

ПРОГРАММА И СОДЕРЖАНИЕ

ФЕРРОМАГНИТНЫЕ НАНОСИСТЕМЫ

Пн 41	И.Д.Токман ¹ , А.В.Швецов ² <i>¹Институт физики микроструктур РАН, ²Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия</i> Обратный эффект Фарадея в кристаллах молекулярных магнитов	257
Пн 42	А.Г.Онан ^a , S.Kazan ^a , Ju.I.Gatiyatova ^b , V.F.Valeev ^b , R.I.Khaibullin ^b , F.A.Mikhailov ^{a,c} <i>^aDepartment of Physics, Gebze Institute of Technology, Gebze, Kocaeli, Turkey ^bKazan Physical-Technical Institute, Kazan, Russia ^cInstitute of Physics, Azerbaijan Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan</i> EPR and FMR spectra of Fe implanted SrTiO₃	
Пн 43	Е.М.Артемьев ¹ , И.А.Турпанов ² <i>¹Сибирский федеральный университет, ²Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск</i> Перпендикулярная магнитная анизотропия в пленках Co₅₀Pt₅₀ и Co₅₀Pt_{50-x}Pd_x	259
Пн 44	А.Б.Грановский <i>Московский Государственный университет им. М.В.Ломоносова, Россия</i> Квазиферромагнетизм в TiO₂:Bi.	
Пн 45	Т.Гото ¹ , А.Барышев ¹ , А.Мерзликин ² , А.Дорофеев ² , А.Виноградов ² , А.Лисянский ³ , М.Инуе ¹ , А.Б.Грановский ⁴ <i>¹Toyohashi University of Technology, Japan ²Институт Теоретических и Прикладных Проблем Электродинамики РАН, Россия ³Department of Physics, Queens College of the City University of New York, USA ⁴Московский Государственный университет им. М.В.Ломоносова, Россия</i> Таммовские состояния в магнитофотонных кристаллах	
Пн 46	С.А.Гусев ¹ , В.Н.Петров ² , Е.В.Скороходов ¹ <i>¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия ²С.-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург,</i> Возможности метода SEMPA микроскопии и проблемы его экспериментальной реализации	261
Пн 47	Е.С.Демидов ¹ , В.В.Подольский ² , В.П.Лесников ² , М.В.Сапожников ³ , Б.А.Грибков ³ , Д.М.Дружнов ¹ , С.Н.Гусев ¹ , С.А.Левчук ¹ <i>¹Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, ²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, ³Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Наноразмерные ферромагнитные слои Si и Ge, легированные примесями марганца или железа при осаждении из лазерной плазмы	263
Пн 48	Д.С.Ильющенков, С.В.Гастев, В.И.Козуб, В.М.Кожевин, Д.А.Явсин, И.Н.Ясиевич, С.А.Гуревич <i>ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, С.Петербург, Россия</i> Магнитные свойства пленок из наночастиц никеля и кобальта	265
Пн 49	Ю.Б.Кудасов <i>Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, Саров, Россия</i> Магнитная фазовая диаграмма соединений с фрустрированными решетками спиновых цепочек	267
Пн 50	Д.А.Маслов ¹ , Ю.Б.Кудасов ^{1,2} <i>¹Саровский государственный физико-технический институт, ²Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, Саров, Россия</i> Моделирование магнитной структуры сверхрешеток Fe/V с переменной толщиной слоев железа	269
Пн 51	О.В.Вихрова ¹ , Ю.А.Данилов ^{1,2} , Ю.Н.Дроздов ² , Б.Н.Звонков ¹ , А.В.Кудрин ¹ , В.В.Подольский ¹ , М.В.Сапожников ² <i>¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, ²Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Магнетосопротивление структур, содержащих сильнолегированные марганцем слои полупроводников A³B⁵ и MnAs	271

