исследуемого образца мы регистрировали участки и гораздо больших линейных размеров, анализ изображений которых позволил судить о реализации на поверхности Ir бездефектных слоев графена размером в несколько квадратных микрон и, возможно, более.

Работа выполнена при поддержке Роспронауки, Гос. контракт N 02.434.11.2027.

[1] Y. Miyamoto, A. Rubio, S. Berber, M. Yoon, D. Tomaneck, Phys. Rev. B **69**, 121413-1 (2004)  
 [2] D. Orlikowski, M. Buorngiorno Nardelli, J. Bernholdc, C. Roland, Phys. Rev. B **61**, 14194 (2000)  
 [3] A. Hashimoto, K. Suenaga, A. Gloter, K. Urita, S. Iijima, Nature **340**, 870 (2004)

## Количественное определение модуля Юнга полимеров с помощью СЗМ.

А.М. Алексеев<sup>1</sup>, D. Tranchida<sup>2</sup>, U. Rabe<sup>3</sup>, J. Loos<sup>4</sup>

<sup>1</sup> ЗАО Нанотехнология-МДТ, 124460 Москва, Россия

<sup>2</sup> University of Palermo, Italy

<sup>3</sup> IZP, Saarbrücken, Germany

<sup>4</sup> Eindhoven University of Technology, The Netherlands

e-mail: [alexander@ntmdt.ru](mailto:alexander@ntmdt.ru)

В данной работе проведено локальное измерение модуля Юнга полимеров с помощью двух методов СЗМ: Атомно-Силовой Акустической Микроскопии (АСАМ) и наноиндентации. Для наноиндентации использовалась комбинация СЗМ SOLVER P47 (Нанотехнология-МДТ, Россия) и TriboScope transducer (Hysitron Inc., USA), позволяющая проводить индентацию алмазной иглой с радиусом острия ~50нм и сканирование этой же иглой в контактном режиме. АСАМ измерения выполнялись на СЗМ "Ntegra" (Нанотехнология-МДТ), оборудованном пьезоэлектрическим трансдюсером (Panamatrix-NDT, USA). Образцы полистирола (ПС) и поликарбоната (ПК) измерялись обоими методами, и значения измеренного модуля Юнга сравнивались затем с величинами, известными из литературы.

Наноиндентация осуществлялась алмазным индентором Берковича (трехгранная пирамида).

Предварительно, зависимость контактной области от глубины индентации калибровалась на тестовых образцах плавленного кремния и поликарбоната. Серия измерений показала, что калибровка индентора на поликарбонате (или другом полимере) предпочтительнее при измерении полимеров, поскольку позволяет получать результаты, лучше согласующиеся с результатами других методов. Рис. 1 содержит серию кривых нагрузка-разгрузка, полученных на поликарбонате при различных максимальных нагрузках. Вычисленный из полученных кривых приведенный модуль Юнга показан на Рис.2. В вычислениях использовался метод Оливера-Парра [1] (Hysitron Inc. software). Результаты наноиндентации дают для модулей Юнга следующие значения: 2.6 ГПа для ПК и 3.6 ГПа для ПС (коэффициенты Пуассона для пересчета модуля Юнга из приведенного модуля брались из других работ).

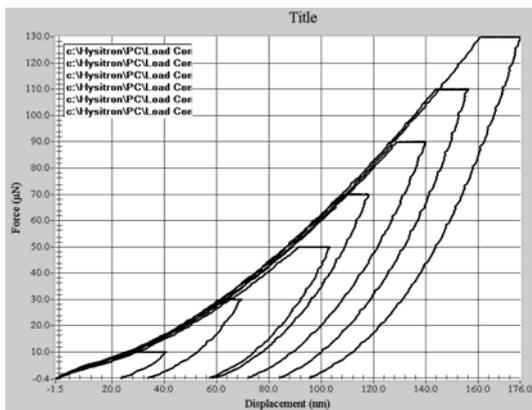


Рис.1

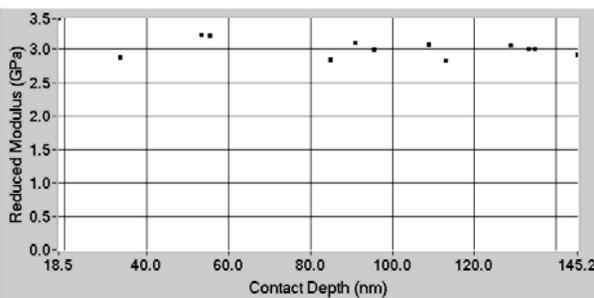


Рис.2

АСАМ измерения заключаются в измерении резонансной частоты кантилевера, находящегося в контакте с колеблющейся поверхностью образца [2-3]. Колебания образца возбуждаются трансдюсером, расположенным под образцом (Рис.3.). Контактная резонансная частота кантилевера зависит от модуля Юнга поверхности вблизи области контакта и измеряется СЗМ. Рис. 4 демонстрирует разрешение, полученное АСАМ

на полимерном образце (кристалл полиэтилена). Контраст на Рис.4 обусловлен вариациями амплитуды кантилевера, измеренной вблизи резонанса. Теория, развитая группой Проф. В. Арнольда (IZP, Saarbrücken, Germany) [2-3], позволяет вычислять модуль Юнга образца из измеренной резонансной частоты кантилевера. Изначально метод АСАМ был развит для твердых материалов, и его применимость к полимерам до

сих пор невыяснена. Для выяснения условий применимости АСАМ к полимерным образцам авторами проведена серия измерений с различными кантилеверами (серий NSG10 и CSG10 (Нанотехнология-МДТ) и CSC12 (Micromash)). Перед АСАМ измерениями параметры кантилеверов определялись с помощью РЭМ. Этими кантилеверами снимались зависимости амплитуда-частота-расстояние (Рис.5), позволяющие определять чувствительность зондов к свойствам поверхности. Затем в каждой точке скана (32x32 точки) определялась резонансная частота кантилевера при определенной нагрузке (Рис. 6).

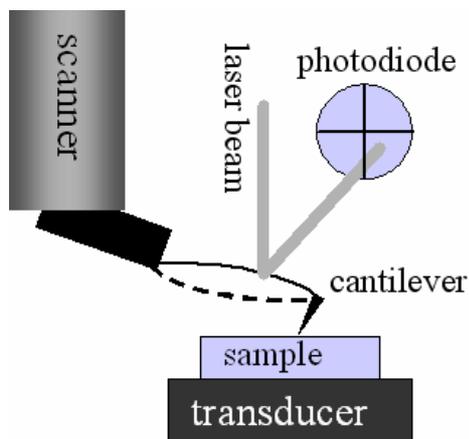


Рис. 3.

Среднее значение частоты, определенное из полученного скана, использовалось в вычислениях. После АСАМ измерений проводилась проверка состояния измеренной области в полуконтактном режиме. Выяснилось, что для АСАМ измерений полимеров лучше всего подходят кантилеверы NSG10, поскольку форма балки и чувствительность позволяют использовать теорию В. Арнольда. Однако, проверка измеренной области в полуконтактном режиме показала некоторую модификацию поверхности. Такой модификации не наблюдается при использовании CSC12 зондов.

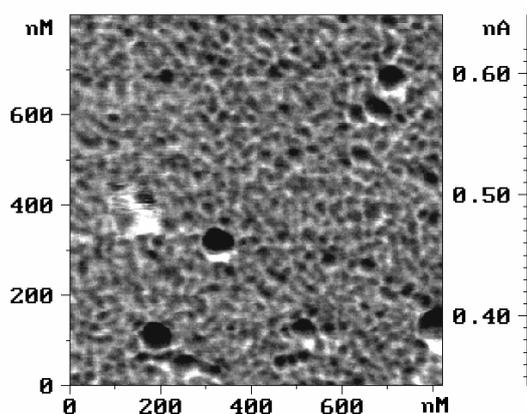


Рис.4.

РЭМ снимки показывают неоднородную толщину CSC12 кантилеверов, то есть существующий метод расчета модуля Юнга не может быть применен в этом случае. Кантилеверы CSG12 показывают слишком плохую чувствительность к свойствам поверхности (малая силовая

константа). Результаты вычислений модуля Юнга (с NSG10) для ПС для трех разных нагружающих сил, при использовании ПК в качестве ссылочного образца, дают среднее значение 3.7ГПа, что хорошо согласуется с результатом наноиндентации.

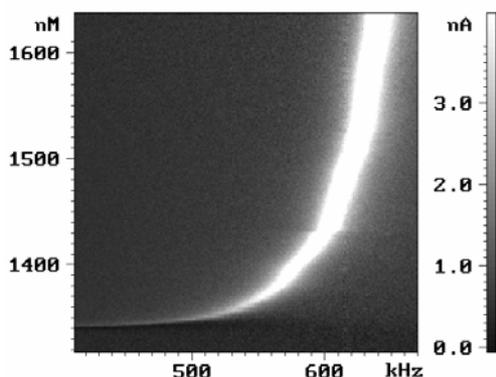


Рис.5.

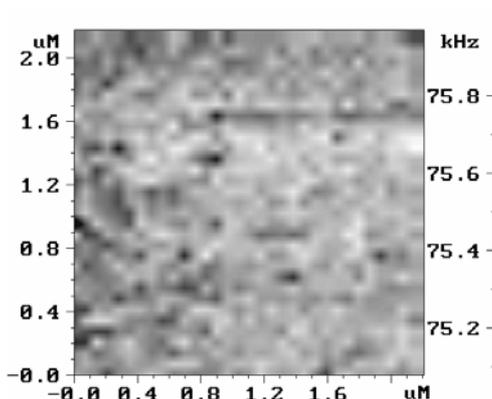


Рис.6

[1] W.C. Oliver, G.M. Pharr, J. Mater. Res. 7, 1564 (1992).  
 [2] U. Rabe, K. Janser, W. Arnold, Rev. Sci. Instrum., 67, 3281 (1996).  
 [3] U. Rabe, V. Scherer, S. Hirsekorn, W. Arnold, J. Vac. Sci. Tech. B 151, 506 (1997).

## Трехпроходный метод измерения магнитных сил с СЗМ.

А.М. Алексеев, В.Н. Комков, В.Н. Рябоконт, С.А. Саунин, В.А. Быков  
ЗАО Нанотехнология-МДТ, 124460 Москва, Россия  
e-mail: [alexander@ntmdt.ru](mailto:alexander@ntmdt.ru)

Наиболее распространенный способ измерения распределения магнитных сил с помощью СЗМ осуществляется с помощью двухпроходного метода. При этом во время первого прохода измеряется топография и во время второго прохода магнитный кантилевер движется на некотором расстоянии от поверхности, повторяя запомненную топографию. Таким образом, расстояние между зондом и образцом поддерживается постоянным во время второго прохода и, изменяя это расстояние, можно добиться измерения действующих магнитных сил. Однако помимо магнитных сил на кантилевер действуют также электростатические силы. В случае электрически неоднородных поверхностей это приводит к дополнительному контрасту на магнитном изображении, что затрудняет интерпретацию результата. Для решения этой проблемы предлагается сканирование в три прохода [1]: на первом проходе измеряется топография, на втором проходе измеряется потенциал поверхности и на третьем проходе измеряются

магнитные силы. Во время третьего прохода к кантилеверу прикладывается потенциал, измеренный во время второго прохода. Тем самым электростатические и магнитные силы разделяются, и в результате изображение, полученное на третьем проходе, содержит информацию только о магнитном взаимодействии.

Описанный выше метод наиболее актуален при работе на электрически неоднородных поверхностях (если, например, образец содержит области с разными работами выхода) или при измерении магнитного поля тока. В данной работе демонстрируется применение трехпроходного метода на образце с проводом микронного размера в форме меандра. Подобный образец используется для калибровки магнитных кантилеверов.

[1] Быков В.А., Алексеев А.М., Рябоконт В.Н., Саунин С.А Патент РФ № 2193769 от 2002.11.27

# Исследование электрофизических свойств тонких пленок $ZrO_2$ , $HfO_2$ после отжига в вакууме методами СЗМ и РФЭС.

Д.А. Антонов<sup>1</sup>, Д.О. Филатов<sup>1</sup>, Г.А. Максимов<sup>1</sup>, А.В.Зенкевич<sup>2</sup>,  
Ю.Ю.Лебединский<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского,  
603950 Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

e-mail [antonov@phys.unn.ru](mailto:antonov@phys.unn.ru)

<sup>2</sup>Московский инженерно-физический институт (государственный университет)  
115409 Россия, Москва, Каширское шоссе, 31

В последнее время наблюдается огромный интерес к исследованиям свойств диэлектрических материалов, перспективных для создания подзатворных диэлектрических слоев в МОП-транзисторах нового поколения, где толщина подзатворного диэлектрика составляет  $\leq 1$  нм. Среди этих материалов,  $HfO_2$  и  $ZrO_2$  рассматриваются как наиболее перспективные кандидаты [1,2].

В работах [3,4], было показано, что ультратонкие пленки  $ZrO_2$  и  $HfO_2$  выращенные на  $SiO_2$  не стабильны при нагреве в условиях высокого вакуума и деградируют с образованием соответствующих силицидов металлов. Однако точный механизм деградации оксида на границе с кремнием пока неясен.

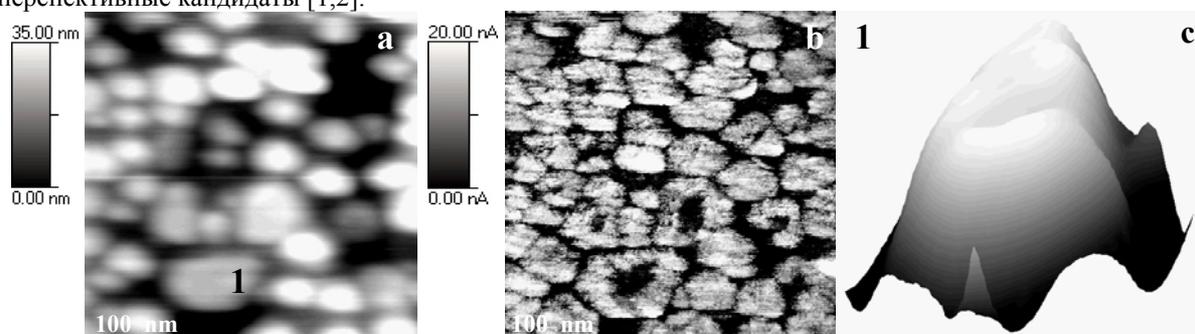


Рисунок 1. Морфология (а) и токовое изображение (б) пленки  $HfO_2$  (47 Å) в области ее полной деградации ( $T=900$  °C); с- форма зерна-1 силицида.

В данной работе приводятся результаты СЗМ и РФЭС исследований пленок  $HfO_2$  (47 Å) и  $ZrO_2$  (240Å) выращенных методом атомного послойного осаждения (АПО). Изучается влияние отжига, пленок  $HfO_2$  и  $ZrO_2$ , выращенных АПО, на их электрофизические свойства.

Пленки  $ZrO_2/Si$  и  $HfO_2/Si$  отжигались в вакууме при неравномерном нагреве (с градиентом температуры от 800 до 900 °C) вдоль образца. Согласно данным рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, до  $T=800$ °C оба тонкопленочных оксида стабильны в контакте с Si, в то время как отжиг при  $T=900$ °C приводит к полной деградации  $ZrO_2$  и  $HfO_2$  с образованием на поверхности кремния силицидов  $ZrSi_x$ ,  $HfSi_x$ , соответственно.

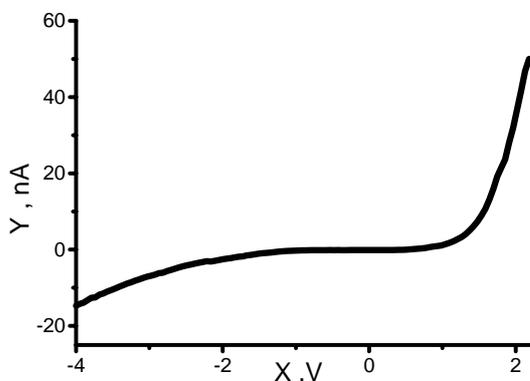


Рисунок 2. Типичная ВАХ на зерне силицида в области полной деградации пленки  $HfO_2$

Исследование электрофизических свойств пленок проводилось методом комбинированной атомно-силовой \ сканирующей туннельной микроскопии (АСМ\СТМ). Использовались проводящие  $p^+$ -Si кантилеверы покрытые Pt. Обратная связь удерживалась по АСМ каналу в контактной моде, одновременно измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) туннельного контакта между проводящим кантилевером и  $n^+$ -Si подложкой через тонкие пленки  $HfO_2$ ,  $ZrO_2$ . Такой подход позволяет развязать удержание обратной связи и запись ВАХ, что делает возможным изучение свойств электрически не однородных (частично туннельно не прозрачных) пленок.

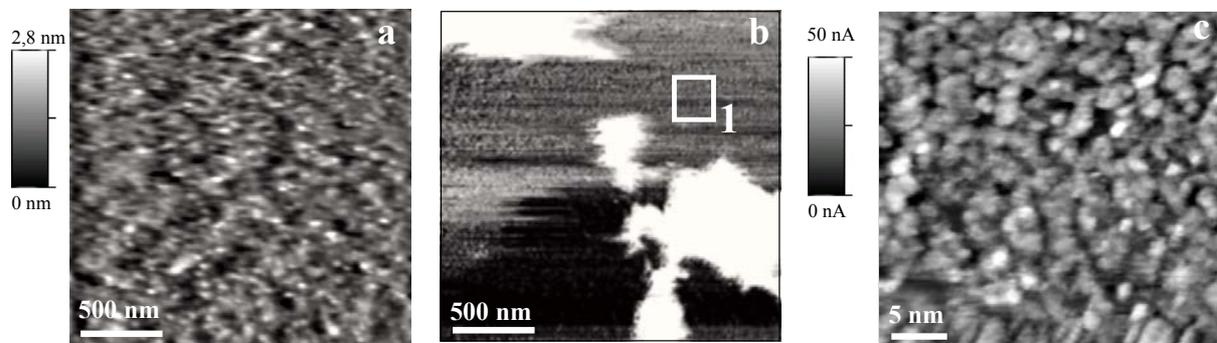


Рисунок 3. Морфология (а) и токовое изображение (b), пленки  $ZrO_2$  (240 Å) в области ее частичной деградации, с-токовое изображение пленки  $ZrO_2$  в области 1.

Обнаружено, что в области полной деградации оксида наблюдаются островки (зерна) силицида на поверхности кремния (рисунок 1 а), размеры которых составляют:  $l=30-90$  nm,  $h=15-40$  nm.

Морфология поверхности коррелирует с токовым изображением. При этом, форма островков силицидов часто имеет форму колец (кратеров) (рисунок 1с), в центре которых обнаружены провалы в проводимости (рисунок 1b). ВАХ, записанные на зернах силицида (рисунок 2), характерны для МДП структур – металл/ туннельно прозрачный диэлектрик/ полупроводник [5].

Причем в области, где температура отжига не превышала  $800^{\circ}C$ , деградации оксида не наблюдалось и пленки  $HfO_2$  и  $ZrO_2$  были туннельно непрозрачными.

В области же частичной деградации пленки  $ZrO_2$  ( $d=240$  Å) морфология не коррелирует с токовым изображением (рисунок 3). По каналу высоты наблюдалась однородная ровная поверхность, при этом в токовом изображении наблюдались области повышенной проводимости.

Контраст в токовом изображении говорит о (послойном) росте  $ZrSi_x$ , предположительно, от границы раздела  $ZrO_2/Si$ . Таким образом, в канале высоты мы наблюдаем морфологию  $ZrO_2$  (рисунок 3а), а по токовому изображению фиксируем эволюцию границы раздела (рисунки 3b,3с).

Известно, что данные оксиды обладают высокой равновесной концентрацией вакансий по кислороду, которая растет с повышением  $T$ . В случае отжига в вакууме свободный  $O$  может достигать поверхности и покидать оксид. С другой стороны, при достаточно большой концентрации вакансии могут конденсироваться с образованием (сквозных) нанопор, через которые уходит в вакуум кислород с границы раздела оксид/кремний (например, в виде  $SiO$ ). В конечном счете, на границе раздела остаётся восстановленный металл ( $Hf$ ,  $Zr$ ) в контакте с кремнием подложки, и при используемых  $T$  отжига начинается реакция силицидообразования.

Изучение эволюции морфологии и проводимости в зависимости от температуры вакуумного отжига сверхтонких слоев оксидов переходных металлов с высоким коэффициентом

диэлектрической проницаемости ( $HfO_2$ ,  $ZrO_2$ ) возможно укажет на важные подробности кинетики деградации таких слоев в контакте с  $Si$ .

Работа была выполнена при поддержке совместной Российской-Американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (BRNE), проект REC-001.

Авторы выражают благодарность за предоставленные образцы  $HfO_2$  и  $ZrO_2$ , выращенные АПО на  $Si$ , коллегам из National Laboratory (Италия)

- 
- [1] G.D. Wilk, R.M. Wallace, J.M. Anthony, *J.Appl.Phys.*, 89, 5243 (2001).
  - [2] H.R. Huff, A. Hou, C. Lim, Y. Kim, J. Barnett, G.F. Bersuker, G.A. Brown, C.D. Young, P.M. Zeitzoff, J. Gutt et al., *Microelectronic Eng.* 69, 152 (2003).
  - [3] S. Stemmer, *J. Vac. Sci. Technol*, B 22(2), 791-800 (2004).
  - [4] S. Sayan, E. Garfunkel, T. Nishimura, W.H. Schulte, T. Gustafsson, and G.D. Wilk, *J. Appl. Phys.*, 94, 928 (2003).
  - [5] В.А. Рожков, М. Б. Шалимова // ФТП, том 32, №11, (1998).

# Влияние статистических характеристик иницирующего излучения на структуру свободной фотополимерной поверхности.

Абакумов Г.А.<sup>1</sup>, Батенькин М.А.<sup>1</sup>, Менсов С.Н.<sup>2</sup>, Чесноков С.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева Российской академии наук, ул. Тropicина 49, Нижний Новгород, Россия.

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия.  
e-mail: [mensov@iomc.ras.ru](mailto:mensov@iomc.ras.ru)

В последнее время при производстве интегральных схем большое внимание уделяется однородным диэлектрическим подложкам, в том числе и полимерным. Они не уступают кремниевым материалам, как по диэлектрическим свойствам, так и по качеству обработанной поверхности. Полимерную поверхность можно формировать и непосредственно в процессе полимеризации на свободной границе фотополимеризующейся композиции (ФПК).

В данной работе исследовано влияние статистических характеристик иницирующего излучения, его направления распространения в среде на структуру свободной поверхности фотополимера.

Известно, что практически любой процесс полимеризации - переход от менее плотного жидкого мономера к более плотному твердому полимеру, сопровождается само формированием концентрационных неоднородностей размером 1 – 20 мкм в объеме полимеризующейся среды. [1]. В прозрачных ФПК неоднородности плотности обуславливают аналогичные неоднородности показателя преломления. Так как длина волны полимеризующего излучения меньше размера таких структур, то рассеяние света на них может порождать флуктуациям исходно однородного распределения интенсивности. Такая оптическая обратная связь, обусловленная дифракцией на фазовых структурах, может приводить к усилению флуктуационных процессов в ФПК, задавая его надмолекулярную структуру [2] и соответственно структуру полимерной поверхности.

Исследовались поверхности полимерных слоев, формируемых из ФПК на основе ОКМ-2 с хинонным фотоиницирующим комплексом. Воздействующее излучение с шириной углового спектра варьируемой в диапазоне  $1^{\circ}$  -  $20^{\circ}$  направлялось, как непосредственно на свободную границу ФПК, так и сквозь толщу полимера. Фотополимеризация проводилась в вакууме.

Качество полимерной поверхности исследовались методом атомно-силовой микроскопии на микроскопах "SOLVER-P47" и комбинации последнего с микроскопом

"SMENA-A". Установлено, что при полимеризации однородным по интенсивности светом с узким угловым спектром, направленным сквозь толщу образца на поверхности полимера создаются макроскопические неоднородности, поперечным размером 10 – 30 мкм, амплитуда которых – 1 – 2 мкм (рис.1).

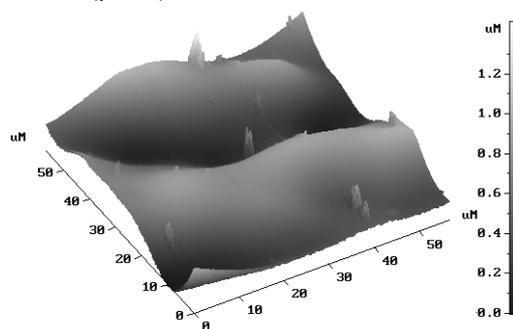


Рис.1

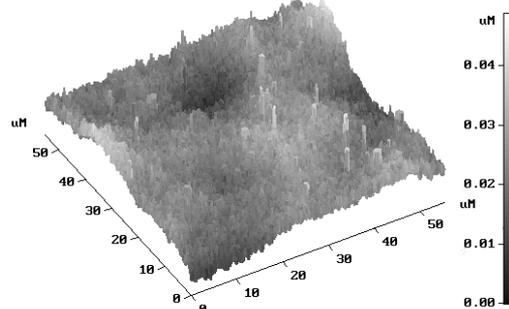


Рис.2

Уменьшение временной когерентности излучения практически не изменяет результата. Значительно более однородная поверхность формируется лишь под действием рассеянного излучения с величиной углового спектра превышающей  $12^{\circ}$ . В этом случае на поверхности наблюдаются только нанонеоднородности с поперечными размерами 30 – 100 нм и амплитудой до 10 нм. (рис.2).

[1] Левинский, А.И., Менсов С.Н., Дьячков, А.И., Зубов, В.П., Высокмолекулярные соединения, **29**, 1917 (1987).

[2] Абакумов, Г.А., Менсов, С.Н., Семенов, А.В., Оптика и спектроскопия, **86** (6), 1029 (1999)

# Топология наноразмерных регулярных неоднородностей, формируемых при эмульсионной полимеризации метилметакрилата.

Батенькин М.А.<sup>1</sup>, Менсов С.Н.<sup>2</sup>, Смирнов Д.А.<sup>1</sup>, Троицкий Б.Б.<sup>1</sup>,  
Хохлова Л.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева Российской академии наук,  
ул. Тropicина 49, Нижний Новгород, Россия.

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23,  
Нижний Новгород, Россия.  
e-mail: [mensov@iomc.ras.ru](mailto:mensov@iomc.ras.ru)

В настоящее время большое внимание уделяется периодическим наноразмерным структурам. Существующие методы формирования объемных диэлектрических решеток в основном базируются на регулярной укладке заранее приготовленных твердых наноразмерных частиц, например осаждение их в суспензии, состоящей из наночастиц и полимера [1]. Наряду с этим известны методы, в которых частицы формируются сами [2]. К ним относится эмульсионная полимеризация - полимеризация стабилизированной поверхностно-активным веществом (ПАВ) эмульсии мономера в воде. Здесь в объеме полимеризата самоформируются регулярные диэлектрические структуры, состоящие из полимерных частиц размером  $10 - 10^3$  нм.

Исследовалась зависимость топологии поверхности полимерной пленки от концентрации ПАВ в эмульсии. При этом анализировались как размеры и форма самоформирующихся полимерных частиц, так и

особенности их укладки в образце. Определялись условия формирования регулярных структур.

Полимеризация проводилась в тонких слоях (500 мкм) эмульсии, состоящей из 60% мономера метилметакрилата (ММА) в присутствии водорастворимого растворителя. Концентрация ПАВ оценивалась по кислотности эмульсии.

Анализ сформированной полимерной поверхности проводился методом атомно-силовой микроскопии на комбинации микроскопов "SOLVER-P47" и "SMENA-A".

Исследования показали, что при кислотности среды  $pH = 7$  (нейтральная среда) образуются несвязанные полимерные частицы. В иных случаях формируется достаточно жесткая полимерная поверхность, состоящая из шарообразных частиц практически одинакового размера  $\sim 300$  нм. Однако топология укладки существенно различается для кислотной и щелочной среды.

В пленках, сформированных из эмульсии с

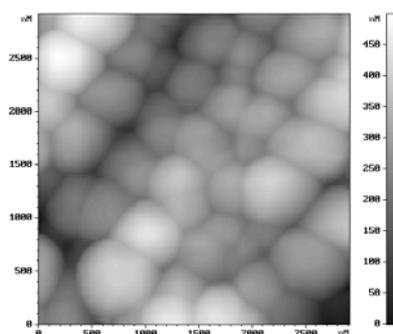


Рис.1

кислотной средой ( $pH = 5$ ), полимерные наночастицы образуют мало упорядоченную структуру (рис.1) с размерами кластеров не более  $1 - 2$  мкм. Хотя размеры и форма самих частиц при этом практически одинаковые. При полимеризации в щелочной среде ( $pH = 10$ ) сформированная полимерная поверхность представляет собой строго упорядоченную, практически периодическую структуру (рис.2), регулярность укладки которой сохраняется на масштабах до 20 мкм. Установлено, что примеси

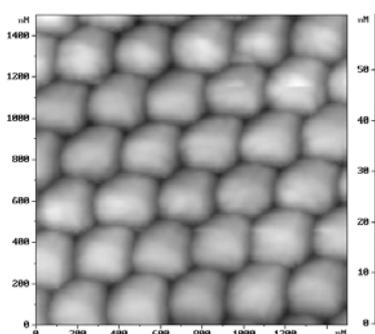


Рис.2

существенно влияют на топологию поверхности, полученную методом эмульсионной полимеризации.

[1] de Hoog, E.H.A., de Jong-van Steensel, L.I., Snel, M.M.E., van der Eerden, J.P.J.M., and Lekkerkerker, H.N.W., *Langmuir*, **17** (18), 5486 (2001).

[2] Huang, X., and Brittain, W.J., *Macromolecules*, **34** (10), 3255 (2001).

# Исследование свойств ингибиторов коррозии методами атомно-силовой микроскопии.

Д.А. Бизяев<sup>1</sup>, А.А. Бухараев<sup>1</sup>, О.В. Угрюмов<sup>2</sup>, О.А. Варнавская<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казанский Физико-технический институт КазНЦ РАН им. Е.К. Завойского, ул. Сибирский тракт 10/7, Казань, Россия.

<sup>2</sup>ОАО НИИнефтепромхим, ул. Н.Ершова 29, Казань, Россия.  
e-mail: [dbiziaev@inbox.ru](mailto:dbiziaev@inbox.ru)

В настоящее время большинство месторождений Российской Федерации находятся на поздней стадии разработки, для которой характерно широкое применение интенсивных методов воздействия на нефтяные пласты с целью повышения нефтеотдачи. Это ведет к росту обводненности продукции скважин и порождает серьезные коррозионные проблемы. Металлоемкое подземное и наземное нефтепромысловое оборудование и трубопроводы наиболее интенсивно разрушаются под действием таких агрессивных агентов, как сероводород, углекислый газ и кислород.

Ущерб от коррозии исчисляется многими миллионами рублей. Среди антикоррозионных мероприятий особое внимание заслуживает способ защиты металлов от коррозии путем введения в коррозионно-агрессивную среду ингибиторов коррозии. Применение ингибиторов является одним из наиболее эффективных и экономически целесообразных методов борьбы с коррозией.

За последние годы в ОАО «НИИнефтепромхим» был создан промышленно выпускаемый ассортимент ингибиторов коррозии на основе фосфор и азот содержащих соединений, эффективно применяющийся на различных типах нефтепромысловых сред.

Целью данной работы являлась изучение морфологии и адгезионных характеристик защитных пленок ингибиторов коррозии адсорбирующихся на поверхности металла.

Исследования проводились на модельной нефтепромысловой среде, наиболее наглядно характеризующей коррозионные процессы протекающие в присутствии углекислоты (модель «Западная Сибирь»). В качестве коррозионных объектов использовались образцы стали Ст.3, наиболее широко применяющейся при строительстве нефтепромысловых трубопроводов.

Основной сложностью оценки морфологии пленок адсорбирующихся на поверхности металла, как и во всех экспериментах ex-situ в атомно-силовой микроскопии, является задача попадания на одно и то же место. Для этого на пластины наносились реперные точки до обработки ингибитором и измерялась топография поверхности с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) SOLVER P47 фирмы NT-MDT. Затем образец частично экранировался защитной пленкой и помещался в активную среду с ингибитором на 40 минут. В процессе взаимодействия со средой на поверхности образца адсорбировалась защитная пленка. После чего, с поверхности металла убиралась экранирующая пленка и на образце оставались четкие границы между чистым металлом и осажденной пленкой. Далее с помощью оптического микроскопа позиционировали кантилевер над тем же самым местом по реперным точкам и регистрировали изменение топографии заданного участка после нанесения на него ингибитора (рис.1).

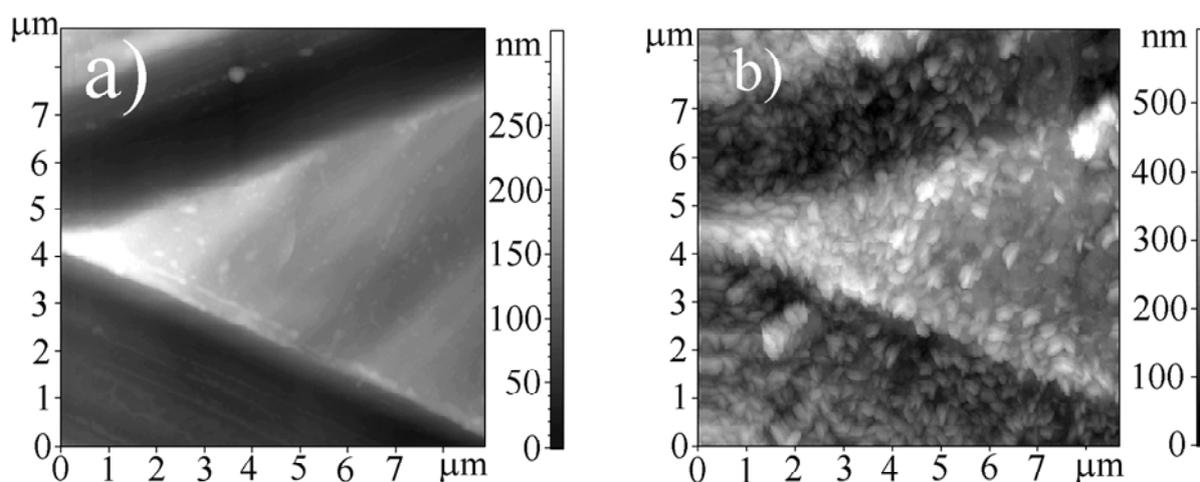


Рис. 1. Изображение топографии поверхности металла до обработки (а) и после обработки ингибитором коррозии (б) соответственно.

При большом увеличении можно было различить отдельные мицеллы, из которых состоит пленка ингибитора (рис.2б).

Другой практически важной задачей было измерение толщины осажденной пленки и ее непрерывность на поверхности металла.

Непрерывность пленки является одним из важнейших параметров, характеризующих ее защитные свойства. Если пленка имеет разрывы, т.е. не везде есть наличие пленки и оголена часть поверхности, то в этом случае сам ингибитор будет катализатором в разрушении поверхности

из-за координационного взаимодействия пленки с поверхностью металла. Толщину пленки измеряли наводясь на границу раздела пленка/металл, полученной в результате частичной экранировки поверхности металла (рис.2а). Непрерывность покрытия пленки измеряли по этому же краю раздела (см. рис.3).

Еще одним параметром, характеризующим

качество пленки ингибитора, является гидрофильность/гидрофобность. Данную характеристику измеряли с помощью АСМ методом силовой спектроскопии. Этот параметр характеризует защитные свойства пленки от воздействия коррозионной среды и от него зависит насколько часто необходимо проводить процедуру введения ингибитора в трубопровод.

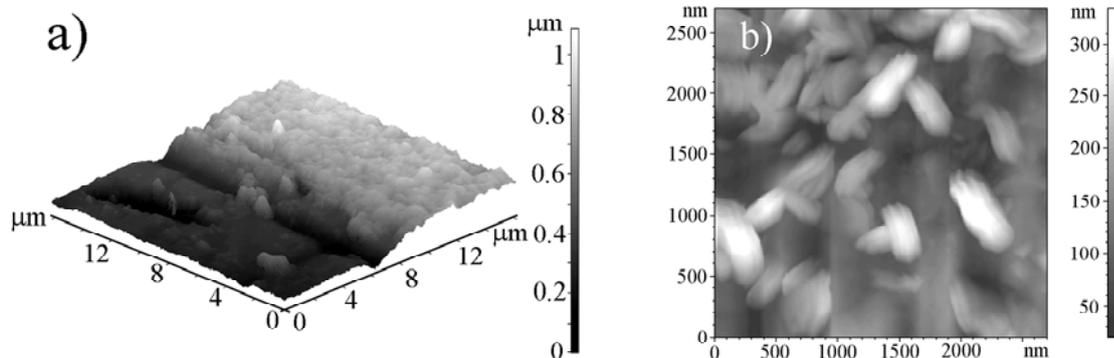


Рис. 2. 3D изображение ступеньки ингибитора коррозии на поверхности металла (а) и структура пленки ингибитора коррозии (b) соответственно.

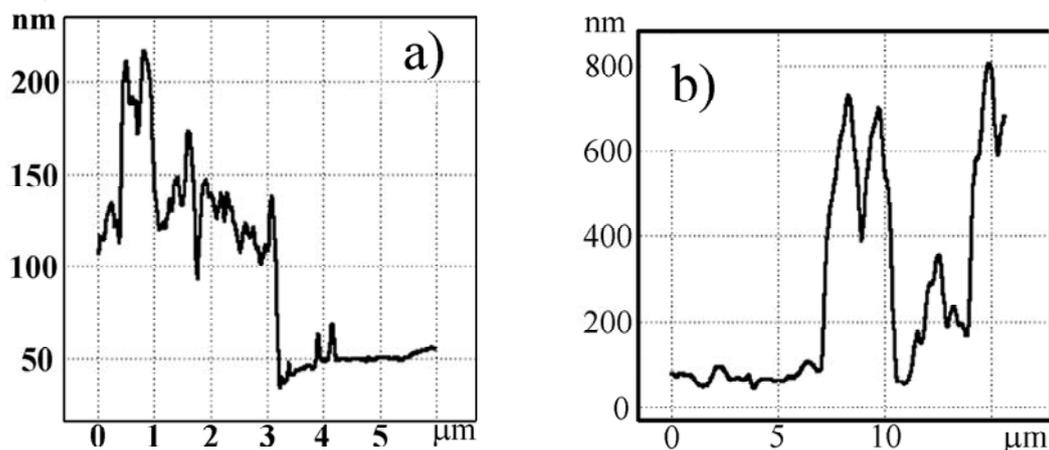


Рис. 3. Профиль границы раздела, характеризующий сплошную (непрерывную) пленку ингибитора коррозии (а) и не сплошную пленку (b).

В результате проведенных исследований было установлено, что исследуемые образцы ингибиторов коррозии образуют на поверхности металла гидрофобную пленку, прочно связанную с поверхностью металла за счет химического (координационного) взаимодействия с ним. Величина адгезионной силы на поверхности стали составляет порядка 11-18 нН, на пленке ингибитора коррозии это значение составляет 1-3 нН. В зависимости от типа коррозионной среды и типа применяемого ингибитора толщина защитной пленки может варьироваться в пределах от 30 до 450 нм.

Таким образом, полученные данные демонстрируют, что АСМ может быть успешно использован для получения практически важных параметров пленок ингибиторов, что позволит контролировать процессы коррозии и улучшать антикоррозионные свойства пленок.

Работа выполнена при поддержке Регионального центра коллективного пользования Казанского государственного университета.

# Scanning Computer-Aid Tomography

K.P.Gaikovich

Institute for Physics of Microstructures RAS, GSP-105, Nizhniy Novgorod, Russia.

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

A new tomography method that uses data of the 2-dimensional (2D) scanning of an inhomogeneous half-space along the plane interface (see in Fig.1) in dependence on a parameter of the received signal that determines the effective depth of its formation has been worked out. This method is based on the solution of 3D integral equation that should be an equation of the convolution kind with respect to lateral co-ordinates.

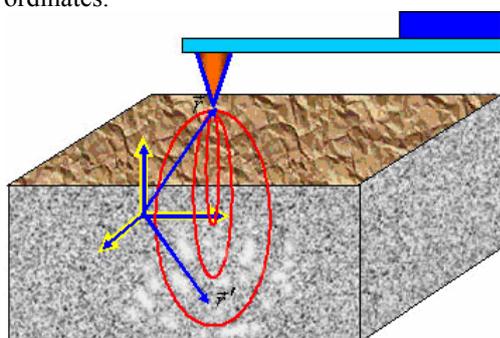


Fig.1. Schematic of a Scanning Tomography.

If the 2D distribution of a received signal parameter  $R$  measured in the  $x$ - $y$  plane is related by the integral equation

$$R(x, y, D) = \int_{V'} K(x - x', y - y', z', D) \varepsilon(x', y', z') dV' \quad (1)$$

to the volume distribution of the corresponding media parameter  $\varepsilon$  in the half-space  $z \leq 0$ , where  $K$  is the kernel of the equation and  $D$  is a parameter that determines the effective depth of the received signal formation (frequency, probe height or size), then such an equation can be applied to determine the 3D structure of media parameters. Using the known property of the Fourier transform of convolution equations, one obtains the expression for 2D Fourier transform of (1) over lateral co-ordinates  $x$  and  $y$

$$\tilde{R}(\kappa_x, \kappa_y, D) = \frac{1}{4\pi^2} \iint R(x, y, x) \exp(-i\kappa_x x - i\kappa_y y) dx dy$$

in the form:

$$\tilde{R}(\kappa_x, \kappa_y, D) = 4\pi^2 \int_{-\infty}^0 \tilde{K}(\kappa_x, \kappa_y, z', D) \tilde{\varepsilon}(\kappa_x, \kappa_y, z') dz' \quad (2)$$

The equation (2) is an one-dimensional integral Fredholm equation of the 1-st kind relative to the depth profile of lateral spectral components of  $\varepsilon$ . This ill-posed problem can be solved using Tikhonov's method of generalized discrepancy [1]. The solution  $\tilde{\varepsilon}(z)$  of

(2) (valid for a function that has a square integrable generalized derivative, i.e.  $\tilde{\varepsilon}(z) \in W_1^2$ ) minimizes the smoothing functional

$$M_\alpha[\tilde{\varepsilon}] = \left\| 4\pi^2 \tilde{K}_h \tilde{\varepsilon} - \tilde{R}^\delta \right\|_{L_2}^2 + \alpha \left\| \tilde{\varepsilon} \right\|_{W_1^2}^2, \quad (3)$$

where  $\tilde{R}^\delta$  is the lateral spectrum of data, measured with an error. The regularization parameter  $\alpha$  is determined from the additional condition of the generalized discrepancy that in its simplest form can be written as

$$\left\| 4\pi^2 \tilde{K}_h \tilde{\varepsilon} - \tilde{R}^\delta \right\|_{L_2}^2 = \delta^2. \quad (4)$$

The error  $\delta$  of the Fourier transform should satisfy to

$$\left\| \tilde{R} - \tilde{R}^\delta \right\|_{L_2} \leq \delta, \quad (5)$$

The key idea of the solution is the possibility to calculate the error parameter  $\delta$  of spectral components by the corresponding error parameter  $\delta_R$  of measured signal  $R$  using the Plancherel's theorem. If one has the estimation

$$\left\| R - R^\delta \right\|_{L_2} \leq \delta_R \quad (6)$$

then

$$\delta = \frac{1}{2\pi} \delta_R \quad (7)$$

Finally, the desired solution of (1) is obtained by the inverse Fourier transform of the obtained solution of (2):

$$\varepsilon(x, y, z) = \iint \tilde{\varepsilon}(\kappa_x, \kappa_y, z) \exp(i\kappa_x x + i\kappa_y y) d\kappa_x d\kappa_y \quad (8)$$

If one considers cases when  $K$  and  $\varepsilon$  have local supports, it is possible to continue functions  $R$ ,  $\varepsilon$  and  $K$  periodically on the whole  $x$ - $y$  plane and apply discrete Fast Fourier Transform for the solution. This approach has been used before in image deconvolution problems [2], and now it makes it possible to solve this 3D problem.

Unlike other tomography methods, the maximal depth of retrieval is limited in this approach. This depth can be estimated by the effective depth of formation of the received signal. For cases described by integral equations with normalized kernels it can be written as

$$d_{\text{eff}}(D) = \left| \int_{-\infty}^0 z \iint K(x, y, z, D) dx dy dz \right|. \quad (9)$$

The accuracy of retrieval decreases rapidly at  $z < -d_{\text{eff}}$ .

Let us consider possibilities of this approach application to the media diagnostics using known methods of the electromagnetic media sounding of a nonmagnetic half-space with the complex permittivity  $\varepsilon(r, \omega) = \varepsilon_0(\omega) + \varepsilon_1(\vec{r}, \omega)$  in the scattering region that is embedded in the reference medium with  $\varepsilon_0(\omega)$ . For fields with the time dependence  $\exp(i\omega t)$ , the field  $\vec{E}_0(\vec{r})$  in the reference medium is determined by the convolution of the source currents distribution  $\vec{j}(\vec{r})$  and Green tensor as

$$\vec{E}_0(\vec{r}) = \frac{1}{i\omega\varepsilon_0} \int \vec{j}(\vec{r}') \vec{G}(\vec{r} - \vec{r}') d\vec{r}'. \quad (10)$$

The field  $\vec{E}(\vec{r})$  in a medium is obtained by  $\vec{E}_0(\vec{r})$  as

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \int \vec{R}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{E}_0(\vec{r}') d\vec{r}', \quad (11)$$

where the resolvent  $R$  is expressed by  $\varepsilon_1$  as Neumann series. The equations (11), (12) solve the direct problem of electromagnetic sounding, but, unfortunately, it is impossible to use (11) in the considered here tomography method because it is not a convolution equation. So one should use the known Born approximation ( $\varepsilon_1(\vec{r}) \ll \varepsilon_0$ ), where  $\vec{E}(\vec{r}) \approx \vec{E}_0(\vec{r}) + \vec{E}_1(\vec{r})$ . Then the scattered field is

$$\vec{E}_1(\vec{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \int \varepsilon_1(\vec{r}') \vec{G}_E(\vec{r} - \vec{r}') \vec{E}_0(\vec{r}') d\vec{r}'. \quad (12)$$

The corresponding magnetic fields are easily obtained from Maxwell's equations. If there is a possibility to measure the 2D distribution of the scattered field, (12) is reduced to the equation (2) that solves the tomography problem. For example, in the known problem of magneto-telluric sounding of the earth's crust [1,2] where the reference field can be considered as a plane wave and  $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'' = -i4\pi\sigma/\omega$  ( $\sigma$  is the conductivity), the 2D spatial spectrum of the magnetic field perturbation is expressed as :

$$H_{1y}(\kappa_x, \kappa_y, \omega) = H_{0y} \frac{(1+i)\omega\delta}{4c^2} \int_{-\infty}^0 \sigma_1(\kappa_x, \kappa_y, z') \cdot \exp[(1+i)z'/\delta] \cdot \exp[-i\sqrt{k^2 - \kappa_x^2 - \kappa_y^2} z'] \cdot dz' \quad (13)$$

where  $\delta = c/\sqrt{2\pi\omega\sigma_0}$  is the skin-depth, that determines the penetration of the wave component of the field,  $k^2 = (\omega/c)^2\varepsilon$ . The second term of the kernel

in (13) determines the decay of near-field components in a medium. The 3D structure of the conductance variations  $\sigma_1(x, y, z)$  can be retrieved from the solution of (13).

In the case of the scanning near-field optical microscopy (SNOM), when the signal of the probe is transmitted through the scattering range and collected in the receiver, the received signal is expressed by the Pointing vector as a function of the probe position  $r_1$ :

$$S(\vec{r}_1) = \iint \frac{c}{8\pi} \text{Re}[\vec{E} \cdot \vec{H}^*]_z dx dy. \quad (14)$$

The lateral spectrum of signal over the probe position is reduced to the equation (2) only if  $\varepsilon = \varepsilon'$  or  $\varepsilon = \varepsilon''$ . In the collection mode, when the SNOM probe receives the transmitted signal (a plane wave), it is expressed as a convolution of the probe apparatus function  $F$  and the signal electric field intensity as

$$S(\vec{r}_1) = \frac{c\sqrt{\varepsilon_0}}{16\pi} \iint F(x_1 - x, y_1 - y) |E(x, y, z_1)|^2 dx dy. \quad (15)$$

The lateral spectrum of (15) also can be reduced to the equation (2) only at  $\varepsilon = \varepsilon'$  or  $\varepsilon = \varepsilon''$ .

The problems of passive or active (impedance) microwave sounding [2] are easily reduced to the equation (2). The lateral spectrum of passive measurements of medium radiobrightness variations

$$T_{B1}(\kappa_x, \kappa_y, D) = \int_{-\infty}^0 T_1(\kappa_x, \kappa_y, z') K(\kappa_x, \kappa_y, z', D) dz', \quad (16)$$

gives the 3D structure of temperature variations into a medium. Similar equation (with the same kernel determined by  $|E_0|^2$  distribution) is valid for the lateral spectrum of the reflection coefficient variations  $R_1$  from a resonant antenna that scans a medium with permittivity variations  $\varepsilon_1 = \varepsilon'_1$ :

$$\varepsilon_1^{\text{eff}}(\kappa_x, \kappa_y, z_1) = \int_{-\infty}^0 \varepsilon'_1(\kappa_x, \kappa_y, z') K(\kappa_x, \kappa_y, z', z_1) dz' \quad (17)$$

where the value  $\varepsilon_1^{\text{eff}} = \frac{\Delta\varepsilon'}{\Delta R} R_1$  is introduced as a product of the  $R_1$  spectrum and the calibration term.

Finally, it was shown in this study that the problem of 3D currents tomography that uses measurements of the static magnetic field is reduced to the system of two equations for lateral spectra of any two field components (the third component is obtained from the continuity equation for currents).

This work was supported by RFBR (grant No. 04-02-16120) and by two Programs of Physical Department of the Russian Academy of Sciences.

[1] Tikhonov A.N., Solution of Ill-Posed Problems. New York, Winston, 1977.

[2] Gaikovitch K.P. Inverse Problems in Physical Diagnostics. Nova Science Publishers Inc., New York, 2004.

# Исследование силовых взаимодействий зонда сканирующего микроскопа с проводящими и не проводящими образцами в атмосферных условиях

Г.В.Дедков, Е.Г.Дедкова, Б.С.Карамурзов, З.А.Коков, Р.И.Тегаяев

Кабардино-Балкарский госуниверситет, г. Нальчик  
e-mail: [nano@kbsu.ru](mailto:nano@kbsu.ru); [gv\\_dedkov@mail.ru](mailto:gv_dedkov@mail.ru)

Целью настоящей работы является систематическое исследование силовых взаимодействий серийных зондов атомно-силового микроскопа с проводящими и не проводящими поверхностями методом контактной силовой спектроскопии в атмосферных условиях на микроскопе типа Solver Pro компании NT –MDT. В качестве объектов исследования использовались металлические пленки золота (на кремнии), меди, пиролитический графит, кремний, кварцевое стекло и слюда.

Контактная силовая спектроскопия является стандартной методикой для серийных микроскопов данного типа и зондовых микроскопов других компаний. В ее основе лежит снятие в выбранных точках образца зависимостей «деформация–перемещение», получаемых при индентации зонда кантилевера микроскопа в поверхность образца при увеличении рабочей длины пьезотрубки (кривая «подвода»). При последующем сокращении длины трубки снимается кривая «отвода».

Практическое значение этого режима определяется возможностью количественного измерения силовых взаимодействий в контакте зонда с различными материалами при различающихся (контролируемых) условиях внешней среды. Это позволяет решать ряд задач фундаментального и прикладного характера: уточнять микроскопические и контактные модели взаимодействий зонда с поверхностью, исследовать механические свойства материалов с высоким латеральным разрешением, проводить калибровку рабочих характеристик зондов, и т. д.

Взаимодействие зонда с образцом вызывает деформацию балки кантилевера, регистрируемую по отклонению лазерного луча, отраженного от нее, с помощью четырехсекционного фотодиода. Входным сигналом является удлинение пьезотрубки в нанометрах, выходным сигналом –ток фотодиода в наноамперах. Типичная кривая «подвода–отвода», полученная с помощью зонда с золотым покрытием (серийный зонд NSG11/W2C –зонд типа 1) на образце пиролитического графита показана на рис.1. (1 – кривая подвода, 2 –кривая отвода). Мы также использовали зонды с металлизированным

алмазным покрытием типа DCP20 (зонд типа 2). Паспортные жесткости этих зондов составляют (в среднем) 0.1 и 48 Н/м. При проведении измерений на различных материалах каждый раз использовались зонды, не бывшие ранее в употреблении. Диапазон внешних температур во время измерений составлял +17 , +22 С, диапазон влажностей от 55% до 70% .

Для возможности репрезентативного количественного анализа кривая  $I(Z)$  должна пересчитываться в зависимость «сила – перемещение»  $F(D)$ , где  $F$  –сила взаимодействия зонда с образцом,  $D$  – абсолютное расстояние аперкса зонда от поверхности. Фактически, получаемая в результате пересчета зависимость «деформация – перемещение» является суммой двух вкладов: силы взаимодействия между зондом и образцом  $F(D)$  и упругой силы деформации кантилевера  $F_c(d_c) = -k_c d_c$ , где  $k_c$  – жесткость, а  $d_c$  – абсолютная деформация.

«Канонический» алгоритм пересчета описан в [1], но его практическая реализация для конкретных экспериментальных данных сопряжена с необходимостью преодоления целого ряда серьезных трудностей, среди которых отметим следующие. 1) Наличие гистерезиса пьезосканнера (это проявляется в расхождении участков линейного возрастания на кривых «подвода –отвода» –см. рис.1); 2) погрешность в выборе положения точки контакта; 3) несовпадение асимптотик нагрузочных и разгрузочных зависимостей при больших расстояниях зонда от поверхности (в частности, не параллельность горизонтальных участков кривых «подвода –отвода» или наличие наклонов к оси абсцисс); 4) зависимость результатов от топографии образца в точках измерения кривых «подвода –отвода»; 5) зависимость от внешних условий: температуры, влажности и состава газовой среды; 6) погрешность определения геометрических и силовых характеристик зонда, и т. д. Факторы 1-3 легко заметны при общем анализе кривых на рис.1. В целом кривые «подвода –отвода» имеют несколько характерных особенностей:

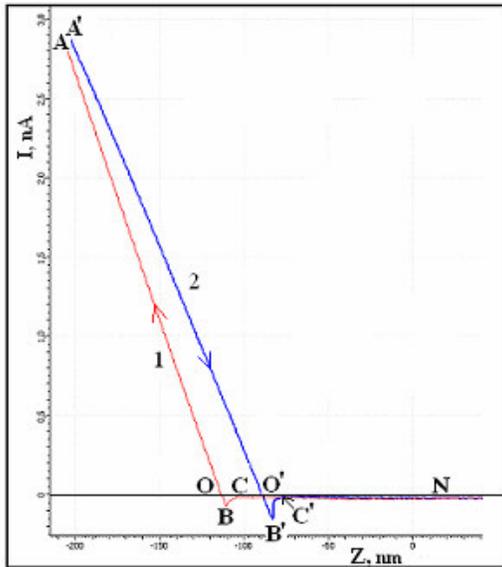


Рис.1 Типичная зависимость «деформация – перемещение», полученная на образце пиролитического графита

линейный участок возрастания деформации кантилевера в левой части кривой 1 (участок OA), небольшая область отрицательных деформаций (OBC), когда зонд притягивается к поверхности, нелинейная часть разгрузочной кривой 2 в области положительных деформаций (A'O') и гистерезисная часть (O'B'C') ниже линии нулевой деформации ON, соответствующая отрыву зонда от поверхности и вытягиванию контактной перемычки вследствие адгезионных и капиллярных сил. Последовательность кривых 1 и 2, показанных на рис. 1, когда линия разгрузки приходится на более значительные сокращения длины пьезотрубки, называется «инверсионной» [1]. «Нормальный» ход кривых соответствует обратной ситуации, когда линия разгрузки совпадает или отстает по фазе от линии нагрузки. Отставание по фазе обусловлено пластической деформацией образца и наблюдается в наноинденторах [2], а опережение (как в случае рис.1) обусловлено гистерезисом керамики пьезосканнера. В нашей практике (на исследовавшихся материалах) «нормальный ход» кривых не наблюдался.

На рис.2(а,б) показаны исходные (а) и скорректированные (б) кривые «подвода отвода» для зонда типа 1 на пленке золота, позволяющие применять их для последующих количественных оценок параметров силового взаимодействия и механических характеристик поверхности.

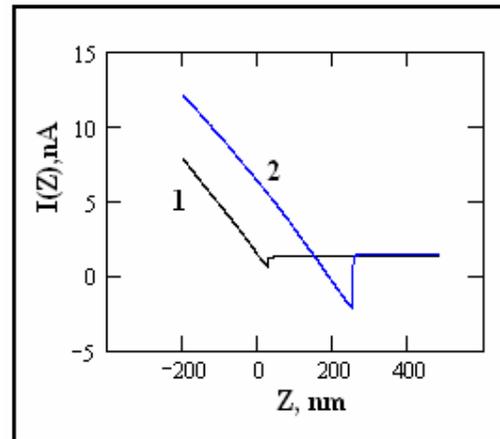


Рис.2 Измеренная зависимость «деформация – перемещение», полученная на пленке золота (зонд типа 1). Наклонные части зависимостей показаны в усеченном варианте.

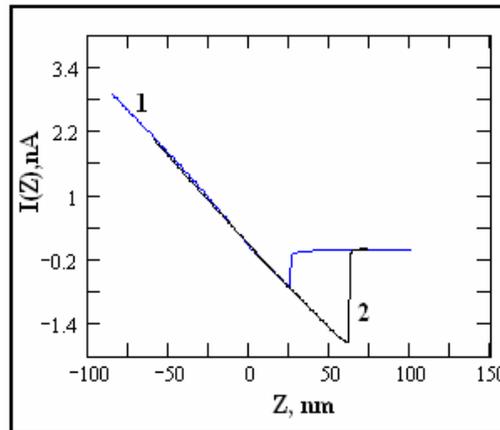


Рис.3 Скорректированные зависимости «деформация -перемещение», соответствующие рис.2.

Для получения скорректированных данных (рис.3) был разработан специальный алгоритм, позволяющий осуществлять коррекцию программным образом.

Используя данные измерений и паспортные характеристики зондов, мы получили оценки констант Гамакера контактирующих материалов и модулей Юнга образцов. Дополнительная независимая калибровка жесткостей и радиусов кривизны зондов показала, что они находятся в пределах, указанных фирмой –изготовителем. Значения констант Гамакера и модулей Юнга удовлетворительно согласуются с ожидаемыми значениями.

[1] B.Cappella, G.Dietler, Surf. Sci.Rep. 34(1999)1.

[2] W.C.Oliver, G.M.Pharr, J.Mater. Res. 7/4(1992)1564.

# Nonequilibrium resonance dispersion interaction of gaseous matter with a surface of solids due to the two- and three-particle interactions

Illarion Dorofeyev

Institute for physics of microstructures RAS  
603950 GSP-105 N.Novgorod Russia  
e-mail: [dorof@ipm.sci-nnov.ru](mailto:dorof@ipm.sci-nnov.ru)

One of the important problems is an interaction of microparticles with substrates in the nonequilibrium conditions. The temperatures of a gas ( $T$ ) and substrate ( $T_s$ ) are not equal in a general case. The selected particle 1 is located at the distance  $\ell_1$  nearby a substrate and the second particle 2 is situated at some distance  $R$  from the first one and at the distance  $\ell_2$  from the substrate.

Corresponding geometrical configuration is depicted in Fig.1. The image of the first particle is shown beneath of a surface at the distance  $\ell_1$ . Here, I am interesting with a force acting between the selected first particle and substrate under an influence of the second particle,  $f_{1S}^{neq} = -\partial U_{neq}(\ell_1, T, T_s) / \partial \ell_1$ .

The energy may be wrote out in the following way

$$U_{neq}(\ell_1, T, T_s) = U_{1S}(\ell_1, T, T_s) + U_{12S}^{(1)}(\ell_1, T, T_s) + U_{12S}^{(2)}(\ell_1, T, T_s), \text{ where}$$

$$U_{1S}(\ell_1, T, T_s) = U_{1S}^{eq}(\ell_1, T) - G_{1S}(\ell_1) \int_0^{\infty} d\omega \alpha_1'(\omega) \beta''(\omega) \Omega(T_s, T),$$

$$U_{12S}^{(1)}(\ell_1, T, T_s) = U_{12S}^{(1)eq}(\ell_1, T) + G_{12S}^{(1)}(\ell_1) \int_0^{\infty} d\omega \beta''(\omega) (\text{Re}[\alpha_1^* \alpha_2] + \text{Re}[\alpha_1 \alpha_2]) \Omega(T_s, T),$$

$$U_{12S}^{(2)}(\ell_1, T, T_s) = U_{12S}^{(2)eq}(\ell_1, T) - G_{12S}^{(2)}(\ell_1) \int_0^{\infty} d\omega \beta''(\omega) (\text{Re}[\alpha_1 \alpha_2^* \beta^*] + \text{Re}[\alpha_1 \alpha_2 \beta]) \Omega(T_s, T),$$

where  $U_{1S}^{eq}(\ell_1, T)$ ,  $U_{12S}^{(1)eq}(\ell_1, T)$ ,

$U_{12S}^{(2)eq}(\ell_1, T)$  are the equilibrium energies ( $T = T_s$ ), which may be found from the known

literature, see for instance [1],  $G_{1S} = \hbar / 4\pi \ell_1^3$ ,

$$G_{12S}^{(2)} = 3\hbar / \pi (R')^6,$$

$$G_{12S}^{(1)} = \hbar(2 + 3 \cos 2\theta + 3 \cos 2\phi) / 4\pi (RR')^3,$$

$$\Omega(T_s, T) = \coth(\hbar\omega / 2k_B T_s) - \coth(\hbar\omega / 2k_B T),$$

$$\cos 2\theta = [(x-1)^2 - y^2] / [(x-1)^2 + y^2],$$

$$\cos 2\phi = [(x+1)^2 - y^2] / [(x+1)^2 + y^2],$$

$$R = \ell_1 \sqrt{(x+1)^2 + y^2}, \quad R' = \ell_1 \sqrt{(x-1)^2 + y^2},$$

$x = \ell_2 / \ell_1$ ,  $y = \ell / \ell_1$ ,  $\alpha_i(\omega)$  is the linear polarizability of the particle "i", ( $i = 1, 2$ ),

$\beta(\omega) = (\varepsilon(\omega) - 1) / (\varepsilon(\omega) + 1)$ ,  $\varepsilon(\omega)$  is the dielectric function of the substrate.

Thus, the quite complex expression for the energy depends on the geometrical configuration, electrodynamical properties of particles and

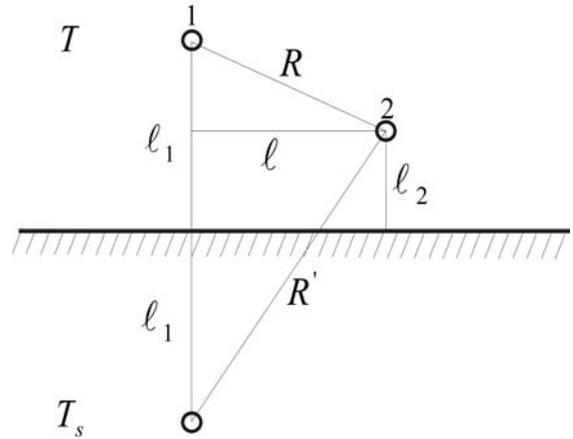


Fig.1

substrate and difference of the temperatures between them. It should be noted that a similar expression might be obtained taking into account a nonlocal response of a substrate. In a case of good conductors the dispersion force saturates at the short distances characterizing by the Thomas-Fermi screening length and deviates from the local curve at the distances compare with the mean free length of electrons in metals. The reason of that is the

saturation of the spectral power density of fluctuating electromagnetic fields generated by matter described by a nonlocal response. The corresponding calculations will be presented for the forthcoming symposium next year.

Numerical calculations for the case of a local response of a dielectric substrate were performed for the GaAs substrate characterized by dielectric function

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \left( 1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} \right), \text{ where}$$

$$\varepsilon_\infty = 11, \quad \omega_\perp = 268.7 \text{ cm}^{-1}, \quad \omega_\parallel = 292.1 \text{ cm}^{-1}$$

and  $\gamma = 2.4 \text{ cm}^{-1}$ .  $\omega_\perp$ ,  $\omega_\parallel$ ,  $\gamma$  designate the transverse and longitudinal frequencies and the damping constant due to anharmonicity. The polarizabilities  $\alpha_i(\omega)$  ( $i=1,2$ ) of particles are modeled by the Lorentzian with the eigenfrequencies  $\omega_{part} = \omega_\parallel \cdot p$ . The resonance enhancement of the van der Waals force was found as well as in the case of multiparticle interactions in a gaseous media [2,3]. Such an enhancement occurs in the vicinities of the frequencies ( $p \approx 1$ ) of coinciding eigenmodes of the subsystems, which kept, in a general case, at different temperatures. At fixed geometrical locations of the interacting particles and substrate the value of enhancement depends on a characteristic frequency range of eigenmodes of whole system, on dampings and difference of temperatures. In Fig.2 the relation of the nonequilibrium dispersion energy to the equilibrium one is shown. It is clearly seen that taking into account of the three-particle interaction crucially changes the value and sign of interaction. Of course, it is possible to calculate the case when the temperatures of gaseous subsystems are different ( $T_1 \neq T_2$ ). Such a situation can be met in

experiments for several crossed molecular beams nearby a surface of solids. In this case, a manifestation of the dispersion interactions in multiparticle nonequilibrium system is wider compare with an equilibrium one.

For realistic conditions the averaged geometrical factors  $\langle G_{1S}(\ell_1) \rangle$ ,  $\langle G_{12S}^{(1)}(\ell_1) \rangle$  and  $\langle G_{12S}^{(2)}(\ell_1) \rangle$  should be used.

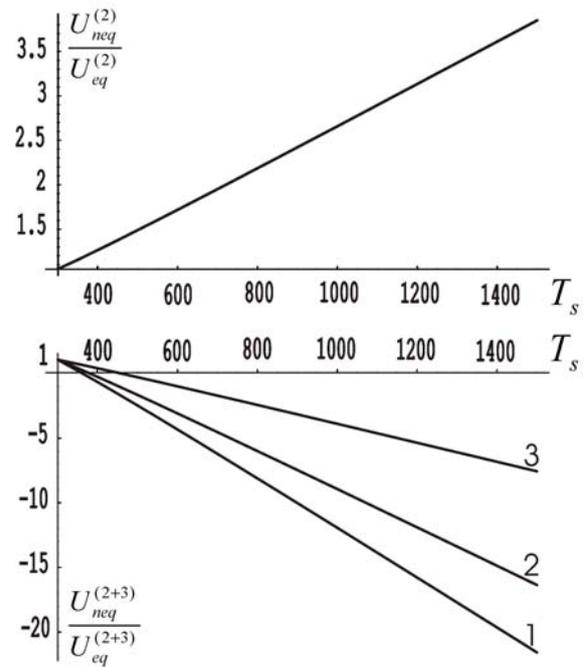


Fig.2 The upper graphic demonstrates the enhancement of the dispersion interaction one particle-sample when a temperature of gas  $T = 300K$  is not equal to the temperature  $T_s$  of a substrate. The low graphic corresponds to the case when an influence of the third particle is taken into account: both the particles are kept at the same temperatures of the gaseous thermal bath  $T_1 = T_2 = 300K$ , but the temperature of a substrate is  $T_s$ . The curves 1,2,3 are related to the geometry when  $\ell_1 = 3 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$ ,  $\ell_2 = 0.5 \cdot \ell_1$ , at the distances  $\ell = 0$ -(1),  $\ell = 0.15 \cdot \ell_1$ -(2), and  $\ell = 0.3 \cdot \ell_1$ -(3), see Fig.1.

[1] Yu.S. Barash and V.L. Ginzburg Sov.Phys.Usp. v.27(7) 467 (1984).

[2] I.Dorofeyev, «Нанопизика и нано-электроника» т.1 сс.151-152, материалы симпозиума, Нижний Новгород, 25-29 марта 2005.

[3] I.Dorofeyev, Physics Letters A, v.340, №1-4, pp.251-257 (2005).

# Анализ функции спектральной плотности мощности, рассчитанной по данным исследования сверхгладких поверхностей методом атомно-силовой микроскопии.

Занавескин М.Л.<sup>1</sup>, Грищенко Ю.В.<sup>1</sup>, Рощин Б.С.<sup>1</sup>, Асадчиков В.Е.<sup>1</sup>,  
Толстихина А.Л.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова РАН, Ленинский пр. 59, Москва, Россия  
e-mail: [znaveskin@ns.crys.ras.ru](mailto:znaveskin@ns.crys.ras.ru)

Для решения ряда современных научных и технологических задач требуются конструктивные элементы с весьма гладкими поверхностями. Возможности создаваемых на их базе устройств определяются качеством полировки поверхностей. Это определяет потребность в достоверных и сопоставимых методиках измерения шероховатости сверхгладких поверхностей, т.е. поверхностей с высотой шероховатости менее 1 нм. Эта задача тем более актуальна, поскольку в настоящее время не определены безоговорочно принятые методики определения столь малых значений шероховатости. В настоящей работе показаны возможности метода функции спектральной плотности мощности (PSD) топографии поверхности. Анализ PSD функции позволил определить такие параметры рельефа сверхгладких поверхностей как эффективная высота шероховатости, фрактальная размерность, а также обнаружить и сравнить зернистость поверхности. Функции PSD рассчитывались по данным различных по физической сути методик исследования шероховатости поверхности: атомно-силовой микроскопии (AFM) и рентгеновского рассеяния (XRS). В качестве объектов исследования выступали сверхгладкие полированные детали из кварца и ситала, а также многослойные интерференционные зеркала, нанесенные на эти подложки. Данные зеркала используются в лазерных гироскопах.

Индикатриса рассеяния, измеряемая методом XRS пропорциональна PSD функции в приближении теории возмущения первого порядка. Квадрат Фурье преобразования функции топографии поверхности, измеряемой методом AFM, также дает PSD функцию [1-3]. Таким образом, по результатам экспериментов, проведенных двумя разными методами, рассчитывалась и сравнивалась PSD функция. Эта функция достаточно полно описывает статистические свойства поверхности, однако на практике удобно пользоваться единой количественной характеристикой шероховатости – эффективной высотой шероховатости поверхности. Она представляет собой интеграл от PSD функции в диапазоне пространственных частот, определяемых возможностями каждого метода. Для метода

XRS область определения (PSD функции) составляет  $0,06 \div 5,1 \text{ мкм}^{-1}$ , а для AFM –  $0,02 \div 100 \text{ мкм}^{-1}$ . Для сравнения результатов разных методик величина эффективной высоты шероховатости рассчитывалась в общей для методик области пространственных частот.

Эффективная высота шероховатости, с практической точки зрения, является наиболее важным параметром, рассчитываемым по PSD функции. Как правило, для количественной оценки шероховатости поверхности по данным AFM, используют величину среднеквадратичного отклонения (СКО) высоты. Однако величина СКО высоты связана с диапазоном линейных размеров, в котором производились измерения методом AFM. По этой причине сопоставление величин СКО высоты, рассчитанных по данным AFM даже для полностью идентичных образцов, возможно лишь при одинаковых размерах областей сканирования. В случае применения метода XRS определение величины СКО высоты возможно лишь при использовании априорной информации о статистических свойствах трехмерного рельефа поверхности [4]. Эта информация зачастую нам заранее неизвестна, а соответствующие предположения далеко не всегда корректны. Поэтому в данной работе для сравнения результатов двух методов использовалась методика расчета функции спектральной плотности мощности и соответствующего ей значения эффективной высоты шероховатости.

На серии более полутора десятков полированных кварцевых и ситаловых сверхгладких подложек наблюдалось хорошее совпадение PSD функций, а разброс значений эффективной высоты шероховатости, рассчитанных по данным обеих методик не превышал 10%. Выявленная для различных образцов разница в степени гладкости поверхности согласуется с испытаниями чувствительности гироскопов, где использовались зеркала, нанесенные на исследованные подложки, а также со значениями коэффициентов отражения этих многослойных интерференционных покрытий как в рентгеновском, так и в оптическом диапазонах. Данный результат особенно важен тем, что примененные методы исследования имеют различную природу взаимодействия с поверхностью.

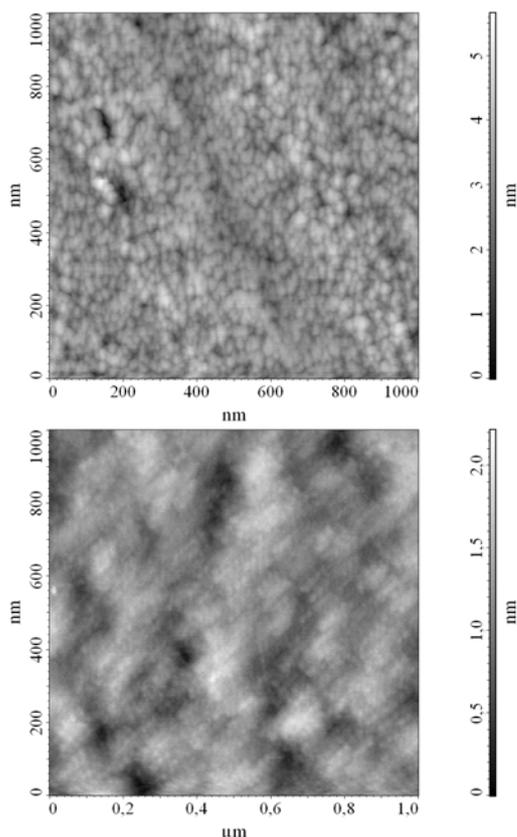


Рис. 1 AFM изображения поверхности ситаловой подложки и нанесенного на нее зеркального покрытия

Одной из главных особенностей PSD функции является возможность визуализации вклада в рассеяние различных пространственных частот. В процессе исследования зависимости шероховатости нанесенных многослойных интерференционных покрытий от шероховатости подложек было обнаружено, что зерна, возникшие на поверхности ситаловой подложки после травления хромпиком, на поверхности зеркального покрытия практически отсутствуют (рис. 1). Функции PSD ситаловой подложки и нанесенного зеркального покрытия, рассчитанные по данным метода AFM представлены на рисунке 2. Виден пик на PSD функции рассчитанной для подложки, соответствующий наличию зерен на поверхности. Анализ формы пика может дать информацию о среднем размере частиц. В ряде работ (например в [5]) предлагается оценивать размер зерен по положению максимума такого пика, однако, как показало сравнение с размером частиц проведенным методом сечения рельефа плоскостью (значения размера зерна для исследованного образца отличались в три раза), такой подход далеко не всегда дает правильный результат. Для оценки размера зерен необходимо проводить моделирование рассеяния от эталонных объектов с заданной плотностью распределения, что является целью наших дальнейших исследований.

Значением эффективной шероховатости в широком частотном диапазоне, доступном методике AFM, невозможно описать наличие зерен нанометрового размера на поверхности, так как спад PSD функции происходит по экспоненциальному закону (эффективная высота шероховатости для подложки была  $5,2 \text{ \AA}$ , а для зеркала  $5,4 \text{ \AA}$ ). Однако знание PSD функции

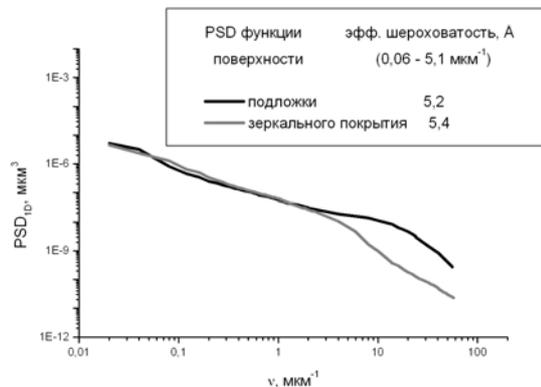


Рис. 2 PSD функции ситаловой подложки и нанесенного зеркального покрытия, рассчитанные по данным метода AFM

позволяет рассчитать такой параметр, как фрактальная размерность. Эта величина описывает скорость спада PSD функции и является характеристикой процессов приведших к образованию исследуемой поверхности [6]. Мы применили расчет фрактальной размерности для количественной оценки разницы поведения PSD функций подложки и зеркального покрытия. В области низких частот значение фрактальной размерности составило для поверхности подложки и зеркального покрытия 2.9. В области высоких частот для подложки значение фрактальной размерности было 2.2, а для зеркала 2.5. Таким образом, расчет фрактальной размерности позволил количественно характеризовать особенности рельефа в области нанометровых размеров.

- [1] V.E. Asadchikov, A. Duparre, S. Jakobs and et. al. // *Apl. Opt.* 1999. **38**. N 4. P. 684.
- [2] A.V. Vinogradov, I.V. Kogevnikov // *Proceedings of PIAS.* 1989. **196**. P. 18.
- [3] A. Duparre, J. Ferre-Borrull, S. Glicch and et. al. // *Apl. Opt.* 2002. **41**. N 1, P.
- [4] Востоков Н.В., Гапонов С.В., Миронов В.Л. и др. // *Поверхность.* 2001. № 1. С. 38.
- [5] C.J. Buchko, K.M. Kozloff, D.C. Martin // *Biomaterials.* 2001. **22**. P. 1289.
- [6] V.E. Asadchikov, I.V. Kozhevnikov, Yu.S. Krivonosov and et. al. // *Nuclear instruments and methods in physics research section A.* 2004. **530**. P. 575.

# Сканирующий микроскоп рассеяния ближним оптическим полем иглы (sSNOM)

Д.В.Казанцев<sup>1,2</sup>, Р.Гатц<sup>2</sup>, Н.Оцелич<sup>2</sup>, Р.Хилленбранд<sup>2</sup>, Ф. Кайлманн<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт теоретической и экспериментальной физики, Б.Черемушкинская 25, Москва, Россия

<sup>2</sup>Max-Planck Institute of Biochemistry, Martinsried (Muenchen), Germany

e-mail [kaza@itep.ru](mailto:kaza@itep.ru)

Внимание исследователей, занятых в области микроскопии сканирующего зонда, возникшей из методик STM [1] и AFM [2], привлекает микроскопия рассеяния ближним оптическим полем иглы (sSNOM) [3], обеспечивающая пространственное разрешение оптического изображения до 1 нм. Игла прибора облучается внешним светом, причем за счет электромагнитного взаимодействия иглы с образцом, амплитуда поля, рассеянного диполем иглы в окружающее пространство, пропорциональна напряженности локального поля вокруг нее и эффективной поляризуемости системы игла-образец:

$$E_{sc} \sim E_{loc} \alpha_{eff}(z, a, \epsilon_s)$$

где  $\alpha_{eff}(z, a, \epsilon_s)$  – нелинейная функция от расстояния  $z$  с характерным масштабом порядка радиуса иглы. Рассеянная иглой волна собирается в параллельный пучок и детектируется в интерферометре. Благодаря резкой нелинейности зависимости  $\alpha_{eff}(z)$ , детектирование интенсивности сигнала детектора на высших гармониках частоты вертикальных колебаний иглы позволяет выделить компоненту сигнала, соответствующую именно ближнепольному взаимодействию иглы с образцом.

Нами изготовлена сканирующая головка sSNOM, которая допускает оптический доступ к игле со всех мыслимых направлений: сверху, снизу, а также по нескольким направлениям вдоль поверхности образца. Это делает конструкцию гибкой по отношению к организации оптических измерений. С целью исключения зависимости настройки от длины волны, для фокусировки когерентного пучка на иглу использовано зеркало, а не линза. Для точной подстройки положения фокуса на игле зеркало закреплено на коммерческом пьезоманипуляторе с диапазоном электронного перемещения 100мкм по всем трем осям, что облегчает юстировку в видимом диапазоне длин волн.

С учетом важности постоянного расположения иглы в фокусе зондирующего луча, сканирование в разработанном приборе осуществляется путем перемещения образца. Растровое сканирование производится коммерческим сканером с обратной связью по положению (что гарантирует высокую точность позиционирования в рабочем диапазоне 100x100 мкм), а подстройка высоты образец-игла производится тремя отдельными пьезостеками, что позволило

значительно увеличить скорость отклика системы обратной связи по высоте благодаря снижению массы перемещаемых частей. Грубый подвод образца к игле производится с помощью трех винтов, приводимых в движение шаговыми моторами с редуктором.

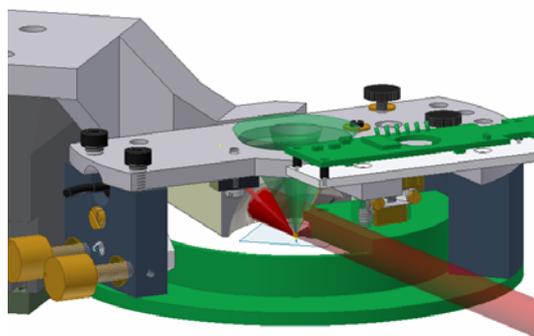
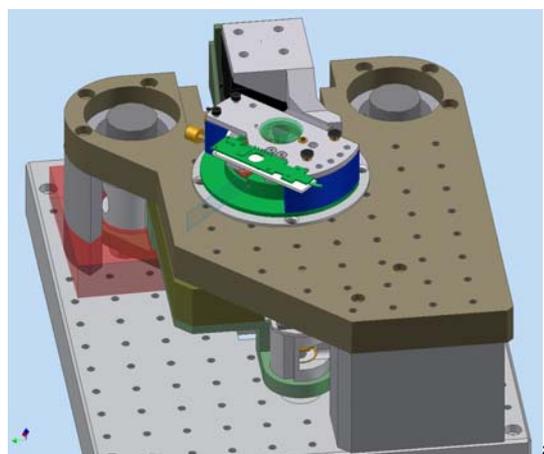


Рис. 1. Общий вид сканирующей головки sSNOM (а) и отдельно конструкция узла контроля иглы (б) с юстировками настройки луча датчика изгиба кантилевера с четырехсегментным фотодиодом. Показано положение и направление рабочего пучка, плоскость образца и расположение зеркала объектива.

Обратная связь в приборе основана на контроле вынужденных вертикальных колебаний иглы (TappingMode) коммерческого кантилевера с помощью четырехсегментного фотодиода. Узел контроля кантилевера сделан съемным, и его юстировка не нарушается при снятии-установке иглы для смены образца. Трехщелевая схема центрирования узла на основной плите головки обеспечивает попадание иглы в прежнее

положение (в фокус) с точностью до 0.3 мкм. С целью снижения чувствительности прибора к неустранимым вибрациям базовой оптической плиты установки (вызванным водяным охлаждением лазера), узел контроля колебаний кантилевера сделан максимально легким и жестким.

В результате принятых мер уровень «сейсмических» шумов в топографическом изображении не превышает 0.2 нм (судя по изображению молекул ДНК на слюде), а точность позиционирования составляет 2 нм при диапазоне сканирования 100x100 мкм. Это обеспечивает высокую стабильность условий контакта игла-поверхность, необходимую для достоверного измерения амплитуды и фазы ближнеполюсной компоненты рассеянного сигнала.

Все металлические части сканирующей головки изготовлены по возможности из одного материала (алюминия), что позволило минимизировать температурные дрейфы. В результате смещение образца по отношению к игле, а также уход иглы из фокуса можно считать пренебрежимо малыми на временах измерения, позволяющих провести серии опытов с перестройкой по длине волны или с долгим накоплением сигнала.

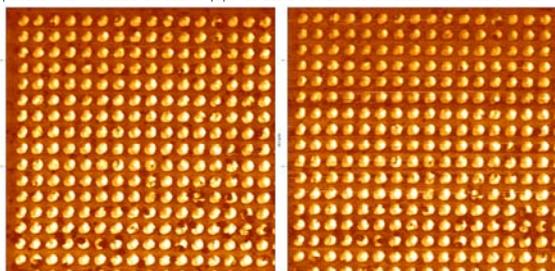


Рис. 2. Карты амплитуды ближнеполюсного рассеяния ( $\lambda=633$  нм) массивом золотых нанодисков на стекле, полученные с интервалом 12 часов. Размер раstra 5x5 мкм.

Вариации фототока детектора могут быть вызваны изменением как амплитуды, так и фазы рассеянного сигнала. Чтобы отличить одно от другого, необходимо измерение при различных фазах опорного пучка по отношению к сигнальному.

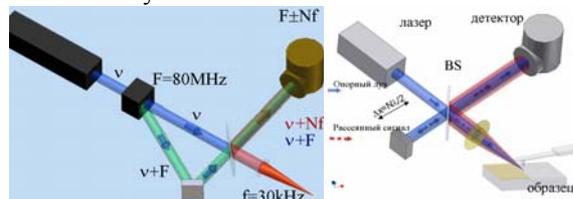
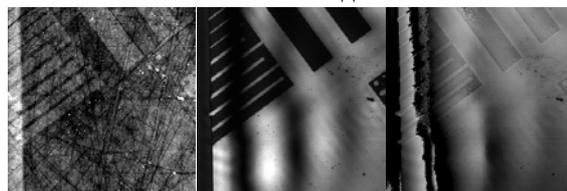


Рис. 3. Частотно-сдвиговая (слева) и фазовая (справа) модуляция опорного пучка.

При частотно-сдвиговой манипуляции опорный пучок получается за счет рассеяния исходного лазерного луча в рабочий порядок акустооптического модулятора [4]. Его частота сдвинута относительно исходной на величину порядка десятков МГц, и с этой частотой меняется разность фаз измеряемого и опорного лучей. Сравнительно низкочастотный (десятки МГц) сигнал биений с выхода детектора подается на синхронный детектор, который выделяет

компоненту с частотой равной сумме частоты модуляции АОМ и высших гармоник частоты колебаний иглы. Плюс подхода – простота исходной настройки установки, минусы – дороговизна радиочастотного синхронного детектора и широкополосного фотоприемника, необходимость юстировки лучей или подстройки частоты модуляции при смене длины волны и ограничение диапазона рабочих длин волн областью прозрачности АОМ. Возможно изменение опорной фазы путем механического перемещения зеркала интерферометра, как в Фурье-спектрометре. Недостаток подхода – инженерная сложность организации пилообразного перемещения зеркала с разумной частотой (сотни герц) или трудность учета фазы в случае синусоидального перемещения. Достоинство – дешевизна, гибкость и независимость от длины волны.



Топография (а), амплитуда (б) и фаза (в) ближнеполюсного рассеяния ( $\lambda=10.8$  мкм, облучающий свет падает слева) на поверхности образца SiC с нанесенными металлической (слева) и диэлектрической (решетка) масками. Видна бегущая на поверхности SiC фоновая волна и способность sSNOM различать материалы. Размер раstra 90x90 мкм.

К недостаткам прибора следует отнести его чувствительность преимущественно к нормальной компоненте поля. Метод предъявляет высокие требования к культуре экспериментатора одновременно в области радиофизики, оптики, SPM, а также физики исследуемого объекта. С учетом того, что предметом измерения является произведение локального надповерхностного поля на поляризуемость иглы, физическая интерпретация результатов может оказаться непростой в случае, когда в эксперименте одновременно изменяются обе величины. Кроме того, сама игла может вносить искажения, если ее «оптический вес» сравним с «весом» исследуемой наноструктуры.

<sup>1</sup> G.Binnig, H.Rohrer, Scanning tunneling microscopy. // Helvetica Physica Acta **55**, 726-735 (1982).

<sup>2</sup> G.Binnig, C.F.Quate, C.Gerber. Atomic force microscopy. // Phys.Rev.Lett. **56**, pp. 930-933 (1986).

<sup>3</sup> F. Zehnhäuser, Y.Martin, K.Wickramasinghe. Scanning interferometric apertureless microscopy – optical imaging with 10 Angstrom resolution. // Science **269**, pp.1083-1085, (1995).

<sup>4</sup> R.Hillenbrand, F. Keilmann. Complex Optical constants on a subwavelength scale. // Phys.Rev.Lett. **85**, pp. 3029-3032 (2000).

# Использование сканирующего микроскопа рассеяния света ближним оптическим полем иглы (s-SNOM) для изображения полупроводниковой микроструктуры

Д.В.Казанцев<sup>1,2</sup>, Р.Хилленбранд<sup>2</sup>, Дж.Витторн<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия

<sup>2</sup>Max-Planck Institut of Biochemistry, Martinsried (Munich), Germany

<sup>3</sup> Infineon, Germany

e-mail [kaza@itep.ru](mailto:kaza@itep.ru)

Сканирующий микроскоп рассеяния ближним оптическим полем AFM-иглы (sSNOM [1]) является одной из разновидностей SNOM, в которой используется изменение эффективности рассеяния иглой падающего на нее внешнего электромагнитного излучения при расстояниях игла-поверхности порядка радиуса острия иглы. Интерферометрическая схема детектирования рассеянного излучения позволяет выделить и количественно проанализировать амплитуду и фазу ближнеполюсной компоненты поляризуемости иглы.

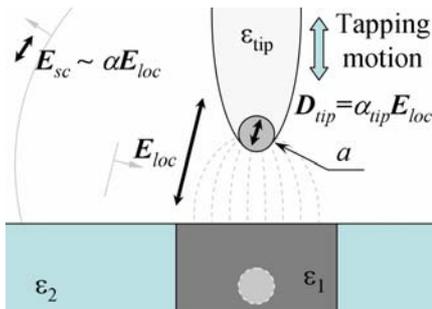


Рис.1 Принцип sSNOM и конфигурация электромагнитных полей вблизи иглы.

Амплитуда электромагнитного поля, рассеянного иглой sSNOM в присутствии поверхности, зависит от напряженности поля и от диэлектрической проницаемости образца в непосредственной близости от иглы:

$$E_{sc} \sim E_{loc} \alpha_{eff}(z, \epsilon_{1,2}, \epsilon_{tip})$$

где  $\alpha_{eff}(z, \epsilon_{1,2}, \epsilon_{tip})$  – нелинейная функция расстояния игла-поверхность  $z$  с характерным масштабом порядка радиуса иглы  $a$ . Таким образом, в пред-

положении независимости амплитуды приповерхностного поля от координаты, методика позволяет получать изображения распределения по поверхности значения диэлектрической проницаемости образца, с ее амплитудой и фазой.

Технология полупроводниковых устройств нуждается в методах растрового сканирования локальных физических свойств микроструктур, поскольку это позволило бы определять фактическое распределение материалов, образующих исследуемую структуру и таким образом контролировать технологический процесс. Полупроводниковые структуры кроме собственно полупроводника с областями различного легирования (например, кремния) содержат слои металлов и диэлектриков, обеспечивающих контакты, формирующих изоляцию элементов (например, затвора МДП-структуры от канала), или препятствующих нежелательной диффузии легирующих примесей из одной области прибора в другую. Разумно ожидать, что эти области имеют различные диэлектрические свойства, и понятно желание иметь инструмент, позволяющий по распределению локальных электромагнитных свойств поверхности установить форму, размеры и качество этих областей. При этом средний ИК-диапазон длин волн может оказаться предпочтительнее видимого, поскольку диэлектрическая функция образца не содержит в этом случае резких частотных особенностей, обусловленных межзонными и межуровневыми переходами в исследуемом полупроводнике.

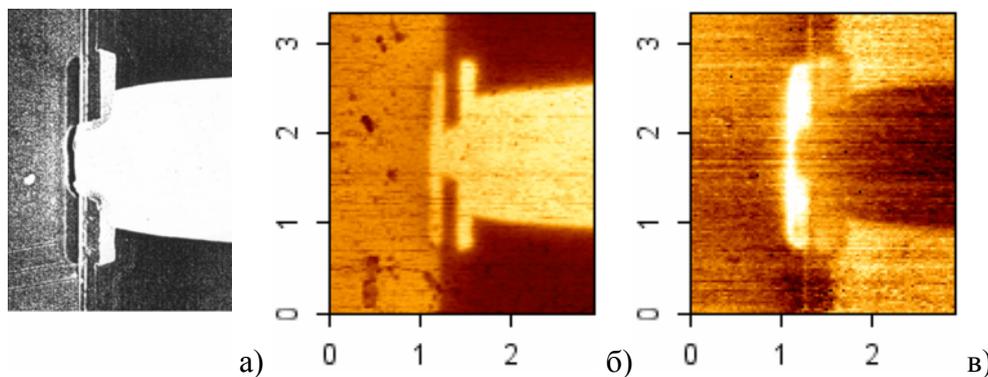


Рис.2. Область затвора кремниевого МДП-транзистора (шлифованный скол перпендикулярно поверхности пластины). Электронно-микроскопическое изображение структуры (а), амплитуда рассеяния излучения на частоте  $920 \text{ см}^{-1}$  (б), фаза рассеяния (в). Размер всех изображений  $2.8 \times 3.3 \text{ мкм}$ .

Изготовленный нами sSNOM [2] был использован для получения карты амплитуды и фазы рассеяния света иглой поверхности скола кремниевых полупроводниковых структур. Рассеяние иглой зондирующего света ( $\lambda=10.75-10.87\mu\text{м}$ ) регистрировалось с помощью интерферометра Майкельсона путем выделения в фототоке детектора частотной компоненты, соответствующей второй гармонике частоты колебаний иглы. Модуляция фазы опорного луча интерферометра с соответствующим учетом этого при детектировании позволила разделить влияние вариаций амплитуды и фазы рассеянного излучения на фототок детектора.