Пн 52	Е.А.Ганьшина ¹ , Л.Л.Голик ² , В.И.Ковалев ² , З.Э.Кунькова ² , Б.Н.Звонков ³ , А.Н.Виноградов ¹ ¹ Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва ² Институт радиотехники и электроники РАН, Фрязинский филиал, Фрязино ³ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия	273
	Оптическая и магнитооптическая спектроскопия тонких ферромагнитных слоёв InMnAs	
Пн 53	А.Майдыковский ¹ , Н.Дубровина ² , О.Акципетров ³ , М.Levy ⁴ ¹ Московский Государственный Университет, Москва, Россия ² Physics Department, Michigan Technological University, Houghton, MI, U.S.A.	
	Планарные магнитофотонные кристаллы: оптические свойства	
Пн 54	Т.В.Мурзина ¹ , О.А.Акципетров ¹ , А.И.Стогний ² , Н.Н.Новитский ² , А.Сташкевич ³ ¹ Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия ² Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, Минск, Беларусь ³ Institut Galilée, Universit� Paris, France	275
	Магнитные свойства планарных наноструктур кобальт-золото на поверхности кремния	
Пн 55	И.Р.Каретникова, И.М.Нефедов, И.А.Шерешевский Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	277
	Пакет программ SIMMAG для моделирования задач микромагнетизма	
Пн 56	А.А.Фраерман, О.Г.Удалов Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия	279
	Теория диодного и фотогальванического эффектов в среде с геликоидальной магнитной структурой	
Пн 57	П.Ф.Бессараб ¹ , В.М.Уздин ¹ , А.Арнальдсон ² , Х.Джонсон ² ¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия ² Университет Исландии, Рейкьявик, Исландия	281
	Устойчивость метастабильных состояний магнитных кластеров при конечной температуре	
Пн 58	В.М.Уздин, М.В.Молчанова, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия	283
	Электронная структура неколлинеарного магнетика во внешнем магнитном поле	
Пн 59	С.В.Уздин Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия	285
	Магнетизм поверхностей и интерфейсов 3d-металлов	
Пн 60	Л.А.Фомин, И.В.Маликов, Г.М.Михайлов Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, М.О., Россия	287
	Магнитосиловая микроскопия и микромагнитные расчеты эпитаксиальных микроструктур из железа во внешнем магнитном поле	
Пн 61	Л.А.Фомин, И.В.Маликов, Г.М.Михайлов Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, М.О., Россия	289
	Тонкая структура доменных границ в МСМ измерениях	
Пн 62	А.А.Фраерман, О.Г.Удалов Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия	291
	Естественная оптическая активность и “топологический эффект Холла” в средах с некомпланарным распределением намагниченности	
Пн 63	В.Л.Аксенов ^{1,2} , Ю.В.Никитенко ² , Ю.Н.Хайдуков ² . ¹ Российский научный центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия ² Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Россия	
	Исследование магнетизма сверхпроводящих и магнитных наноструктур методом рефлектометрии поляризованных нейтронов.	
Пн 64	М.Ю.Чиненков ^{1,2} , А.В.Хвальковский ³ , К.А.Звездин ³ , А.К.Звездин ³ , А.Ф.Попков ^{1,2} ¹ ФГУП «НИИ ФП им. Ф.В.Лукина», Москва, Россия ² Московский государственный институт электронной техники, Москва, Россия ³ Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия	293
	Индукцированная током динамика спинов в проводящей магнитной наноструктуре	