На изображении (Рис. 2) области затвора кремниевое МДП-транзистора хорошо различи-

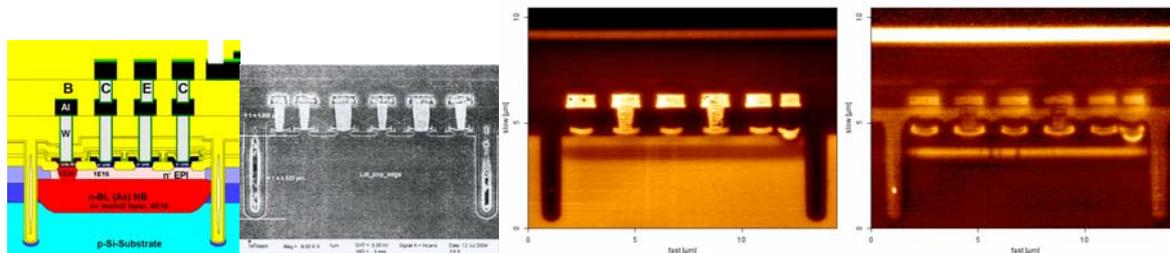


Рис. 3. Скол, содержащий структуру биполярного npn-транзистора. Сечение структуры (а), электронно-микроскопическое изображение (б), амплитуда (в) и фаза (г) рассеянного иглой света. На sSNOM-изображении область легирования видна, на РЭМ-изображении – нет

На изображении биполярного транзистора (Рис. 3) хорошо различимы области кремния с различной концентрацией легирующих примесей. Способность sSNOM различать на изображении области разного легирования одного и того же полупроводника обусловлена тем, что значение комплексной диэлектрической постоянной полупроводника зависит от присутствия свободных носителей.

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{lat}(\omega) - 4\pi n e^2 \frac{\Omega_0^2}{\omega(i\Gamma + \omega)}$$

$$\Omega_0 = \frac{4\pi n e^2}{\varepsilon_{lat} m^*}$$

где  $\varepsilon_{lat}(\omega)$  – часть диэлектрической проницаемости, определяемая поляризуемостью решетки и заполненных зон (возможно, зависящая от частоты),  $m^*$  – эффективная масса свободных носителей, и  $n$  – их концентрация. Существенно, что решеточная часть диэлектрической проницаемости полупроводника (диэлектрика) носит в основном действительный характер, в то время как добавка, обусловленная присутствием в нем свободных носителей, имеет в основном мнимую компоненту.

Таким образом, в данной работе продемонстрирована способность методики sSNOM получать карту распределения диэлектрической проницаемости полупроводниковых структур с пространственным разрешением по крайней мере до 40 нм в плоскости образца на длине волны порядка 10 мкм. Способность метода работать в сравнительно длинноволновой области спектра

мы области Si (полупроводник), SiO<sub>2</sub>, TiSi, TiN (диэлектрики), W, Al, Au (металлы). Способность sSNOM отличать разные диэлектрики на изображении обусловлена разницей в значении  $\varepsilon$  диэлектриков (имеющих в основном действительную компоненту). Отличие диэлектриков от металлов на изображении, кроме того, обусловлено тем, что диэлектрическая проницаемость металлов, определяемая в основном свободными электронами проводимости, выражается преимущественно мнимым числом. Как видно из рисунка, пространственное разрешение в плоскости изображения составляет как минимум 40 нм (на длине волны 10.6 мкм), и чувствительность прибора достаточна для изображения слоя TiN толщиной порядка 15 нм.

обеспечивает при желании исследователя независимость получаемых результатов от резонансных эффектов, модифицирующих поляризуемость материалов и делающих интерпретацию результатов чрезмерно сложной. Данная методика, хотя и уступает электронной микроскопии в отношении пространственного разрешения, выгодно отличается от нее дешевизной оборудования и простотой проведения измерений, в том числе подготовки образца. То же самое можно отметить и при сравнении sSNOM с другими методами локального зондирования поверхности, например SIMS. Ни вакуумирование образца, ни очистка поверхности (абсолютно необходимая в Оже-спектроскопии) для проведения измерений в методике sSNOM не требуются. Микроконтактные электрические измерения, в отличие от представленной методики, тоже требуют подготовки чистой поверхности.

<sup>1</sup> F. Zehnhäusern, Y. Martin, K. Wickramasinghe. Scanning interferometric apertureless microscopy – optical imaging with 10 Angstrom resolution. // Science **269**, pp.1083-1085, (1995).

<sup>2</sup> Д.В.Казанцев, Р.Гатц, Н.Оцелич, Р.Хилленбранд, Ф. Кайлманн. Сканирующий микроскоп рассеяния ближним оптическим полем иглы (sSNOM). //Труды настоящего симпозиума.

# Микроскопия рассеяния света иглой над димерами металлических нанодисков

Д.В.Казанцев<sup>1,2</sup>, Р.Хилленбранд<sup>2</sup>, Ж-Х.Сонг<sup>3</sup>, Т.Атай<sup>3</sup>, А.В.Нурмикко<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Б.Черемушкинская 25, Россия

<sup>2</sup>Max-Planck Institut of Biochemistry, Martinsried (Muenchen), Germany

<sup>3</sup>Brown University, Prov. Rhode Island 02912, USA

e-mail [kaza@itep.ru](mailto:kaza@itep.ru)

Распределение электромагнитного поля над поверхностью двумерных металлических коллоидных частиц, имеющих размеры меньше длины волны, привлекает интерес исследователей с учетом возможного использования усиления электромагнитного поля в определенных задаваемых геометрии структуры точках. Такая «нанолинза» позволила бы сфокусировать поле в область, как ожидается, значительно меньшую длины световой волны, чем открываются новые возможности для спектроскопии одиночных молекул или одиночных квантовых полупроводниковых структур, помещенных в область «щели». Оптические свойства двухчастичных димеров и в частности распределение электромагнитных полей над структурами такого рода привлекает внимание как теоретиков [1], так и экспериментаторов [2]. Сканирующий микроскоп рассеяния ближним оптическим полем AFM-иглы (sSNOM [3]) является одной из разновидностей SNOM, в которой используется изменение эффективности рассеяния иглой падающего на нее внешнего электромагнитного излучения при расстояниях игла-поверхность порядка радиуса острия иглы.

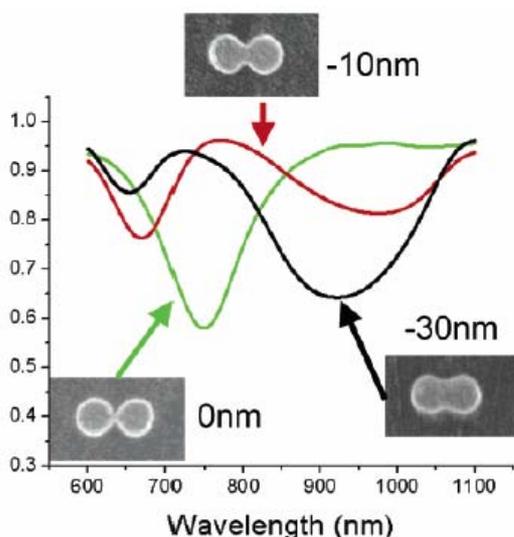


Рис. 1. Расщепление пиков поглощения при слиянии дисков в димере.

Спектры оптического поглощения массивов наноструктур [4], состоящих из димеров металлических (Au) дисков диаметром 150 нм, которые были нанесены на кварцевую подложку методом электронной литографии, демонстрируют

расщепление пиков поглощения при поляризации проходящего света, в которой  $E$ -вектор параллелен большей оси димера. Расщепление зависит от расстояния между дисками в димере и это позволяет предположить существование моды электромагнитных колебаний в димере, обусловленной взаимодействием составляющих его дисков. С учетом малости частиц (размеры меньше длины волны) прямое наблюдение распределения электромагнитного поля над отдельной структурой затруднительно. Между тем, информация, проливающая свет на распределение полей в конкретном димере является весьма полезным дополнением к спектрам, усредненным по ансамблю.

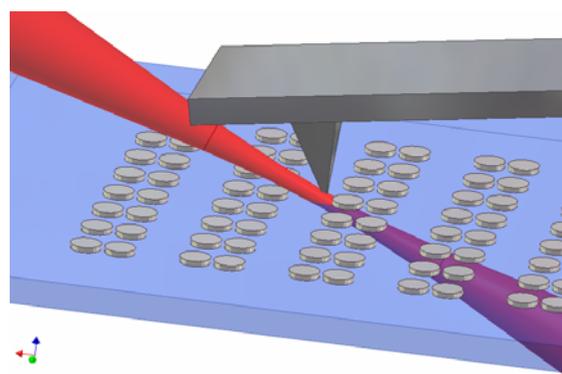


Рис.2 Геометрия эксперимента по сканированию амплитуды рассеяния иглой sSNOM. Вертикальные колебания иглы вызывают (с учетом нелинейности зависимости ближнепольной компоненты рассеяния от расстояния игла-поверхность) появление высших гармоник частоты колебаний иглы в спектре детектируемой интенсивности на выходе интерферометра

Для исследования электромагнитных свойств димеров мы использовали sSNOM. Луч лазера (633 нм) фокусировался объективом на иглу в область порядка 1.5 мкм. Рассеянный свет собирался тем же объективом и подавался назад в интерферометр. В вариациях фототока детектора выделялась третья гармоника частоты колебаний иглы. Поляризация в фокусе была нормальной к поверхности образца.

По мере увеличения расстояния между дисками в структуре распределение интенсивности рассеяния света иглой над наноструктурой изменялось таким образом, что при сильном перекрытии дисков значительная часть из структур в массиве демонстрировала максимум в

центре структуры. Некоторая часть димеров на рисунке вообще не характеризуется никаким распределением амплитуды (амплитуда рассеяния не зависит от позиции иглы над металлом структуры), что по нашему мнению свидетельствует об отсутствии резонанса и стоячих электромагнитных волн в таких структурах. По мере увеличения расстояния между дисками число димеров в массиве, распределение интенсивности рассеяния над которыми повторяет картину рассеяния одиночного металлического кружка, возрастает, что соответствует ослаблению электромагнитного взаимодействия между дисками в димере.

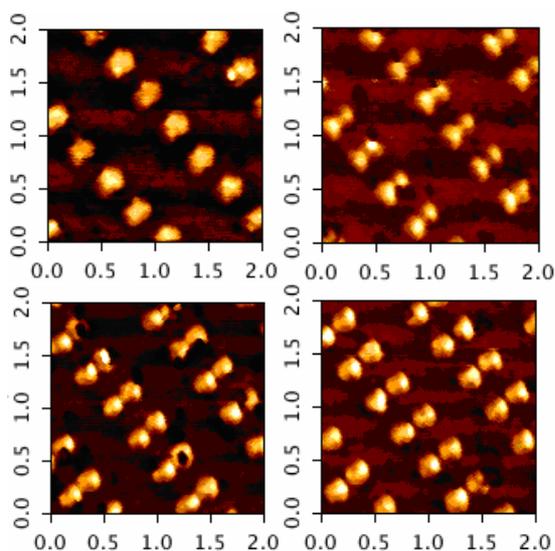


Рис.3. Изменение характера распределения интенсивности рассеяния по мере увеличения расстояния между дисками в димере. Размер раstra сканирования 5x5 мкм во всех случаях. Свет падает справа.

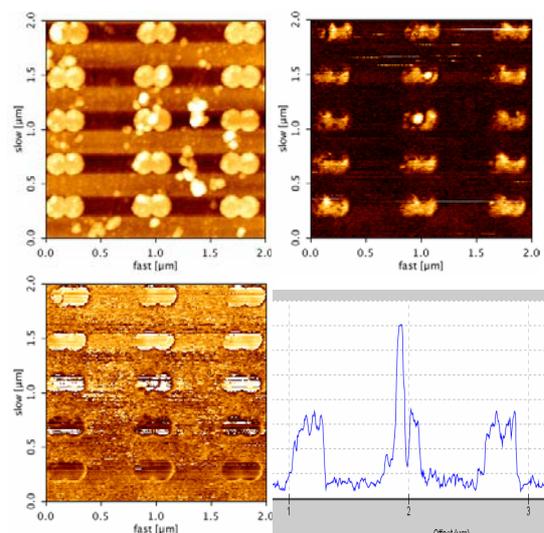


Рис.4. Топография поверхности (а), карта амплитуды (б) и фазы рассеяния иглой (в). Наночастицы фоторезиста над поверхностью металла приводят к значительному увеличению амплитуды рассеяния, наночастицы над диэлектриком – нет.

Нами было обнаружено значительное увеличение амплитуды рассеяния падающего света иглой над дисковыми структурами в присутствии наночастиц (предположительно остатков фоторезиста).

Обсуждая применимость методики sSNOM к прямому наблюдению распределения электромагнитных полей над металлическими наноструктурами, можно утверждать следующее. Метод действительно позволяет получать карты амплитуды и фазы рассеяния света иглой, и пространственное разрешение, как видно из представленных изображений, достигает 30-50 нм в видимой области спектра (рабочая длина волны 633 нм). Тем не менее игла размером 10 мкм оказывается слишком грубым инструментом измерения полей в структурах размером порядка 100 нм с толщиной металла порядка 50 нм, и присутствие иглы очевидно модифицирует поляризуемость исследуемой структуры, так что сделать выводы о поведении (в частности резонансных частотах) структуры, которое было бы в отсутствие иглы, затруднительно. В частности, исчезновение колебательной моды, соответствующей структуре как целому (такой, что половина длины волны приблизительно соответствует длине структуры) происходит на sSNOM изображениях при расстояниях между центрами порядка 0.7 диаметра, в то время как на спектрах оптического поглощения ансамбля двухдисковых димеров исчезновение связанной моды происходит в момент касания (расстояние равно диаметру). С другой стороны, обнаруженное усиление эффективности взаимодействия игла-наноструктура при наличии малой частицы, разделяющей иглу и металл структуры, само по себе может оказаться проявлением искомого эффекта увеличения напряженности поля в малом по сравнению с длиной волны зазоре. Пространственный масштаб области, в которой происходит усиление эффективности взаимодействия игла-структура, составляет 30-50 нм и очевидно значительно меньше использованной длины волны.

<sup>1</sup> P.Nordlander, C.Oubre, E.Prodan, K.Li, M.I.Stockman. Plasmon hybridization in nanoparticle dimmers. // Nanoletters (2004), Vol. 4, No. 5, pp. 899-903.

<sup>2</sup> W.Rechberger, A.Hohenau, A.Leitner, J.R.Krenn, B.Lamprecht, F.R.Aussenegg. Optical properties of two interacting gold nanoparticles.//Opt. Comm., 220 (2003), pp.137-141.

<sup>3</sup> F. Zehnhausern, Y.Martin, K.Wickramasinghe. Scanning interferometric apertureless microscopy – optical imaging with 10 Angstrom resolution. // Science **269**, pp.1083-1085, (1995).

<sup>4</sup> T. Atay, J.H.Song, A.V.Nurmikko. Strongly interacting plasmon nanoparticle pairs: from dipole-dipole to conductively coupled regime.// Nanoletters, Vol.4, No.9, pp.1627-1631 (2004)

# Исследования поверхности полиэтилентерефталатных пленок, модифицированных под действием вакуумно-ультрафиолетового излучения в воздушной среде

О.Карбань<sup>1</sup>, А.Митрофанов<sup>2</sup>, А.Сугоняко<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт УрО РАН, Кирова 132, Ижевск, 426001, Россия

<sup>2</sup> Физический институт имени П.Н.Лебедева РАН, Ленинский проспект 53, Москва, 119991, Россия

<sup>3</sup> Rijksuniversiteit Groningen, Nijenborgh 4, 9747 AG Groningen, The Netherlands

e-mail: [uds@pti.udm.ru](mailto:uds@pti.udm.ru)

При изготовлении тонкопленочных рентгеновских фильтров или масок для рентгеновской литографии часто возникает задача удаления полимерных слоев или уменьшения их толщины. Наряду с методами химического или ионного травления для решения этой задачи иногда применяют метод радиационного окисления полимеров (фототравления) под действием вакуумного ультрафиолетового излучения в кислородосодержащей среде[1]. При облучении полимеров на воздухе потоком квантов с энергией около 10 эВ происходит не только уменьшение толщины полимерного слоя со временем, но и изменение свойств его поверхности, в том числе и появление микрорельефа. В данном сообщении этот процесс исследовался на образцах из тонких пленок полиэтилентерефталата (ПЭТФ), которые подвергались воздействию потоков от мощной дейтериевой лампы ЛД-3 с окном из фтористого магния с границей пропускания около 115 нм при разных экспозициях и контактной засветке образцов. В работе использовались пленки ПЭТФ толщиной 3.8 микрон с пониженным уровнем примесей и наполнителя и первоначально гладким рельефом поверхности.

Исследования поверхностей образцов были проведены на сканирующем зондовом микроскопе Ntegra (NT-MDT) в полуконтактном режиме с использованием кремниевых кантилеверов NSG11. Изучались пленки, подвергнутые воздействию ВУФ излучения в течении 5, 10, 15, 30, 60 минут. О рельефе поверхности судили по параметрам шероховатости, таким как размах высот  $S_y$  и средне квадратичная шероховатость  $S_q$  на различных участках поверхности размерами 2x2 мкм (рис.1). АСМ изображения в режиме топографии для участка исходной пленки, а также для образцов после травления приведены на рис.2. Видно, что уже после 5 минут травления поверхность приобретает своеобразный зернистый рельеф. С увеличением времени радиационного окисления полимера размеры неровностей поверхности увеличиваются, тогда как их поверхностная

концентрация (количество частиц на единицу площади) уменьшается (рис.3). Наиболее хорошо это прослеживается на образцах с большой дозой облучения.

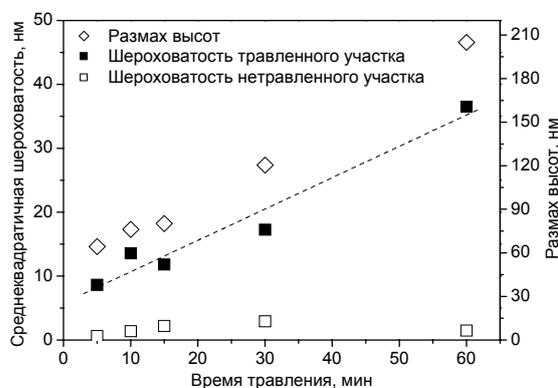


Рис.1. Среднеквадратичная шероховатость и размах высот в зависимости от времени ВУФ облучения.

Быстрое уменьшение концентрации в первые минуты процесса травления и одновременный рост размеров частиц свидетельствуют об удалении наиболее мелких глобул, расположенных между крупными частицами. Наблюдается нелинейная зависимость размеров глобул и их поверхностной концентрации от времени травления. На изображении АСМ-скана при этом появляются участки, где виден следующий, более глубокий слой материала. Исследование этих же участков поверхности в режиме фазового контраста указывают на изменения химической структуры поверхности образцов. В то же время прослеживается практически линейное возрастание среднеквадратичной шероховатости поверхности с увеличением времени травления. Похожее поведение можно наблюдать и для перепада высот. Флуктуации среднеквадратичной шероховатости участков поверхности исходных (необлученных) образцов довольно незначительны по сравнению с растравленным рельефом полимерной пленки.

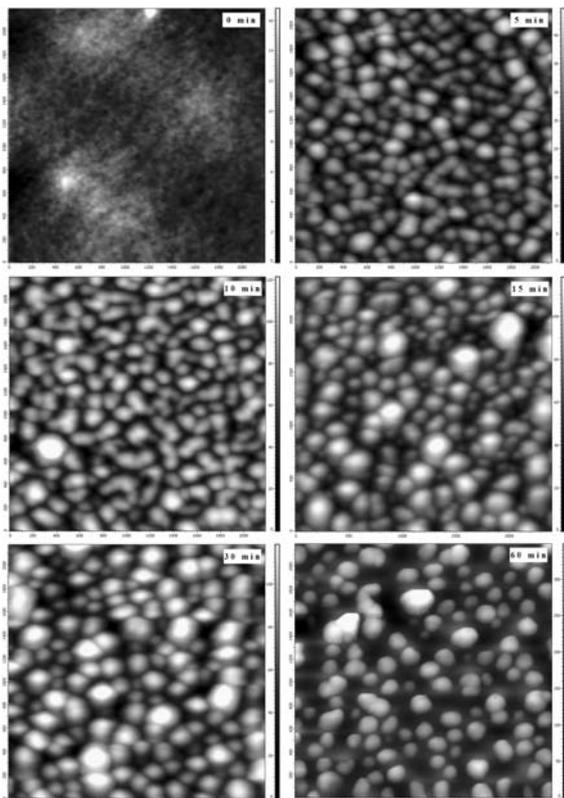


Рис.2. АСМ-изображения в режиме топографии участков необлученной и облученной пленки при разных экспозициях.

Измерение угла смачивания проводилось оптическим методом на воздухе с помощью самодельной гониометрической установки. Капля объемом 1.25  $\mu\text{л}$  дисциллированной и деминерализованной воды (Milli-Q, 18.0 M $\Omega$ ) наносилась на поверхность с помощью шприца. Угол смачивания измерялся через 30 с. и 60 с. после нанесения как для участков, подвергшихся воздействию ВУФ излучения, так и для необлученных участков пленки. Точность измерения угла смачивания составляла около 2°.

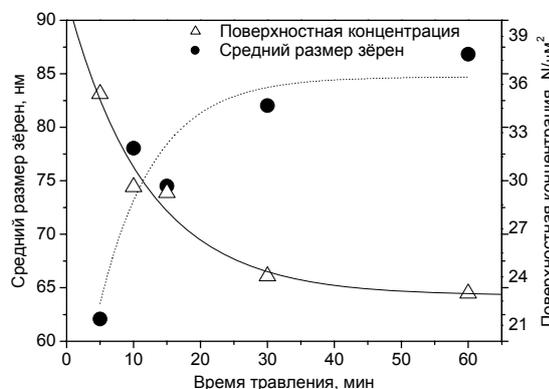


Рис.3. Средний размер и поверхностная концентрация зерен в зависимости от времени ВУФ облучения.

Краевой угол  $\theta$ , полученный для необлученных участков поверхности через 30 с после нанесения находился в пределах от 65 до 80° (рис.4), что свидетельствует о гидрофобном характере поверхности ПЭТФ. После следующих 30 с депозиции капли значения  $\theta$  уменьшаются незначительно ( $< 3^\circ$ ), то есть на величину, соизмеримую с экспериментальной погрешностью. У облученных образцов, значения  $\theta$  уменьшаются до  $50 \pm 2^\circ$  для образца, подвергавшемуся ВУФ воздействию в течении 5 мин и до  $39 \pm 2^\circ$  для остальных образцов, что может свидетельствовать о появлении функциональных полярных групп на поверхности облученных образцов. Скорость модификации поверхности полимера при облучении столь высока, что изменения на толщинах в несколько нм протекают почти мгновенно и увеличение времени радиационного воздействия не влияет на значение угла смачивания. Но шероховатость образцов при облучении растет со временем облучения практически линейно и на опыте не видно насыщения, если отслеживать параметры, характеризующие рельеф поверхности. Увеличение шероховатости не вносит существенного вклада в изменение угла смачивания для образцов при данном методе измерений.

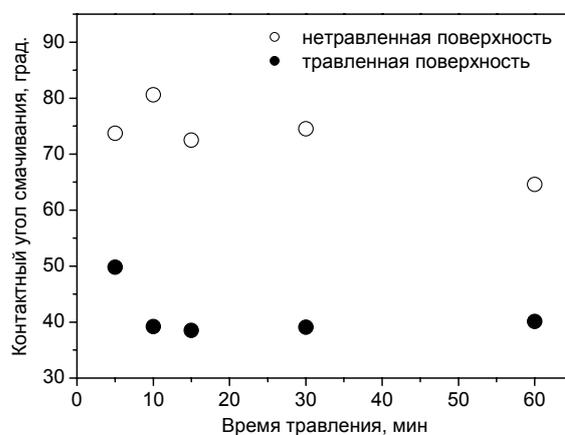


Рис.4. Угол смачивания в зависимости от времени ВУФ облучения.

[1] Mitrofanov A.V., "Investigation of polymer photoetching using vacuum ultraviolet radiation for micromechanics and optics applications", J.Moscow Phys. Soc., **9**, 147-154 (1999).

## Наследственность и модификация структуры нанокерамики $ZrO_2$ в процессе изготовления

Карбань О.<sup>1</sup>, Хасанов О.<sup>2</sup>, Саламатов Е.<sup>1</sup>, Иванов С.<sup>3</sup>, Хазанов Е.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт УрО РАН, ул.Кирова 132, Ижевск, 426001, Россия

<sup>2</sup>Томский политехнический университет, пр.Ленина 30, 620219, Томск, Россия

<sup>3</sup>Институт радиотехники и электроники РАН, ул.Моховая 11, 125000, Москва, Россия

e-mail:uds@pti.udm.ru

Иттрий-стабилизированный тетрагональный поликристаллический диоксид циркония представляет интерес в качестве структурной керамики, обладающей выдающимися механическими свойствами, такими как высокая микротвердость, трещиностойкость и изгибная прочность. Перевод этих материалов в нанокристаллическое состояние позволяет ожидать повышение механических и других функциональных характеристик этих керамик. Использование нового метода одноосного сухого прессования при одновременном мощном ультразвуковом (УЗ) воздействии [1] позволяет получать плотные нанокерамики с размером кристаллитов меньше 100 нм при пониженных температурах спекания. Структурные эффекты в наноматериалах во многом определяются структурой интерфейсных областей, отличной от объема зерен. Как правило, для твердых материалов с высокой плотностью границ зерен характерно высокая концентрация дефектов. Однако, вклад такого механизма, как поверхностная диффузия в процессы формирования наноструктуры не ясен.

Поэтому для керамик, полученных методом сухого ультразвукового компактирования наиболее важно прояснить механизмы роста зерна и формирования интерфейсных областей в зависимости от условий компактирования.

Исследовался плазмохимический УДП (размер ОКР 23 нм)  $ZrO_2 + 5 \text{ масс.} \% Y_2O_3$  чешуйчатой формы, со средним размером исходных частиц 150 нм. Согласно данным электронно-зондового микроанализа, исходный порошок содержал 74.13% Zr, 18.16% O, 4.28% Y, а также 3.43% примесного углерода.

Образцы в форме таблеток 10 мм в диаметре компактировались [1] при 250 МПа и мощности УЗ-воздействия 0, 1, 2, 3 кВт с последующим спеканием в воздушной среде при 1650°C.

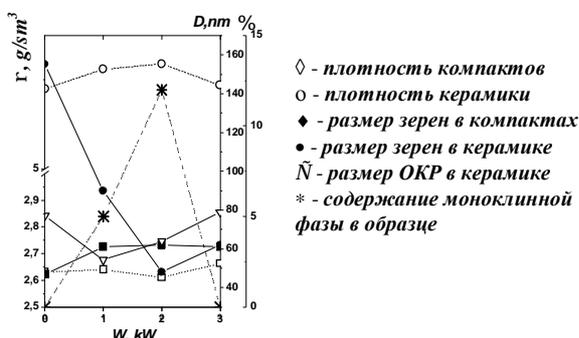


Рис. 1. Характеристики компактированных и спеченных образцов

АСМ исследования выполнены на сканирующем зондовом микроскопе Solver P47. РФЭС данные состава сколов были получены на спектрометре ЕС-2401. Характеристики интерфейсных регионов были изучены используя метод тепловых импульсов [2], который позволяет найти температурную зависимость распространения неравновесных фононов в интервале 1.7-3.8 К. Данные компактированных и спеченных образцов приведены на рис. 1.

Как видно на рис. 2 частицы порошка имеют ярко выраженную чешуйчатую структуру 40-50 нм шириной с нанокристаллитами 25-30 нм. Небольшое превышение данных рентгеновской дифракции можно объяснить латеральным уширением в процессе сканирования.

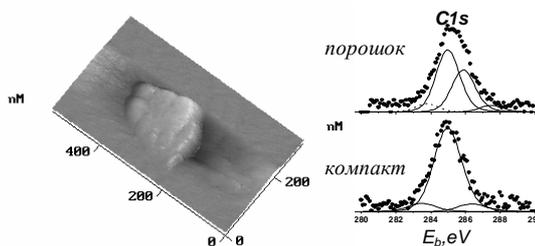


Рис. 2. АСМ-изображение частицы УДП порошка и РФЭС-спектры C1s порошка и компакта (3 кВт).

Структура прессовок зависит от мощности ультразвукового воздействия. При компактировании без УЗ-воздействия порошок имеет тенденцию к агломерированию, и следовательно, к формированию пор (рис. 3а, 4а). Озвучивание влияет на равномерность распределения частиц в прессовке, т.е. приводит к релаксации межчастичных напряжений, поэтому состояние прессовки получается более равновесным в смысле отсутствия внутренних напряжений и градиентов плотности (меньше «макроефектов» типа пор разных размеров (каверн) и трещин) и формированию более гомогенной структуры прессовок (рис. 3в-д). Распределение зерен в прессовках подчиняется логарифмически-нормальному закону (рис. 4). Все прессовки сохраняют размерный уровень 40-60 нм, что соответствует размеру чешуйчатой структуры исходного порошка.

В соответствии с данными РФЭС исследований, в добавление к основным элементам (Y, Zr, O) поверхность исходного

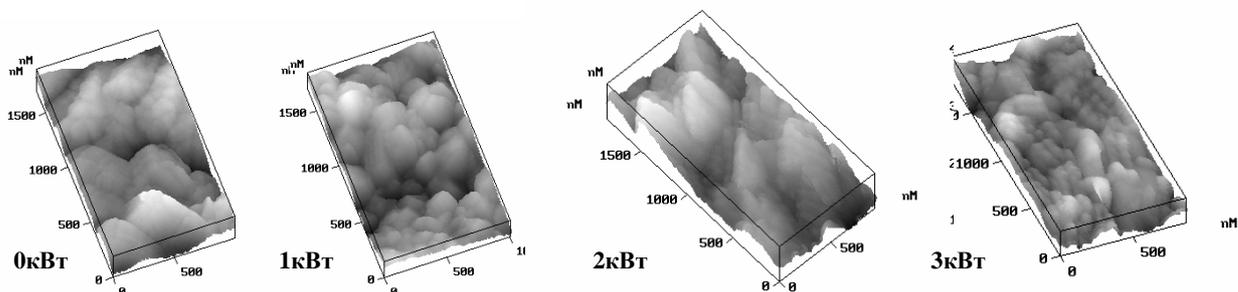


Рис.3 АСМ-изображения сколов компактов, скомпактированных при различной мощности УЗ-воздействия

порошка содержит адсорбированные кислород и углерод. УЗ-воздействие в процессе компактирования приводит к частичному разрушению и удалению адсорбированных гидрокарбонильных групп с поверхности зерен и вероятно, более равновесному состоянию интерфейсных областей. В то же самое время, УЗ-воздействие на этапе компактирования не влияет на соотношение между Y и Zr в поверхностных слоях зерен и их химическое состояние.

Таблица 1. Относительное содержание Y и Zr на поверхности сколов, согласно РФЭС данным

W, кВт	Компакты		Керамика	
	Y	Zr	Y	Zr
Порошок	10	90		
0	9	91	13	87
1	10	90	18	82
2	12	88	15	85
3	8	92	14	86

АСМ-исследования показывают, что структура спеченных керамик определяется структурой компактов. В керамиках, спеченных из компактов, полученных сухим одноосным прессованием при мощном ультразвуковом воздействии (1, 2, 3 кВт), зерна со средним размером 150-200 нм сохраняют чешуйчатую морфологию нанокристаллического исходного порошка, и могут образовывать агрегаты 500-600 нм. Масштабные уровни 25-40 нм (толщина чешуек) и 65-90 нм (размер кристаллитов), характерные для прессовок, сохраняются в спеченных озвученных керамиках. В тоже время для керамики из неозвученных компактов характерно появление агрегатов размером 800-1000

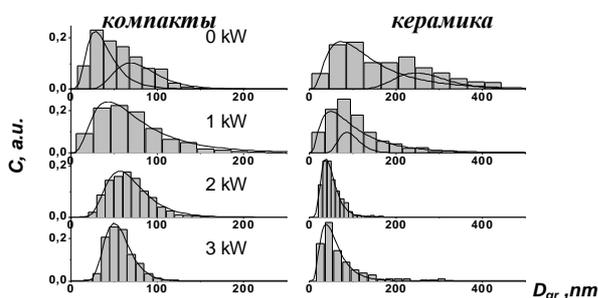


Рис.4. Гистограмма распределения зерен в компактах и керамиках.

нм, при этом в спеченной керамике чешуйчатая структура становится менее выраженной. Появление второго характерного логарифмически-нормального пика в правой части гистограммы свидетельствует о формировании больших зерен в процессе нормальной кристаллизации.

Таблица 1 демонстрирует что предварительное УЗ-воздействие влияет на термостимулированные процессы диффузии элементов в процессе спекания. Это может быть вызвано УЗ-активацией состояния иттрия в твёрдом растворе диоксида циркония при прессовании порошка, что приводит к интенсификации высокотемпературной диффузии иттрия из объема зерна на поверхность в процессе спекания. Такое изменение концентрации иттрия может [3] приводит к формированию кубической фазы в интерфейсных областях, при одновременном образовании моноклинной фазы в объеме зерен.

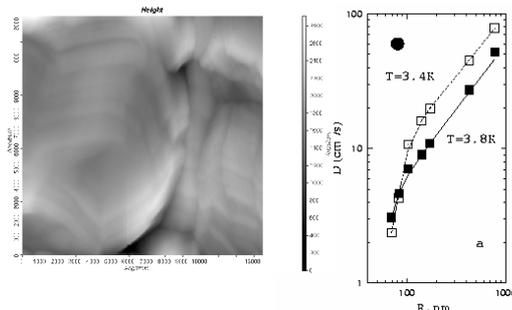


Рис.5. АСМ-изображение керамики (3кВт) и экспериментальные зависимости коэффициента диффузии фононов от размера зерен. (●) УЗ-керамика

Результаты, полученные методом тепловых импульсов [2], показывают, что для большинства керамик длина свободного пробега фононов (l) коррелирует с размером нанокристаллитов ( $l \approx R$ ). Это связано с тем, что нанокристаллиты имеют бездефектную структуру, а рассеяние фононов происходит только на границах зерен. Полученные большие длины свободного пробега (ДСП) озвученной керамики указывают на то, что границы между нанокристаллитами при УЗ-воздействии становятся прозрачными для гелиевых фононов, а ДСП фононов определяется размерами агломератов.

[1].Khasanov O.L.,Dvilis E.S.,Sokolov V.M et al.,Key Engineering Materials, 2004, V.264-268, 73-76.  
[2]. Barabanenkov U.N.,Ivanov V.V., Ivanov S.N. et al., JETP, 2001, 119, 546-555

# Полимерные пленки на кремнии: сравнительное исследование методами атомно-силовой и сканирующей туннельной микроскопии

В.М.Корнилов<sup>1</sup>, А.Н.Лачинов<sup>1</sup>, И.Р.Набиуллин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН,  
пр. Октября 151, Уфа, Россия.

<sup>2</sup>Башкирский Государственный Университет, ул. Фрунзе, 32, Уфа, Россия

E-mail: [kornilov@anrb.ru](mailto:kornilov@anrb.ru)

В работе представлены результаты сравнительного исследования поверхности полимерных пленок методами атомно-силовой и сканирующей туннельной микроскопии.

Ранее в работах [1,2] было показано, что при СТМ-исследованиях в системах Si-SiO<sub>2</sub> и Si-SiO<sub>2</sub>-полимер происходит модификация поверхности, причем характер модификации зависит от параметров сканирования. Была предложена модель формирования СТМ-контраста, основанная на перераспределении заряда вблизи границ раздела. В результате были реализованы процессы многократной модификации одного и того же участка, то есть циклы «запись-считывание-стирание-новая запись».

По-прежнему открытым остается вопрос о месте локализации захваченного заряда. Полимерная пленка служит своеобразным пассиватором поверхности кремния, поэтому принципиально важным является вопрос о качестве пленки.

Исследования были выполнены на сканирующем мультимикроскопе СММ-2000Т, который позволяет проводить исследования либо в режиме поддержания туннельного тока, либо в режиме атомно-силовой микроскопии. Для уменьшения возможных повреждений был выбран кантилевер с минимальной жесткостью (0,01 N/m) и радиусом закругления острия 30-60 нм.

В качестве подложки при формировании полимерных пленок использовался оптически полированный кремний. Полимерные пленки изготавливались методом центрифугирования из раствора в циклогексаноне.

На рис. 1. представлено изображение поверхности пленки полидифениленфталида (ПДФ), полученное методом АСМ, в двух масштабах увеличения и профиль поверхности вдоль измерительной линии. Поверхность образца однородная, с небольшим количеством дефектов, имеющих вид возвышенностей или впадин. Характерный размер этих дефектов 30-

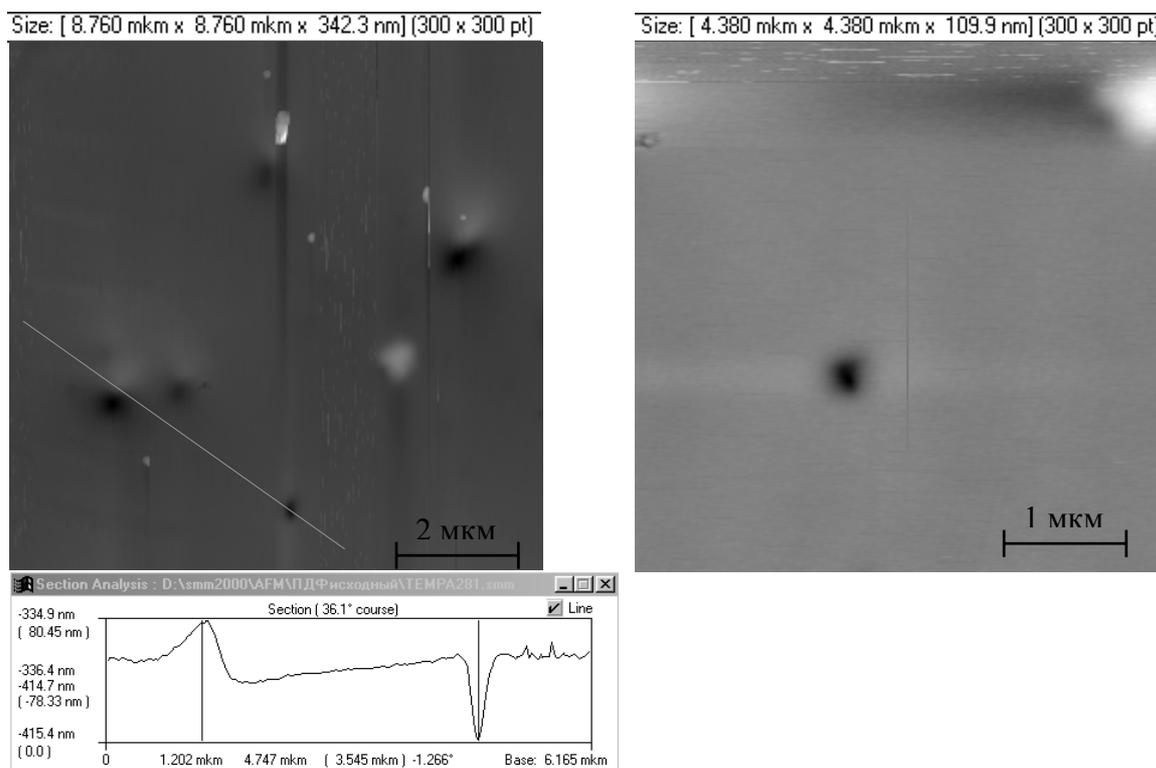


Рис. 1. АСМ-изображение поверхности полимерной пленки.

50 нм по высоте и 20-40 нм по глубине, что составляет не более 20% от толщины пленки. На участке, свободном от крупных дефектов, была измерена средняя квадратичная шероховатость поверхности  $R_q$ , которая составила 1,063 нм. Какая-либо модификация или деформация полимеров в эксперименте не наблюдалась.

Наблюдение полимерных пленок методом сканирующей туннельной микроскопии наталкивается на существенные трудности. Изображение часто бывает искаженным и неустойчивым. Тем не менее, в ряде случаев можно уверенно говорить именно о регистрации поверхности полимера, причем параметры

толщине пленок, многократно превышающей туннельную. Этот факт позволяет использовать оба метода, как дополняющие друг друга и более уверенно интерпретировать получаемые результаты.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ: №05-02-97904-р\_агидель\_а, а также гос. контракта №10002-251/ОФН-05/049-064/020703-966.

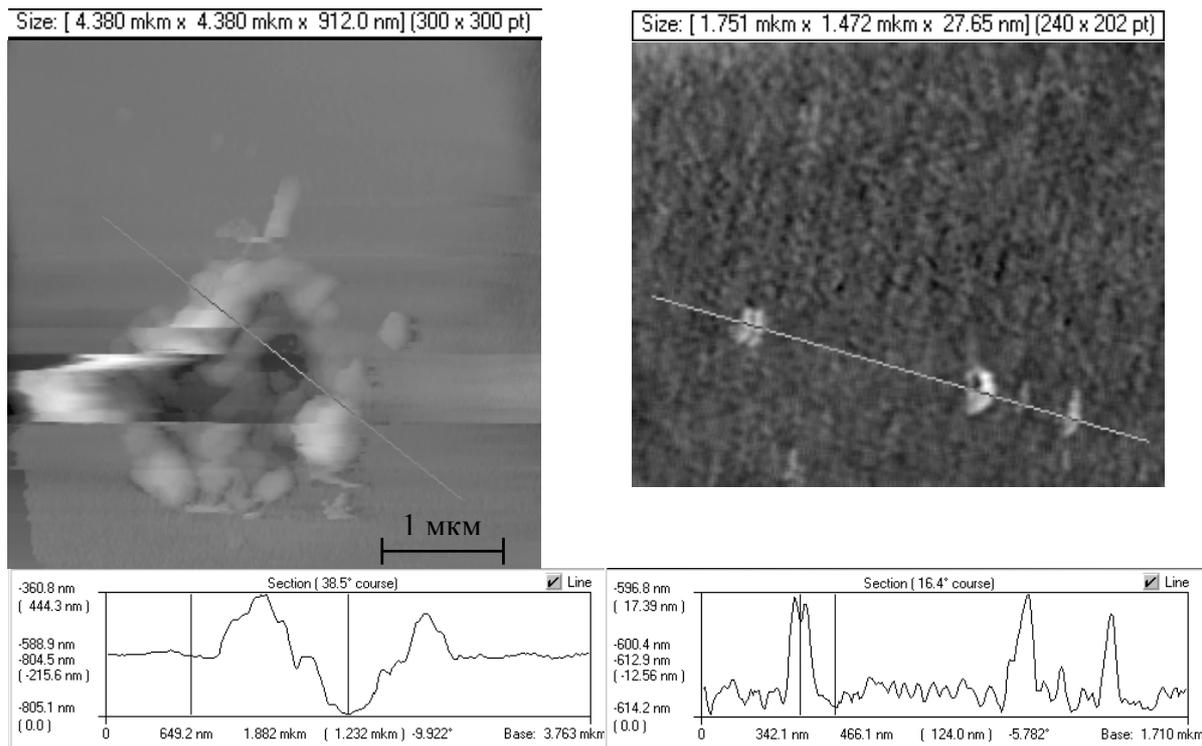


Рис. 2. СТМ-изображение поверхности полимерной пленки.

поверхности близки по порядку величины к данным, полученным методом АСМ.

При исследовании полимерных покрытий методом СТМ вполне вероятно соприкосновение зонда прибора с образцом. Само по себе это нежелательно, однако изображение образовавшегося дефекта служит подтверждением того, что наблюдается именно полимерная пленка. На рис. 2. представлено изображение полимерной пленки на кремнии, полученное методом СТМ. Параметры сканирования:  $U = 400$  мВ,  $I_t = 2$  нА. Наблюдение дефекта в полимерной пленке позволило оценить ее толщину (~200 нм). Средняя квадратичная шероховатость  $R_q$  составила в данном случае 1,769 нм.

Таким образом, в данной работе показано, что полимерные пленки некоторых полигетероариленов могут быть исследованы как методом АСМ так и методом СТМ, при

#### Литература

1. Корнилов В.М, Лачинов А.Н. ФТП, 2003, т.37, вып.3, с.323.
2. Kornilov V.M., Lachinov A.N. Microelectronic Engineering, 2003, v.69, p.399.

# Морфология фазовых составляющих и механические свойства нанокompозитов Fe+Fe<sub>3</sub>C

Ломаева С.Ф.<sup>1</sup>, Елсуков Е.П.<sup>1</sup>, Иванов В.В.<sup>2</sup>,  
Коньгин Г.Н.<sup>1</sup>, Кайгородов А.С.<sup>2</sup>, Заяц С.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт УрО РАН, г.Ижевск

<sup>2</sup>Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург

Большинство сплавов, используемых в современной технике, находятся в гетерофазном состоянии. В этом состоянии они обладают особыми физическими свойствами: высокой механической прочностью и жаростойкостью, высокой коэрцитивной силой и т.д. Перечисленные свойства оказываются резко зависящими от морфологии (формы, ориентировки и взаимного расположения) включений и пространственных масштабов гетерофазной структуры. Однако наиболее значительное влияние на свойства оказывает не столько форма выделений, сколько их взаимное расположение [1].

Композитная система железо-цементит ( $\alpha$ -Fe+Fe<sub>3</sub>C) с нанометровым размером фаз представляется весьма перспективным конструкционным материалом в ряду высокоуглеродистых сталей и чугунов. Важным является как разработка способов получения нанокристаллических объемных материалов с заданным фазовым составом и морфологией, так и изучение их физико-химических свойств – механических, магнитных, коррозионных и т.п.

Целью настоящей работы было изучение зависимости свойств (плотность, микротвердость, коэрцитивная сила) нанокристаллических систем Fe-C, полученных механоактивацией (МА) и последующим магнитно-импульсным прессованием (МИП) порошков Fe и графита (15 ат. % C) и порошка Fe, измельченного в растворе винилтриэтоксисилана (ВТЭС) в гептане (обозначения образцов Fe(85)C(15) и Fe/ВТЭС соответственно) от структурно-фазового состава и морфологии фаз.

МА проводили в шаровой планетарной мельнице «Fritish7». МИП осуществляли импульсами высокого давления с амплитудой 3 Гпа, длительностью около 300 мкс при температуре прессования 500°C. Полученные образцы имели форму диска диаметром 15 мм и толщиной от 2 до 4 мм. Рентгеновские исследования проводили на дифрактометре ДРОН – 3 в CuK $\alpha$  монохроматизированном излучении. Микроструктуру образцов исследовали методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) на приборе Solver 47p. Плотность образцов определялась гидростатическим взвешиванием. Микротвердость H<sub>v</sub> определяли на приборе NANOTEST-600. Коэрцитивную силу H<sub>c</sub>

определяли на вибрационном магнитометре.

На рис.1, кривые 1 и 2 представлены рентгеновские дифрактограммы компактов Fe(85)C(15) и Fe/ВТЭС). Доминирующими фазами в обоих случаях являются  $\alpha$ -Fe и цементит Fe<sub>3</sub>C. В компакте Fe/ВТЭС присутствует небольшое количество третьей фазы, наиболее интенсивные рефлексы которой обведены кружком на рис.1, кривая 2. Эта фаза является силикатом железа Fe<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> и ее количество составляет ~1вес.%.