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ

Вт 1	<u>В.Я.Алешкин</u> , А.А.Дубинов. <i>Институт физики микроструктур Российской академии наук, Н.Новгород, Россия</i> Генерация разностной частоты в диапазоне длин волн 28 -35 мкм в InGaAs/GaAs/InGaP лазере с квантовыми ямами на германиевой подложке.	295
Вт 2	<u>А.А.Афоненко</u> ¹ , В.М.Стецки ¹ , А.Н.Дрозд ¹ , В.Я.Алешкин ² , В.И.Гавриленко ² , А.А.Дубинов ² , Б.Н.Звонков ³ , А.А.Бирюков ³ , С.М.Некоркин ³ ¹ Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь ² Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия ³ НИФТИ Нижегородского госуниверситета, Н.Новгород, Россия	297
Вт 3	Перенос носителей в гетеролазерах с туннельным переходом Б.Н.Звонков ¹ , <u>А.А.Бирюков</u> ¹ , С.М.Некоркин ¹ , Н.Н.Семенов ¹ , В.Я.Алешкин ² , В.И.Гавриленко ² , А.А.Дубинов ² , К.В.Маремьянин ² , С.В.Морозов ² , А.А.Белянин ³ , В.В.Кочаровский ³ , Вл.В.Кочаровский ⁴ ¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород ² Институт физики микроструктур Российской академии наук, Н.Новгород, Россия. ³ Физический факультет Техасского А&М университета, Колледж Стейшэн, США ⁴ Институт прикладной физики Российской академии наук, Н.Новгород, Россия.	299
Вт 4	Генерация разностной частоты в среднем ИК диапазоне в полупроводниковом двухчиповом лазере В.Я.Алешкин, А.В.Антонов, В.И.Гавриленко, <u>Л.В.Гавриленко</u> , Б.Н.Звонков <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Фононные резонансы Фано в спектре фотопроводимости материала InP, легированного мелкими донорами.	301
Вт 5	<u>А.В.Германенко</u> ¹ , Г.М.Миньков ^{1,2} , О.Э.Рут ¹ , А.А.Шерстобитов ^{1,2} ¹ НИИ ФПМ Уральского государственного университета им. А.М.Горького, Екатеринбург, Россия ² Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия	303
Вт 6	Слабая локализация и статистика замкнутых траекторий в двумерной системе с искусственной неоднородностью <u>Е.С.Демидов</u> , Н.Е.Демидова, В.В.Карзанов, К.А.Марков, В.В.Сдобняков, С.А.Филлипов <i>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Н. Новгород, Россия</i> Дискретное туннелирование в электронных транспортных свойствах наногранулированного пористого кремния и подобных гетерофазных системах	305
Вт 7	В.Я.Демиховский <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия</i> Спиновый эффект Холла в электронном газе со сложным законом дисперсии	307
Вт 8	А.А.Андронов, <u>Е.П.Додин</u> , Д.И.Зинченко, Ю.Н.Ноздрин. <i>ИФМ РАН, Н.Новгород, Россия</i> Моделирование вертикального транспорта электронов в сверхрешетках с узкими запрещенными минизонами.	
Вт 9	И.А.Дорофеев <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Дифракция случайного векторного поля с заданной статистикой на отверстии в плёнке из реального материала	309

Вт 10	В.Я.Алешкин ¹ , <u>А.А.Дубинов</u> ¹ , А.А.Бирюков ² , Б.Н.Звонков ² , С.М.Некоркин ² , В.В.Кочаровский ^{3,4} , Вл.В.Кочаровский ⁴ . ¹ Институт физики микроструктур Российской академии наук, Н.Новгород, Россия. ² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия ³ Физический факультет Техасского А&М университета, Колледж Стейшэн, США ⁴ Институт прикладной физики Российской академии наук, Н.Новгород, Россия. Эффективная генерация волноводной моды TE₁ в InGaAs/GaAs/InGaP лазере с квантовыми ямами	311
Вт 11	А.А.Андронов, Е.П.Додин, <u>Д.И.Зинченко</u> , Ю.Н.Ноздрин. ИФМ РАН, Н.Новгород, Россия Ванье - Штарковский лазер ТГц диапазона на основе полупроводниковых сверхрешеток с узкими запрещенными минизонами	313
Вт 12	В.В.Иванов Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия Замедление поверхностных плазмонов в структурах металл-диэлектрик за счет оптического усиления	315
Вт 13	В.И.Гавриленко, <u>А.В.Иконников</u> , С.С.Криштопенко, А.А.Ластовкин, Ю.Г.Садофьев Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия Исследования магнитотранспорта и циклотронного резонанса в гетероструктурах InAs/AlSb с различными толщинами квантовых ям	317
Вт 14	И.А.Карпович, С.В.Тихов, <u>Д.А.Истомин</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия Динамический эффект поля в гетероструктурах с квантовыми точками InAs/GaAs	319
Вт 15	<u>С.М.Кашин</u> , А.М.Сатанин Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия Какую информацию несет многотерминальный интерферометр Аронова-Бома о состояниях квантовой точки в условиях кулоновской блокады?	321
Вт 16	А.В.Беляков, <u>А.В.Клюев</u> , А.В.Якимов Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия Исследование 1/F шума в наноразмерных светоизлучающих структурах.	323
Вт 17	Г.Г.Денисов, <u>Вл.В.Кочаровский</u> , М.Л.Кулыгин Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия Нелинейно-динамические явления в кремниевом переключателе мощного СВЧ-излучения	325
Вт 18	П.В.Волков, А.В.Горюнов, В.М.Данильцев, <u>А.Ю.Лукиянов</u> , Д.А.Пряхин, А.Д.Тертышник, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия Оптический мониторинг процессов формирования гетероструктур на основе широкозонных нитридов.	327
Вт 19	М.И.Маковийчук Физико-технологический институт РАН (Ярославский филиал), Ярославль, Россия Фликкер-шумовая спектроскопия – диагностический инструмент технологии полупроводниковых наноструктур.	329
Вт 20	А.В.Антонов ¹ , В.И.Гавриленко ¹ , <u>К.В.Маремьянин</u> ¹ , С.В.Морозов ¹ , N.Dyakonova ² , W.Кнар ² ¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия ² Groupe d'Etude des Semiconducteurs, CNRS-Universite Montpellier 2, Montpellier, France Детектирование терагерцового излучения в субмикронных полевых транзисторах с двумерным электронным газом GaAs/AlGaAs	331