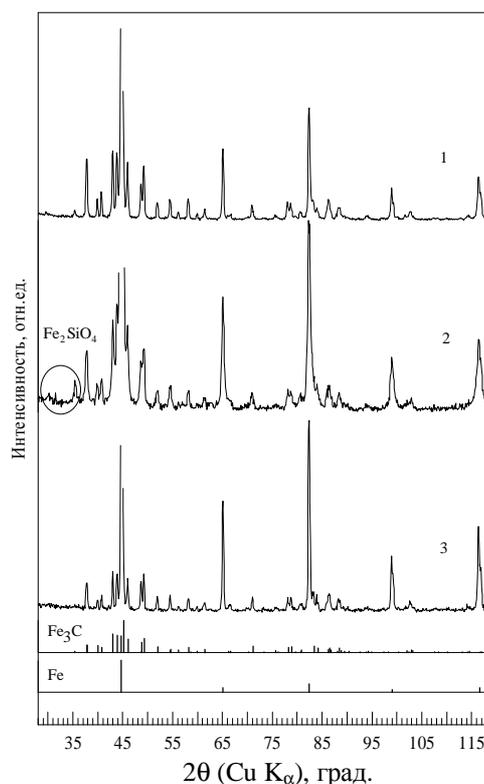


Рис.1. Рентгеновские дифрактограммы образцов: 1-Fe(85)C(15); 2-Fe/ВТЭС); 3-Fe/ВТЭС+800°C.

Найденные из рентгеновских дифрактограмм весовая доля (P<sub>Fe<sub>3</sub>C</sub>) и размер зерна (<L>) цементита, а также измеренные значения плотности цементита ( $\rho$ ), микротвердости (H<sub>v</sub>) и ползучести ( $\Delta D$ ) образцов приведены в таблице. При приблизительно одинаковом количестве цементита в обоих образцах компакт Fe/ВТЭС характеризуется меньшим размером зерна, плотностью,

составляющей 95% теоретической плотности, и неожиданно большим значением микротвердости  $H_V=13.9\pm 0.4$  ГПа. Пластичность ( $\Delta D=45\pm 5$  нм) несколько меньше, чем у компакта Fe(85)C(15).

Полученное высокое значение плотности  $\rho=7.3$  г/см<sup>3</sup> для образца Fe/ВТЭС может быть объяснено малым размером частиц (1-2 мкм), используемых для компактирования (в образце Fe(85)C(15) размер частиц составлял ~10 мкм). Однако, маловероятно, чтобы размер частиц был основной причиной необычно большого значения  $H_V$  в компакте Fe/ВТЭС, превышающего в 1.5 раза  $H_V$  для компакта Fe(85)C(15) и 1.4 раза для компакта из чистого цементита [2].

Для выяснения причины повышенной микротвердости образца Fe/ВТЭС методом АСМ была изучена топография поверхности компактов, предварительно протравленная раствором азотной кислоты в спирте. При такой обработке вытравливается ферритная составляющая ( $\alpha$ -Fe), что позволяет провести анализ морфологии фаз.

На рис.2, а и б приведены изображения топографии поверхности компактов Fe(85)C(15) и Fe/ВТЭС. В первом случае наблюдается неупорядоченная микроструктура поверхности, в то время как для компакта Fe/ВТЭС обнаруживается ярко выраженная регулярная (армированная) микроструктура из нановолокон с толщиной в 30-50 нм. Естественно предположить, что нановолокна относятся к цементитной фазе Fe<sub>3</sub>C и регулярность микроструктуры в нанометровом диапазоне обеспечивает высокое значение микротвердости. Для проверки этого предположения компакт

отжигался при 800<sup>0</sup>С(1ч) в вакууме 10<sup>-3</sup>Па (обозначение образца – Fe/ВТЭС+800<sup>0</sup>С). Рентгеновская дифрактограмма отожженного образца (рис.1, кривая 3) показывает присутствие только двух фаз  $\alpha$ -Fe и Fe<sub>3</sub>C. Фаза силиката железа отсутствует. Как видно из таблицы, количество цементита несколько уменьшилось, плотность образца не изменилась, а микротвердость уменьшилась практически в 2 раза при соответствующем увеличении ползучести  $\Delta D$ . АСМ - изображение компакта Fe/ВТЭС+800<sup>0</sup>С (рис.2в) показывает отсутствие какой-либо регулярности в микроструктуре поверхности.

На основании приведенных данных можно сделать вывод, что причиной высокой микротвердости компакта Fe/ВТЭС является регулярность в морфологической структуре компакта, в котором ферритная составляющая ( $\alpha$ -Fe) армирована нановолокнами цементита. Регулярность микроструктуры обусловлена наличием фазы силиката железа Fe<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>, которая формируется в виде прослойки между  $\alpha$ -Fe и Fe<sub>3</sub>C и может в значительной степени ограничивать движение границ зерен и приводить к пространственной анизотропии роста фазы цементита.

- [1] Хачатурян А.Г. Теория фазовых превращений и структура твердых растворов. М.:Наука, 1974. 384 с.  
 [2] Umemoto M., Lui Z.G., Masuyama K., Tsuchiya K., Scripta Mater., 45, 391 (2001).

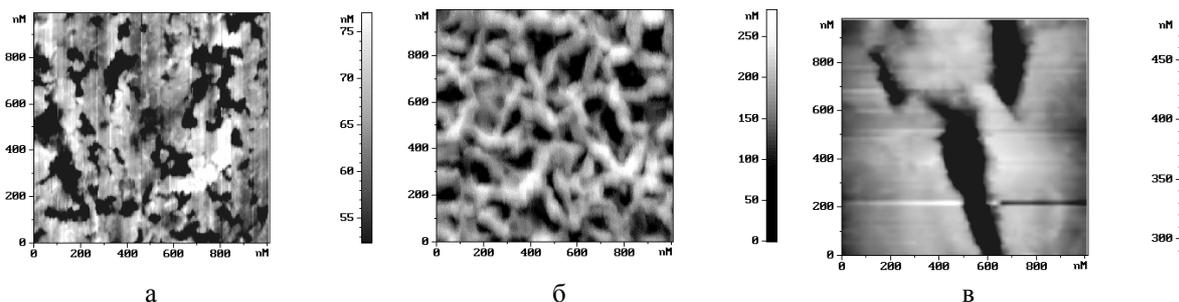


Рис.2. Топография поверхности образцов: а-Fe(85)C(15); б-Fe/ВТЭС; в-Fe/ВТЭС+800<sup>0</sup>С.

Таблица. Весовая доля и размер зерна ( $\langle L \rangle$ ) цементита, плотность ( $\rho$ ), микротвердость ( $H_V$ ) и ползучесть ( $\Delta D$ )

	Образцы		
	Fe(85)C(15)	Fe/ВТЭС	Fe/ВТЭС+800 <sup>0</sup> С
$P_{Fe_3C}$ , вес. %	55±3	41±3	32±3
$\langle L \rangle$ , нм	40±2	25±2	45±2
$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	6,7±0,3	7,3±0,3	7,4±0,3
$H_V$ , ГПа	9,3±0,4	13,9±0,4	7,1±0,4
$\Delta D$ , нм	60±5	45±5	80±5

# High-temperature AFM investigation of PCBM thin film annealing

D. V. Ovchinnikov<sup>1,2</sup>, S. S. Chevtchenko<sup>1</sup>, J. Loos<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Technische Universiteit Eindhoven, Postbus 513, 5600 MB, Eindhoven, Nederland

<sup>2</sup>Zavoisky Physical-Technical Institute of RAS, Sibirsky tract, 10/7, 420029, Kazan, Russia

e-mail: [D.Ovchinnikov@tue.nl](mailto:D.Ovchinnikov@tue.nl)

(6,6)-phenyl-C<sub>61</sub>-butyric acid-methylester (PCBM) is a promising material as a photo active layer of plastic solar cells [1,2]. A power conversion efficiency of a solar cell obviously depends on the morphology of PCBM and a second component in a composite film and their relative position. In particular, the crystalline structure of PCBM, the shape and the size of crystals play an important role for improving the efficiency. This work is devoted to the observation of melting and crystallization of a pure and composite PCBM thin film preliminarily precipitated on a solid flat substrate with the spin-coating method from a solution.

For sample preparation PCBM (99.5%, Solenne B.V.) dissolved in chlorobenzene (99.9 %, Sigma-Aldrich Chemie B.V.) in different concentrations was used. The structure of PCBM is presented in Fig.1. The solution was continuously stirred in the dark overnight, and then spin-coated on a substrate. Different types of substrates and spin-coating regimes were tested.

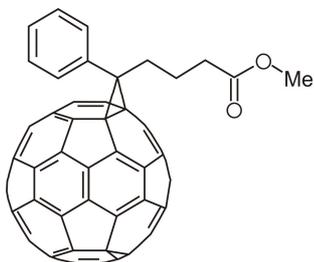


Fig.1: Chemical structure of PCBM.

In Fig.2(a) an AFM image of a PCBM film formed by spin-coating method is presented. For this sample the PCBM concentration in solvent was 20 mg/ml and the spin rate was 2000 rpm. The thickness of the films were measured by the AFM method after the film scratching. The statistic analysis was made for every AFM image of a scratch with NOVA software (NT-MDT, Russia). The image of a film at the edge of a scratch is presented in Fig.3. The insertion of Fig.3 contains a height histogram of this image and from the curve it can be found that the thickness of this film is 60 nm  $\pm$  5 nm.

Thermal annealing was carried out in two ways: ex-situ in N<sub>2</sub>-dry-atmosphere at temperature 130 C° and in-situ with the high-temperature SPM Solver P47HT equipped by a heating stage up to 300 C° and with SPM NTegra Aura (NT-MDT, Russia) equipped with a heating stage up to 130 C°. The topography of the samples was measured at the same time while annealing processing. An AFM image of a PCBM film obtained after annealing ex-situ in 45 min in presented in Fig.2(b). From this image it is obvious that the annealing led to the rather long crystals of PCBM formation. The length of the observed crystals were about 5  $\mu$ m. The image of one of elongated crystal with higher resolution is presented in Fig.4. At the edge of the elongated particle there is the well-crystalline phase, therefore it is clear that 45 min annealing is not enough to provide full crystallization. Additional experiments will be necessary for understanding the processes of melting and crystallization of PCBM thin films.

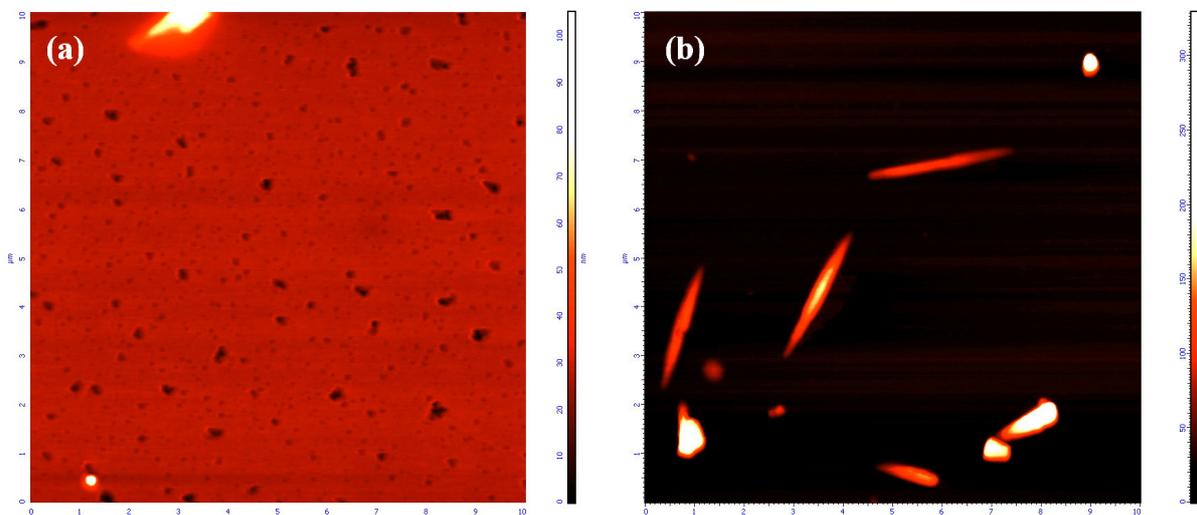


Fig.2: PCBM film before annealing (a) and after annealing (b).

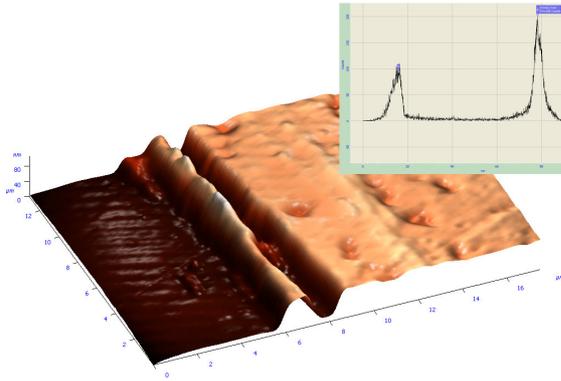


Fig.3: PCBM film before annealing at the scratch edge and height histogram for the thickness determination.

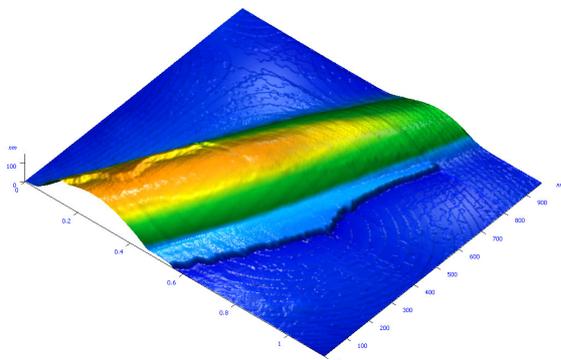


Fig.4: A part of an elongated PCBM particle formed after annealing at 130 C° at 45 min.

In conclusion we emphasize that this work presents the first results of the investigation of processes. The results of current study can be used for finding the most optimal parameters and conditions for getting a crystallized PCBM film with certain and wishful morphology. This information will clear the way for improving the properties of solar cell by increasing power conversion efficiency.

- [1] F. L. Zhang, M. Johansson, M. R. Andersson, J. C. Hummelen, O. Inganäs. *Synthetic Metals*, V.137, P.1401 (2003).
- [2] C. J. Brabec. *Solar Energy Materials & Solar Cells*. V.83, P.273 (2004).

# Tip-Sample Convolution Effect Influence On Surface Roughness Determined From AFM image

D. V. Ovchinnikov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Technische Universiteit Eindhoven, Postbus 513, 5600 MB, Eindhoven, Nederland

<sup>2</sup>Zavoisky Physical-Technical Institute of RAS, Sibirsly tract, 10/7, 420029, Kazan, Russia

e-mail: [D.Ovchinnikov@tue.nl](mailto:D.Ovchinnikov@tue.nl)

Surface roughness is one of important parameters for material science. Nowadays the atomic force microscopy (AFM) is widely used for the determination of the surface roughness of solids in the nanoscale [1-6]. This work presents the results of the analysis of several restrictions of the AFM method use for this purpose.

Let a surface is described as a function  $f(x,y)$ . The integral average roughness  $S_a^{\text{int}}$  for this function on a rectangle area can be found as:

$$(1) \quad S_a^{\text{int}} = \frac{\int_{a_x}^{b_x} \int_{a_y}^{b_y} \int_{a_x}^{b_x} \int_{a_y}^{b_y} (f(x,y) - f(v,u)) dv du dx dy}{(b_x - a_x)^2 (b_y - a_y)^2}$$

If the surface is tabulated due to discrete measuring, the roughness or the average roughness  $S_a$  of the surface is defined by the following expression [5]:

$$(2) \quad S_a = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |f(x_i, y_i) - \langle f_n \rangle|,$$

where  $\langle f_n \rangle = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n f(x_j, y_j)$  is an average value of the

sampling  $f(x_i, y_i)$ , and  $n$  is the sampling volume. The discretization produces a calculation error in the roughness determination. The relative error can be calculated from the equation:

$$(3) \quad \text{Err} = \frac{|S_a^{\text{int}} - S_a|}{S_a^{\text{int}}} \cdot 100\%$$

In order to test this approach the following surface function  $f(x,y) = A \cdot \text{Sin}(\frac{2\pi}{T}x) \text{Sin}(\frac{2\pi}{T}y)$  was used

(Fig. 1(a)), where  $T$  is the period of the sinusoidal functions. In this case the surface peak-to-peak distance is equal to  $2A$ . The integral roughness for the area with linear sizes divisible by the period can be calculated from the equation:

$$(4) \quad S_a^{\text{int}} = \frac{4}{\pi^2} A$$

An AFM image is discrete and digital itself and resembles a 2D-matrix of a surface topography height. Therefore Eq.(2) can be used for the roughness determination of a surface from the AFM image. Several discrete surfaces at various volume samplings were simulated. A relative error for every image was calculated from Eqs.(2)-(4). The software NOVA developed by NT-MDT company was used for the roughness calculation from the AFM images. The result of the calculation is presented in Fig.2. It is obvious that the decreasing of the number of points leads to the improving of the accuracy of the discretization. Further only 512x512 images were simulated.

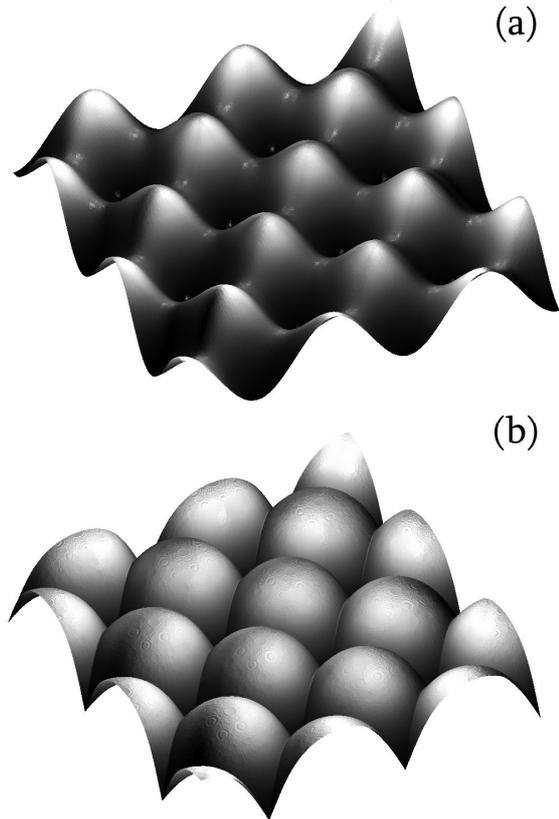


Fig.1: Original sinusoidal surface (a) and the AFM image of this surface.  $A=10$  nm,  $T=40$  nm. Scan size is 100nm x100nm and 512x512 points.

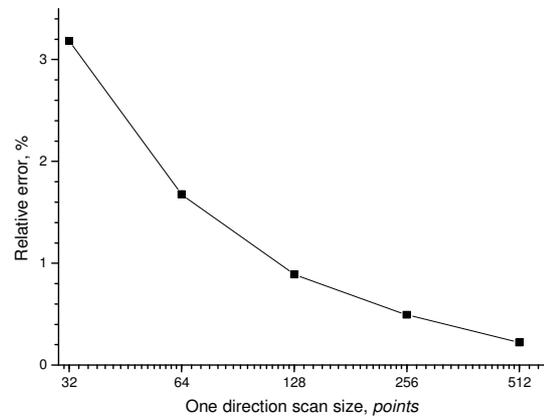


Fig.2: Relative error due to the surface discretization.  $A=10$  nm,  $T=40$  nm.

However, an AFM image is distorted in comparison with the origin surface because of the convolution effect [6,7]. A set of AFM images of the sinusoidal surface with different values of  $A$  and  $T$  was simulated with taking into account the convolution effect based on the AFM tip shape. The tip was approximated by a cone with rounded apex (Fig.3). The cone angle and the tip radius were taken to be equal to  $22^\circ$  and 10 nm correspondingly. The algorithm and software developed in Zavoisky Physical Technical Institute of RAS were used for taking into account the convolution effect [7]. A convoluted image at  $A=10$  nm and  $T=40$  nm is presented in Fig.1(b).

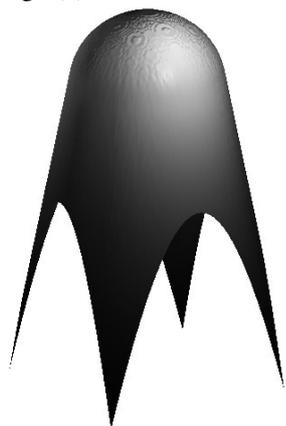


Fig.3: Tip shape.

The error in the surface roughness determination was calculated for each AFM image. The plot of the error map from different values of the surface peak-to-peak and the period is presented in Fig.4. The dark area at the bottom of the right corner of the plot emphasizes the interval of the surface parameters, where the error is small enough for the correct use of an AFM for the surface roughness determination. Outside of this area the use of the AFM method for the roughness determination results in a higher error.

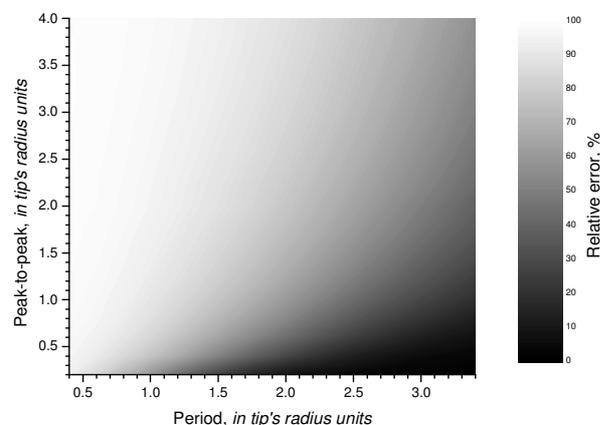


Fig.4: Relative error of roughness determination for surface with different geometric parameters from their AFM images distorted by the convolution effect.

In conclusion, the presence of an error in a surface roughness determination because of the digital character of scans from the AFM method was demonstrated. It was also shown that a tip shape and the convolution effect had strong influence on surface roughness determination in terms of AFM images. This influence was investigated for a 2D-sinusoidal surface with different peak-to-peak and period parameters. A range of these parameters, where the error of surface roughness determination was small enough (less than 20%), were indicated. The AFM method for the purpose of a surface roughness determination commits a high blunder outside of this area.

[1] H. Yang, H. An, G. Feng, Y. Li. *LWT*. V.38, P.571 (2005).  
 [2] M. Kanazawa, A. Takano, Y. Higashi, M.Suzuki, Y. Homma. *Appl.Surf.Sci.* V.203-204, P.152 (2003).  
 [3] L. B. Roberson, M. A. Poggi, J. Kowalik, G. P. Smestad, L. A. Bottomley, L. M. Tolbert. *Coord.Chem.Rev.* V.248, P.1491 (2004).  
 [4] T. Zhao, D. Zagidulin, G. Szymanski, J. Lipkowski. *Electrochim.Acta.* V.51, P.2255 (2006).  
 [5] F. El Feninat, S. Elouatik, T. H. Ellis, E. Sacher, I. Stangel. *Appl.Surf.Sci.* V.183, P.205 (2001).  
 [6] P.Klapetek, I. Ohlidal, J. Bilek. *Ultramicroscopy.* V.102, P.51 (2004).  
 [7] A. A. Bukharaev, N. V. Berdunov, D. V. Ovchinnikov, K. M. Salikhov. *Scanning Microscopy.* V.12, P.225 (1998).

# PHOTOASSISTED SCANNING TUNNELING MICROSCOPY FOR CHARACTERIZATION OF ORGANIC NANOCOMPOSITE FILMS

A.E. Pochtenny<sup>1</sup>, A.N. Lappo<sup>1</sup>, P. Karageorgiev<sup>2</sup>,  
D. Neher<sup>3</sup>, B. Stiller<sup>3</sup>, T. Kietzke<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Belarussian State University of Technology, 220050 Minsk, Belarus, [paе@bstu.unibel.by](mailto:paе@bstu.unibel.by)

<sup>2</sup>Center of advanced European studies and research, D-53175 Bonn, Germany, [karageorgiev@caesar.de](mailto:karageorgiev@caesar.de)

<sup>3</sup>Potsdam University, 14415 Potsdam, Germany, [busti@rz.uni-potsdam.de](mailto:busti@rz.uni-potsdam.de)

The aim of presented work is the photoSTM investigation of organic nanocomposite film in condition excluded the thermal expansion of STM tip.

The photoSTM set-up consists of the ellipsometer ("Multiscop", Optrel GbR, Germany) and the STM ("Explorer<sup>TM</sup>", TopoMetrix Co., USA) (Fig. 1). The sample is placed on the glass prism and can be illuminated by He-Ne gas laser ("red laser") with wavelength 633 nm and/or by laser diode ("green laser") with wavelength 532 nm in total-internal-reflection geometry. The sample is exited due to this geometry by an evanescent wave. Thereby, the thermal expansion of STM tip was reduced by almost two orders of magnitude as compared with direct illumination. The STM images under on/off light exposure during the scanning were measured in air at constant current mode. The STM probes were prepared by cutting of Pt / Ir wire with 0.2 mm in diameter.

Nanoparticles of the conjugated polymers Me-LPPP (ladder-type methyl substituted poly-paraphenylene) and MEH-PPV (poly[2-methoxy-5-(2-ethylhexyloxy)-1,4-phenylenevinylene]) were produced with the miniemulsion method. Monolayer of the particles on glass with ITO covering was

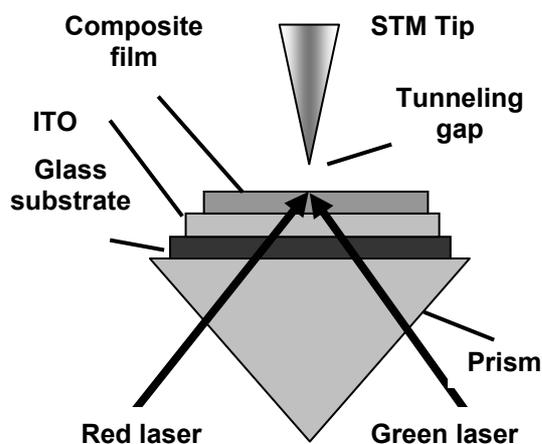


Fig.1. Experimental set-up of photoSTM.

prepared by spin-coating. The containing of components in Me-LPPP:MEH PPV blend is 2:1. The size of nanoparticles is in region of 30-80 nm as demonstrated by AFM.

The MEH PPV component of composite absorbs the light of green laser, but Me-LPPP component does not absorb this light. The light of red laser is not absorbed by both components of Me-LPPP:MEH PPV blend.

Fig. 2 presents the photoSTM image of Me-LPPP:MEH PPV film surface obtained by switching on/off green laser illumination during scanning. The figure shows that the absorbed light changes the height parameter on the surface images and causes the step formation on STM image. The light of red laser not changes the STM image of Me-LPPP:MEH PPV film surface. This selectivity of photoSTM images to wavelength evidences of non-thermal nature of effect because of the Pt/Ir tip absorbs light at both operating wavelength and should be thermal expanded by illumination of both red and green lasers. Therefore, the areas on photoSTM images, which are changed under illumination, correspond to MEH PPV component of nanocomposite.

The step formation on photoSTM images of MEH PPV component can be accounted for two most evident causes. At first, should be taken into account the high electrical resistance and photoconductivity of MEH PPV film. The output voltage of STM control circuit is applied between the conductive ITO layer and STM tip. This voltage distributes between the investigated high-resistance film and tunneling gap, if the film resistance is commensurable to resistance of tunneling gap. The illumination of the film by absorbed wavelength causes the decreasing of film resistance due to photoconductivity effect. The current in film-gap structure increases, therefore, the STM feedback moves STM tip farther from the film surface. This shift of STM tip forms a step on STM image.

The effect of step formation on STM image can be quantitatively described. The voltage  $U_t$  on the tunneling gap in case of high-resistance sample is equal to

$$U_t = U - IR, \quad (1)$$

where  $U$  is the output voltage of STM control circuit,  $I$  is the current in investigated film,  $R$  is the electrical resistance of the film. The film and the tunneling gap is electrically connect in series, therefore, tunneling current  $I_t$  is equal to current in the film  $I$ . Then, the tunneling current in framework of most simple model of tunneling is given by equation:

$$I_t = I_0 \exp\left\{-\frac{2d}{\hbar} \sqrt{2me[V_0 - (U - I_t R)]}\right\}, \quad (2)$$

where  $I_0$  is the pre-exponential factor,  $d$  is the tunneling gap width,  $\hbar$  is the Planck's constant,  $m$  is the electron mass,  $e$  is the electron charge,  $eV_0$  is the tunneling barrier height (the mean value of film and tip workfunction in case of STM).

The tunneling gap width from Eq.2 is given by

$$d = \frac{\hbar \ln(I_0/I_t)}{2\sqrt{2meV_0 \left[1 - \frac{U}{V_0} + \frac{I_t R}{V_0}\right]}}. \quad (3)$$

Therefore, the step height on the photoSTM image is equal to:

$$H = d_l - d_d = \frac{\hbar \ln(I_0/I_t)}{2\sqrt{2meV_0}} \times \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{U}{V_0} + \frac{I_t(R - \Delta R)}{V_0}}} - \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{U}{V_0} + \frac{I_t R}{V_0}}} \right\},$$

where  $d_l$  is the tunneling gap width at the scanning under illumination,  $d_d$  is the tunneling gap width at the scanning without illumination,  $\Delta R$  is the change of film resistance as a result of illumination.

The decreasing of tunnelling barrier height by light absorption and transfer of electrons on the higher energy levels can be also the cause of step formation. The light tunnelling current in this case is equal to

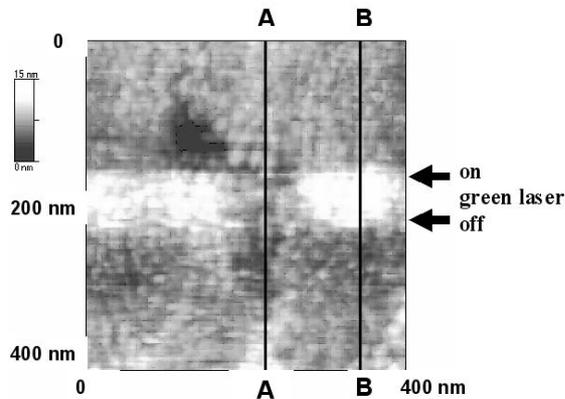


Fig.2. 2d photoSTM image of Me-LPPP:MEH PPV nanocomposite film surface.

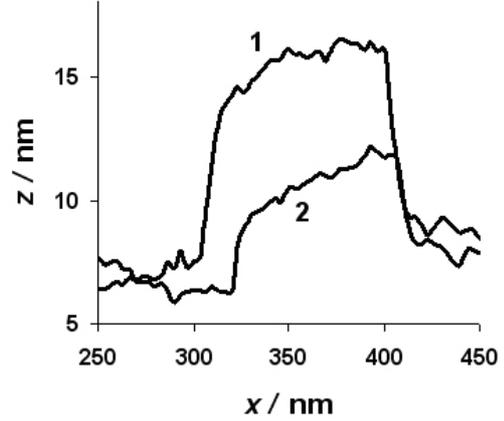


Fig.3. Crosssections BB of two-dimensional surface image (see Fig.3), measured at tunneling current 1 nA (curve 1) and 6 nA (curve 2)

$$I_t = I_0 \exp\left\{-\frac{2d}{\hbar} \sqrt{2me[V_0 - \Delta V - U]}\right\}, \quad (4)$$

where  $e\Delta V$  is the decreasing of tunnelling barrier height (absorbed photon energy). Therefore, the step height is equal to

$$H = d_l - d_d = \frac{\hbar \ln(I_0/I_t)}{2\sqrt{2meV_0}} \times \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\Delta V}{V_0} - \frac{U}{V_0}}} - \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{U}{V_0}}} \right\}, \quad (5)$$

and step height should be decreased by increasing of tunnelling current.

Fig. 3 shows that the step height on the photoSTM image decreases at the increasing of tunnelling current. Therefore, the main mechanism of photoSTM image forming in MEH PPV is the tunnelling barrier decreasing induced by light absorption.

PhotoSTM measurements were employed to investigation of Me-LPPP:MEH PPV nanocomposite film. Total-internal-reflection geometry of experiment excluded the thermal expansion of STM tip and provided the selectivity of photoSTM response to wavelength of light excitation. The film surface scanning under on/off external illumination allows identifying the components of nanocomposite.

We thank the Bundesministerium für Bildung und Forschung for funding this work (grant BLR03/002).

# Концепция сканирующей зондовой термоэлектронной микроскопии

## С.Ш. Рехвиашвили

Кабардино-Балкарский государственный университет, г. Нальчик

e-mail: [rsergo@mail.ru](mailto:rsergo@mail.ru)

Основным направлением в расширении возможностей зондовых методов является использование в качестве физической основы их функционирования различных квантово-размерных эффектов. В настоящей работе развивается квантовая теория термоэлектронной эмиссии нанокатодов, предложенная в работе [1]. На базе теории предлагается новый метод диагностики твердого тела с помощью сканирующего туннельного микроскопа (СТМ).

Катод (в данном случае зонд СТМ) представляется в виде потенциального ящика, заполненного электронами. Степень заполнения определяется посредством параметра размерности для электронного газа, который характеризует его плотность и фрактальные свойства. Число электронов, находящихся в интервале энергий от  $E$  до  $E+dE$ , равно

$$g(E)dE = \frac{2}{\Gamma\left(\frac{D}{2}\right)} \left(\frac{L}{2\pi\hbar}\right)^D (2\pi m)^{D/2} E^{\frac{D-2}{2}} dE, \quad (1)$$

где  $\Gamma(x)$  – гамма-функция Эйлера,  $L$  – линейный размер катода,  $D$  – фрактальная размерность,  $m$  – масса электрона,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $g(E)$  – плотность электронных состояний. Множитель "2" в (1) учитывает спиновые состояния. Введение дробной размерности в задаче квантования фазового пространства представляется возможным по следующим причинам. Во-первых, это не противоречит понятиям функции статистического распределения и объема фазового пространства как аддитивной функции. Во-вторых, введение дробной размерности при квантовании фазового пространства, по существу, означает выбор конкретного вида плотности состояний и, в конечном итоге, определяет лишь интеграл вероятности. Дробная размерность, вводимая при квантовании фазового пространства, не имеет прямого отношения к движению

отдельной частицы по траектории в декартовом пространстве, для которой точно имеются три проекции импульса.

Количество электронов в газе с произвольной степенью вырождения с учетом (1) и распределения Ферми-Дирака  $f(E)$  равно

$$N = \int_0^\infty f(E)g(E)dE = 2 \left(\frac{L}{2\pi\hbar}\right)^D (2\pi mkT)^{D/2} \sum_{j=0}^\infty \frac{(-1)^j \exp\left(\frac{E_0(j+1)}{kT}\right)}{(j+1)^{D/2}}, \quad (2)$$

где  $T$  – абсолютная температура,  $E_0$  – уровень электрохимического потенциала, отсчитанный от дна потенциального ящика. Термоэлектроны в широком интервале температур можно считать невырожденными; в выражении (2) им соответствует нулевой член суммы ( $j=0$ ). Вследствие отражения на границе катод-вакуум наружу выходит только часть электронов, поэтому для результирующего эмиссионного тока имеем

$$I = (1-R) \frac{qN}{L} \sqrt{\frac{\langle v_z^2 \rangle}{2\pi}} = \frac{q(1-R)}{\pi mL} \left(\frac{L}{2\pi\hbar}\right)^D (2\pi mkT)^{\frac{D+1}{2}} \exp\left(-\frac{q\varphi}{kT}\right), \quad (3)$$

где  $q$  – заряд электрона,  $\langle v_z^2 \rangle$  – средний квадрат тепловой скорости электронов в направлении  $z$ ,  $R$  – средний коэффициент отражения электронов,  $\varphi = -E_0/q$  – работа выхода электрона. Формула (3) учитывает размерный эффект (зависимость от  $D$  и  $L$ ) термоэлектронной эмиссии. Если размер катода соответствует тепловому среднему длины волны электронов

$$L = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2\pi mkT}}, \quad (4)$$

то из (3) следует выражение для одномерного ( $D=1$ ) термоэлектронного транспорта

$$I = \frac{q}{\pi\hbar}(1-R)kT \exp\left(-\frac{q\varphi}{kT}\right). \quad (5)$$

В качестве численного примера из (4) и (5) находим, что при  $T=1273$  К,  $\varphi=2$  эВ и  $R=0$  линейный размер катода и ток составляют соответственно 2 нм и 0,1 пА. Полученные значения являются типичными для СТМ.

Таким образом, настоящая теория показывает, что термоэлектронная эмиссия при определенных условиях может быть одномерной. Это может лечь в основу качественно новой методики зондовой диагностики поверхности твердого тела со сверхвысоким разрешением. Методика реализуется на базе сверхвысоковакуумного СТМ стандартной конструкции. Сканирование в бесконтактном режиме СТМ осуществляется раскаленным острым зондом. В качестве зонда можно использовать тонкую V-образную вольфрамовую проволоку с приплюснутым наконечником. Нагрев проволоки в области изгиба осуществляется за счет подачи на нее постоянного напряжения. Температуру кончика зонда можно оценить по следующей формуле

$$T = \left(\frac{L\varepsilon^2}{\rho\sigma}\right)^{1/4}, \quad (6)$$

где  $\varepsilon$  – напряженность электрического поля на кончике зонда,  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана,  $\rho$  – удельное сопротивление. Выше указанные условия эксперимента для W-зонда достигаются при  $\varepsilon \sim 5 \cdot 10^5$  В/м, что значительно меньше значений, характерных для сильных электрических полей.

Для сбора термоэлектронов с кончика зонда и построения изображения исследуемой поверхности на проводящий образец необходимо подавать положительный потенциал. Выражение (5), однако, не учитывает зависимость результирующего тока от напряжения, подаваемого на образец. В данном случае вследствие специфических (фрактальных) свойств термоэлектронной эмиссии следует ожидать, что "закон 3/2" Ленгмюра выполняться не будет. Соответствующую зависимость можно учесть из следующих простых соображений. Средняя энергия электронов,двигающихся по направлению к поверхности, равна

$$W = \frac{m\langle v_z^2 \rangle}{2} + qU + A, \quad (7)$$

где  $U$  – напряжение, подаваемое на образец,  $A$  – результирующая энергия электростатического взаимодействия электрона с зондом и образцом. Из (7) находится результирующий ток

$$I_s = I \sqrt{1 + \frac{U + A/q}{U_T}}, \quad (8)$$

где  $U_T = kT/q$  – температурный потенциал,  $I$  – задается формулой (5). Формула (8) отражает тот факт, что при отрицательном запирающем напряжении  $U = -U_T - A/q$  ток через образец равен нулю. На практике это можно использовать для калибровки СТМ, работающего в режиме регистрации тока термоэлектронов. Необходимо также отметить, что ток  $I$  может существенно меняться за счет уменьшения потенциального барьера для электронов зонда во внешнем электрическом поле (эффекта Шоттки).

Измерение термоэлектронной эмиссии можно использовать для экспериментального исследования размерного эффекта в СТМ. По зависимости эмиссионного тока от температуры строится прямая Ричардсона, которая в нашем случае определяется параметром размерности  $D$ .

Если построить график  $\lg\left(I/T^{\frac{D+1}{2}}\right)$  как функцию  $5040/T$ , то в соответствии с формулой (3) и с учетом линейной температурной зависимости работы выхода электрона при некотором характерном значении  $D$  должна получиться прямая линия. Как и обычно, тангенс угла наклона этой прямой будет равен приведенной (ричардсоновской) работе выхода, выраженной в вольтах.

В заключение отметим, что раскаленный зонд, вероятно, может использоваться для бесконтактной зондовой электронной или фотонной нанолитографии, что является темой отдельного рассмотрения.

[1] Рехвиашвили С.Ш. // Письма в ЖТФ. 2006. Т.32. №3. С.62-66.

# Электрофизические свойства пленок $Ni_xSi_{1-x}$ и $Hf_xSi_{1-x}$ на $HfO_2/Si$ и на $SiO_2/Si$

Д.А. Савельев<sup>1</sup>, Д.А. Антонов<sup>1</sup>, Д.О. Филатов<sup>1</sup>, Е.С. Демидов<sup>1</sup>, С.В. Тихов<sup>1</sup>,  
Д.М. Дружнов<sup>1</sup>, А.В. Зенкевич<sup>2</sup>, Ю.Ю. Лебединский<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

<sup>2</sup> Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва  
e-mail: Saveliev@phys.unn.ru

В настоящее время совершенствование приборов микроэлектроники, в частности, увеличение быстродействия логических элементов интегральных схем (ИС) и плотности упаковки активных элементов ИС достигается за счет уменьшения характерных размеров активных элементов. Уменьшение эквивалентной толщины подзатворного диэлектрика возможно при замене используемого сейчас оксинитрида кремния на диэлектрики благородных металлов с высокой диэлектрической проницаемостью. В качестве наиболее перспективного материала по совокупности свойств рассматривается  $HfO_2$  [1]. Также в результате миниатюризации ИС на базе КМОП-транзисторов остро встал вопрос о замене поликремниевых затворов на металлические [1]. Среди наиболее перспективных материалов затворов рассматриваются силициды благородных металлов из-за простоты внедрения в современную КМОП-технологию, а также из-за возможности получения в одном цикле и подзатворных диэлектриков путем распыления металла в атмосфере кислорода.

В настоящей работе исследовалась возможность использовать в качестве материала затвора нестехиометрические соединения  $Ni_xSi_{1-x}$  и  $Hf_xSi_{1-x}$  для транзисторов на основе Si с каналом *n*- и *p*- типа соответственно. Ожидается, что варьированием соотношения компонентов (*x*) можно будет изменять работу выхода материала затвора и, тем самым, формировать необходимую зонную диаграмму МДП-структур.

В данной работе исследовались электрофизические параметры (удельное сопротивление, концентрация и подвижность носителей заряда), работа выхода сверхтонких (~ 7 нм) пленок  $Ni_xSi_{1-x}$  и  $Hf_xSi_{1-x}$ , нанесенных на слои  $HfO_2$  и  $SiO_2$  на подложках Si методом лазерной абляции, в зависимости от *x* ( $x=0,07\div0,68$ ). Также проводились исследования термической стабильности пленок  $Ni_xSi_{1-x}$ . Для формирования на одной подложке пленок с переменным составом (*x*) использовался метод косоугольного напыления. Электрофизические параметры определялись из Холловских измерений при 300К, по температурным зависимостям удельного сопротивления был определен характер проводимости. Работа выхода определялась двумя независимыми методами – методом сканирующей кельвиновской микроскопии (СКМ) и методом

определения работы выхода по  $C(V)$  характеристикам МДП-структур.

По данным электронографии на отражение, исследуемые пленки являются аморфными вне зависимости от стехиометрического состава (*x*), их шероховатость, по данным атомно-силовой микроскопии (АСМ), не превышала 0,5 нм. Пленки имели низкое удельное сопротивление  $\rho = 5 \times 10^{-6} \div 2 \times 10^{-3}$  Ом·см при 300 К, понижающееся с увеличением доли металла *x*. Концентрация электронов изменялась в пределах  $1,3 \times 10^{19} \div 2,6 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>, подвижность – в пределах 4÷250 см<sup>2</sup>/В·с. Пленка  $Ni_xSi_{1-x}$  обладает преимущественно металлическим характером проводимости в зависимости от *x*. В свою очередь пленка  $Hf_xSi_{1-x}$  обладает полупроводниковым характером проводимости. Кроме того на пленке  $Hf_xSi_{1-x}$  при  $x=0,07$  наблюдалась аномально высокая подвижность ≈ 250 см<sup>2</sup>/В·с. Исследование этой аномалии с помощью измерения температурной зависимости удельного сопротивления выявило наличие максимум на зависимости. Такую особенность механизма проводимости можно объяснить наличием в матрице силицида наночастиц Hf. Металлический тип проводимости может быть связан с донорным действием металлических частиц гафния. Эти наночастицы возможно проявятся в туннельной зондовой микроскопии пленки с 6% гафния.

Определение работы выхода по  $C(V)$  характеристикам при 300К невозможно из-за больших токов утечки через подзатворный диэлектрик (~ $10^{-1}$  А/см<sup>2</sup>) и высокой плотности поверхностных состояний на поверхности диэлектрик-Si(подложка). Измерения удельного сопротивления диэлектрика дали значения ~ $10^8$  Ом·см, что значительно меньше, чем типичные значения удельного сопротивления качественных диэлектрических слоев  $SiO_2$  ( $10^{14} \div 10^{16}$  Ом·см). Охлаждение МДП-структур до температуры 77К приводит к уменьшению токов утечки на два порядка. По  $C(V)$  характеристикам при температуре 77К была определена работа выхода металлических слоев  $Ni_xSi_{1-x}$ , которая была неизменна в пределах погрешности и составила 4,9 эВ. На слоях  $Hf_xSi_{1-x}$  измерить работу выхода данным методом не удалось даже при 77К из-за

больших токов утечки и большой плотности поверхностных состояний.

Измерение значения работы выхода металлических затворов методом СКМ на пленках  $Ni_xSi_{1-x}$  дало согласующееся в пределах погрешности с методом  $C(V)$ -характеристик значение, которое составило 4,8 эВ (рис. 1).

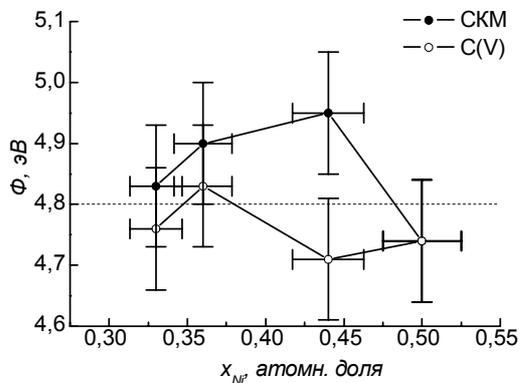


Рис. 1. Работа выхода пленки  $Ni_xSi_{1-x}$  полученная независимыми методами СКМ и  $C(V)$ .

Работа выхода  $Hf_xSi_{1-x}$  полученная методом СКМ (рис. 2) в диапазоне изменения  $x$  от 0,07 до 0,32 остается практически постоянной и составляет  $4,78 \pm 0,1$  эВ. Это значение практически совпадает с работой выхода аморфного Si (4,8 эВ). В области изменения  $x$  от 0,32 до 0,45 работа выхода скачкообразно уменьшается до  $\approx 4,4$  эВ. Область значений  $x$ , в которой происходит измерение  $\Phi$ , соответствует стехиометрии соединения  $HfSi_2$  ( $x=0,33$ ). Вероятно, в области значений  $x = 0 \div 0,3$  структура пленки  $Hf_xSi_{1-x}$  соответствует структуре аморфного Si, а при  $x > 0,3$  базовым становится структурный тип другой фазы, обладающей другими параметрами ближнего порядка и, соответственно, работы выхода.

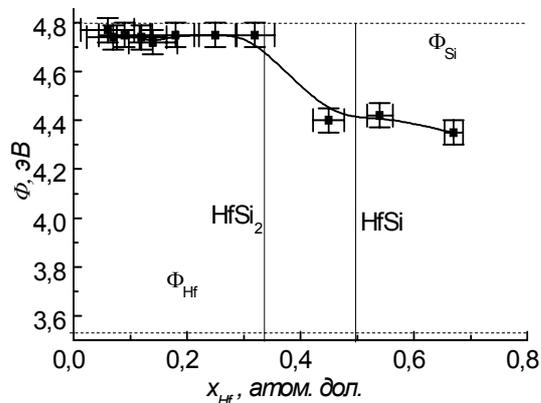


Рис. 2. Работа выхода пленки  $Hf_xSi_{1-x}$  полученная методом СКМ.

Также в ходе работы были проведены исследования по определению термической

стабильности пленок  $Ni_xSi_{1-x}$ . Было установлено, что перемешивание слоев Si и Ni и образование силицида никеля начинается с  $T = 550K$ , при  $T \geq 900K$  происходит огрубление поверхности силицида и вскрытие поверхности  $HfO_2$ , при  $T \geq 1100K$  происходит полное разрушение силицида никеля с образованием на поверхности  $HfSi$ .

Таким образом, в данной работе установлено, что синтезированные методом лазерной абляции слои  $Ni_xSi_{1-x}$  и  $Hf_xSi_{1-x}$  по структуре, морфологии поверхности, электрофизическим параметрам, значениям работы выхода и термической стабильности удовлетворяют требованиям, предъявляемым к материалам затворов КМОП транзисторов на основе  $HfO_2/Si$  и, следовательно, являются перспективными для технологии ИС нового поколения.

[1] Wilk G.D. High-k dielectrics: Current status and material considerations/ G.D.Wilk, R.M. Wallace, J.M. Anthony // J. Appl. Phys. – 2001. - Vol. 89. – P. 5243.

# IR-reflections spectra and surface morphology epitaxial $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ (100) heterostructures with $\text{AlGaAs}_2$ ordered phase

P.V.Seredin<sup>1</sup>, E.P.Domashchevskaya<sup>1</sup>, A.N. Lukin<sup>1</sup>, L.A.Bituytskaya<sup>1</sup>,  
I.N.Arsentyev<sup>2</sup>, I.S.Tarasov<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Voronezh State University, Universitetskaya pl. 1, 394006, Voronezh, Russia, tel/fax: +7-0732-208-363,  
[paul@phys.vsu.ru](mailto:paul@phys.vsu.ru)

<sup>2</sup> Ioffe Physical and Technical Institute, Polytekhnicheskaya, 26, 194021,  
St-Petersburg, Russia

## Introduction

The purpose of this study is the determination of the  $\text{AlGaAs}_2$ -superstructure phase [1] properties in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  epitaxial layers using IR reflection spectrometry and AFM techniques.

Epitaxial monocrystalline  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  films with a thickness of  $\sim 1 \mu\text{m}$  were grown by MOVPE epitaxy using standard precursors trimethylgallium (TMGa)  $\text{Ga}(\text{CH}_3)_3$  and trimethylaluminium (TMAI)  $\text{Al}(\text{CH}_3)_3$  in combination with  $\text{AsH}_3$ .

IR reflection vibration lattice spectra of the investigated epitaxial heterostructures were obtained at room temperature in the range of 200 to 600  $\text{cm}^{-1}$  with IR spectrometer Spekord-82 and a resolution of 1  $\text{cm}^{-1}$ .

Surface morphology of epitaxial  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  layers for low and high content of aluminium in cation sublattice were investigated with scanning probe microscope Femtoscan-001 operating in atomic-force mode with CSC 12 cantilever.

## 1. IR reflection spectra of lattice vibrations

Simulation of the spectra for  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  (100) heterostructures with different composition in the range of  $x=0.12-1.00$  was made according to the multi-oscillator approximation [2].

Variance analysis of the spectra for samples with  $x=0.16$  (fig. 1,a). demonstrated that there are two modes of vibrations in the spectra that correspond the estimation criterion of the kind of reconstruction for vibration spectrum presented in [3]. These vibrations we consider as the main ones and associate Al-As mode (intensity of this mode is increased with the uprise of Al concentration in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  alloy) and Ga-As mode (changing its intensity in an opposite way relative to AlAs mode, i.e. according to Ga content in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  alloy) just with the main modes, observed in experimental spectra.

IR reflection spectrum of the epitaxial layer of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  (100) with  $x=0.54$  is of a special interest (fig. 1,b). The spectrum of the lattice vibrations involves the main modes corresponding to Ga-As and Al-As modes (localized near  $\omega_{\text{Ga-As TO}} = 267 \text{ cm}^{-1}$  and  $\omega_{\text{Al-As TO}} = 362 \text{ cm}^{-1}$ ) and some additional oscillator modes with resonance frequencies of  $\omega_1 = 294 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\omega_2 = 319.5 \text{ cm}^{-1}$  and  $\omega_3 = 337.5 \text{ cm}^{-1}$  arranged between the main vibration modes in the frequency scale.

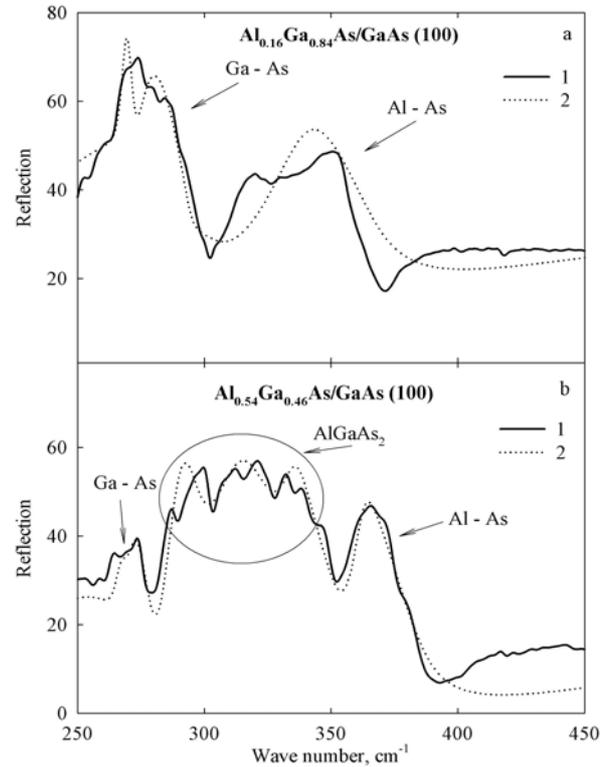


Fig. 1. IR reflection spectra (1- experiment; 2 - simulated)

The presence of these additional oscillators in the spectrum we associate with the fact previously found in our work [1]; in the structure of epitaxial  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  alloys with  $x=0.50$  and  $x=0.54$  grown on  $\text{GaAs}$  (100) substrate there appears superstructure phase which has chemical composition of  $\text{AlGaAs}_2$  and it is characterized by the structure of  $\text{InGaAs}_2$ -type [Layered Tetragonal] [4].

## Morphology of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ (100)

Figures 2 give: (a,d) – bulk images of characteristic micro-areas; (b,c) – corresponding distribution functions of a surface relief for the epitaxial heterostructure with low content of Al in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  alloy ( $x=0.16$ ) and for the epitaxial heterostructure ( $x=0.50$ ) where we found superstructure phase of  $\text{AlGaAs}_2$  in  $\text{Al}_{0.50}\text{Ga}_{0.50}\text{As}$  alloy.

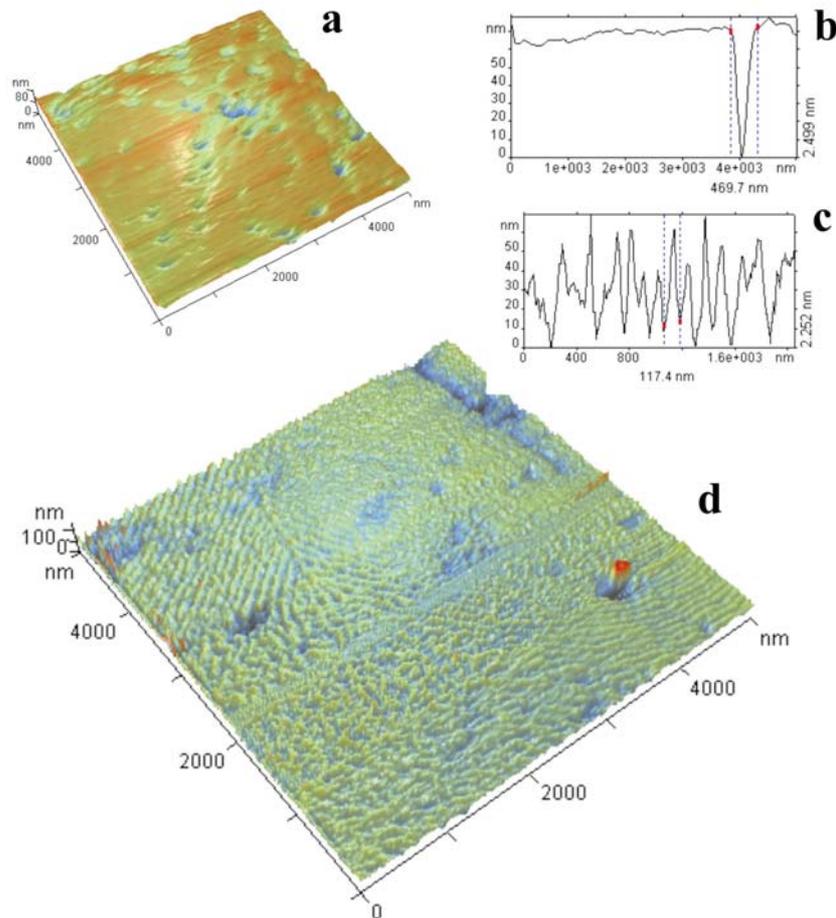


Fig. 2. AFM images and corresponding distribution functions of a surface relief for the epitaxial  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  (100) heterostructures:  $x=0.16$  (a and b) and  $x=0.50$  (c and d).

From figure 2 one can see that sample  $x=0.16$  has practically smooth surface of the film with some local defects manifesting themselves in the form of hollows (fig. 2,a and 2,b). At the same time surface of the sample with  $x=0.50$  (fig. 2,c and 2,d) involves two kinds of areas. The first kind can be characterized as a rough surface with the presence of disordered nanometer relief. Areas of the second kind have an ordered relief with the period of ordering about 115 nm at the mean relief height of about 30 nm (fig. 2,d) and a small roughness along the wave crest of nanostructure. Conjugation angle between the ordered areas of  $\text{AlGaAs}_2$  phase (fig. 2,c) is about  $\sim 80^\circ$  that is not characteristic of equilibrium structures. These observed areas of the ordered nanometer relief we connect with the regions of existence of superstructure  $\text{AlGaAs}_2$  phase with a crystal lattice of  $\text{InGaAs}_2$ -type [Layered Tetragonal].

### Conclusion

**1.** IR reflection spectrum of the epitaxial heterostructure  $\text{Al}_{0.54}\text{Ga}_{0.46}\text{As}/\text{GaAs}$  (100) involves the main modes corresponding to Ga-As and Al-As modes and some additional oscillator modes with resonance frequencies of  $\omega_1 = 294 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\omega_2 = 319.5 \text{ cm}^{-1}$  and  $\omega_3 = 337.5 \text{ cm}^{-1}$  arranged between the main

vibration modes in the frequency scale related with  $\text{AlGaAs}_2$  phase.

**2.** Atomic-force microscopy of the sample  $\text{Al}_{0.50}\text{Ga}_{0.50}\text{As}/\text{GaAs}$  (100) surface demonstrated the presence of areas with ordered nano-relief having period of  $\sim 115 \text{ nm}$  that is related with superstructure phase of  $\text{AlGaAs}_2$ .

### References

- [1] E. Domashevskaya, P. Seredin et al. *Semiconductors*, 2005, **39**, 3, 336-342
- [2] H.W. Verleur. *JOSA*, 1968; **58**: 1356
- [3] L. Vodop'yanov. *Fizika tverdogo tela*, 1999; **41**: 982
- [4] Alex Zunger. *MRS-IRS bulletin*/ July 1997. <http://www.sst.nrel.gov/images/mrs97>

# Атомно-силовая микроскопия структурообразования в ЛБ-пленках преполимера полиимида

Р.В. Гайнутдинов<sup>1</sup>, А.Л. Толстихина<sup>1</sup>, Н.Д. Степина<sup>1</sup>, О.М. Мазурова<sup>1</sup>, В.В. Волков<sup>1</sup>, В.П. Склизкова<sup>2</sup>, Ю.Г. Баклагина<sup>2</sup>, В.В. Кудрявцев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт высокомолекулярных соединений РАН, г. С.-Петербург, Россия  
e-mail: alla@ns.crys.ras.ru

Ленгмюровская технология широко используется для получения наноразмерных органических пленок и сверхрешеток с контролируемой на молекулярном уровне структурной организацией. Для получения пленок, однородных по толщине и с минимальным количеством дефектов, необходимо детальное изучение всех стадий их формирования, начиная с состояния макромолекул в растворе. В данной работе с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) изучен процесс структурной организации макромолекул полиимида (ПИ) на разных стадиях формирования пленок Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ): в монослое на поверхности субфазы и в многослойной пленке на твердой подложке.

В работах [1, 2] по исследованию полиимидных преполимеров было показано, что качество полиимидной ЛБ-пленки определяется параметрами процесса формирования монослоя преполимера: химическим строением полимера, концентрацией исходного раствора, природой растворителя, скоростью поджатия монослоя и др. Известно, что полимеры гребнеобразного строения, в основном используемые в ленгмюровской технологии, способны структурироваться уже в растворах в результате специфических меж- и внутримолекулярных взаимодействий. При этом первичное упорядочение, возникающее в растворе, во многом определяет структуру и физико-химические свойства полимерного материала [3].

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

ПИ пленки получали двухстадийным методом. На первой стадии получали образец в виде ЛБ-пленки преполимера - амфифильной алкиламмонийной соли полиаминокислоты (ПАК), а затем проводили термическую имидизацию. В работе изучены ленгмюровские монослои и многослойные ЛБ-пленки на основе жесткоцепного полиимидного преполимера – алкиламмонийной соли ПАК, полученной на основе диангида 3,3',4,4'-дифенилтетракарбоновой кислоты и о-толидина [4]. Формирование ленгмюровских монослоев и многослойных ЛБ-пленок проводили на ленгмюровской ванне MDT-LB5 (HT-MDT). В качестве субфазы использовали воду (тридистиллят). На поверхность субфазы наносили раствор ( $0,33 \times 10^{-3}$  М) амфифильного преполимера в смешанных растворителях: диметилацетамид (ДМАА)/диоксан, ДМАА/бензол, N-метилпирролидон (МП)/бензол. Монослои пере-

носили на кремниевые подложки методом горизонтального лифта (ЛШ- Ленгмюра-Шефера) или вертикального лифта (ЛБ- Ленгмюра-Блоджетт) при поверхностном давлении 3 мН/м, 25 мН/м, 35 мН/м. Перед нанесением полимера поверхность подложки гидрофобизировали с целью обеспечения хорошей адгезии первого перенесенного ленгмюровского слоя на подложку.

Исследование пленок проводили на воздухе в прерывисто-контактном режиме работы микроскопа P47-SPM-MDT (HT-MDT). Использовали кремниевые кантилеверы NSC11 с резонансной частотой 315 кГц и радиусом кривизны острия 100 Å (Mikromasch, Эстония).

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Изучение  $\pi$ -А изотерм сжатия монослоев алкиламмонийной соли ПАК-ДФ-оТД-С16 показало, что величина площади, приходящейся на повторяющееся звено А (Å<sup>2</sup>) в ленгмюровском монослое составляет: для смешанных растворителей; для ДМАА/бензол – 175 Å<sup>2</sup>; для ДМАА/диоксан – 180 Å<sup>2</sup>; для МП/бензол – 165 Å<sup>2</sup>. Изменение величины А при использовании различных растворителей можно объяснить различной степенью агрегации соли ПАК в растворе. Таким образом, в растворе наблюдается первичное упорядочение на субмолекулярном уровне.

Анализ АСМ-изображений пленок бислоя полимера, сформированных при давлении монослоя  $\pi = 3$  мН/м, показал, что морфология поверхности в значительной степени зависит от используемого растворителя. Из рис. 1 а видно, что в случае ДМАА/диоксан образуется сетчатоподобная структура, состоящая из глобул с латеральными размерами от 10 нм до 30 нм и высотой 3 – 4 нм. Использование для приготовления пленок разбавленного раствора соли ПАК, хранившегося один месяц при 4 °С, приводит к формированию пленки из отдельных цепей, которые ориентированы (рис. 1 б). Ширина цепей составляет от 50 до 100 нм и высота ~ 3 нм. Мы полагаем, что при хранении разбавленного раствора ПАК происходит процесс агрегации и упорядочение макроцепей. В случае использования смеси растворителей ДМАА/бензол структура монослоя преполимера становится волокнистой, в виде плотной сетки (рис. 1 в). Толщина волокон такой сетки составляет 20 – 150 нм. На поверхности пленки встречаются большие поры глубиной 3 нм и диаметром 40 – 100 нм. Подоб-

ная структура с еще более плотной ориентированной сеткой волокон формируется из раствора смеси МП/бензол (рис. 1 г). Толщина пленки на подложке составляет 3 нм. Анализ изображений, полученных в режиме фазового контраста, выявил однородность фазового состава пленок. Данный факт можно объяснить тем, что подложка после гидрофобизации экранирована метильными группами, которые по своим свойствам подобны алкильным хвостам соли ПАК в плёнках. АСМ исследование многослойных пленок показало, что структура лэнгмюровского монослоя, формируемая в начальной стадии процесса на субфазе, во многом наследуется при переносе монослоя на твердую подложку. При этом поверхность слоев, перенесенных по методу ЛБ, становится более ровной и мелкозернистой по сравнению со слоями, перенесенными по методу ЛШ. Перенос монослоев преполимера методом ЛБ позволяет получить ориентированные агрегаты макроцепей полимера в направлении, параллельном движению подложки. Увеличение сте-

пени сжатия монослоя приводит к большей агрегации доменов полимера.

Таким образом, природа растворителя определяет избирательное взаимодействие макромолекул между собой или с растворителем в процессе кристаллизации преполимера. Это обстоятельство открывает возможности для активного воздействия растворителем на такие макромолекулы с целью регулирования их конформации в растворе с последующей ее фиксацией в конденсированном состоянии.

1. Yokoyama S., Kakimoto M., Imai Y. et al. // *Thin Solid Films*. 1996. V. 273. P. 254.
2. Kim T.W., Park J.-S., Choi J.-S., Kang D.-Y. // *Thin Solid Films*. 1996. V. 284-285. P. 500.
3. Платэ Н.А., Шибаев В.П. Гребнеобразные полимеры и жидкие кристаллы. М.: Химия, 1980. 304 с.
4. Кудрявцев В.В., Склизкова В.П., Баклагина Ю.Г. и др. // *Высокомолекулярные соединения*. А. 2001. Т. 43. № 7. С. 1211.

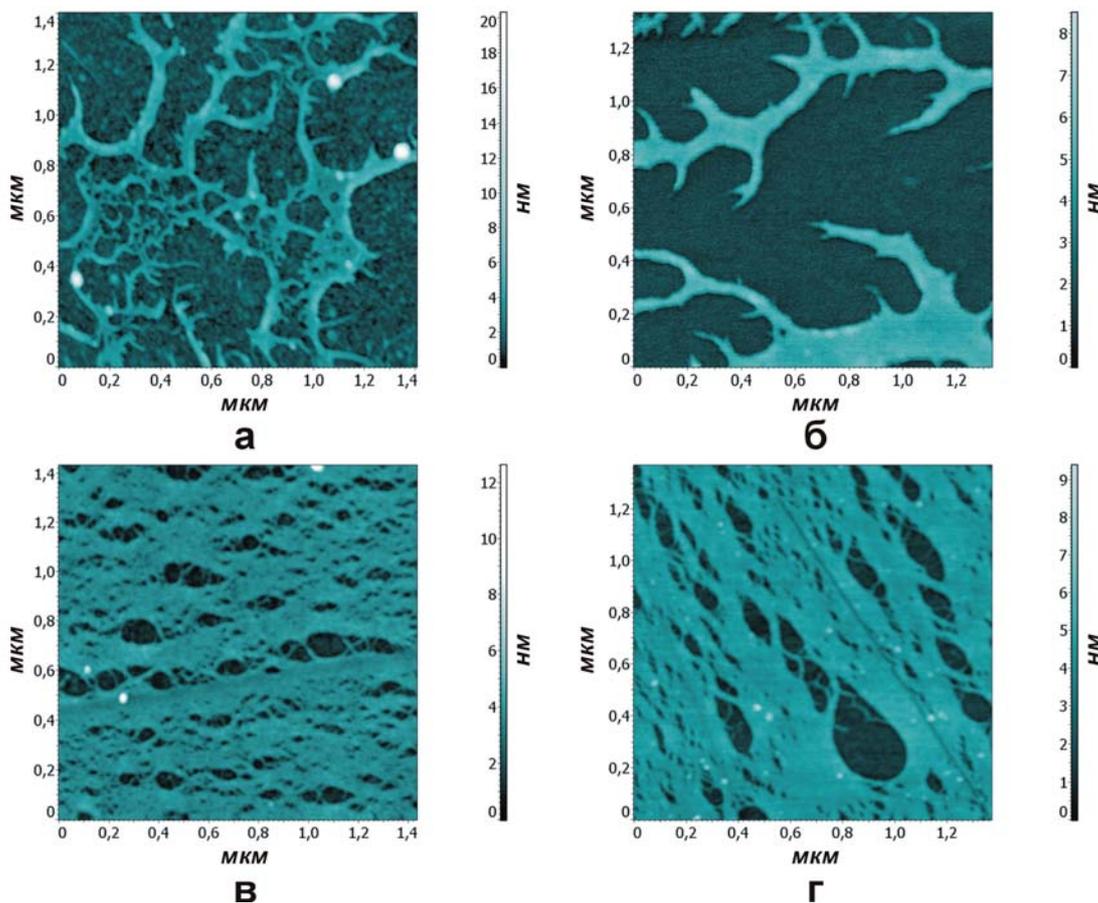


Рис. 1. Топографическое изображение поверхности пленок преполимера, полученных методом горизонтального лифта с использованием в качестве растворителя преполимера: (а) – ДМАА/диоксан, (б) – ДМАА/диоксан (состаренный раствор), (в) – ДМАА/бензол, (г) – МП/бензол

# Исследование электронных свойств нанокластеров Au в SiO<sub>2</sub> методом комбинированной сканирующей туннельной/атомно-силовой микроскопии

Д.А. Антонов<sup>1</sup>, Д.О. Филатов<sup>1</sup>, А.В. Зенкевич<sup>2</sup>, Ю.Ю. Лебединский<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Каширское шоссе 31, Москва, Россия

e-mail [filatov@phys.unn.ru](mailto:filatov@phys.unn.ru)

Исследования фундаментальных свойств металлических нанокластеров в последние годы получили широкое развитие [1]. В них наблюдаются эффекты кулоновской блокады и резонансного туннелирования, характерные для наноразмерных систем [2]. С практической точки зрения, интерес к подобным системам обусловлен перспективами создания на их основе одно-электронных устройств [3].

Объектами исследования в большинстве опубликованных работ являлись нанокластеры, осажденные на различные подложки [4]. Не меньший интерес представляют металлические нанокластеры в диэлектрических матрицах [5]. В данной работе методом комбинированной сканирующей туннельной/атомно-силовой микроскопии (СТМ/АСМ) исследовались электронные свойства структуры Si/SiO<sub>2</sub>/нанокластеры Au/SiO<sub>2</sub>. Исследуемые структуры выращены методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО). На поверхность *n*<sup>+</sup>-Si(001) в сверхвысоком вакууме (СВВ) при 300К последовательно осаждались слои Si толщиной ≈ 2 нм, слой Au номинальной толщиной ≈ 1 монослой (МС), и снова Si. После этого структура отжигалась при температуре 350°C в атмосфере кислорода (~10<sup>-2</sup> Торр). При этом происходило окисление Si, а также разрыв металлической пленки и образование нанокластеров Au в слое SiO<sub>2</sub>. В другом варианте слой SiO<sub>2</sub> наносился путем лазерного распыления Si в атмосфере O<sub>2</sub>. Химическое состояние кремния и толщина слоев Au и SiO<sub>2</sub> в процессе роста и после отжига контролировалась *in situ* методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

На рис.1 приведено электронно-микроскопическое изображение поперечного среза структуры с нанокластерами Au в матрице SiO<sub>2</sub>, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) высокого разрешения. Структура была сформирована на подложке Si, покрытой естественным окислом, на которую методом послойного атомного осаждения был нанесен слой HfO<sub>2</sub> толщиной 2,3 нм. На ПЭМ изображении наблюдаются нанокластеры Au, близкие к сферическим по форме, диаметром  $D \approx 2,1 \pm 0,4$  нм с поверхностной плотностью  $N_s \approx (2,2 \pm 0,7) \times 10^{12}$  см<sup>-2</sup>.

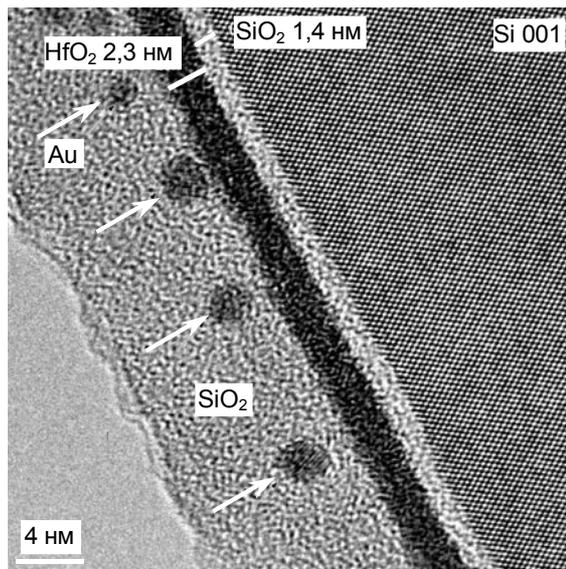


Рис.1 ПЭМ изображение поперечного среза структуры Si(100) / SiO<sub>2</sub> (1,4 нм) / HfO<sub>2</sub> (2,3 нм) / SiO<sub>2</sub> (2,9 нм) / нанокластеры Au / SiO<sub>2</sub> (8 нм).

Морфология и туннельные свойства структур исследовались методом комбинированной СТМ/АСМ с помощью СВВ СТМ/АСМ Omicron UHV AFM/STM LF1. Использовались проводящие *p*<sup>+</sup>-Si кантилеверы фирмы NT-MDT марки NSG-11, покрытые Pt. Обратная связь удерживалась по АСМ каналу в контактной моде, одновременно измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) туннельного контакта между проводящим кантилевером и *n*<sup>+</sup>-Si подложкой через структуру оксид/нанокластеры Au/оксид.

На рис. 2 представлено токовое изображение структуры с нанокластерами Au в SiO<sub>2</sub>, полученное методом комбинированной СТМ/АСМ при напряжении на зонде относительно образца  $U_g = 2$  В. На токовом изображении наблюдаются участки повышенной проводимости (каналы протекания тока) с размерами от 2 до 15 нм, связанные с туннелированием электронов через нанокластеры Au в SiO<sub>2</sub> (схематически механизм туннелирования показан на рис.2в).

ВАХ туннельного контакта к структуре, снятые в каналах протекания тока (рис.2б), имеют особенности, связанные с кулоновской блока-

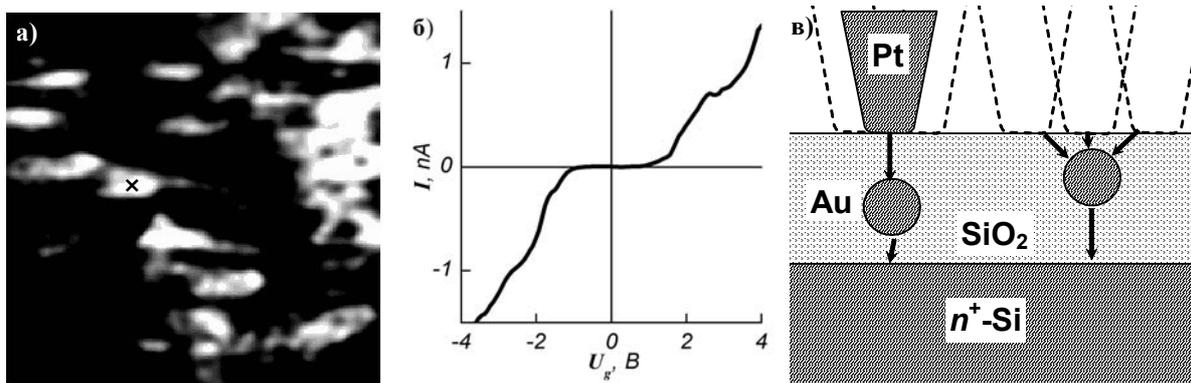


Рис.2 Токовое изображение (а) и ВАХ (б) структуры  $n^+$ -Si/SiO<sub>2</sub> (2 нм) / нанокластеры Au / SiO<sub>2</sub> (2 нм). Размер скана 100×100 нм<sup>2</sup>. Значком (×) отмечена точка измерения ВАХ на поверхности скана. (в) – схема туннелирования электронов через кластеры.

дой туннелирования через кластеры Au в SiO<sub>2</sub>. Оценка диаметра кластера Au по модели сферической капли, находящейся в слое SiO<sub>2</sub> между двумя плоскими электродами [2], дает  $D \approx 2,4$  нм, что согласуется с результатами ПЭМ.

Значительные (по сравнению с размерами кластеров Au, определенными методом ПЭМ) размеры каналов протекания тока объясняются эффектом конволюции [6]. Значения нагружающей силы в эксперименте составляли  $\approx 2$  нН. При этом оценка размера области контакта зонд-образец составляет  $\sim 10$  нм. Размеры канала на токовом изображении зависят от положения кластера относительно границ пленки: если кластер находится вблизи поверхности, протекание тока возможно в большем диапазоне положений зонда (рис.2в).

На АСМ изображении поверхности образца-спутника с нанокластерами Au на поверхности слоя SiO<sub>2</sub> толщиной 2 нм (рис.3а) наблюдаются неровности размером 10 ÷ 15 нм и высотой, 0,3 ÷ 0,6 нм. На токовом изображении, снятом одновременно при  $U_g = 6$  В (рис.3б), также наблюдаются каналы протекания тока, положение которых коррелирует с положением неровностей на рис.3а. Эффект объясняется уменьшением сопротивления контакта зонд - образец при контакте Pt зонда с поверхностными кластерами Au

(рис.3в). Увеличение размеров кластеров на АСМ изображении (рис.3а) также объясняется эффектом конволюции (рис.3б).

Работа выполнена при поддержке ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы» Министерства образования и науки Российской Федерации (РНП.2.1.1.6055). Авторы благодарят М.Грибелюка и Т.J.Watson, IBM Research Center за исследования структур методом ПЭМ.

- [1] Cattaruzza, E., Battaglin, G., Gonella, F., Polloni, R., Mattei, G., Maurizio, C., Mazzoldi, P., Sada, C., Montagna, M., Tosello, C., and Ferrari, M., *Phil. Mag. B*, **76**, 615 (2002).
- [2] Дранунов, В.П., Неизвестный, И.Г., Гридчин, В.А., Основы наноэлектроники. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2000.
- [3] Cerofolini, G.F., Arena, G., Camalleri, M., Galati, C., Reina, S., Renna, L., Mascolo, D., and Nosik, V., *Microel. Eng.*, **81**, 405 (2005).
- [4] Binns, C. *Surf. Sci. Reports*, **44**, 1 (2001).
- [5] Imamura, H., Chiba, J., Mitani, S., Takanashi, K., Takahashi, S., Maekawa, S., and Fujimori, H., *Phys. Rev. B*, **61**, 46 (2000).
- [6] Бухараев, А.А., Овчинников, Д.Б., Бухараева, А.А., *Заводская Лаборатория*, 1996, №1, с.10.

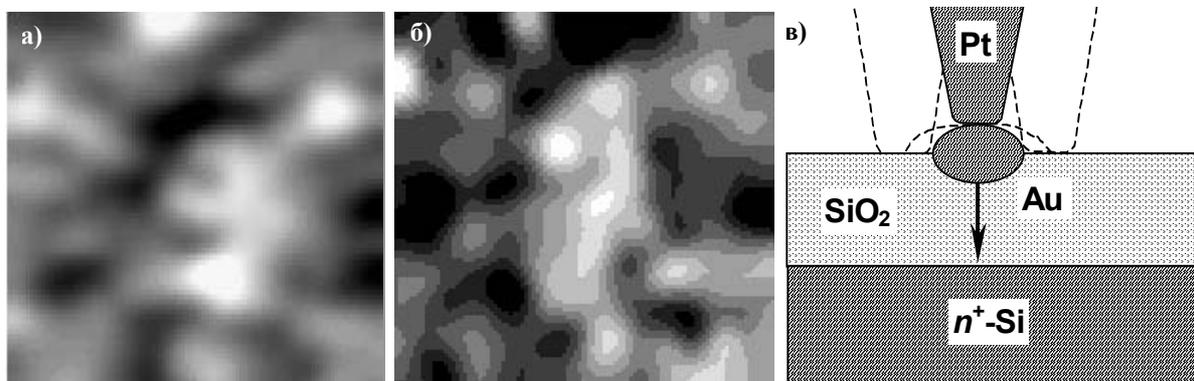


Рис.3 Топография (а) и токовое изображение (б) структуры  $n^+$ -Si/SiO<sub>2</sub> (2 нм) / нанокластеры Au. Размер скана 75×75 нм<sup>2</sup>. (в) – схема туннелирования через поверхностные кластеры.

# Новый тип упорядоченных углеродных наноструктур: наноконусы на поверхности пленок углеродно-кремниевого композита

В.Д. Фролов<sup>1</sup>, С.М. Пименов<sup>1</sup>, Е.В. Заведеев<sup>1</sup>, В.И. Конов<sup>1</sup>,  
Е.Н. Лубнин<sup>2</sup>, Г.Г. Кирпиленко<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Центр естественно-научных исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН,  
ул. Вавилова 38, Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт физической химии РАН, Ленинский пр-т 31, Москва, Россия

<sup>3</sup> ЗАО «Патинор коутинг», офис 221, НИИМВ, Зеленоград, Москва, Россия

e-mail: frolov@ran.gpi.ru

Исходные пленки углеродно-кремниевого композита толщиной  $d=25-100$  нм были выращены на Si (n-тип) подложках методом усиленного полем плазмо-химического осаждения паров кремний-органической жидкости - полufenилметилсилоксана (ПФМС). Детали роста пленок приведены в работе [1].

По данным рентгеновской дифракции в системе JDX-10P (JEOL, Япония), исходные пленки являются полимероподобным материалом с аморфной (либо нанокристаллической) структурой, содержащей, подобно таким углеродо-водородным полимерам, как полиэтилен и полипропилен, различные (метилные, метильные, метиленовые) атомарные группировки.

Эксперименты с пленками проведены на воздухе в контактном режиме СЗМ Solver P47 с использованием проводящих кантилеров CSG 11S (силовая константа 0,03- 0,1 Н/м, покрытие - Pt) в качестве зондов как для СЗМ-воздействий, так и для тестирования образцов до и после воздействий. Для осуществления воздействий между образцом и заземленным зондом подавалась серия ( $N=1-1000$ ) прямоугольных импульсов с амплитудой  $U$  в диапазоне  $-10 \text{ В} \leq U \leq 10 \text{ В}$ , длительностью  $\tau = 1 - 1000$  мс в заданных точках кадра сканирования. Экспозиция воздействия  $T=N\tau$  варьировалась от 3 мс до 300 с.

Обнаружено, что точечное воздействие на пленку положительными импульсами напряжения с амплитудой  $U > \sim 5 \text{ В}$  приводит к формированию конусообразного нановыступа, при этом длительность экспозиции  $T$  должна превышать критическую величину  $T_c$ . Значение  $T_c$  повышается с уменьшением амплитуды воздействий и резко возрастает при приближении  $U$  к порогу. Процесс образования нановыступов носит стабильный и воспроизводимый характер, что позволяет создавать матрицы наноконусов (рис. 1).

В сформированном нанобъекте можно выделить два «конструктивных» элемента: 1) центральную часть - собственно наноконус и 2) пьедестал (рис. 2). После образования пьедестала его высота затем остается постоянной, и все изменения объема связаны с увеличением диаметра данного элемента. В

отличие, наноконус перманентно растет, а неизменным остается его аспектное соотношение, так что основные изменения формы наноконуса связаны с обострением его вершины (радиус закругления вершины становится  $\sim 5$  нм). При  $T \gg T_c$  рост нановыступа практически прекращается (изменение высоты  $H$  нановыступа не превышает 1 нм). Установлено, что максимально достижимая высота  $H_{\max}$  нановыступа пропорциональна толщине  $d$  пленки, и достигает значений  $H_{\max} \sim 50$  нм при  $d=100$  нм.

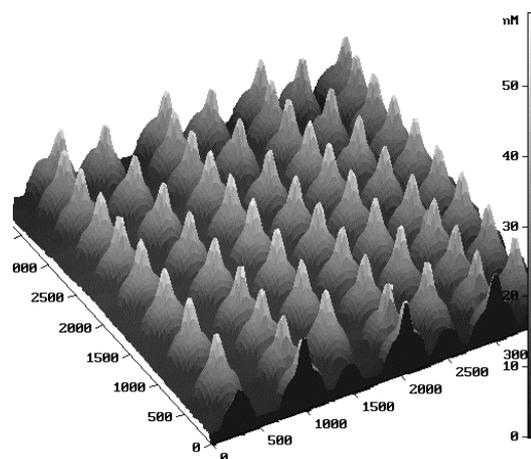


Рис. 1. Матрица наноконусов. с плотностью  $6 \times 10^8$  элементов/см<sup>2</sup>.

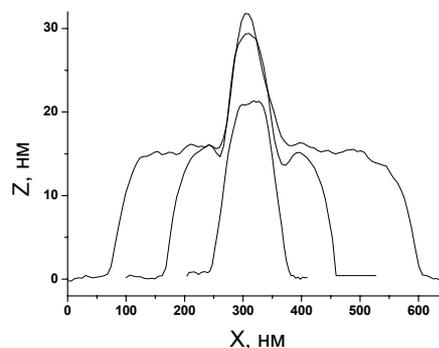


Рис.2. Изменения поперечного сечения нановыступов, сформированных в пленке толщиной 50 нм при  $T=0,2$  с; 1 с; 8 с ( $U=10$  В).

Более подробно динамика процесса формирования нановыступа иллюстрируется на рис. 3. Зависимость  $H(T)$  получена путем измерения сигнала DFL (калиброванного на определенную высоту нановыступа) в заданной точке поверхности пленки при фиксированном напряжении  $U_b$  между образцом и зондом. Одновременно измерялась временная зависимость тока  $I(T)$ . Как видно на рис. 3, в начальный момент образования нановыступа происходит резкое падение электропроводности пленки. Проведенная в СЗМ токовая спектроскопия образцов выявила падение электропроводности по всему модифицированному участку, включая пьедестал.

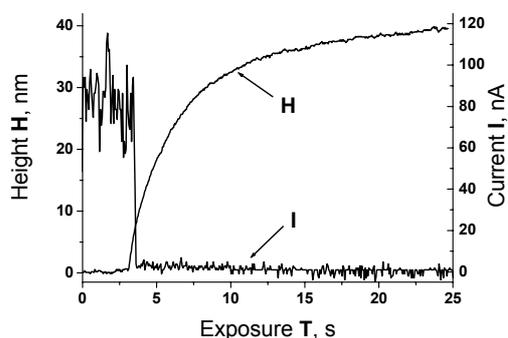


Рис. 3. Зависимость высоты  $H$  нановыступа и тока  $I$  через выступ от экспозиции  $T$  ( $U_b = 10$  В).

Вместе с тем эксперименты по термостабильности нановыступа свидетельствуют о неоднородности его материала. На рис. 4 представлены начальное поперечное сечение нановыступа ( $20^\circ\text{C}$ ) и его изменения после последовательной температурной обработки в условиях вакуума  $\sim 0,1$  Торр при  $400^\circ\text{C}$  и  $700^\circ\text{C}$ . Как следует из приведенных на рис. 4. данных, наноконусы обладают высокой термостабильностью, в то время как область пьедестала испытывает значительные трансформации.

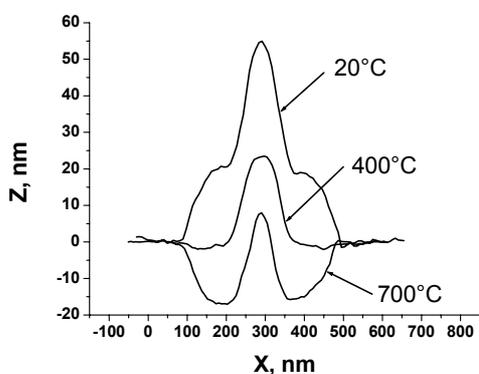


Рис. 4. Результаты термического воздействия на модифицированный участок поверхности пленки (исходное сечение – при  $20^\circ\text{C}$ ).

Суммируя изложенные экспериментальные данные, естественно связать наблюдаемое явление со структурной перестройкой материала пленки в процессе СЗМ-воздействий. Данное предположение подтверждается проведенными нами с помощью спектрометра ESCALab Mk2 (VG Scientific, Англия) сравнительными измерениями спектров оже-электронов исходной поверхности и модифицированного участка пленки в диапазоне кинетических энергий 220-260 эВ (оже-спектр данного диапазона характеризует состояния  $\pi$ -электронов валентной зоны углерода). Обнаруженное уменьшение интенсивности оже-сигнала при низких кинетических энергиях (220 – 240 эВ) в области нановыступов связывается с пониженным содержанием водорода, карбонизацией и появлением углеродных кластеров с более совершенной структурой, чем аморфная сеть исходной пленки. В результате исходная структура трансформируется в состояние с более крупными кластерами  $sp^3$ -связанного углерода.

Мы полагаем, что структурную перестройку пленки индуцирует электрическое поле зонда СЗМ. Трансформированные атомарные цепочки ориентируются преимущественно вдоль силовых линий электрического поля (т.е. в наноконусе цепочки направлены в основном нормально к поверхности подложки, а в пьедестале – параллельно ей), обуславливая, с одной стороны, специфическую конусообразную форму образованного нановыступа, а с другой – пространственную неоднородность его свойств.

Однако остаются открытыми вопросы: какова природа латентного периода СЗМ-воздействий, почему характерные изменение рельефа поверхности (рост наноконусов, расширение пьедестала) происходят со столь низкой скоростью? Весьма вероятно, важную роль здесь играют адсорбированные на поверхности композитной пленки пары воды. Действительно, было обнаружено, что скорость образования нановыступов, повышается с увеличением влажности окружающего воздуха. Выяснение этих вопросов будет являться одной из основных целей наших дальнейших исследований.

Матрицы наноконусов представляются перспективными для применения в качестве микро-интерференционных решеток УФ-диапазона, а также, при введении в исходные пленки легирующих добавок для повышения электропроводности наноконусов, для создания автоэлектронных эмиттеров.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований в рамках гранта №05-02-16317.

[1] V.K. Dmitriev et al., Diam. Relat. Mater. 10 (2001) 1007.

# Tip-Enhanced Raman Spectroscopy of PCBM

S.S. Kharintsev<sup>1,2</sup>, S.S. Chevtchenko<sup>1</sup>, D.V. Ovchinikov<sup>1,3</sup>  
G.G. Hoffmann<sup>1,4</sup>, J. Loos<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Eindhoven University of Technology, P.O.Box 513, 5600 MB Eindhoven, The Netherlands

<sup>2</sup>Kazan State University, Kremlevskaya, 16, Kazan, 420008, Russia

<sup>3</sup>Zavoisky Physical-Technical Institute, Sibirsky trakt, 10/7, Kazan, 420023, Russia

<sup>4</sup>University of Duisburg-Essen, Essen, Germany

Email: [S.Kharintsev@tue.nl](mailto:S.Kharintsev@tue.nl)

Bulk heterojunction solar cells made from blends of poly[2-methoxy-5-(3',7' dimethylcyloxy)-1,4-phenylene vinylene] (MDMO-PPV) and (6,6)-phenyl-C61-butiric acid thethylester (PCBM) as active material have shown a large efficiency for light conservation and, therefore, it provides the photovoltaic effect [1,2]. This is caused by the generation of excitons in MDMO-PPV and their ultra fast dissociation: electrons are transferred to PCBM and holes remain in MDMO-PPV. The transport of charge carries in the blends (donor-acceptor mechanism) is of the greatest importance. Efficiency performance of solar cells depends extremely on the morphology of a photoactive layer. The formation of crystalline phase of both components in nanoscale region after annealing allows one to improve charge transport capability. Of a particular interest is kinetics of PCBM crystallization.

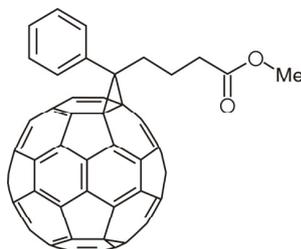


Fig.1 Chemical structure of PCBM.

This paper focuses mainly on a study of PCBM crystal growth (Fig.1) as a bulky pure material and formation of depletion zones surrounding these crystals with micro Raman spectroscopy. As well known [3], because of a huge fluorescence and extremely weak Raman effect (very low scattering cross-section), no intrinsic active Raman peaks are detected. One possible improvement is to use surface enhanced Raman scattering (SERS) method, in which rough noble metal surfaces and/or colloids are utilized to obtain electromagnetic and/or chemical enhancement [3]. However, the SERS-based approach suffers dramatically from the substrate preparation.

Tip-enhanced Raman spectroscopy (TERS) method has been proved to be successful for identifying the molecular composition of complex materials under ambient conditions [4-6]. The rough metal film is replaced with a sharp noble

metal tip that is scanned over the sample using scanning probe microscopy (SPM) methods (Fig.2). Coupling SPM with Raman spectroscopy allows one to obtain the high resolution topography and chemical information simultaneously. The lateral optical resolution of this method is determined by the size of the probe in the same way as the topographic resolution and it is, therefore, below the diffraction limit of the incident laser light.

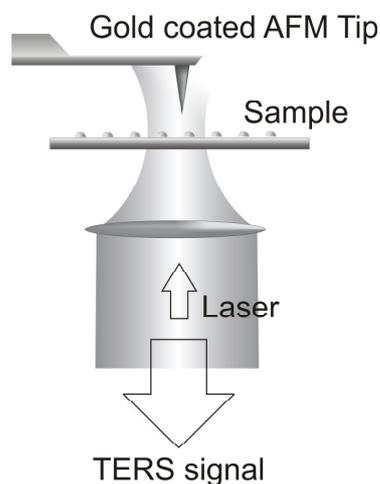


Fig.2 Schematic illustration of TERS setup.

As samples we used PCBM (99.5%, Solenne B.V.) dissolved in chlorobenzene (99.9 %, Sigma-Aldrich Chemie B.V.) in concentration of 0.7 mg/ml. The solution was continuously stirred in the dark overnight, and then spin-coated on a glass substrate at a speed of 1500 rpm. Thermal annealing was carried out at 130°C for 45 min in N<sub>2</sub>-atmosphere.

Raman spectra of samples mentioned above were obtained with a confocal Raman laser scanning spectrometer (Nanofinder, NT-MDT, Russia; Tokyo Instruments, Japan). A gold coated cantilever (NSC18/Cr-Au; MikroMasch, Estonia) operating in tapping mode, mounted on a stand-alone AFM head (SMENA; NT-MDT, Russia), was illuminated by a 632.8 nm He-Ne laser beam. The cantilevers used in our experiment had the following geometry: apex radius of less than 50 nm, cone angle of less than 30°, tip height of 20 μm. The scattered light was collected with an optical microscope (Olympus IX70; Japan) and directed to a thermoelectrically cooled charge-coupled detector (Andor Technology; North Ireland). A 100x oil immersion objective (N.A.=1.3) was used

to focus the laser beam into a spot with size of 1  $\mu\text{m}$ . The laser power was about 18 mW at the sample. All Raman spectra were recorded within a spectral range of 200–2500  $\text{cm}^{-1}$  with an exposure time of 60 sec. The spectral resolution was of 15  $\text{cm}^{-1}$  (200 grooves/mm grating).

As follows from Fig.3(B) crystal growth process is not being finished after annealing, on the other hand, a size of droplet like PCBM islets decreases. An evidence of this comes from TERS signals (see Fig.4(B)) taken from marked regions in Fig.3(B). For crystalline phase of PCBM we observe a multi-peak band that can be resolved into elementary components with the ordinary least squared technique.

In Fig.3 AFM images in semi-contact mode of pure bulky PCBM with a scan size of  $1\mu\text{m}\times 1\mu\text{m}$  before (A) and after (B) annealing are depicted. A

Raman signal increase of more than 100 times is demonstrated in Fig.4(A) when the AFM tip landed. As expected for the bulky PCBM film this enhancement is accompanied by an increase of a fluorescence background.

In general, here up to six Raman active peaks can be observed in a first-order Raman process. A distinctive feature of interest is the most intensive and strongly broadened D-line at  $\Delta\nu=1318\text{ cm}^{-1}$  characterizing amorphous carbon phase. A crystalline phase is characterized by G-line at  $\Delta\nu=1594\text{ cm}^{-1}$  and, therefore, as a measure of crystallinity can be used a ratio of G-line and D-line intensities to monitor crystal growth.

Finally we conclude that for the first time Raman spectra of pure bulky PCBM film both before and after annealing with the tip-enhanced Raman spectroscopy technique were obtained.

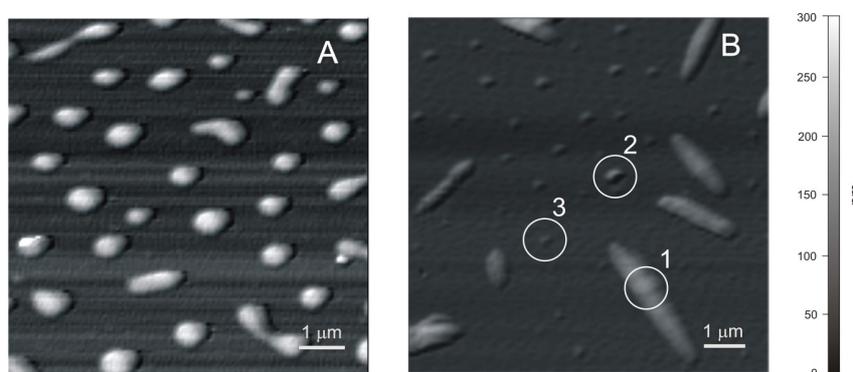


Fig.3 AFM topography of pure bulky PCBM film before (A) and after (B) annealing.

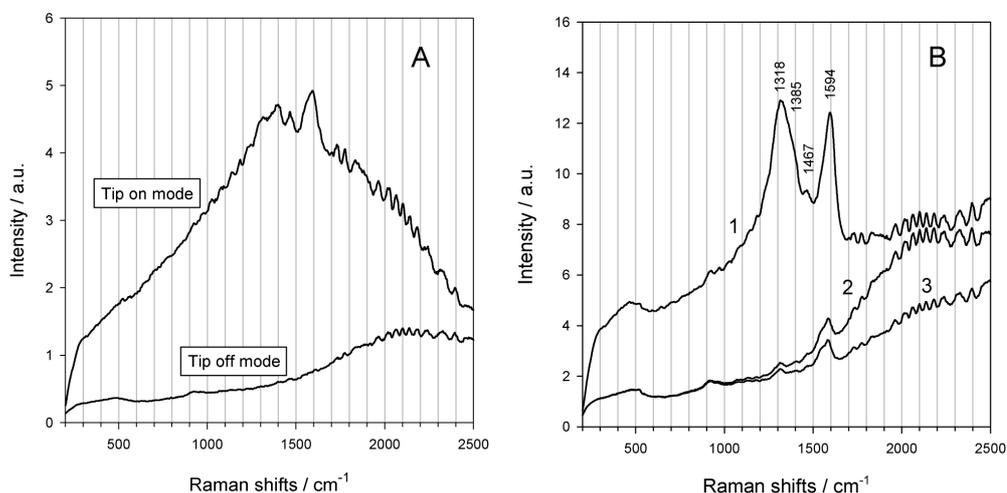


Fig.4 A – Raman spectra of PCBM depicted in Fig.3 (A) with and without a tip (no annealing). B – Tip-enhanced Raman spectra of PCBM annealed at 130 °C at different places numerated in Fig.3 (B).

- [1] F.L. Zhang, M. Johansson, M.R. Andersson, J.C. Hummelen, O. Inganäs, *Synthetic Metals*, **137**, 1401 (2003).
- [2] C.J. Brabec, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, **83**, 273 (2004).
- [3] A. Campion, P. Kambhampati, *Chemical Society Reviews*, **27**, 241 (1998).
- [4] B. Pettinger, B. Ren, G. Picardi, R. Schuster, and G. Ertl, *J. Raman Spectroscopy*, **36**, 541 (2005).
- [5] H Peter Lu, *J. Phys.: Condens. Matter*, **17**, R333 (2005).
- [6] R.M. Stockle, Y.D. Suh, V. Deckert, R. Zenobi, *Chemical Physics Letters*, **318**, 131 (2000).

# Исследование модифицированных пространственно-модулированным лазерным излучением металлических пленок методом ближнеполевой оптической микроскопии.

В.М. Ясинский, Е.В.Ивакин, А.В. Суходолов, А.Я. Хайруллина

Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, пр. Независимости 68, Минск, Беларусь

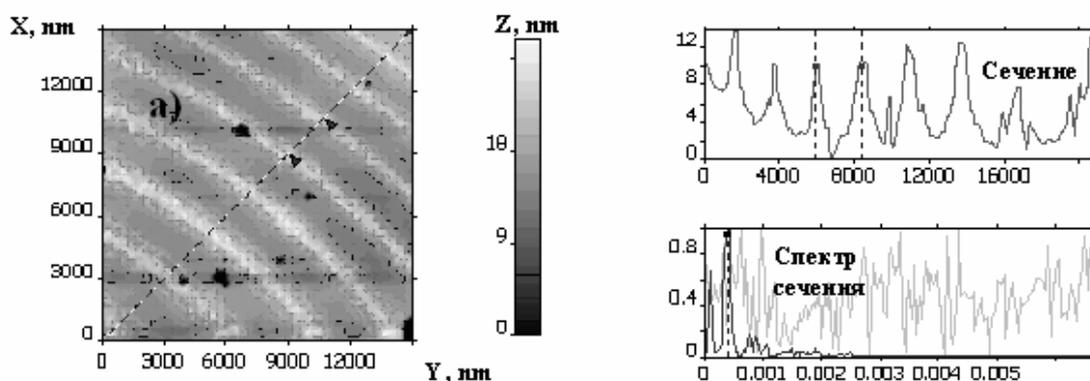
E-mail: [yasin@dragon.bas-net.by](mailto:yasin@dragon.bas-net.by)

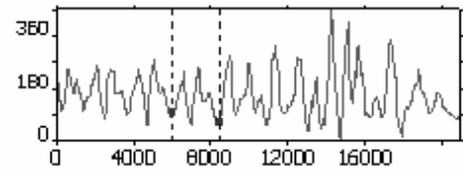
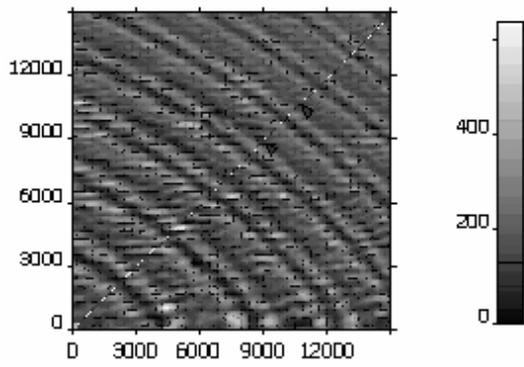
В последние годы металлические наночастицы являются предметом детального исследования методом сканирующей ближнеполевой оптической микроскопии (СБОМ) [1-3]. Это обусловлено принципиальной возможностью использования таких частиц для создания оптических нановолноводов, для наблюдения усиленных поверхностью рамановских спектров и т.д. Для проведения таких исследований металлические наночастицы или структуры на их основе, как правило, изготавливаются методом электронной литографии [2,3], поскольку это позволяет изготовить частицу или ансамбль частиц со строго заданными размерами. Это достаточно хороший и универсальный метод, однако, он достаточно дорог и не всем доступен. В настоящей работе для модификации структуры металлических пленок использовался метод воздействия на пленку пространственно модулированного лазерного излучения. Использовалось излучение второй гармоники YAG лазера ( $\lambda = 532$  нм) с длительностью импульса 12 нсек и частотой повторения 10 Гц. Время экспозиции соответствовало приблизительно 100-200 импульсам. Пространственная модуляция излучения осуществлялась за счет интерференции двух волн падающих на поверхность пленки под углами  $\pm 12^\circ$ . Степень модификации пленки контролировалась путем наблюдения дифракции излучения гелий-неонового лазера на создаваемой решетке. Модифицированные таким образом пленки меди исследовались далее методом туннельной сканирующей ближнеполевой оптической микроскопии. Использовалась геометрия Кречмана, когда

пленка освещалась излучением лазера в режиме полного внутреннего отражения, а зонд СБОМ работал в режиме сбора рассеянного излучения.

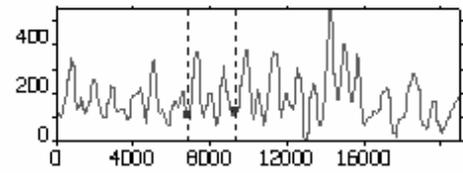
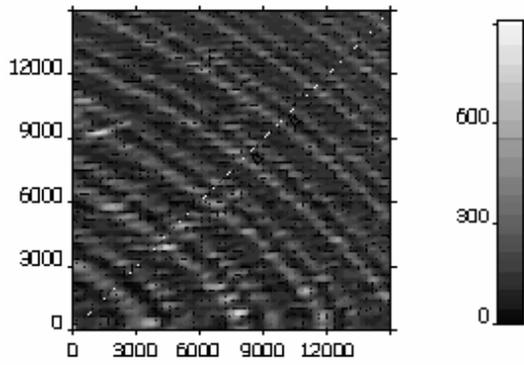
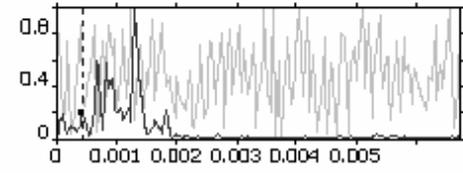
Получены топографическое (Рис.а) и оптические (Рис.б,с,д,е) изображения модифицированных пленок. Оптические изображения получены с использованием излучения двух длин волн ( $\lambda = 633$  нм. – б,с, и  $\lambda = 532$  нм. – д,е) и для двух линейных ортогональных поляризаций на каждой длине волны. Анализ полученных изображений позволил установить, что топография модифицированной пленки имеет вид решетки с периодом равным периоду интерференционной картины. Там, где интенсивность излучения была выше, за счет нагрева металлической пленки образовались более крупные частицы с размерами порядка 200-300 нм. Оптические изображения имеют более сложный вид, чем топографическое изображение. Это обусловлено возбуждением в частицах плазмонов и интерференцией этих плазмонов [2,3]. Для более детальной интерпретации оптических изображений необходимы дополнительные теоретические исследования.

1. C. Girard, Near fields in nanostructures, Rep. Prog. Phys. **68**, (2005)1883–1933
2. M.Salerno, N.Fe'lidj, J.R.Krenn, A.Leitner, F.R.Aussenegg, and J.C.Weeber, Near field optical response of a two-dimensional grating of gold nanoparticles, Phys. Rev. B, Vol.63, (2001) 165422
3. M.Salerno, J.R.Krenn, A.Hohenau, H.Ditlbacher, G.Schider, A.Leitner, F.R.Aussenegg, The optical near-field of gold nanoparticle chains, Optics Communications, **248**, (2005)543–549

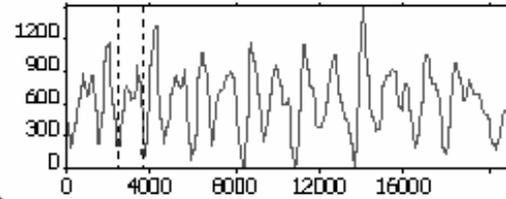
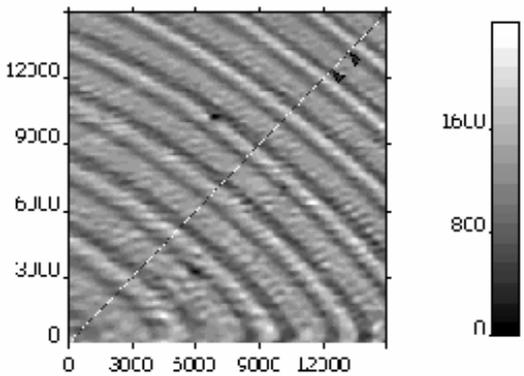
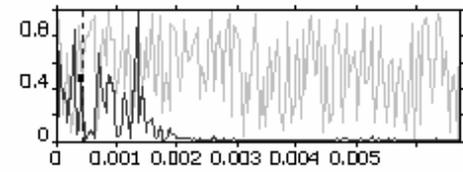




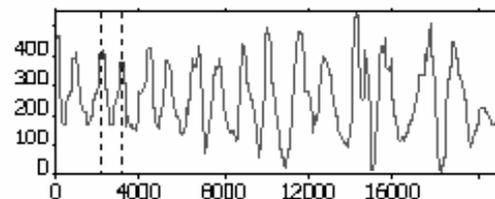
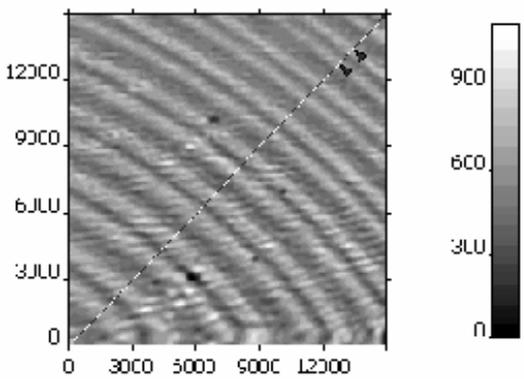
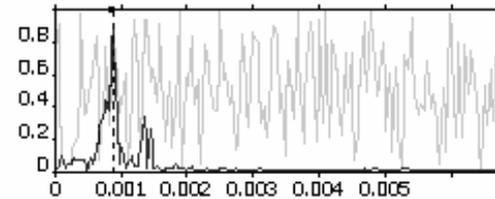
**b)**



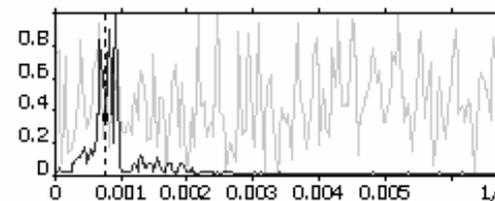
**c)**



**d)**



**e)**



# Резонансная туннельная спектроскопия единичных поверхностных комплексов, образующихся при адсорбции воды на оксиде вольфрама

М.В.Гришин, Ф.И.Далидчик, С.А.Ковалевский, Н.Н.Колченко

Институт химической физики им. Н.Н.Семенова Российской Академии наук, ул.Косыгина 4, Москва, Россия, e-mail: grishin@chph.ras.ru

Реальные поверхности в обычных условиях гидратированы. Для изучения адсорбции воды на оксидах используются методы сканирующей туннельной микроскопии, СТМ [1-3]. Результаты топографических измерений, полученные при различных напряжениях сканирования, содержат косвенную информацию об электронном строении исследуемой поверхности. Более подробно строение и свойства электронной подсистемы отражают результаты спектроскопических измерений – локальные зависимости туннельного тока,  $J$ , от напряжения на контакте,  $V$ , которые до настоящего времени для изучения адсорбции воды на оксидах не применялись. В настоящей работе впервые сообщается о результатах спектроскопических измерений, выполненных для единичных поверхностных комплексов, образующихся при адсорбции воды на оксиде вольфрама.

В нашей работе адсорбция осуществлялась на острие вольфрамовой иглы, покрытой тонкой оксидной пленкой, а образцом являлась поверхность графита (0001), практически не адсорбирующей кислород и другие газы. Схема эксперимента дает возможность считать плотность электронных состояний поверхности неизменной и связывать изменения спектров туннельного тока только с изменениями электронного строения острия. Эксперименты проводились в сверхвысоковакуумной установке (давление  $2 \times 10^{-10}$  mbar), включающей

СТМ "Omicron", камеру предварительной подготовки образцов, оборудование для очистки образца ионной бомбардировкой и его прогрева. Острия туннельного микроскопа были изготовлены из поликристаллической вольфрамовой проволоки методом электролитического травления. Они очищались приложением импульсов высокого напряжения. Чистота острия оценивалось по виду  $J$ - $V$  зависимостей. Измерения  $J$ - $V$  зависимостей осуществлялись при фиксированных расстояниях между острием и поверхностью образца. Время измерения каждого спектра составляло 1.35 мсек. Поверхность вольфрамовой иглы была окислена в вакууме в условиях протекания между иглой и поверхностью туннельного тока при приложении напряжения в несколько вольт.

Адсорбция воды проводилась на оксиде вольфрама, на котором до напуска воды измеренные  $J$ - $V$  зависимости были гладкими и не содержали каких либо особенностей. После адсорбции воды на  $J$ - $V$  зависимостях наблюдались довольно симметричные относительно начала координат особенности тока, имеющие форму сглаженных ступеней. Были получены серии до 600 хорошо воспроизводящихся спектров. На Рис.1 приведены зависимости проводимости ( $dI/dV$ ) туннельного наноконтакта от напряжения ( $V$ ) при различных значениях расстояниях между зондом и поверхностью.

Результаты спектроскопических измерений указывают на существование в рассматриваемой системе квазистационарного состояния, локализованного на поверхности оксида. По положению особенностей на зависимости проводимости от напряжения - два резонанса проводимости и участок с отрицательной проводимостью - можно оценить энергетическое положение квазистационарного состояния,  $\epsilon$ , значение дипольного момента,  $d$ , и поляризуемость,  $\beta$ :  $\epsilon = 0,35$  эВ,  $d = 1$  а.е. и  $\beta = 100$  а.е.

Работа поддержана грантами РФФИ № 05-03-32749 и 05-03-33274.

- [1] Altieri S., Contri S.F., Agnoli S., Valeri S. // Surface Science. 2004. N.566-568. P.1071.
- [2] Beck T.J., Klust A., Batzill M. et al. // Surface Science. 2005. N.591. P.L267.
- [3] Qin F., Vagtoto N.P., Kelber J.A. // Surface Science. 2004. N.565. P.L277.

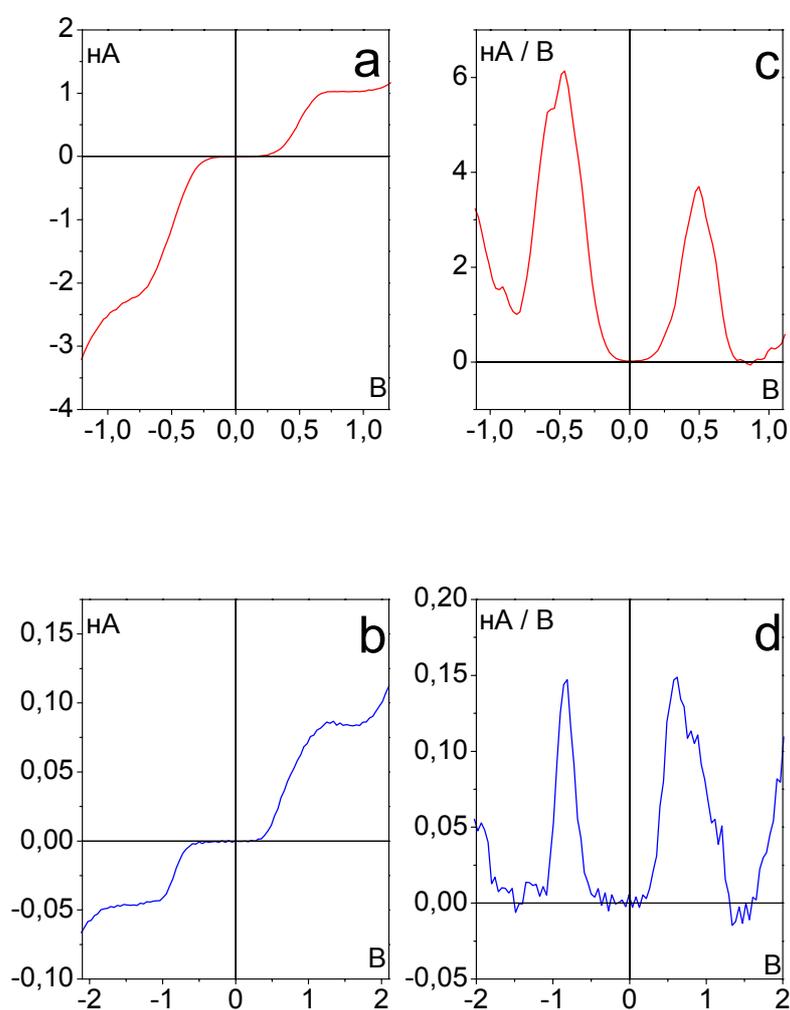


Рис.1 Зависимости  $I(V)$  – а, b и соответствующие им зависимости  $dI/dV=f(V)$  – с, d, измеренные при различных расстояниях зонд СТМ – поверхность графита:  $Z_{a,c} < Z_{b,d}$ .

# Магнитно-силовая микроскопия многослойных наночастиц на основе кобальта

Б.А.Грибков, А.А.Фраерман, Д.С.Никитушкин, С.А.Гусев, С.Н.Вдовичев,  
В.Б.Шевцов, В.Л.Миронов и С.В.Гапонов

Институт Физики микроструктур РАН, Нижний Новгород,, ГСП-105.

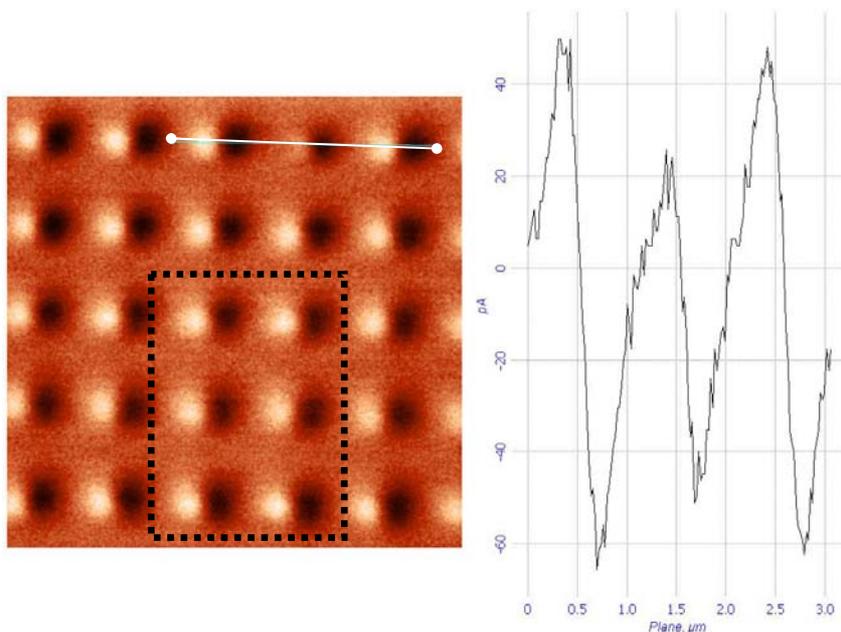
E-mail: bg@ipm.sci-nnov.ru

Исследования многослойных ферромагнитных наноразмерных объектов актуально с фундаментальной точки зрения, а также в связи с возможностью использования таких структур в качестве носителей информации, например MRAM [1,2]. Данная работа посвящена исследованию двухслойных и трехслойных кобальтовых частиц методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ).

Упорядоченные массивы многослойных частиц были изготовлены при помощи электронной литографии с последующей процедурой ионного травления [3]. Полученные

кантилеверы NSG01, на которые методом магнетронного напыления была нанесена тонкая (10-15нм) пленка кобальта.

На рис. 1 приведено МСМ изображение двухслойных ферромагнитных частиц Co с размерами 300×150нм (толщина верхнего слоя 15нм, нижнего 20нм, кремниевой прослойки 3нм) после намагничивания образца вдоль длинной оси частиц (горизонтальная ось на рисунке). Данный кадр получен в неконтактной МСМ при высоте прохода зонда над поверхностью образца 60-70нм. Как хорошо видно из приведенного МСМ изображения все

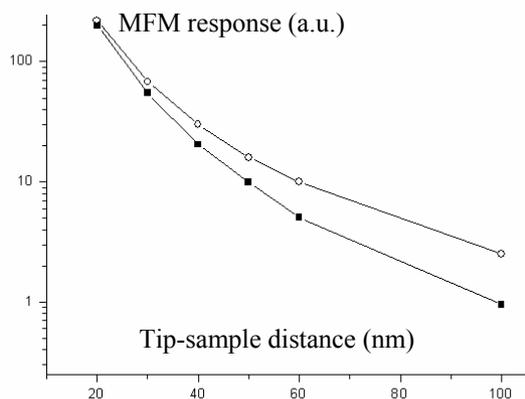


**Рис 1.** МСМ изображение 2-х слойных частиц после намагничивания вдоль их длинной оси и cross-section через три верхние частицы (вдоль линии, показанной на МСМ изображении).

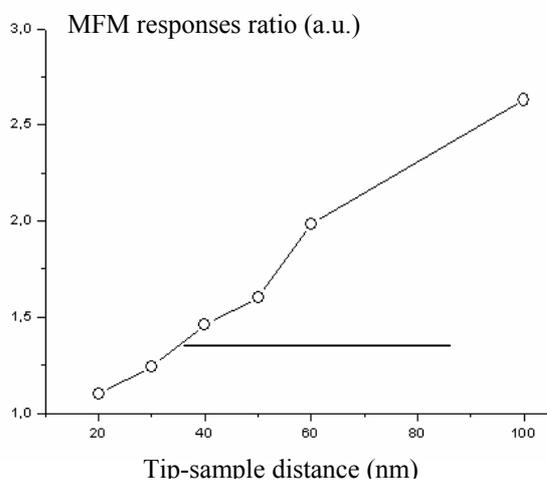
ферромагнитные частицы представляли собой тонкие слои магнитного материала (кобальт) толщиной несколько десятков нанометров разделенные прослойкой (кремний или  $Al_2O_3$ ), толщина прослойки составляла от трех до пяти нанометров.

МСМ исследования проводились на универсальном сканирующем зондовом микроскопе (СЗМ) “Solver-PRO” (NT-MDT, Зеленоград, Россия), а также на высоковакуумном СЗМ “Solver-HV” (NT-MDT) в условиях высокого вакуума ( $10^{-5}$ Torr). Для исследования распределения намагниченности в частицах применялась стандартная 2-х проходная МСМ методика и однопроходная неконтактная МСМ. Использовались кремниевые

частицы имеют дипольный контраст. Однако, в одном случае амплитуда контраста отличается (см. частицу в верхней строчке справа). Можно предположить, что все частицы за исключением одной имеют сонаправленную конфигурацию магнитных моментов в верхнем и нижнем кобальтовом слое (ферромагнитное упорядочение  $\uparrow\uparrow$ ), а в оставшейся частице магнитные моменты верхнего и нижнего слоя противоположны (антиферромагнитное упорядочение  $\uparrow\downarrow$ ). Для проверки данной гипотезы были проведены теоретические расчеты зависимости МСМ отклика от высоты прохода МСМ зонда для ферромагнитной  $\uparrow\uparrow$  и антиферромагнитной  $\uparrow\downarrow$  конфигурации (Рис. 2, 3). Показано, что при небольших высотах



**Рис. 2.** “Антиферромагнитный” (показан квадратами) и “ферромагнитный” (показан кружками) МСМ отклик в зависимости от высоты прохода зонда. Кривые представлены в логарифмическом масштабе.

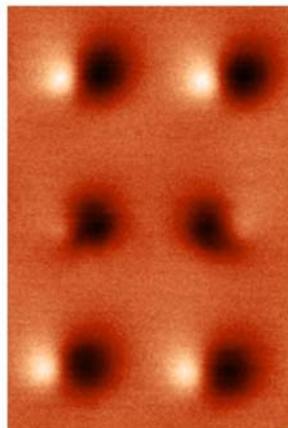


**Рис. 3.** Отношение ферромагнитного и антиферромагнитного МСМ откликов в зависимости от высоты сканирования.

сканирования МСМ отклик от таких структур будет практически одинаков, так как вклад дает в основном верхняя частица. При увеличении высоты МСМ прохода отношение ферромагнитного/антиферромагнитного МСМ отклика растет и достигает значение 2 при высоте прохода около 60нм, что хорошо согласуется с экспериментом. Таким образом, показано, что в исследуемых частицах возможна реализация как антиферромагнитной, так и ферромагнитной конфигурации магнитных моментов в кобальтовых слоях.

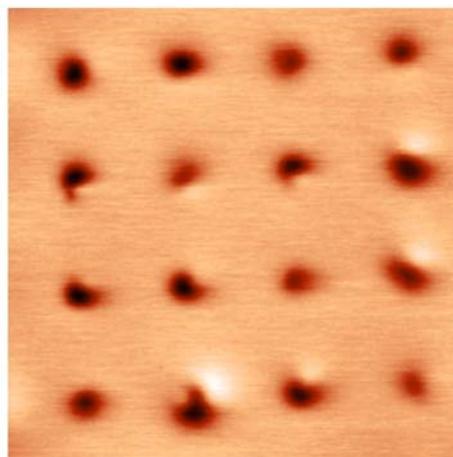
Проведены эксперименты по перемагничиванию таких двухслойных наночастиц при помощи МСМ зонда. Результат данной процедуры приведен на рис. 4. Были выбраны две центральные частицы из области, помеченной рамкой на рис. 1. Исходно частицы находились в ↑↑ конфигурации. Показано, что при помощи МСМ зонда можно получить ↑↓ упорядочение в частицах, причем его

направлением можно управлять при помощи МСМ зонда.



**Рис. 4.** Результат процедуры МСМ перемагничивания 2-х слойных ферромагнитных частиц.

Начаты исследования 3-х слойных ферромагнитных частиц. Данные объекты представляли собой слои кобальта (20/15/10нм) разделенные прослойкой из кремния (5нм). Как показали теоретические расчеты, такая конфигурация толщин ферромагнитных слоев оптимальна для МСМ наблюдения трехслойных частиц. МСМ изображение таких структур приведено на рис. 5. Как видно из приведенного МСМ изображения частицы имеют в основном дипольный контраст, в то же время МСМ изображение содержит ряд особенностей, которые требуют дополнительных исследований.



**Рис. 5.** МСМ изображение 3-х слойных ферромагнитных наночастиц.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, INTAS, МНТЦ и фонда содействия отечественной науке.

- [1] S.S.Parkin, K.P.Roche, et. al. – J. Appl. Phys. **85**, 5828 (1999).
- [2] J.Y.Cheng, W.Jung, C.A.Ross – Phys. Rev. B, **70**, 064417 (2004).
- [3] A.A.Fraerman, S.A.Gusev, et. al. – Phys. Rev. B, **65**, 064424 (2002).

# Исследования пленок GaAs:Mn методом магнитно-силовой микроскопии

Е.И. Малышева, Д.О. Филатов

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

Арсенид галлия, легированный марганцем, является перспективным материалом полупроводниковой спинтроники, поскольку при определенных условиях получения он может обладать ферромагнетизмом [1]. В настоящее время существует несколько технологических методов формирования ферромагнитных полупроводников. Наиболее распространенным из них является метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Полученные этим методом слои  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  ( $x \approx 0.05$ ) обладают ферромагнитными свойствами при низких температурах (температура Кюри  $T_c < 180$  К). При повышении концентрации Mn и/или последующих термообработках ( $T > 450^\circ\text{C}$ ) наблюдается сегрегация твердого раствора и образование кластеров MnAs в матрице GaMnAs [2]. В работе [3] показано, что слои  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , полученные методом лазерного распыления в потоке водорода, проявляют ферромагнитные свойства при 300К. Это открывает широкие перспективы применения таких слоев в полупроводниковых спинтронных приборах на основе полупроводниковых соединений типа  $\text{A}^3\text{B}^5$  (например, в качестве слоев-инжекторов и/или анализаторов спин-поляризованных электронов). Однако природа ферромагнетизма в них остается не до конца выясненной.

В настоящей работе методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) исследована зависимость пространственной однородности встроенной намагниченности в эпитаксиальных слоях GaAs:Mn, полученных методом лазерного распыления в атмосфере водорода, от условий роста. Целью работы было выяснение природы ферромагнетизма в слоях GaAs:Mn, полученных

методом лазерного распыления, и условий формирования твердого раствора  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ . Выращивание эпитаксиальных структур проводили методом лазерного распыления мишеней Mn и нелегированного GaAs импульсами лазера АИГ:Nd в кварцевом реакторе в потоке водорода. Содержание Mn в пленках определяли по соотношению времен распыления мишеней. МСМ измерения проводились на установке Solver Pro производства компании NT-MDT (Зеленоград, Россия) при 300К. Состав исследуемых образцов определялся методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

Исследованы морфология поверхности (рис. 1) и МСМ изображения (рис. 2) образцов GaAs:Mn, выращенных в температурном диапазоне 300 – 550°C. Было показано, что при увеличении температуры роста от 350°C до 450°C (при прочих равных условиях), наблюдается уменьшение средней шероховатости поверхности от 20 нм до 8 нм.

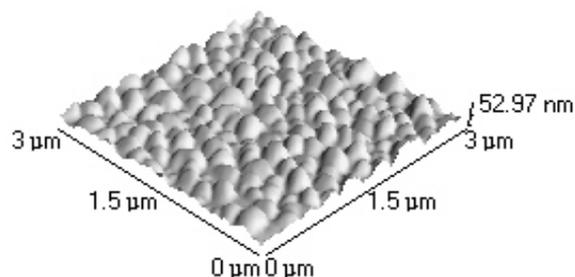


Рис. 1. АСМ изображение поверхности пленок GaAs:Mn.

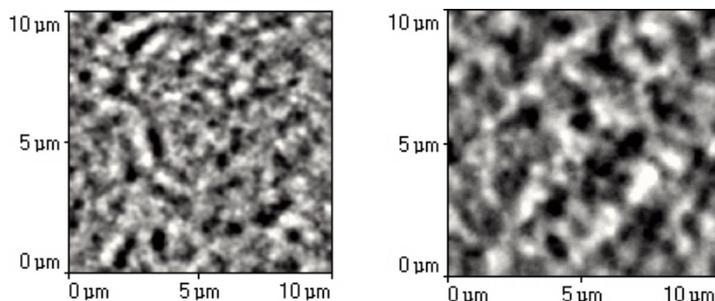


Рис. 2. МСМ изображения пленок GaAs:Mn, полученных при *a* — 380°C; *б* — 400°C.

На МСМ изображениях образцов GaAs:Mn (рис. 2) наблюдался магнитный контраст различных типов [4]. Изучено изменение качественных и количественных характеристик МСМ изобра-

жений (характерный масштаб составляет 0,5 – 1,5 мкм и плотность элементов магнитной структуры пленок  $10^7 - 3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ ) с изменением температуры роста и содержания Mn.

Согласно данным РФЭС, в эпитаксиальных слоях по всей их толщине присутствуют включения металлического Mn. Кроме того, на поверхности обнаружен оксид марганца MnO<sub>2</sub>. Содержание марганца на поверхности составляет 30% – 40% и в толщине слоя – 20% – 30%, что свидетельствует о сегрегации Mn в процессе роста.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (05-02-16624), ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы» Министерства образования и

науки Российской Федерации (РНП.2.2.2.2.4737) и совместной Российско-американской программы "Фундаментальные исследования и высшее образование" (RUX0-001-NN-06).

- [1] Ohno H., *Science*, **281**, 951 (1998).
- [2] Matsukura F. *et. al.*, *Phys. Rev. B.*, **57**, 2037 (1998).
- [3] Вихрова О.В., Данилов Ю.А., *Мат. симп. «Нанофизика и нанoeлектроника»*, 190 (2005).
- [4] Shi J.D. *et. al.*, *J. Appl Phys.* **8**, 8, 4331 (1997).

# Взаимодействие магнитного вихря с полем зонда магнитно-силового микроскопа

В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева

Институт Физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

[mironov@ipm.sci-nnov.ru](mailto:mironov@ipm.sci-nnov.ru)

В настоящей работе рассмотрено взаимодействие магнитного вихря в круглой ферромагнитной наночастице с неоднородным полем зонда магнитно-силового микроскопа (МСМ) в приближении жесткого вихря.

Взаимодействие внешнего поля с намагниченностью образца описывается в общем случае энергией Зеемана:

$$W = -\int \vec{M}\vec{H} d^3r$$

где  $\vec{H}(\vec{r})$  - поле, создаваемое зондом;  $\vec{M}(\vec{r})$  - распределение намагниченности в частице. Для описания вихревого распределения намагниченности использовалась простая модель жесткого вихря, достаточно хорошо описывающая поведение вихря при небольших смещениях от центра частицы [1]. В рамках данной модели компоненты вектора намагниченности в системе координат связанной с центром вихря имеют следующий вид:

$$\begin{cases} M_x = -\sqrt{M_s^2 - M_z^2} \sin \varphi \\ M_y = \sqrt{M_s^2 - M_z^2} \cos \varphi \\ M_z = \begin{cases} M_s, \rho \leq b \\ 0, \rho > b \end{cases} \end{cases}$$

где  $M_s$  - намагниченность (в насыщении) материала частицы;  $b$  - радиус кора вихря;  $\rho$  - радиус-вектор в плоскости  $x, y$ . Все компоненты намагниченности остаются неизменными при взаимодействии вихря с внешним полем.

При моделировании зонд МСМ представлялся в виде однородно намагниченного шара. Магнитное поле такого зонда является полем точечного диполя с эффективным магнитным моментом  $m_p = M_{sp}V_p$  ( $M_{sp}$  - остаточная намагниченность материала зонда,  $V_p$  - объем шара, равный эффективному объему магнитного покрытия зонда, взаимодействующего с полем частицы). Для зонда, намагниченного вдоль оси  $Z$ , поле представляется в виде:

$$\vec{H}(\vec{R}) = -\frac{3m_p z_0}{R^5} \vec{R} + \frac{m_p}{R^3} \vec{k}$$

Принятые упрощения позволяют рассматривать отдельно взаимодействие зонда с кором и оболочкой вихря.

Энергия взаимодействия зонда с кором магнитного вихря записывается в виде:

$$W_z = -\int_V M_z H_z d^3r \quad (1)$$

В полярной системе координат, связанной с центром частицы (рис. 1),

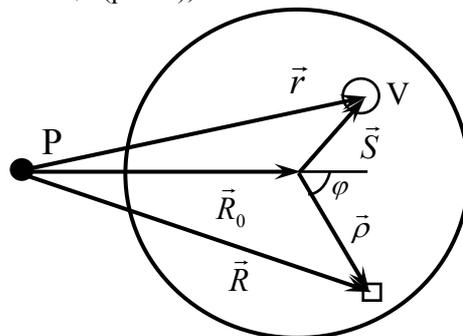


Рис. 1. Расположение зонда (P) и магнитного вихря (V) относительно частицы.

энергия Зеемана (1) записывается в виде:

$$W_z = (\vec{m}_p \vec{M}_c) h \int_0^{2\pi} \int_0^b \frac{(2z_0^2 - r^2 - \rho^2) \rho d\rho d\varphi}{(z_0^2 + r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \varphi)^{5/2}},$$

где  $h$  - толщина частицы,  $r$  - расстояние между зондом и кором вихря;  $z_0$  - высота зонда над частицей. Интегрирование проводится по области кора. На рис. 2 представлены результаты компьютерных расчетов энергии  $W_z$  для двух возможных ориентаций намагниченности кора  $\vec{M}_c$  и магнитного момента зонда  $\vec{m}_p$ , сонаправленной  $\vec{m}_p \uparrow \vec{M}_c$  и противоположной  $\vec{m}_p \downarrow \vec{M}_c$ .

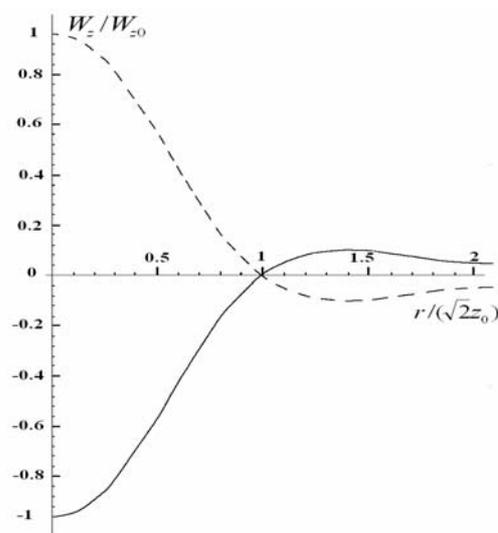


Рис. 2. Зависимость энергии Зеемана от расстояния между зондом и кором вихря. (сплошная линия -  $\vec{m}_p \uparrow \vec{M}_c$ , пунктир -  $\vec{m}_p \downarrow \vec{M}_c$ ).

Значение энергии в точке  $r = 0$  определяется выражением:

$$W_{z_0} = -\frac{2\pi(\bar{m}_p \bar{M}_c)hb^2}{(z_0^2 + b^2)^{3/2}}$$

Расстояние между зондом и кором вихря, при котором энергия Зеемана равняется нулю:

$$r \approx \sqrt{2z_0}$$

Видно, что характер воздействия  $Z$  компоненты поля зонда на кор магнитного вихря существенно зависит от взаимной ориентации магнитного момента зонда и намагниченности в коре. При  $\bar{m}_p \uparrow \bar{M}_c$  вихрь оказывается в потенциальной яме непосредственно под зондом МСМ, в то время как в случае  $\bar{m}_p \uparrow \bar{M}_c$  происходит отталкивание вихря от зонда.

При взаимодействии зонда с оболочкой магнитного вихря энергия Зеемана записывается в виде:

$$W_{x,y} = -\int_V (M_x H_x + M_y H_y) d^3r \quad (2)$$

Зависимость энергии  $W_{x,y}$  от смещения вихря (для малых смещений) представляет собой плоскость в координатах  $S_x, S_y$ , с углом наклона к оси  $S_y$ :

$$\operatorname{tg} \alpha = \int_0^{2\pi} \int_0^b \frac{3z_0 m_p M_s h (\rho \cos \varphi + x_0 \cos^2 \varphi)}{(\rho^2 + x_0^2 + z_0^2 - 2\rho x_0 \cos \varphi)^{5/2}} d\rho d\varphi$$

Таким образом, воздействие радиальной компоненты поля зонда на оболочку вихря качественно совпадает с воздействием однородного магнитного поля и приводит лишь к поперечному смещению вихря как целого [2].

Проведено моделирование движения вихря в поле зонда на основе решения системы уравнений Ландау-Лифшица для намагниченности частицы в поле зонда (рис. 3, 4).

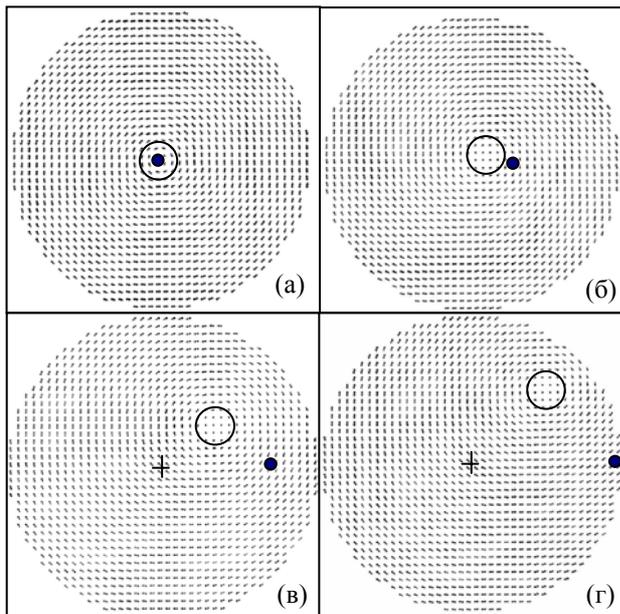


Рис. 3. Изменение намагниченности при движении зонда над частицей, в случае  $\bar{m}_p \uparrow \bar{M}_c$ .

Темным кружком на рисунках 3, 4 обозначено положение зонда, окружностью – положение кора вихря. В начальном состоянии зонд располагался в центре, а затем перемещался вдоль горизонтальной оси к краю частицы. Результаты моделирования показывают, что в случае  $\bar{m}_p \uparrow \bar{M}_c$  вихрь смещается вслед за диполем, а так же движется в перпендикулярном направлении (рис. 3). Движение вихря в направлении диполя обусловлено взаимодействием кора с  $z$ -компонентой поля зонда. Смещение же в перпендикулярном направлении вызвано взаимодействием оболочки вихря с радиальной компонентой поля зонда. В случае  $\bar{m}_p \uparrow \bar{M}_c$  (рис. 4) вихрь смещается в направлении противоположном движению зонда, вследствие отталкивания кора полем зонда, и так же происходит движение в перпендикулярном направлении, из-за взаимодействия оболочки с полем зонда.

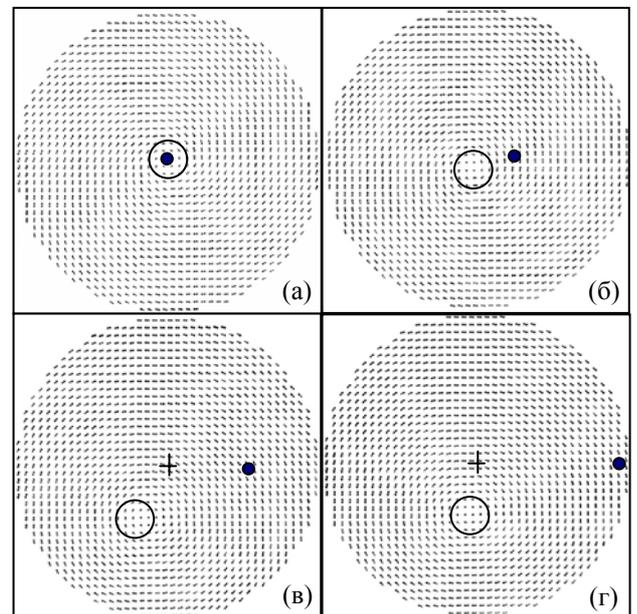


Рис. 4. Изменение намагниченности при движении зонда над частицей, в случае  $\bar{m}_p \uparrow \bar{M}_c$ .

Таким образом, особенности движения магнитного вихря в неоднородном поле МСМ зонда связаны с взаимодействием кора вихря с  $Z$  компонентой поля зонда.

Авторы выражают благодарность А.А.Фраерману за многочисленные полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 05-02-17153), и Министерства образования и науки РФ (проект РНП 2.1.1.2363).

[1] W. Schols, K. Yu. Guslenko, V. Novosad et al., J. Magn. Mater., v.226, p. 155-163 (2003).

[2] K. Yu. Gusliencko, V. Novosad, Y. Otani et al. - Phys. Rev. B, 65, 024414 (2001).

# Моделирование МСМ контраста от малых слабокоэрцитивных ферромагнитных наночастиц во внешнем поле

В.Л.Миронов<sup>1,2</sup>, Д.С.Никитушкин<sup>1</sup>, Д.С.Петров<sup>1</sup>, А.Б.Шубин<sup>2</sup>, П.А.Ждан<sup>3</sup>

1. Институт Физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

2. ЗАО "НТ-МДГ", Зеленоград, Россия

3. University of Surrey, Guildford, Surrey, UK

e-mail: [mironov@ipm.sci-nnov.ru](mailto:mironov@ipm.sci-nnov.ru)

Уменьшение размеров магнитных элементов является одной из основных тенденций развития современных систем магнитной записи информации. В связи с этим большую актуальность в последнее время приобретают исследования магнитного состояния малых ферромагнитных и суперпарамагнитных частиц методами магнитно-силовой микроскопии (МСМ). В частности, одной из существенных проблем является проблема регистрации и интерпретации МСМ контраста от таких объектов [1-4].

В настоящей работе приводятся результаты компьютерного моделирования МСМ контраста от слабокоэрцитивных ферромагнитных (СК) и суперпарамагнитных (СП) частиц. Формирование МСМ контраста в этом случае происходит в условиях сильного магнитного взаимодействия зонда и частицы, что затрудняет интерпретацию экспериментальных результатов. При моделировании поле зонда  $H_z$  аппроксимировалось полем одиночного диполя с эффективным магнитным моментом  $m_t = M_t V_t$  ( $M_t$  - остаточная намагниченность материала зонда,  $V_t$  - эффективный объем магнитного покрытия зонда, взаимодействующего с полем частицы). Анализ экспериментальных данных показывает, что характерный эффективный объем магнитного материала используемых нами зондов из Со ( $M_t = 1400$  Гс) составляет порядка  $5 \cdot 10^4$  нм<sup>3</sup>. В расчетах предполагалось, что частицы имеют однородное распределение намагниченности, при этом направление магнитного момента частиц полностью определяется внешним магнитным полем. В качестве модельных МСМ изображений рассчитывались распределения величины сдвига фазы  $\Delta\varphi$  колебаний кантилевера в магнитном поле образца:

$$\Delta\varphi = \frac{Q}{k} \frac{\partial F_z}{\partial z},$$

где  $Q$  - добротность кантилевера,  $k$  - жесткость кантилевера,  $F_z$  - компонента силы.

В качестве СК были рассмотрены частицы Со с характерными размерами 50 - 20 нм, для которых коэрцитивное поле  $H_c$  меньше поля зонда МСМ  $H_c \ll H_t$ . Расчеты проводились для частиц сферической формы и в форме плоского кругового цилиндра. Результаты расчетов МСМ

контраста сферической СК частицы Со приведены на рис. 1.

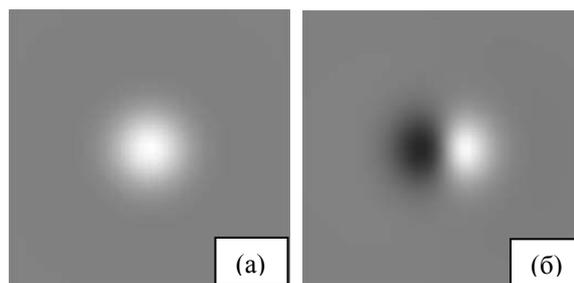


Рис. 1. Распределение МСМ контраста, рассчитанное для СК частицы Со без поля (а) и во внешнем поле 5 кЭ (б). Диаметр частицы 50 нм. Высота сканирования 50 нм.

Расчеты проводились в диполь-дипольном приближении. Поле слабокоэрцитивной частицы представлялось в виде поля точечного диполя с магнитным моментом  $m_p = M_p V_p$  ( $M_p$  - остаточная намагниченность материала частицы,  $V_p$  - объем частицы). Величина МСМ контраста в максимуме (рис. 1 (а)) сильно зависит от высоты сканирования. В дипольном приближении она определяется следующим выражением:

$$\Delta\varphi_{СК}^*(h) = \frac{2\pi^2 Q M_p d_p^3 M_t d_t^3}{3k h^5},$$

где  $d_p$  - диаметр частицы,  $d_t$  - эффективный диаметр магнитной области зонда,  $h$  - расстояние между зондом и частицей (высота сканирования). Как видно из рис. 1 (а), фазовый магнитный контраст от малых сферических частиц имеет ту же симметрию, что и амплитудный tapping mode контраст, обусловленный Ван-дер-ваальсовым взаимодействием [1-4], что существенно затрудняет анализ и интерпретацию МСМ измерений. В такой ситуации приложение внешнего однородного магнитного поля  $H_{ex}$  может помочь выделить вклад магнитного взаимодействия в формирование фазового контраста в МСМ измерениях. Действительно, проведенные расчеты показали, что во внешнем поле происходит трансформация магнитного контраста слабокоэрцитивной частицы, так что в сильном магнитном поле  $H_{ex} \gg H_t$  МСМ изображение соответствует МСМ изображению частицы, одно-

родно намагниченной в плоскости образца (рис. 1(б)).

Аналогичная ситуация наблюдается для частиц в виде круглых плоских дисков (рис. 2(а)). МСМ изображение таких частиц без внешнего поля имеет распределение контраста в виде кольца (рис. 2 (б)). Во внешнем магнитном поле происходит перераспределение МСМ контраста, так что в сильном магнитном поле МСМ изображение также соответствует изображению частицы, однородно намагниченной в плоскости образца (рис. 2(в,г)).

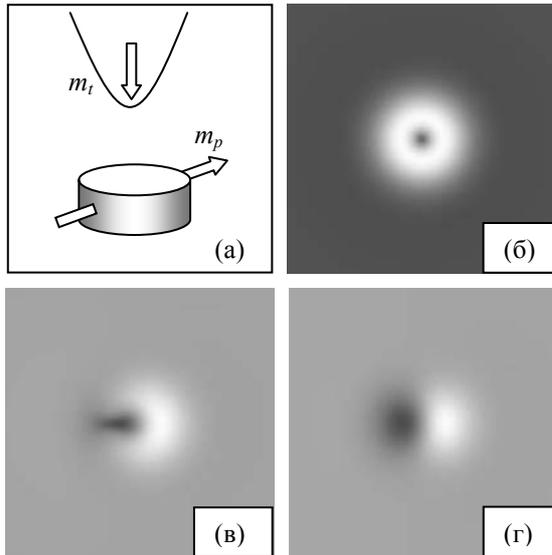


Рис. 2. (а) – геометрия взаимодействия цилиндрической частицы Со с полем зонда. Распределение МСМ контраста во внешнем поле: (б) –  $H = 0$ ; (в) –  $H = 0.5$  кЭ; (г) –  $H = 5$  кЭ. Диаметр частицы 50 нм, толщина – 20 нм. Высота сканирования 50 нм.

Особенности формирования МСМ контраста от СП частиц рассматривались на примере сферических частиц Со с характерными размерами менее 20 нм. Магнитный момент таких частиц испытывает температурные флуктуации и аппроксимируется функцией Ланжевена  $L(\alpha)$  [5,6]:

$$m = m_0 L\left(\frac{m_0 H}{kT}\right) = m_0 \left( \coth \frac{m_0 H}{kT} - \frac{kT}{m_0 H} \right),$$

где  $k$  - константа Больцмана,  $T$  – температура,  $H$  - внешнее магнитное поле,  $m_0 = M_p V_p$  - магнитный момент частицы в насыщении. Как показали расчеты, симметрия распределения МСМ контраста СП и СК частиц практически одна и та же. Величина МСМ контраста СП частицы в максимуме зависит от высоты сканирования и определяется следующими выражениями:

$$\Delta \varphi_{СП}^*(h) = \frac{2\pi^2 Q M_p d_p^3 M_i d_i^3}{3k h^5} \left( \coth \alpha(h) - \frac{1}{\alpha(h)} \right)$$

$$\alpha(h) = \frac{\pi^2 M_p M_i d_p^3 d_i^3}{18 kT h^3},$$

и отличается по величине от контраста  $\Delta \varphi_{СК}^*$  функцией Ланжевена  $L(\alpha)$ . Как показывают

оценки, величина магнитного момента СП частицы достигает уровня  $0.9 m_0$  при значениях аргумента функции Ланжевена  $\alpha^* \sim 10$ . Это позволяет оценить величину внешнего магнитного поля, стабилизирующего магнитный момент частицы:

$$H^* = \alpha^* \frac{kT}{M_p V_p} \quad (1)$$

Как видно из (1) величина поля  $H^*$  зависит от объема частицы и температуры. На рис 3 приведена зависимость  $H^*$  от диаметра частицы  $d_p$  при комнатной температуре.

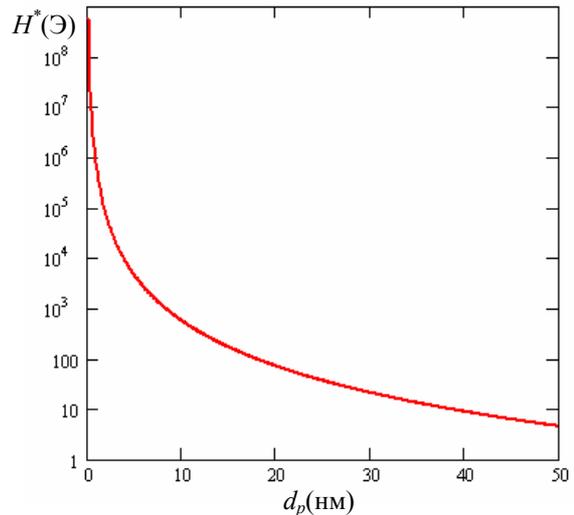


Рис. 3. Зависимость поля  $H^*$  от диаметра для СП частицы Со при комнатной температуре.

Приложение сильного внешнего поля приводит к стабилизации магнитного момента СП частицы и перераспределению МСМ контраста, как и в случае СК частицы. Однако, как видно из рис. 3, в полях до 1 кЭ (характерная величина полей, используемых в МСМ измерениях) магнитный момент стабилизируется только у частиц диаметром более 8 нм. Для стабилизации частиц меньшего диаметра необходимо использовать существенно большие поля или существенно снижать температуру, при которой производятся измерения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 05-02-17153), и ЕС (проект "Nanospin" NMP4-СТ-204-013545).

- [1] M.Rasa, A.P.Philipse, J. Magn. Magn. Mater., 252, 101 (2002).
- [2] M.Rasa, B.W.Kuipers, A.P.Philipse, J. Colloid Interface Sci., 250, 303 (2002).
- [3] S.A.Koch, R.H. te Velde, et al., Appl. Phys. Lett., 84, 556 (2004).
- [4] S.A.Koch, R.H. te Velde, et al., Appl. Surf. Sci., 226, 185 (2004).
- [5] Е.С.Боровик, В.В.Еременко, А.С.Мильнер – Лекции по магнетизму, М.: Физматлит, 2005.
- [6] D.C.Douglass, A.J.Cox, et al, Phys. Rev. B, 47(19), 12874 (1993).

# Магнитные состояния в многослойных ферромагнитных наночастицах

Д.С.Никитушкин, А.А.Фраерман, В.Л.Миронов, И.М.Нефедов,  
И.Р.Каретникова, И.А.Шерешевский

Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия  
e-mail: [andr@ipm.sci-nnov.ru](mailto:andr@ipm.sci-nnov.ru)

Работа посвящена анализу магнитных состояний в многослойных частицах, состоящих из тонких слоев ферромагнетика, разделенных немагнитными прослойками. Рассматривались частицы в форме кругового цилиндра, содержащие 2 и 3 слоя кобальта. Предполагалось, что диаметр частиц и отношение диаметра к толщине слоев  $Co$  таковы, что в отдельных слоях  $Co$  реализуется однородное однодоменное состояние. Кроме того, считалась, что магнитная кристаллографическая анизотропия в частицах отсутствует. Рассчитывались возможные распределения магнитного момента в частицах в зависимости от толщины слоев ферромагнетика и прослоек. Также рассчитывался фазовый контраст изображений, получаемых от таких частиц с помощью магнитно-силового микроскопа (МСМ).

Между слоями ферромагнетика в многослойной частице существует магнитоэлектростатическое взаимодействие, минимум энергии которого определяет направление намагниченности в каждом слое. Для двухслойной частицы энергия взаимодействия соседних слоев  $Co$  записывается в виде:

$$E = -\vec{M}_1 \cdot \vec{H}_2,$$

где  $\vec{M}_1$  - магнитный момент первого слоя  $Co$ ,  $\vec{H}_2$  - средняя напряженность магнитного поля, создаваемого вторым слоем  $Co$  в объеме первого. В качестве примера, на рис. 1 показана зависимость  $H_2$  от расстояния между центрами слоев в двухслойной частице диаметром 200 нм и толщиной слоев 15 нм.

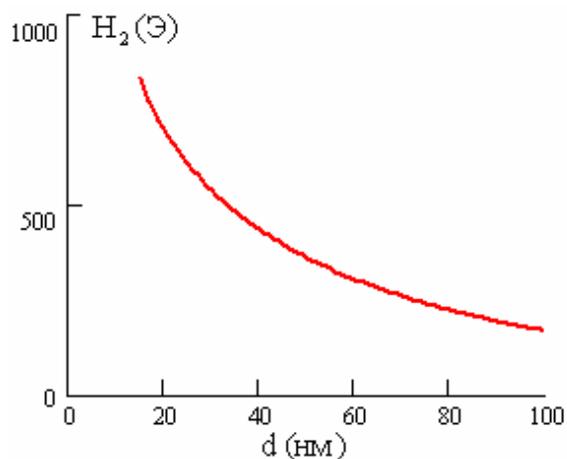


Рис. 1. Зависимость средней напряженности магнитного поля от расстояния между центрами двух слоев, создаваемого одним слоем в объеме другого, для двухслойной частицы диаметром 200 нм и толщиной слоев 15 нм.

Устойчивому состоянию равновесия в такой системе соответствует случай, когда магнитные моменты в двух соседних слоях направлены противоположно. На рис. 2 представлены результаты расчета МСМ изображения двухслойной частицы в случае, когда магнитные моменты в слоях  $Co$  направлены в одну сторону (состояние  $\uparrow\uparrow$ ) и в противоположные стороны (состояние  $\uparrow\downarrow$ ).

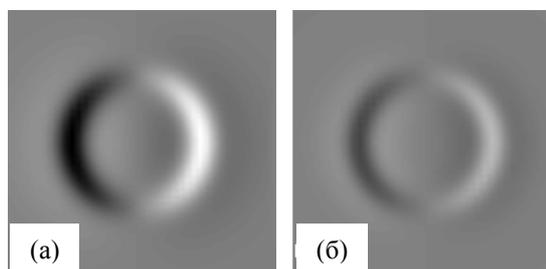


Рис. 2. МСМ изображения двухслойной частицы  $Co$  (а) - направление магнитного момента в слоях совпадают; (б) – магнитные моменты направлены противоположно. (Диаметр частицы 200 нм, толщина слоев  $Co$  15 нм, толщина прослойки 4 нм, высота сканирования 50 нм).

Симметрия МСМ изображения в ( $\uparrow\downarrow$ ) состоянии та же, что и у ( $\uparrow\uparrow$ ) состояния, разница заключается лишь в величине фазового контраста.

В частицах, состоящих из трех слоев  $Co$ , возможны неколлинеарные состояния, представляющие интерес с точки зрения применения в приборах спинтроники [1]. Энергия взаимодействия для трехслойной частицы записывается следующим образом:

$$E = E_{12} \cos \vartheta_{12} + E_{23} \cos(\vartheta_{13} - \vartheta_{12}) + E_{13} \cos \vartheta_{13}.$$

Здесь  $E_{ij}$  - энергия магнитоэлектростатического взаимодействия  $i$ -ого и  $j$ -ого слоя в случае, когда магнитный момент в слоях направлен в одну сторону;  $\vartheta_{12}$  - угол между магнитными моментами первого и второго слоев,  $\vartheta_{13}$  - первого и третьего слоев  $Co$ . Значения энергий  $E_{ij}$  зависят от диаметра частицы, толщины слоев  $Co$  и толщины прослоек между ними. Расчеты показали, что в данной системе всегда существует только одно состояние равновесия. Диаграмма состояний намагниченности для трехслойной частицы показана на рис. 3. В зависимости от соотношения  $E_{12}$ ,  $E_{23}$  и  $E_{13}$  могут реализовываться либо коллинеарные состояния, когда углы между направлениями намагниченности в частицах равны 0 или

$\pi$  (области 1, 2 и 3), либо неколлинеарные состояния, когда намагниченности в слоях направлены под углом друг к другу (область 4).

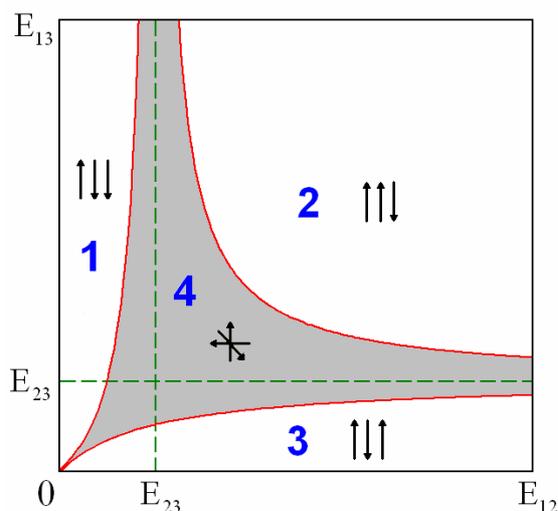


Рис. 3. Диаграмма состояний трехслойной частицы.

Линии, разделяющие области с различными состояниями на диаграмме 3 определяются следующими уравнениями:

$$E_{13} = \frac{E_{12}E_{23}}{E_{12} - E_{23}}; E_{13} = -\frac{E_{12}E_{23}}{E_{12} - E_{23}}; E_{13} = \frac{E_{12}E_{23}}{E_{12} + E_{23}}$$

В неколлинеарном состоянии углы  $\vartheta_{12}$  и  $\vartheta_{13}$  определяются следующим образом:

$$\cos \vartheta_{12} = \frac{E_{13}^2 E_{23}^2 - E_{12}^2 E_{23}^2 - E_{13}^2 E_{12}^2}{2E_{12}^2 E_{23} E_{13}}$$

$$\cos \vartheta_{13} = \frac{E_{12}^2 E_{23}^2 - E_{12}^2 E_{13}^2 - E_{13}^2 E_{23}^2}{2E_{12} E_{13}^2 E_{23}}$$

В частности, в точке пересечения асимптот (при  $E_{12} = E_{23} = E_{13}$ )  $\vartheta_{12} = 120^\circ$  и  $\vartheta_{13} = 240^\circ$ . Неколлинеарные состояния могут иметь правую и левую закрученность.

Аналитические расчеты, основанные на минимизации магнитостатической энергии в трехслойной частице, хорошо согласуются с результатами компьютерного моделирования магнитного состояния трехслойных частиц на основе численного решения системы уравнений Ландау-Лифшица. Расхождения в значениях углов между направлениями магнитных моментов в соседних слоях  $\text{Co}$ , рассчитанных двумя методами, незначительны.

Симметрия МСМ изображений трехслойной частицы в коллинеарных состояниях та же, что и в двухслойной (рис. 4). Симметрия МСМ изображения трехслойной частицы в неколлинеарных состояниях имеет более сложную структуру и зависит от соотношения толщин ферромагнитных слоев, прослоек между ними и высоты прохода зонда над частицей. Для МСМ визуализации не-

коллинеарных состояний важен такой выбор параметров частицы и параметров сканирования, при которых МСМ сигналы от каждого из слоев будут примерно одного порядка. На рис. 5 показано характерное МСМ изображение трехслойной частицы в неколлинеарном состоянии при некоторых оптимальных параметрах:

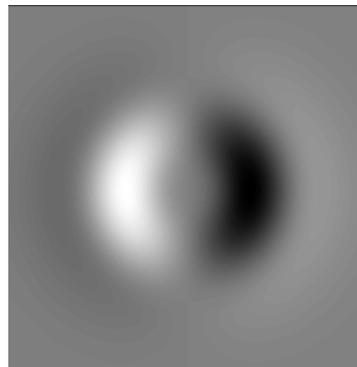


Рис. 4. МСМ изображение трехслойной частицы в состоянии ( $\uparrow\downarrow\uparrow$ ) (диаметр частицы 200 нм, толщина слоев 5 нм, 15 нм и 10 нм, толщина прослойки 4 нм, высота сканирования 150 нм).

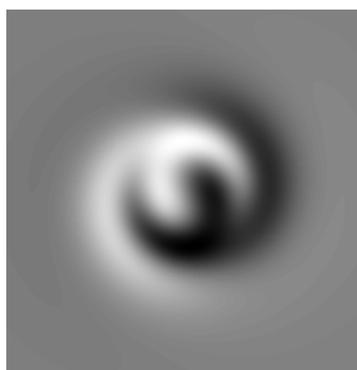


Рис. 5. МСМ изображение трехслойной частицы в неколлинеарном состоянии (диаметр частицы 200 нм, толщина слоев 10 нм, 15 нм и 17 нм, толщина прослойки 4 нм, высота сканирования 150 нм).

Проведены расчеты минимально допустимого эксцентриситета эллиптической трехслойной частицы, при котором сохраняется устойчивость неколлинеарного распределения намагниченности. Расчет проводился для трехслойной эллиптической частицы, у которой большая ось ( $\alpha$ ) была равна 200 нм, а малая ось ( $\beta$ ) уменьшалась до тех пор, пока неколлинеарное состояние становилось неустойчивым. Расчеты показали, что при отношении осей эллипса  $\beta/\alpha > 0.9$  в частице реализуется неколлинеарное состояние, а при  $\beta/\alpha < 0.9$  устойчивыми являются только коллинеарные состояния.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, INTAS, Министерства образования и науки РФ (проект РНП 2. 1. 1. 2363).

[1] I. Zutic, J. Fabian, S. D. Sarma, Rev. Mod. Phys., 76, 323 (2004).

# Сканирующая зондовая микроскопия наноструктурированных магнитных образцов полученных различными методами.

Нургазизов Н.И.<sup>1,2</sup>, Ждан П.А.<sup>1</sup>, Биннс К.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>University of Surrey, Guildford, Surrey, UK.

<sup>2</sup>КФТИ КазНЦ РАН, Сибирский тракт 10/7, Казань, Россия

<sup>3</sup>University of Leicester, Leicester, UK

e-mail: n.nurgazizov@surrey.ac.uk

В последнее время достаточно большую актуальность приобрели исследования магнитных свойств наночастиц методами СЗМ. Одной из таких проблем является получения магнитного изображения на частицах нанометрового диапазона и интерпретация полученных изображений. Исходя из того, что сила магнитного взаимодействия отдельной наночастицы размером в несколько нанометров и магнитного зонда может оказаться слишком малой для регистрации методами МСМ, на первом этапе наших исследований было принято решение провести исследования тонких пленок состоящих из таких наночастиц.

В ходе данной работы были исследованы следующие образцы. Образец NF1 представлял собой наночастицы Fe размером около 4 нм, нанесенные на поверхность Si. Методика приготовления образцов подробно описана в [1]. Толщина нанесенного слоя наночастиц составляла 40 нм. Сверху на образец наносилась пленка из углерода толщиной 2 нм для защиты от окисления. Образец F2 также представлял собой наночастицы Fe, нанесенные на поверхность Si, однако, в отличие от первого образца, здесь нанесение наночастиц проводилось в присутствии магнитного поля 0.6 Т, направленного перпендикулярно поверхности образца. Толщина нанесенного слоя тоже составляла 40 нм, и образец был сверху покрыт слоем углерода 2 нм для защиты от окисления. В качестве тестовых образцов использовались пленки Co напыленные на поверхность Si через сетку таким образом, что размер областей покрытых кобальтом составлял несколько десятков микрон.

Измерения магнитных свойств образца проводились при помощи приборов Smea и

Solver HV, фирмы NT MDT, Россия. Для измерений применялись магнитные иглы фирмы NT MDT, покрытые слоем Co, и магнитные иглы, которые были приготовлены непосредственно перед проведением измерений и имели более высокую чувствительность. Такие иглы изготавливались напылением слоя кобальта на стандартные коммерческие иглы фирмы Veeco и иглы фирмы NT MDT с вискером на конце. Причем напыление проводилось только на одну сторону иглы с тем, чтобы увеличить ее разрешающую способность и снизить влияние на получаемое магнитное изображение.

На образцах NF1 и F2 имелись области, на которые наночастицы не наносились. На границе этих областей при помощи АСМ была проведена оценка высоты нанесенного слоя наночастиц. При этом средняя толщина пленки, измеренная на образце NF1, составила около 48 нм, что достаточно близко к заявленным параметрам. Высота пленки на образце второго типа F2 составила около 140 нм, что существенно выше ожидаемых значений для данной пленки.

При помощи АСМ поверхность образцов была прописана внутри области, где была нанесена пленка в нескольких местах с тем, чтобы выявить общие закономерности в строении приповерхностного слоя образца. При выборе поля сканирования менее чем 2x2 мкм наблюдалась структура поверхности, которая определяется расположением наночастиц в нескольких последних слоях. Для образца NF1 (нанесение наночастиц без поля) максимальный разброс по высоте при поле сканирования 1.3x1.3 мкм составил около 16 нм. Исходя из высоты отдельных наночастиц, выступающих над общим рельефом,

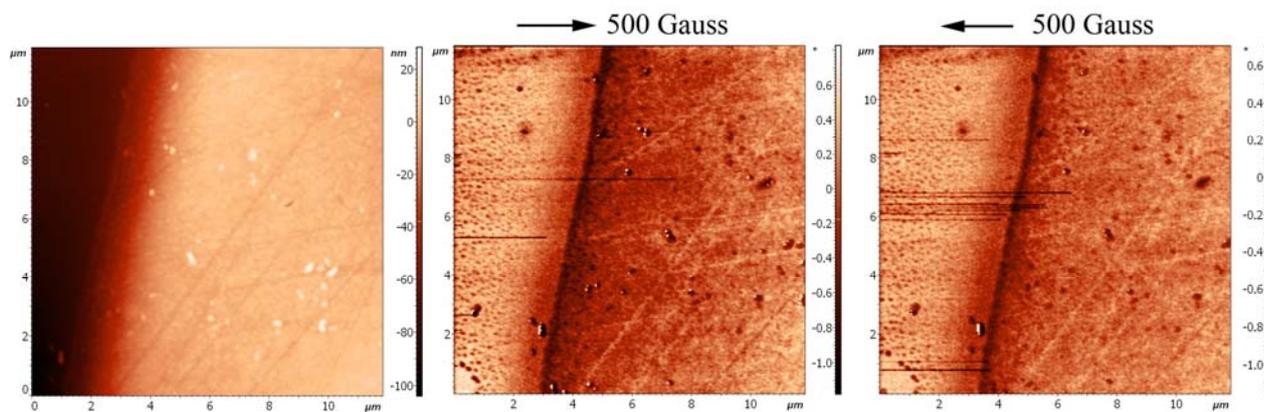


Рис. 1 Топографическое и фазовое изображение образца NF1 полученное при разном направлении внешнего магнитного поля.

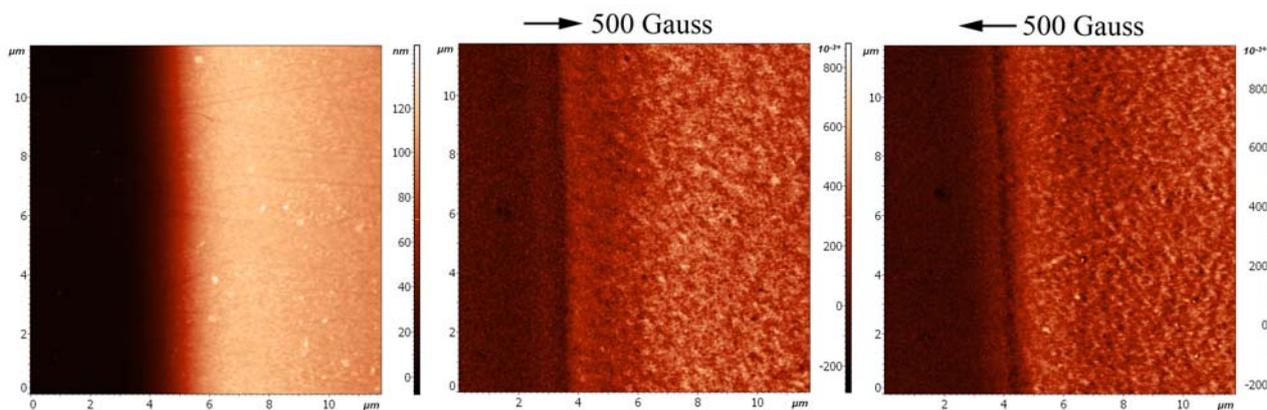


Рис. 2 Топографическое и фазовое изображение образца F2 полученное при разном направлении внешнего магнитного поля.

можно предположить, что размеры наночастицы составляют около 4 нм, что хорошо согласуется с заявленными параметрами наночастиц.

Образец F2 (нанесение наночастиц проводилось в присутствии магнитного поля) имеет похожую структуру. Однако разброс по высоте даже для полей сканирования 800x800 нм составил в некоторых случаях 20 нм. Это позволило предположить, что присутствие магнитного поля при нанесении частиц приводит к менее равномерному заполнению слоя наночастицами. Такое неравномерное заполнение приводит к общему увеличению толщины осаждаемой пленки, но не может полностью объяснить столь существенную разницу в высоте между толщиной пленки полученной при АСМ измерениях (140 нм) и заявленной толщиной пленки (40 нм).

При проведении магнитных измерений на образце NF1 магнитный сигнал нами не наблюдался. Наблюдаемое изменение фазы колебаний кантиливера обусловлено исключительно рельефом. Не происходит никакого изменения в наблюдаемом фазовом изображении и при изменении внешнего магнитного поля. Подтверждением того факта, что фазовое изображение целиком обусловлено в данном случае рельефом является изменение фазы над выступающими частицами как в области покрытой пленкой, так и в области, где этой пленки нет (рис. 1). При уменьшении поля сканирования и применении других игл в ряде экспериментов вообще не наблюдался какой-либо фазовый сигнал на данном образце.

При проведении измерений на образце F2 с использованием магнитных игл приготовленных непосредственно перед измерениями нами наблюдалось изменение сигнала фазового контраста. По всей видимости, это связано с более высокой чувствительностью свежих игл. Фазовые

изображения, полученные на данном образце, также содержат достаточно большой вклад от топографии, однако при приложении внешнего магнитного поля происходило небольшое изменение в получаемой фазовой картине, что однозначно указывает на влияние магнитного взаимодействия образца с магнитным зондом на получаемое фазовое изображение.

При проведении измерений на границе пленки у образца F2 наблюдались магнитные полюса, подобные магнитным полюсам, наблюдаемым на границе пленки кобальта. При этом размах сигнала фазового рассогласования на образцах F2 был существенно ниже. Изменение направления внешнего магнитного поля на образце F2 приводило изменению сигнала фазового рассогласования на границе пленки (рис. 2). Это позволяет говорить о том, что при изменении внешнего магнитного поля происходит перемагничивание всей пленки на образце F2, но при этом нам не хватает чувствительности для выявления внутренней магнитной структуры такой пленки.

Подводя итог, можно говорить о том, что использование магнитного поля при создании образцов на основе магнитных наночастиц для проведения магнитных измерений с помощью МСМ имеет, как свои положительные, так и отрицательные стороны. С одной стороны у образцов появляются более ярко выраженные магнитные свойства, с другой стороны затрудняется контроль над параметрами образца, за счет более неравномерного распределения наночастиц по поверхности образца.

#### Благодарности.

Работа выполнена в рамках проекта Nanospin, контракт № NMP4-СТ-2004-013545.

#### Список литературы

[1] C. Binns, Surf. Sci. Rep., 1 44 (2001)

# Приготовление игл для магнитно-силовой микроскопии высокого разрешения.

Нургазизов Н.И.<sup>1,2</sup>, Ждан П.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>University of Surrey, Guildford, Surrey, UK.

<sup>2</sup>КФТИ КазНЦ РАН, Сибирский тракт 10/7, Казань, Россия

e-mail: n.nurgazizov@surrey.ac.uk

## Введение.

Одной из наиболее актуальных задач в современной магнитной силовой микроскопии (МСМ) является получение зондов с высоким латеральным разрешением при высокой магнитной чувствительности. Подобные зонды необходимы при изучении магнитного поля тонких магнитных пленок и различных магнитных наночастиц.

Наиболее оптимальным с этой точки зрения магнитным зондом мог бы стать коммерческий немагнитный кантиливер с закрепленной на кончике магнитной наночастицей. Попытки создать такой кантиливер уже предпринимались [1-3]. В обоих случаях алгоритм создания подобной наночастицы на кончике иглы был одинаковым. Бралась коммерческая игла, на которую наносилось покрытие из магнитного материала. Затем на самом кончике иглы создавалось маскирующее покрытие. В работе [1] для этого использовался фоторезист, в который погружали кончик иглы, контролируя глубину погружения при помощи АСМ. В работах [2-3] на кончике иглы выращивали углеродный вискер. Далее все остальное магнитное покрытие удалялось. Полученные зонды имели гораздо более высокую разрешающую способность по сравнению с иглами, полностью покрытыми магнитным материалом, хотя при этом у них была более слабая чувствительность. С помощью таких чипов авторы смогли добиться латерального магнитного разрешения меньше, чем 20 нм [3].

Более оптимальным видом магнитного покрытия зондов, с точки зрения простоты приготовления чипа и повторяемости магнитных свойств от зонда к зонду, на наш взгляд мог бы стать вискер покрытый магнитным материалом только с одной стороны. Такая методика приготовления зонда позволяет увеличить его чувствительность при слабом уменьшении его латерального разрешения.

## Приготовление и тестирование игл.

Измерения проводились на воздухе с помощью сканирующего зондового микроскопа Smena, фирмы NT MDT, работавшего в полуконтактном режиме. Для получения магнитных изображений использовалась двухпроходная методика.

Для нанесения магнитного покрытия использовались кремниевые иглы NSG01 с прямоугольным кантиливером, фирмы NT MDT.

Резонансная частота колебаний кантиливера 150 кГц, высота иглы 10-20 мкм, угол схождения при вершине 22°, радиус закругления кончика иглы 10 нм. Часть данных игл имела выращенный на кончике вискер. Высота вискера около 1 мкм, угол схождения при вершине 10°, радиус закругления кончика 5 нм.

Напыление пленок кобальта проводилось в условиях вакуума при давлении  $10^{-5}$  Торр методом термического испарения. Чип с кантиливером, на который проводилось напыление, устанавливался таким образом, чтобы напыление происходило только на одну сторону иголки. Это все было сделано для того, чтобы минимизировать количество наносимого на поверхность иглы и увеличить разрешающую способность получаемой иголки. Во время процесса напыления магнитного покрытия рядом с иголкой устанавливалась небольшая пластина из кристаллического Si для дальнейшей оценки толщины пленки с помощью АСМ. При напылении пленки на чип использовался держатель, сделанный на основе редкоземельного магнита. Таким образом рост пленки на поверхности иглы происходил в присутствии магнитного поля. Как показали эксперименты, такой подход позволяет увеличить чувствительность получаемой магнитной иглы.

Часть игл без вискера была напылена традиционным способом, когда напыление производится на всю поверхность чипа. Это было сделано для более корректного сравнения свойств игл. При этом напыление покрытия стандартным методом проводилось одновременно с напылением пленки только на одну сторону иглы. Это достигалось за счет того, что иглы при напылении были закреплены под углом 90° относительно друг друга.

Для оценки качества полученных игл использовался стандартный магнитный винчестер емкостью 30 Гб. Размеры битов на нем довольно малы и составляют приблизительно 700x200 нм (см. рис. 1). Для исключения влияния электростатического заряда на получаемые изображения, перед проведением измерений магнитный винчестер был покрыт тонкой (около 10 нм) пленкой золота.

Так как известно, что магнитные свойства иголки могут сильно зависеть от толщины напыленной пленки [1], мы изготовили несколько игл с различной толщиной

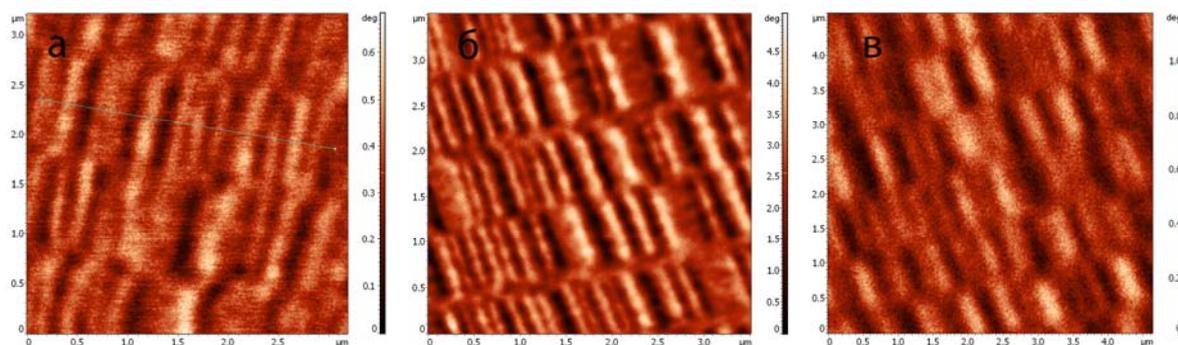


Рис. 1 МСМ изображения полученные иглами с вискером на конце на которые была напылена пленка Со толщиной 30 нм (а), 50 нм (б) и 90 нм (б).

кобальтового покрытия. На рис. 1 приведены магнитные изображения от игл после напыления пленки различной толщины. Видно, что наибольший размах сигнала фазового контраста наблюдается при напылении пленки толщиной 50 нм. Увеличение толщины пленки до 90 нм приводит к снижению размаха сигнала фазового контраста (рис. 1в) и ухудшению разрешающей способности. На наш взгляд, это связано со слишком большим радиусом закругления кончика иглы, который получается после напыления такой толстой пленки.

Таким образом, наиболее, оптимальным кобальтовым покрытием для иголки является напыление пленки толщиной около 50 нм. Похожие результаты по зависимости чувствительности иглы от толщины пленки были получены в работе [1], при исследовании свойств игл после напыления на стандартный кантиливер пленок Со-Сг.

Сравнение сигнала получаемого от вискера покрытого магнитной пленкой толщиной 50 нм с сигналом от стандартного коммерческого кантиливера показало увеличение размаха фазового изображения в 7 раз. Для того чтобы показать, что подобное увеличение чувствительности иглы связано именно со способом приготовления иглы, а не с тем, что коммерческая игла могла окислиться за время ее хранения, одновременно с напылением пленки Со на вискер, было проведено напыление пленки такой же толщины на коммерческую иглу без вискера стандартным способом. При этом размах сигнала фазового контраста оказался почти в пять раз ниже, чем размах сигнала на игле с вискером, на которую напыление проводилось сбоку.

Иглы, получаемые методом термического напыления, обычно отличаются достаточно низкой коррозионной стойкостью. Для проверки коррозионной стойкости наших игл измерения образца проводились с интервалом несколько

дней. Было показано, что после двух дней хранения иглы при комнатных условиях происходит уменьшение размаха сигнала фазового контраста более чем в три раза. После хранения иголки в течение двух недель магнитный сигнал от иглы переставал наблюдаться. Напыление тонкого слоя хрома (3-5 нм) позволяет защитить Со покрытие от возможного окисления и сохранить магнитные свойства иголки. Как показали наши измерения, после напыления защитной пленки из хрома толщиной 5 нм на поверхность иглы покрытой кобальтом, размах фазового сигнала, полученный на тестовом образце через 10 дней, является приблизительно таким же, как и у свежеприготовленной иголки.

#### **Заключение.**

Приготовление магнитных игл на основе коммерческих вискером при помощи напыления на них магнитной пленки из Со в присутствии постоянного магнитного поля является перспективным с точки зрения получения игл с высокой чувствительностью и высоким пространственным разрешением. По всей видимости, наличие магнитного поля при проведении процесса напыления магнитной пленки на поверхность иглы, положительно сказывается на магнитных свойствах иголки.

#### **Благодарности.**

Работа выполнена в рамках проекта Nanospin, контракт № NMP4-CT-2004-013545.

#### **Список литературы**

- [1] Liou S., IEEE Trans. Magn., **35**, № 5, 3989 (1999).
- [2] Leinenbach P., Memmert U., Schelten J., Appl. Surf. Sci., **144-145**, 492 (1999).
- [3] Koblischka M.R., Hartman U., Sulzbach T., Materials Science and Engineering C, **23**, 747 (2003).

## СПИСОК УЧАСТНИКОВ

**Pistol Mats-Erik Anders**

Solid State Physics, Lund University  
+46 46 222 04 28  
[mats-erik.pistol@ff.lth.se](mailto:mats-erik.pistol@ff.lth.se)  
Box 118, 221 00 Lund, Sweden

**Айнбиндер Роман Михайлович**

Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского  
8312 18-52-14  
[romain@inbox.ru](mailto:romain@inbox.ru)  
603105, Н. Новгород, ул. Ижорская, д.40,  
кв.52

**Аксенов Виктор Лазаревич**

Объединенный институт ядерных  
исследований  
495 21 65796  
[aksenov@nf.jinr.ru](mailto:aksenov@nf.jinr.ru)  
141980, Дубна, Моск. обл., ул. Жолио-Кюри,  
6

**Акципетров Олег Андреевич**

Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова  
495 939 44 15  
[aktsip@shg.ru](mailto:aktsip@shg.ru)  
Москва, 119992, Ленинские Горы

**Алексеев Александр Михайлович**

ЗАО "Нанотехнология-МДТ"  
495 535-03-05  
[alexander@ntmdt.ru](mailto:alexander@ntmdt.ru)  
п/я 158, 317-А Зеленоград, Москва 124482,  
Россия

**Андреева Марина Алексеевна**

Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова  
495 939 12 26  
[marina@ttk.ru](mailto:marina@ttk.ru)  
119992, Москва, Ленинские Горы

**Андронов Александр Александрович**

Институт физики микроструктур РАН  
[andron@ipm.sci-nnov.ru](mailto:andron@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Анкудинов Александр Витальевич**

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН  
812 247-93-17  
[alexander.ankudinov@mail.ioffe.ru](mailto:alexander.ankudinov@mail.ioffe.ru)  
ул. Политехническая 26, С.-Петербург,  
194021, Россия

**Антонов Дмитрий Александрович**

Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского, НОЦ  
"Физика твердотельных наноструктур"  
8312 658709  
[antonov@phys.unn.ru](mailto:antonov@phys.unn.ru)  
603950 Н.Новгород, пр. Гагарина 23, корп. 3

**Арапов Юрий Григорьевич**

Институт физики металлов УрО РАН  
343 378-30-77  
[arapov@imp.uran.ru](mailto:arapov@imp.uran.ru)  
620219 Екатеринбург ГСП-170, ул.  
С.Ковалевской 18

**Аристов Виталий Васильевич**

Институт проблем технологии  
микроэлектроники и особочистых  
материалов РАН  
495 9628071  
[aristov@ipmt-hpm.ac.ru](mailto:aristov@ipmt-hpm.ac.ru)

**Артемьев Евгений Михайлович**

Красноярский государственный технический  
университет  
3912 498657  
[aem49@yandex.ru](mailto:aem49@yandex.ru)  
660036, Красноярск, Академгородок, 16-84

**Артемьев Александр Николаевич**

ФГУП РНЦ «Курчатовский институт»  
495 1967608, 1966321д  
[anartemev@pike.net.ru](mailto:anartemev@pike.net.ru); [exafs@nm.ru](mailto:exafs@nm.ru)  
123182, Москва, пл. Курчатова, 1

**Асеев Александр Леонидович**

Институт физики полупроводников СО РАН  
3833 333950  
[aseev@thermo.isp.nsc.ru](mailto:aseev@thermo.isp.nsc.ru)

**Ахсахалиян Арам Давидович**

Институт физики микроструктур РАН  
8312 385313  
[akh@ipm.sci-nnov.ru](mailto:akh@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Бакунов Михаил Иванович**

Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского  
8312 656-056, 656-416ф  
[bakunov@rf.unn.ru](mailto:bakunov@rf.unn.ru)  
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина д.23

**Барабаненков Михаил Юрьевич**

Институт проблем технологии  
микроэлектроники и особочистых  
материалов РАН  
495 9628074  
[barab@ipmt-hpm.ac.ru](mailto:barab@ipmt-hpm.ac.ru)  
142432, Черноголовка, Моск. обл.

**Бараш Юрий Семенович**

Институт физики твердого тела РАН  
496 5221648p, 1921239д  
[barash@issp.ac.ru](mailto:barash@issp.ac.ru)  
Черноголовка 142432, Моск. обл.

**Барышева Мария Михайловна**

Институт физики микроструктур РАН  
8312 385313+192  
[maria@ipm.sci-nnov.ru](mailto:maria@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Батенькин Максим Александрович**

Институт металлоорганической химии  
им. ак. А.Разуваева РАН  
8312 127682  
[mensov@iomc.ras.ru](mailto:mensov@iomc.ras.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-445,  
ул. Тропинина, 49

**Батурич Андрей Сергеевич**

ГОУВПО "Московский физико-технический  
институт"  
495 408 87 66  
[baturin@lafeet.mipt.ru](mailto:baturin@lafeet.mipt.ru)  
141700, Моск. обл., Долгопрудный,  
Институтский пер., 9

**Бекин Николай Александрович**

Институт физики микроструктур РАН  
8312 38-50-37  
[nbekin@ipm.sci-nnov.ru](mailto:nbekin@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Беленко Ирина Владимировна**

Институт проблем технологии  
микроэлектроники и особочистых  
материалов РАН

**Бельков Василий Валентинович**

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН  
812 2479989  
[bel@epi.ioffe.ru](mailto:bel@epi.ioffe.ru)  
ул. Политехническая 26, С.-Петербург,  
194021, Россия

**Беляков Владимир Алексеевич**

Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского  
8312 65-62-55  
[dragon\\_bel@mail.ru](mailto:dragon_bel@mail.ru)  
603950 Н. Новгород, пр. Гагарина д.23

**Бизяев Дмитрий Анатольевич**

Казанский физико-технический институт  
КазНЦ РАН  
8432 319107  
[dbiziaev@inbox.ru](mailto:dbiziaev@inbox.ru)  
420029 Казань, Сибирский тракт 10/7

**Бирюков Антон Александрович**

Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского, Научно-  
исследовательский физико-технический  
институт  
8312 656365  
[biryukov@nifti.unn.ru](mailto:biryukov@nifti.unn.ru)  
пр. Гагарина, 23/3, Н. Новгород, 603950

**Бородин Павел Александрович**

Казанский физико-технический институт  
КазНЦ РАН  
8432 31-91-07  
[pborodin@mail.ru](mailto:pborodin@mail.ru)  
420029, Казань, Сибирский тракт, д.10/7

**Бурдов Владимир Анатольевич**

Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского  
8312 65-62-55  
[burdov@phys.unn.ru](mailto:burdov@phys.unn.ru)  
603950 Н. Новгород, пр. Гагарина 23

**Бухараев Анастас Ахметович**

Казанский физико-технический институт  
КазНЦ РАН  
8432 31-9107  
[a\\_bukharaev@kfti.knc.ru](mailto:a_bukharaev@kfti.knc.ru)  
420029, Казань, Сибирский тракт, 10/7

**Бушуев Владимир Алексеевич**

Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова  
495 939-12-26  
[vabushuev@yandex.ru](mailto:vabushuev@yandex.ru)  
119992 ГСП-2 Ленинские горы, Москва,  
Россия

**Быков Александр Викторович**

ЗАО "Нанотехнология-МДТ"  
495 5352493  
[bykov@ntmdt.ru](mailto:bykov@ntmdt.ru)  
Zelenograd, 124460, B-167, Moscow, Russia

**Быков Андрей Викторович**

ЗАО "Нанотехнология-МДТ"  
495 5352493  
[bykovav@ntmdt.ru](mailto:bykovav@ntmdt.ru)  
Zelenograd, 124460, B-167, Moscow, Russia

**Быков Виктор Александрович**

ЗАО "Нанотехнология-МДТ"  
495 5352493  
[vbykov@ntmdt.ru](mailto:vbykov@ntmdt.ru)  
Zelenograd, 124460, B-167, Moscow, Russia

**Вашук Мария Владимировна**  
Институт теоретической и прикладной  
электродинамики, Объединенный институт  
высоких температур РАН  
495 9394043  
[mvashuk@yandex.ru](mailto:mvashuk@yandex.ru)  
Москва, ул. Ижорская, 13/19, 127412

**Вдовичев Сергей Николаевич**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385313+192  
[vdovichev@ipm.sci-nnov.ru](mailto:vdovichev@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Витухновский Алексей Григорьевич**  
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН  
[alexei@sci.lebedev.ru](mailto:alexei@sci.lebedev.ru)  
119991, Москва, Ленинский пр., 53

**Вихарев Анатолий Леонтьевич**  
Институт прикладной физики РАН  
8312 16-49-60  
[val@appl.sci-nnov.ru](mailto:val@appl.sci-nnov.ru)  
603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, 46

**Водолазов Денис Юрьевич**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385-185  
[vodolazov@ipm.sci-nnov.ru](mailto:vodolazov@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Володин Александр Петрович**  
Katholieke Universiteit Leuven, Laboratorium  
voor Vaste-Stoffysica en Magnetisme,  
Московский Институт Стали и Сплавов  
+32 16-32-7193, 16-32-7983f  
[Alexander.Volodin@fys.kuleuven.ac.be](mailto:Alexander.Volodin@fys.kuleuven.ac.be)  
Celestijnenlaan 200 D, B-3001 Leuven,  
Belgium

**Гавриленко Владимир Изяславович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385555  
[gavr@ipm.sci-nnov.ru](mailto:gavr@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Гавриленко Людмила Владимировна**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 38-50-37+222  
[aritany@ipm.sci-nnov.ru](mailto:aritany@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Гайкович Константин Павлович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 327920  
[gai@ipm.sci-nnov.ru](mailto:gai@ipm.sci-nnov.ru)  
Н.Новгород, ул.Родионова, д.7, кв.47

**Галушков Александр Иванович**  
ГУ НПК «Технологический Центр»  
Московского государственного института  
электронной техники  
495 534-02-68  
[gal@tcen.ru](mailto:gal@tcen.ru)  
124498, Москва, Зеленоград, проезд 4806,  
д.5, ком. 7237

**Ганичев Сергей Д.**  
Universitaet Regensburg, Institut fuer  
Experimentelle und Angewandte Physik  
+49 (941) 943 2050, (941) 943 4223f  
[sergey.ganichev@physik.uni-regensburg.de](mailto:sergey.ganichev@physik.uni-regensburg.de)  
93040 Regensburg, Germany

**Гапонов Сергей Викторович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385120  
[svg@ipm.sci-nnov.ru](mailto:svg@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Германенко Александр Викторович**  
НИИ ФПМ Уральского государственного  
университета им. А.М.Горького  
343 261 74 36  
[Alexander.Germanenko@usu.ru](mailto:Alexander.Germanenko@usu.ru)  
620083, Екатеринбург, пр. Ленина, 51

**Горай Леонид Иванович**  
Институт аналитического приборостроения  
РАН  
812 909-71-33  
[lig@skylink.spb.ru](mailto:lig@skylink.spb.ru)  
Рижский пр.26, С.-Петербург, 190103, Россия

**Грибков Борис Александрович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385226+217  
[bg@ipm.sci-nnov.ru](mailto:bg@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Гришин Максим Вячеславович**  
Институт химической физики  
им. Н.Н.Семенова РАН  
495 9397259  
[grishin@chph.ras.ru](mailto:grishin@chph.ras.ru)  
119991, ГСП-1, Москва, В-334, ул.Косыгина,  
д.4

**Гусев Олег Борисович**  
Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН  
812 247-91-40  
[oleg.gusev@mail.ioffe.ru](mailto:oleg.gusev@mail.ioffe.ru)  
ул. Политехническая 26, С.-Петербург,  
194021, Россия

**Гусев Сергей Александрович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385313  
[gusev@ipm.sci-nnov.ru](mailto:gusev@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Гуськов Сергей Сергеевич**  
Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского  
8312 656151  
[gss10@narod.ru](mailto:gss10@narod.ru)  
6039506 Н. Новгород, пр. Гагарина, 23. кор.3

**Данилов Юрий Александрович**  
Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского, Научно-  
исследовательский физико-технический  
институт  
8312 65-63-65  
[danilov@nifti.unn.ru](mailto:danilov@nifti.unn.ru)  
603122 Н. Новгород,  
ул. Ивлиева, 32/3 кв.62

**Дедкова Елена Георгиевна**  
Кабардино-Балкарский государственный  
университет  
[ededkova@yandex.ru](mailto:ededkova@yandex.ru)  
360000, Нальчик, ул. Ногмова 45. кв 14

**Демидов Евгений Валентинович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385037+220  
[demidov@ipm.sci-nnov.ru](mailto:demidov@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Демидов Евгений Сергеевич**  
Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского  
8312 656374  
[demidov@phys.unn.ru](mailto:demidov@phys.unn.ru),  
[demidov@phys.unn.runnet.ru](mailto:demidov@phys.unn.runnet.ru)  
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23

**Демиховский Валерий Яковлевич**  
Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского  
8312 65-62-55  
[demi@phys.unn.ru](mailto:demi@phys.unn.ru)  
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23,  
корп.3

**Демокритов Сергей Олегович**  
Nichtlineare Magnetische Dynamik Institut für  
Angewandte Physik Westfälische Wilhelms  
Universität Münster  
+49 251-833-3551, 179-4616-499mob, 251-  
833-6229f  
[demokrit@uni-muenster.de](mailto:demokrit@uni-muenster.de)  
Corrensstr. 2-4, 48149 Münster, Germany

**Дороватовский Павел Владимирович**  
НТК "Курчатовский центр синхротронного  
излучения и нанотехнологий"  
495 1967895  
[paulgemini@mail.ru](mailto:paulgemini@mail.ru)  
Москва, пл. ак. Курчатова, д.1

**Дроздов Юрий Николаевич**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 38-55-35  
[drozdyu@ipm.sci-nnov.ru](mailto:drozdyu@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Дубинов Александр Алексеевич**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385037+222  
[sanya@ipm.sci-nnov.ru](mailto:sanya@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Егоров Евгений Владимирович**  
Институт проблем технологии  
микроэлектроники и особоличных  
материалов РАН  
495 524-12-17  
[eev@mail.ru](mailto:eev@mail.ru)  
142432, Россия, Черноголовка, Моск. обл.,  
Институтская ул., 6

**Ежевский Александр Александрович**  
Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского  
8312 656475  
[ezhevski@phys.unn.ru](mailto:ezhevski@phys.unn.ru)  
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина 23

**Жаров Александр Александрович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385037+225  
[zharov@ipm.sci-nnov.ru](mailto:zharov@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Жигунов Денис Михайлович**  
Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова  
495 9393028  
[zhigunov@vega.phys.msu.ru](mailto:zhigunov@vega.phys.msu.ru)  
Москва, ГСП-2, Ленинские Горы

**Журавлев Константин Сергеевич**  
Институт физики полупроводников СО РАН  
3833 30-44-75  
[zhur@thermo.isp.nsc.ru](mailto:zhur@thermo.isp.nsc.ru)  
630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

**Забродский Андрей Георгиевич**  
Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН  
812 2472375  
[Andrei.Zabrodskii@mail.ioffe.ru](mailto:Andrei.Zabrodskii@mail.ioffe.ru),  
[Andrei.Zabrodskii@pop.ioffe.rssi.ru](mailto:Andrei.Zabrodskii@pop.ioffe.rssi.ru)

**Заварицкая Вера Алексеевна**

Российский фонд фундаментальных исследований

[zavar@srv2.rfbr.ru](mailto:zavar@srv2.rfbr.ru), [zavar@rfbr.ru](mailto:zavar@rfbr.ru)

**Зайцев-Зотов Сергей Владимирович**

Институт радиотехники и электроники РАН  
[serzz@cplire.ru](mailto:serzz@cplire.ru)

125009 Москва, ул. Моховая, д. 11

**Занавескин Максим Леонидович**

Институт кристаллографии  
им. А.В.Шубникова РАН

495 135-11-00

[znaveskin@ns.crys.ras.ru](mailto:znaveskin@ns.crys.ras.ru)

119333, Москва, Ленинский пр., 59

**Зубков Василий Иванович**

Санкт-Петербургский государственный  
электротехнический университет "ЛЭТИ"  
812 234-30-16

[VIZubkov@mail.eltech.ru](mailto:VIZubkov@mail.eltech.ru)

197376, С.-Петербург, ул. проф. Попова, 5

**Иванов Сергей Викторович**

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН

[ivan@beam.ioffe.rssi.ru](mailto:ivan@beam.ioffe.rssi.ru)

ул. Политехническая 26, С.-Петербург,  
194021, Россия

**Игнатов Анатолий Александрович**

Институт физики микроструктур РАН  
8312 385037

[ign@ipm.sci-nnov.ru](mailto:ign@ipm.sci-nnov.ru)

603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Иконников Антон Владимирович**

Институт физики микроструктур РАН  
8312 385037+257

[antikn@ipm.sci-nnov.ru](mailto:antikn@ipm.sci-nnov.ru)

603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Иржак Дмитрий Вадимович**

Институт проблем технологии  
микроэлектроники и особочистых  
материалов РАН

495 5244058

[irzhak@ipmt-hpm.ac.ru](mailto:irzhak@ipmt-hpm.ac.ru)

142432, Моск. обл., Черноголовка, ул.

Институтская, д. 6

**Исхаков Рауф Садыкович**

Институт физики им. Л.В.Киренского СО  
РАН

3912 494556

[rauf@iph.krasn.ru](mailto:rauf@iph.krasn.ru)

660036, Красноярск, Академгородок

**Кзаков Евгений Давидович**

Институт теоретической и  
экспериментальной физики  
им. А.И.Алиханова, Институт теплофизики  
экстремальных состояний Объединённого  
института высоких температур РАН, РНЦ  
"Курчатовский институт"

495 9634095, 1969672

[kazakov@dap.kiae.ru](mailto:kazakov@dap.kiae.ru)

107076, Москва, ул. Преображенская, д.5/7,  
кв 142

**Казанцев Дмитрий Всеволодович**

ГНЦ Институт Теоретической и  
Экспериментальной Физики

495 123-82-14

[kaza@itep.ru](mailto:kaza@itep.ru)

Москва, 117218, Б.Черемушкинская ул., д. 25

**Карбань Оксана Владиславовна**

Физико-технический институт УрО РАН  
3412 212655

[uds@pti.udm.ru](mailto:uds@pti.udm.ru)

426001, Ижевск, Кирова 132

**Кведер Виталий Владимирович**

Институт физики твердого тела РАН

[kveder@issp.ac.ru](mailto:kveder@issp.ac.ru)

Черноголовка 142432, Моск. обл.

**Квон Зе Дон**

Институт физики полупроводников СО РАН

[kvon@thermo.isp.nsc.ru](mailto:kvon@thermo.isp.nsc.ru)

630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

**Келейнов Илья Валерьевич**

Институт физики микроструктур РАН

8312 675037+227

[jul@ipm.sci-nnov.ru](mailto:jul@ipm.sci-nnov.ru)

Н. Новгород, ул. А.Гайдара д.18, кв.220

**Киселева Ольга Игоревна**

INTERTECH Corporation

495 232-42-25

[ok@intertech-corp.ru](mailto:ok@intertech-corp.ru)

119017 Москва, Б. Толмачевский пер., д.5,

Институт Гиредмет

**Кислинский Юлий Вячеславович**

Институт радиотехники и электроники РАН

495 203 09 35

[yulii@hitech.cplire.ru](mailto:yulii@hitech.cplire.ru)

125009, Москва, ул. Моховая, д. 11, строение

7

**Кленов Николай Викторович**

Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

496 7517856

[cryo268a@phys.msu.ru](mailto:cryo268a@phys.msu.ru)

142190 Моск. обл., Троицк, Октябрьский

пр., д. 4, кв. 11

**Козлов Дмитрий Владимирович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385037+257  
[dvkoz@ipm.sci-nnov.ru](mailto:dvkoz@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Козлов Владимир Анатольевич**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385037  
[kozlov@ipm.sci-nnov.ru](mailto:kozlov@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Кольчевский Николай Николаевич**  
Белорусский государственный университет  
+375 29-7745553  
[kolchevsky@bsu.by](mailto:kolchevsky@bsu.by)  
ул.Купревича 3\2-13, Минск, 220114,  
Беларусь

**Комогорцев Сергей Викторович**  
Институт физики им. Л.В.Киренского СО  
РАН  
3912 494556  
[komogor@iph.krasn.ru](mailto:komogor@iph.krasn.ru)  
660036 Красноярск, Академгородок

**Конов Виталий Иванович**  
Институт общей физики им. А.М.Прохорова  
РАН, Центр естественно-научных  
исследований  
495 1357628, 9380089  
[vik@nsc.gpi.ru](mailto:vik@nsc.gpi.ru), [konov@rfbr.ru](mailto:konov@rfbr.ru)

**Кононенко Валерий Константинович**  
Институт физики им. Б.И.Степанова НАН  
Беларуси  
+375 17 2 84-04-35  
[lavik@dragon.bas-net.by](mailto:lavik@dragon.bas-net.by)  
Беларусь, 220072 Минск, пр. Ф.Скорины, 70

**Копаев Юрий Васильевич**  
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН  
[kopaev@sci.lebedev.ru](mailto:kopaev@sci.lebedev.ru)

**Корнилов Виктор Михайлович**  
Институт физики молекул и кристаллов  
Уфимского научного центра РАН  
3472 31-35-38  
[kornilov@anrb.ru](mailto:kornilov@anrb.ru)  
450075, Уфа, пр. Октября. 151

**Коротеев Юрий Михайлович**  
Институт физики прочности и  
материаловедения СО РАН  
3822 286-843  
[yury\\_koroteev@list.ru](mailto:yury_koroteev@list.ru)  
634021, Томск, пр. Академический, 2/1

**Коршунов Алексей Сергеевич**  
Российский Федеральный Ядерный Центр  
ВНИИЭФ  
83130 455-84  
[kudasov@ntc.vniief.ru](mailto:kudasov@ntc.vniief.ru)  
пр. Мира 37, Саров, Нижегородская обл.,  
607188

**Кочаровский Владимир Владиленович**  
Институт прикладной физики РАН  
8312 164894  
[kochar@appl.sci-nnov.ru](mailto:kochar@appl.sci-nnov.ru)  
603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, 46

**Кочерешко Владимир Петрович**  
Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН  
[vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru](mailto:vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru)  
ул. Политехническая 26, С.-Петербург,  
194021, Россия

**Красильник Захарий Фишелевич**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 38-5555  
[zfk@ipm.sci-nnov.ru](mailto:zfk@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Красильникова Людмила Владимировна**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385037  
[Luda@ipm.sci-nnov.ru](mailto:Luda@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Криницина Татьяна Павловна**  
Институт физики металлов УрО РАН  
343 3740230  
[krinitsina@imp.uran.ru](mailto:krinitsina@imp.uran.ru)  
620219, Екатеринбург, ГСП-170, ул.Софьи  
Ковалевской, 18Б

**Криштопенко Сергей Сергеевич**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 771003, 385037+257  
[ds\\_a-teens@mail.ru](mailto:ds_a-teens@mail.ru)  
603116, Н.Новгород, ул. Гордеевская, д. 22,  
кв. 22

**Кудасов Юрий Бориславович**  
Российский Федеральный Ядерный Центр  
ВНИИЭФ  
83130 45584  
[kudasov@ntc.vniief.ru](mailto:kudasov@ntc.vniief.ru)  
пр. Мира 37, Саров, Нижегородская обл.,  
607188

**Кузин Сергей Вадимович**  
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН  
495 1326596  
[kuzin@mail.lebedev.ru](mailto:kuzin@mail.lebedev.ru)  
119991, Москва, Ленинский пр., 53

**Кунькова Зоя Эдуардовна**  
Институт радиотехники и электроники РАН,  
Фрязинское отделение  
495 785-56-39 доб. 15-76  
[zek@ms.ire.rssi.ru](mailto:zek@ms.ire.rssi.ru)  
141190, Моск. обл., Фрязино, пл. ак.  
Введенского

**Курин Владислав Викторович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385185  
[kurin@ipm.sci-nnov.ru](mailto:kurin@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Кухаренко Людмила Валентиновна**  
Белорусский Государственный  
Медицинский Университет  
+375 222-73-28  
[lvk@europe.com](mailto:lvk@europe.com)  
пр. Дзержинского, 83, Минск, 220116

**Лачинов Алексей Николаевич**  
Институт физики молекул и кристаллов  
Уфимского научного центра РАН  
3472 313538  
[lachinov@anrb.ru](mailto:lachinov@anrb.ru)  
450075, Уфа, Пр.Октября, д.151

**Лобанов Дмитрий Николаевич**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 38-50-37+100  
[dima@ipm.sci-nnov.ru](mailto:dima@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Лобанова Юлия Львовна**  
Российский Федеральный Ядерный Центр  
ВНИИЭФ  
83130 10723  
[July1@rol.ru](mailto:July1@rol.ru)  
607190, Нижегородская обл., Саров пр. Мира  
37

**Лозовик Юрий Ефремович**  
Институт спектроскопии РАН  
495 3340881  
[lozovik@isan.troitsk.ru](mailto:lozovik@isan.troitsk.ru)  
142190, Троицк, Моск. обл.

**Ломаева Светлана Федоровна**  
Физико-технический институт УрО РАН  
3412 212655  
[uds@pti.udm.ru](mailto:uds@pti.udm.ru)  
426000, Ижевск, ул.Кирова, 132

**Лопатин Алексей Яковлевич**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385313  
[lopatin@ipm.sci-nnov.ru](mailto:lopatin@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Лучин Валерий Иванович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385313  
[luchin@ipm.sci-nnov.ru](mailto:luchin@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Любовин Николай Юрьевич**  
Московский физико-технический институт,  
УНЦ "Нанотехнологии в электронике"  
[lukolik@lafeet.mipt.ru](mailto:lukolik@lafeet.mipt.ru)  
141700, Моск. обл., Долгопрудный, ул.  
Институтский пер., д.9

**Макаренко Игорь Васильевич**  
Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН  
812 247-93-17  
[igor.makarenko@mail.ioffe.ru](mailto:igor.makarenko@mail.ioffe.ru)  
ул. Политехническая 26, С.-Петербург,  
194021, Россия

**Маковийчук Мирослав Иванович**  
Институт микроэлектроники и информатики  
РАН  
4852 246552  
[makmi@imras.net76.ru](mailto:makmi@imras.net76.ru),  
[mmakoviychuk@yandex.ru](mailto:mmakoviychuk@yandex.ru)  
150007, Ярославль, Университетская, 21

**Максимов Игорь Лаврентьевич**  
Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского  
8312 65-62-55  
[ilmaks@phys.unn.ru](mailto:ilmaks@phys.unn.ru)  
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина 23/3

**Максимов Георгий Артурович**  
Нижегородский Государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского  
8312 65-90-35  
[maximov@unn.ru](mailto:maximov@unn.ru)  
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23

**Мальшева Евгения Игоревна**  
Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского  
8312 656365  
[malysheva@phys.unn.ru](mailto:malysheva@phys.unn.ru)  
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23, корп.3

**Маремьянин Кирилл Владимирович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385037  
[kirillm@ipm.sci-nnov.ru](mailto:kirillm@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Мармалюк Александр Анатольевич**  
ООО "Сигм плюс"  
495 333-3325  
[marm@siplus.ru](mailto:marm@siplus.ru)  
117342, Москва, ул. Введенского, 3

**Медведев Павел Георгиевич**  
Физико-технологический институт РАН  
[p.medvedev@mail.ru](mailto:p.medvedev@mail.ru)  
117218 Москва, Нахимовский пр., 34

**Мельников Александр Сергеевич**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 607580  
[melnikov@ipm.sci-nnov.ru](mailto:melnikov@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Миронов Виктор Леонидович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385226+241  
[mironov@ipm.sci-nnov.ru](mailto:mironov@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Митрофанов Александр Викторович**  
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН  
495 135-79-21  
[mitrofa@sci.lebedev.ru](mailto:mitrofa@sci.lebedev.ru)  
119991, Москва, Ленинский пр., 53

**Михайлов Алексей Николаевич**  
Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского, Научно-  
исследовательский физико-технический  
институт  
8312 656914  
[mian@nifti.unn.ru](mailto:mian@nifti.unn.ru)  
603950 Н. Новгород, пр. Гагарина, д.23,  
корп.3

**Молдавская Любовь Давидовна**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 38-55-35  
[lmd@ipm.sci-nnov.ru](mailto:lmd@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Морозов Сергей Вячеславович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385037  
[more@ipm.sci-nnov.ru](mailto:more@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Морозов Юрий Александрович**  
Саратовский филиал Института  
радиотехники и электроники РАН  
8452 271485  
[yuri.mor@rambler.ru](mailto:yuri.mor@rambler.ru)  
410019, Саратов, ул. Зеленая, 38

**Мощалков Виктор Васильевич**  
Katholieke Universiteit Leuven, Nanoscale  
Superconductivity and Magnetism Group,  
Pulsed Fields Group  
+32 16-327172-Secr., 16-327618, 16-327983f  
[victor.moshchalkov@fys.kuleuven.ac.be](mailto:victor.moshchalkov@fys.kuleuven.ac.be)  
Celestijnenlaan 200 D, B-3001 Leuven,  
Belgium

**Мурель Аркадий Викторович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385535+177  
[murel@ipm.sci-nnov.ru](mailto:murel@ipm.sci-nnov.ru)  
603136 Н.Новгород Рокоссовского,2-327

**Мурзина Татьяна Владимировна**  
Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова  
495 9393669  
[murzina@mail.ru](mailto:murzina@mail.ru)  
119992 Москва, Ленинские горы

**Муртазаев Акай Курбанович**  
Институт физики Дагестанского научного  
центра РАН  
8722 626675  
[m\\_akai@iwt.ru](mailto:m_akai@iwt.ru)  
367003, Махачкала, ул. М.Ярагского, 94

**Некипелов Сергей Вячеславович**  
Сыктывкарский государственный  
университет  
8212 311152  
[snek@syktsu.ru](mailto:snek@syktsu.ru)  
167001, Сыктывкар, Октябрьский пр., 55

**Никитенко Юрий Васильевич**  
ОИЯИ, Лаборатория нейтронной физики  
им. И.М.Франка  
495 2165155  
[nikiten@nf.jinr.ru](mailto:nikiten@nf.jinr.ru)  
141980, Дубна, Моск. обл., ул. Жолио-Кюри  
6

**Никитушкин Дмитрий Сергеевич**  
Институт физики микроструктур РАН,  
Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского  
8312 385226+217  
[timofei@ipm.sci-nnov.ru](mailto:timofei@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Николаев Сергей Викторович**  
Омский государственный университет  
им. Ф.М.Достоевского  
3812 23-15-48  
[25sergeyn@mail.ru](mailto:25sergeyn@mail.ru)  
Омск, 644033, ул. Волховстроя, д.81, кв.98

**Никулов Алексей Васильевич**  
Институт проблем технологии  
микроэлектроники и обособленных  
материалов РАН  
495 9628074  
[nikulov@ipmt-hpm.ac.ru](mailto:nikulov@ipmt-hpm.ac.ru)  
142432, Черноголовка, Моск. обл.

**Нургазизов Нияз Ильгизович**

University of Surrey  
+44 01483 686299  
[N.Nurgazizov@surrey.ac.uk](mailto:N.Nurgazizov@surrey.ac.uk)  
GU2 7XH, United Kingdom, Surrey, Guildford,  
University of Surrey, School of Engineering,  
MaSSS

**Овсянников Геннадий Александрович**

Институт радиотехники и электроники РАН  
495 2030935  
[gena@hitech.cplire.ru](mailto:gena@hitech.cplire.ru)  
Москва 125009, Моховая 11 строение 7

**Овчинников Денис Владимирович**

Eindhoven University of Technology,  
Department of Chemical Engineering and  
Chemistry  
+31 40-2473049  
[D.Ovchinnikov@tue.nl](mailto:D.Ovchinnikov@tue.nl)  
Helix STO 2.44 P.O. Box 513, 5600 MB  
Eindhoven, The Netherlands

**Окомельков Александр Владимирович**

Институт физики микроструктур РАН  
8312 38-51-85+204  
[okom@ipm.sci-nnov.ru](mailto:okom@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Орликовский Александр Александрович**

Физико-технологический институт РАН  
495 1253826  
[orlikovsky@ftian.oivta.ru](mailto:orlikovsky@ftian.oivta.ru)  
117218 Москва, Нахимовский пр., 34

**Панкратов Андрей Леонидович**

Институт физики микроструктур РАН  
8312 38-51-85  
[alp@ipm.sci-nnov.ru](mailto:alp@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Паршин Анатолий Сергеевич**

Сибирский государственный  
аэрокосмический университет  
им. ак. М.Ф.Решетнева  
3912 64-01-80  
[aparshin@sibsau.ru](mailto:aparshin@sibsau.ru)  
660014, Красноярск, пр. им. газеты  
«Красноярский рабочий», 31, Россия

**Пестов Алексей Евгеньевич**

Институт физики микроструктур РАН  
8312 376033  
[pektor@ipm.sci-nnov.ru](mailto:pektor@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Петраков Анатолий Павлович**

Сыктывкарский государственный  
университет  
8212 436-436  
[petrakov@syktsu.ru](mailto:petrakov@syktsu.ru)  
167001, Сыктывкар, Октябрьский пр., 55

**Платонов Вадим Васильевич**

Российский Федеральный Ядерный Центр  
ВНИИЭФ  
83130 64471  
[platonov@ntc.vniief.ru](mailto:platonov@ntc.vniief.ru)  
607188, Саров, Нижегородской обл., пр.  
Мира 37

**Подурец Константин Михайлович**

ФГУП РНЦ «Курчатовский институт»  
495 1967475  
[podurets@issph.kiae.ru](mailto:podurets@issph.kiae.ru)  
123182 Москва пл. ак. Курчатова д.1

**Полищук Ольга Витальевна**

Саратовский филиал Института  
радиотехники и электроники РАН  
8452 272401  
[polischuk@soire.renet.ru](mailto:polischuk@soire.renet.ru)  
ул. Зеленая, 38, 410019 Саратов, Россия

**Полковников Владимир Николаевич**

Институт физики микроструктур РАН  
8312 38-53-13  
603905, Н.Новгород, ГСП-105

**Попов Вячеслав Валентинович**

Саратовский филиал Института  
радиотехники и электроники РАН  
8452 234510  
[popov@soire.renet.ru](mailto:popov@soire.renet.ru)  
ул. Зеленая, 38, 410019 Саратов

**Почтенный Артём Евгеньевич**

Белорусский государственный  
технологический университет  
+375 017-227-1091  
[paе@tut.by](mailto:paе@tut.by)  
ул. Свердлова 13а, 220050 Минск, Беларусь

**Пряхин Дмитрий Александрович**

Институт физики микроструктур РАН  
8312 385535  
[pda@ipm.sci-nnov.ru](mailto:pda@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Пугач Наталия Григорьевна**

Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова  
495 939-47-87  
[pugach@magn.ru](mailto:pugach@magn.ru)  
Москва, 119992, Ленинские Горы

**Пунегов Василий Ильич**

Коми Научный Центр УрО РАН  
8212 222716  
[punegov@syktsu.ru](mailto:punegov@syktsu.ru)  
ул. Коммунистическая д.24, Сыктывкар,  
ГСП-2, Республика Коми, 167982, Россия

**Ремизов Дмитрий Юрьевич**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385037  
[remizov@ipm.sci-nnov.ru](mailto:remizov@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Рехвиашвили Серго Шотович**  
Кабардино-Балкарский государственный  
университет  
8662 74-05-74  
[rsergo@mail.ru](mailto:rsergo@mail.ru)  
360004, КБР, Нальчик, ул.Чернышевского,  
173

**Романов Андрей Юрьевич**  
Институт рентгеновской оптики  
495 540 26 12  
[androm@iropic.ru](mailto:androm@iropic.ru), [androm2@yandex.ru](mailto:androm2@yandex.ru)  
Москва, 1-й Волоколамский пр., 10

**Рощупкина Ольга Дмитриевна**  
Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова  
926 3192388  
[rochtch@ipmt-hpm.ac.ru](mailto:rochtch@ipmt-hpm.ac.ru)  
Ленинские горы, 119992 ГСП-2 Москва,  
Россия

**Русанов Александр Юрьевич**  
Институт физики твёрдого тела РАН  
495 52-44421  
[s-t-d@yandex.ru](mailto:s-t-d@yandex.ru)  
142432, Моск. обл., Черноголовка, ул.  
Институтская 2

**Рыжов Денис Андреевич**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 38-51-85  
[ryzhov@ipm.sci-nnov.ru](mailto:ryzhov@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Рыжова Анастасия Александровна**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385037+227  
[jul@ipm.sci-nnov.ru](mailto:jul@ipm.sci-nnov.ru)  
Н. Новгород, ул. Шаляпина д.12, кв.6

**Рябокоть Валерий Николаевич**  
ЗАО "Нанотехнология-МДТ"  
495 5352493  
[rbk@ntmdt.ru](mailto:rbk@ntmdt.ru)  
Zelenograd, 124460, B-167, Moscow, Russia

**Ряжкин Антон Владимирович**  
Институт физики металлов УрО РАН  
343 3783544, 3745244ф  
[rav@imp.uran.ru](mailto:rav@imp.uran.ru)  
ул. С.Ковалевской, 18, ГСП-170, 620041  
Екатеринбург Россия

**Рязанов Валерий Владимирович**  
Институт физики твердого тела РАН  
495 5244421  
[ryazanov@issp.ac.ru](mailto:ryazanov@issp.ac.ru)  
Институтская 2, Черноголовка, Моск. обл.,  
142432

**Савельев Денис Андреевич**  
Нижегородский Государственный  
Университет им. Н.И.Лобачевского  
8312 65-87-09  
[saveliev@phys.unn.ru](mailto:saveliev@phys.unn.ru)  
Н. Новгород, пр. Гагарина 23 корп. 3

**Садыков Эдгар Камилович**  
Казанский Государственный Университет  
8432 315148  
[esad@ksu.ru](mailto:esad@ksu.ru)  
Казань 420008

**Салашенко Николай Николаевич**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385226+190  
[salashch@ipm.sci-nnov.ru](mailto:salashch@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Салихов Кев Минуллович**  
Казанский физико-технический институт  
КазНЦ РАН  
8432 725044, 720503  
[salikhov@kfti.knc.ru](mailto:salikhov@kfti.knc.ru)  
420029 Казань, Сибирский тракт, 10/7

**Самохвалов Алексей Владимирович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385037+228  
[samokh@ipm.sci-nnov.ru](mailto:samokh@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Сапожников Максим Викторович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385185  
[msap@ipm.sci-nnov.ru](mailto:msap@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Сатанин Аркадий Михайлович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385313+192  
[arkady@ipm.sci-nnov.ru](mailto:arkady@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Семенов Валентин Георгиевич**  
Санкт-Петербургский государственный  
университет  
812 4284039  
[semenov@moss.pu.ru](mailto:semenov@moss.pu.ru)  
198504, С.-Петербург, Петродворец,  
Университетский пр., 26

**Середин Павел Владимирович**  
Воронежский государственный университет  
4732 208363  
[paul@phys.vsu.ru](mailto:paul@phys.vsu.ru)  
394006, Воронеж, Университетская пл, 1

**Сибельдин Николай Николаевич**  
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН  
495 135-10-59  
[sibeldin@mail.llebedev.ru](mailto:sibeldin@mail.llebedev.ru)  
119991, Москва, Ленинский пр., 53

**Сибирев Николай Владимирович**  
Институт аналитического приборостроения  
РАН  
812 247-9350  
[NickSibirev@yandex.ru](mailto:NickSibirev@yandex.ru)  
Рижский 26, 190103, С.-Петербург, Россия

**Сивков Виктор Николаевич**  
Сыктывкарский государственный университет  
8212 237148  
[svn@syktsu.ru](mailto:svn@syktsu.ru)  
167001, Сыктывкар, Октябрьский пр., 55

**Силаев Михаил Андреевич**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 38-51-20  
[msilaev@ipm.sci-nnov.ru](mailto:msilaev@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Скворцов Михаил Андреевич**  
Институт теоретической физики  
им. Л.Д.Ландау РАН  
495 702-93-17  
[skvor@itp.ac.ru](mailto:skvor@itp.ac.ru)  
142432, Черноголовка, Моск. обл., пр. ак.  
Семенова, д. 1А

**Слемзин Владимир Алексеевич**  
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН  
495 135-79-21  
[slem@mail.llebedev.ru](mailto:slem@mail.llebedev.ru)  
119991, ГСП-1 Москва, Ленинский пр., 53

**Смирнов Александр Иванович**  
Институт физических проблем  
им. П.Л.Капицы РАН  
495 1370998, 6512125  
[smirnov@kapitza.ras.ru](mailto:smirnov@kapitza.ras.ru)  
Kosygin str. 2, Moscow, Russia, 117334

**Смолянкина Ольга Юрьевна**  
Омский государственный университет  
им. Ф.М.Достоевского  
3812 295-134 (д.) 8-913-611-7713 (с.)  
[smolyankina@omsu.ru](mailto:smolyankina@omsu.ru)  
Россия, Омск, 644047, а/я 1141

**Соболев Николай Алексеевич**  
Физико-технический институт им.  
А.Ф.Иоффе РАН  
812 247-38-85  
[nick@sobolev.ioffe.rssi.ru](mailto:nick@sobolev.ioffe.rssi.ru) ;  
ул. Политехническая 26, С.-Петербург,  
194021, Россия

**Соболев Михаил Михайлович**  
Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН  
812 247-9382  
[m.sobolev@mail.ioffe.ru](mailto:m.sobolev@mail.ioffe.ru)  
ул. Политехническая 26, С.-Петербург,  
194021, Россия

**Сошников Илья Петрович**  
Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН,  
Научно-образовательный комплекс СПб  
ФТНОЦ РАН  
812 2479392  
[ipsosh@beam.ioffe.rssi.ru](mailto:ipsosh@beam.ioffe.rssi.ru)  
ул. Политехническая 26, С.-Петербург,  
194021, Россия

**Спирин Кирилл Евгеньевич**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385037+257  
[spirink@ipm.sci-nnov.ru](mailto:spirink@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Субботин Александр Николаевич**  
Российский Федеральный Ядерный Центр  
ВНИИЭФ  
83130 10723  
[Subbotin@otd470.vniief.ru](mailto:Subbotin@otd470.vniief.ru)  
607190 Нижегородская обл., Саров пр. Мира  
37

**Суворов Эрнест Витальевич**  
Институт физики твердого тела РАН  
495 522 2960  
[suvorov@issp.ac.ru](mailto:suvorov@issp.ac.ru)  
142432, Черноголовка, Моск. обл.,  
Институтская ул., д.2

**Сурис Роберт Арнольдович**  
Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН  
812 2479367  
[Suris@theory.ioffe.rssi.ru](mailto:Suris@theory.ioffe.rssi.ru)  
ул. Политехническая 26, С.-Петербург,  
194021, Россия

**Тагиров Ленар Рафгатович**  
Казанский Государственный Университет  
8432 315342, 642484д  
[ltagirov@mail.ru](mailto:ltagirov@mail.ru)  
Kremlevskaya str. 18, 420008 Kazan, Russia

**Темнов Василий Владимирович**  
Dortmund University, Physics Department  
+49 231-7553679  
[vasily.temnov@uni-dortmund.de](mailto:vasily.temnov@uni-dortmund.de)  
Otto-Hahn Str. 4, D-44221 Dortmund, Germany

**Тимофеев Владислав Борисович**  
Институт физики твердого тела РАН  
[timofeev@issp.ac.ru](mailto:timofeev@issp.ac.ru)  
Черноголовка 142432, Моск. обл.

**Титков Александр Николаевич**  
Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН  
812 2479317  
[Alexander.Titkov@mail.ioffe.ru](mailto:Alexander.Titkov@mail.ioffe.ru)  
ул. Политехническая 26, С.-Петербург,  
194021, Россия

**Тиходеев Сергей Григорьевич**  
Институт общей физики им. А.М.Прохорова  
РАН  
495 1328102  
[tikh@gpi.ru](mailto:tikh@gpi.ru)

**Тихомиров Алексей А.**  
ЗАО "Нанотехнология-МДТ"  
495 5352493  
[leon@ntmdt.ru](mailto:leon@ntmdt.ru)

**Толстихина Алла Леонидовна**  
Институт кристаллографии  
им. А.В.Шубникова РАН  
495 1351100  
[Alla@ns.crys.ras.ru](mailto:Alla@ns.crys.ras.ru)  
119333, Москва Ленинский пр., 59

**Трояновский Алексей Маркович**  
Институт физических проблем  
им. П.Л.Капицы РАН  
495 1373230  
[troyan@kapitza.ras.ru](mailto:troyan@kapitza.ras.ru)  
ул. Косыгина, д.2, Москва, 119334

**Трушин Владимир Николаевич**  
Нижегородский Государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского  
8312 656151  
[trush@phys.unn.runnet.ru](mailto:trush@phys.unn.runnet.ru)  
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина 23, кор.3

**Турьянский Александр Георгиевич**  
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН  
495 132-62-68  
[tour@mail1.lebedev.ru](mailto:tour@mail1.lebedev.ru)  
119991, Москва, Ленинский пр., 53

**Удалов Олег Георгиевич**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 642079  
[udalov@ipm.sci-nnov.ru](mailto:udalov@ipm.sci-nnov.ru)  
603009 Н.Новгород, ул. Елисева, д.7а, кв. 53

**Уздин Валерий Моисеевич**  
Санкт-Петербургский государственный  
университет  
812 3733692  
[uzdin@vu1864.spb.edu](mailto:uzdin@vu1864.spb.edu)  
196135, С.-Петербург, ул. Типанова 3-52

**Устинов Владимир Васильевич**  
Институт физики металлов УрО РАН  
343 3740230, 3744471, 89028490781 моб.  
[ustinov@imp.uran.ru](mailto:ustinov@imp.uran.ru)  
620219, Екатеринбург, ГСП-170, ул.  
С.Ковалевской, 18Б

**Филатов Дмитрий Олегович**  
Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского, НОЦ  
«Физика твердотельных наноструктур»  
8312 65-97-09  
[filatov@phys.unn.ru](mailto:filatov@phys.unn.ru)  
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23

**Фомин Лев Александрович**  
Институт проблем технологии  
микроэлектроники и особых чистых  
материалов РАН  
495 5244238  
[fomin@ipmt-hpm.ac.ru](mailto:fomin@ipmt-hpm.ac.ru)  
142432, Моск. обл., Черноголовка

**Фоминов Яков Викторович**  
Институт теоретической физики  
им. Л.Д.Ландау РАН  
495 (910) 466-14-89  
[fominov@landau.ac.ru](mailto:fominov@landau.ac.ru)  
142432, Черноголовка, Моск. обл., пр. ак.  
Семенова, д. 1А

**Фраерман Андрей Александрович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 607580  
[andr@ipm.sci-nnov.ru](mailto:andr@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Фролов Вадим Дмитриевич**  
Институт общей физики им. А.М.Прохорова  
РАН, Центр естественно-научных  
исследований  
495 132 6498  
[frolov@ran.gpi.ru](mailto:frolov@ran.gpi.ru)  
119991, Москва ул. Вавилова, д. 38

**Хайдуков Юрий Николаевич**  
Объединенный институт ядерных  
исследований  
495 2162875  
[khaiduk@nf.jinr.ru](mailto:khaiduk@nf.jinr.ru)  
141980, ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна, Моск.  
обл., Россия

**Харинцев Сергей С.**  
Eindhoven University of Technology,  
Department of Chemical Engineering and  
Chemistry  
+31 040-2473331  
[S.Kharintsev@tue.nl](mailto:S.Kharintsev@tue.nl)  
STO 2.32, P.O.Box 513, 5600 MB Eindhoven,  
The Netherlands

**Холин Дмитрий Игоревич**  
Институт Физических Проблем  
им. П.Л.Капицы РАН  
495 1376820  
[kholin@kapitza.ras.ru](mailto:kholin@kapitza.ras.ru)  
119334, Москва, ул. Косыгина 2

**Хохлов Дмитрий Ремович**  
Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова  
495 939-1151  
[khokhlov@mig.phys.msu.ru](mailto:khokhlov@mig.phys.msu.ru)  
119992, Москва, Ленинские горы

**Хрыкин Олег Игоревич**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 38-55-35+162  
[khrykin@ipm.sci-nnov.ru](mailto:khrykin@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Чалков Вадим Юрьевич**  
Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского, Научно-  
исследовательский физико-технический  
институт  
8312 65-61-63  
[svetlov@phys.unn.ru](mailto:svetlov@phys.unn.ru)  
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина 23, корп. 3

**Чернов Владислав Вениаминович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385603  
[vchernov@ipm.sci-nnov.ru](mailto:vchernov@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Чупрунов Евгений Владимирович**  
Нижегородский Государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского  
8312 656151  
[chuprun@phys.unn.runnet.ru](mailto:chuprun@phys.unn.runnet.ru)  
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина 23, кор.3

**Чхало Николай Иванович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385603  
[Chkhalo@ipm.sci-nnov.ru](mailto:Chkhalo@ipm.sci-nnov.ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Шабельников Леонид Григорьевич**  
Институт проблем технологии  
микроэлектроники и особых чистых  
материалов РАН  
495 5244081  
[lgs@ipmt-hpm.ac.ru](mailto:lgs@ipmt-hpm.ac.ru)  
142432, Черноголовка, Моск. обл.

**Шалеев Михаил Владимирович**  
Институт физики микроструктур РАН  
8312 385037+100  
[shaleev@ipm.sci-nnov.ru](mailto:shaleev@ipm.sci-nnov.ru),  
[www@Nano.NNov.Ru](http://www@Nano.NNov.Ru)  
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

**Шалыгина Ольга Александровна**  
Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова  
495 9391566  
[olga@vega.phys.msu.ru](mailto:olga@vega.phys.msu.ru)  
Москва, ГСП-2, Ленинские Горы

**Шамирзаев Тимур Сезгирович**  
Институт физики полупроводников СО РАН  
3833 304475  
[timur@thermo.isp.nsc.ru](mailto:timur@thermo.isp.nsc.ru)  
630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

**Швецов Александр Владимирович**  
Нижегородский государственный  
университет им. Н.И.Лобачевского  
8312 656255  
[alexshdze@mail.ru](mailto:alexshdze@mail.ru)  
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23

**Шегай Олег Александрович**  
Институт физики полупроводников СО РАН  
3833 30-69-45  
[shagai@thermo.isp.nsc.ru](mailto:shagai@thermo.isp.nsc.ru)  
630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

**Шепета Наталья Александровна**  
Сибирский государственный  
аэрокосмический университет  
им. ак. М.Ф.Решетнева  
3912 919173  
[rauf@iph.krasn.ru](mailto:rauf@iph.krasn.ru)  
660014, Красноярск, пр. им. газеты  
«Красноярский рабочий», 31

**Шмаенок Леонид Айзикович**  
Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН, PhysTeX, Netherlands  
812 2479992  
[phystex@knoware.nl](mailto:phystex@knoware.nl)  
ул. Политехническая 26, С.-Петербург,  
194021, Россия

**Штейнман Эдуард Александрович**  
Институт физики твердого тела РАН  
495 5223244  
[steinman@issp.ac.ru](mailto:steinman@issp.ac.ru)  
142432, Черноголовка, Моск. обл.,  
Ногинского р-на

**Шубин Андрей Борисович**  
ЗАО "Нанотехнология-МДТ"  
495 5352493  
[shubin@ntmdt.ru](mailto:shubin@ntmdt.ru)

**Шулаков Евгений Владимирович**  
Институт проблем технологии  
микроэлектроники и особочистых  
материалов РАН  
495 5244081  
[shulakov@ipmt-hpm.ac.ru](mailto:shulakov@ipmt-hpm.ac.ru)  
142432, Моск. область, Черноголовка

**Шур Владимир Яковлевич**  
Уральский государственный университет  
им. А.М.Горького, Уральский ЦКП  
"Сканирующая зондовая микроскопия"  
343 2617436  
[vladimir.shur@usu.ru](mailto:vladimir.shur@usu.ru)  
620083, Екатеринбург, пр. Ленина 51

**Щелоков Игорь Александрович**  
Институт проблем технологии  
микроэлектроники и особочистых  
материалов РАН  
495 5244148  
[igor@ipmt-hpm.ac.ru](mailto:igor@ipmt-hpm.ac.ru)  
142432, Моск. обл., Черноголовка, ул.  
Институтская д.6

**Якунин Михаил Викторович**  
Институт физики металлов УрО РАН  
343 378 3644  
[yakunin@imp.uran.ru](mailto:yakunin@imp.uran.ru)  
620041, Екатеринбург, ГСП-170, ул.  
С.Ковалевской, 18

**Ясинский Валерий Маркович**  
Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ  
+375 17 2841420  
[yasin@dragon.bas-net.by](mailto:yasin@dragon.bas-net.by)  
68, пр. Независимости, 220072, Минск,  
Беларусь

**Ясневич Ирина Николаевна**  
Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН  
812 2479974  
[Irina.Yassievich@mail.ioffe.ru](mailto:Irina.Yassievich@mail.ioffe.ru)  
ул. Политехническая 26, С.-Петербург,  
194021, Россия