Вт 21	Ю.А.Морозов, <u>М.Ю.Морозов</u> , В.В.Попов <i>*Институт радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия</i> Анализ оптической накачки активной области двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором	333
Вт 22	<u>М.Л.Орлов</u> ¹ , W.Кнар ¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия ² Университет "Монтпелье-2", Монтпелье, Франция Выходные характеристики $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ короткоканального полевого транзистора с двумерным электронным газом и особенности генерации им терагерцового излучения	335
Вт 23	<u>А.А.Перов</u> , Л.В.Солнышкова <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия</i> Магнитопоглощение электромагнитного излучения 2D электронным газом поверхностной сверхрешетки со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы	337
Вт 24	<u>В.В.Попов</u> ¹ , Т.В.Теперик ¹ , F.J.García de Abajo ² ¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия ² Donostia International Physics Center, San Sebastian, Spain <i>Instituto de Optica, Madrid, Spain</i> Резонансная передача светового поля нанопористой металлической пленкой	339
Вт 25	Ю.Ю.Романова, Ю.А.Романов <i>Институт физики микроструктур Российской академии наук, Н.Новгород, Россия</i> Особенности межминизонного туннелирования в СР с простой и сложной элементарной ячейкой	341
Вт 26	Ю.Л.Рябоштан ¹ , А.А.Мармалюк ¹ , К.Д.Щербачев ² ¹ ООО "Сигм Плюс", ² МИСиС (ТУ), Москва, Россия Короткопериодные сверхрешетки InGaAs/InAlAs: особенности формирования и свойства	343
Вт 27	<u>С.В.Сипрова</u> ¹ , А.И.Машин ¹ , Дж.Кидикимо ² , Дж.Де Фильпо ² , А.В.Коробков ¹ , А.В.Нежданов ¹ ¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия ² Калабрийский университет, Козенца, Италия Получение пленок PDLC на основе акриловых мономеров и исследование влияния электрического поля на ориентационную структуру капель жидкого кристалла в пленках PDLC.	345
Вт 28	И.П.Сошников ^{1,2} , Г.Э.Цырлин ^{1,2,3} , Ю.Б.Самсоненко ^{1,2,3} , В.М.Устинов ^{1,2} , С.А.Гусев ⁴ ¹ Санкт-Петербургский Физико-Технологический Научно-образовательный Центр РАН» С.-Петербург, Россия ² Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия ³ Институт Аналитического Приборостроения Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия ⁴ Институт Физики Микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия Рост упорядоченных GaAs ННК	347
Вт 29	V.V.Temnov ¹ , M.Allione ¹ , Y.Fedutik ¹ , U.Woggon ¹ , M.V.Artemyev ² ¹ Experimentelle Physik IIb, Universität Dortmund, Dortmund, Germany ² Institute for Physico-Chemical Problems of Belarussian State University, Minsk, Belarus Fourier analysis in surface plasmon interferometry	
Вт 30	А.А.Андронов*, В.В.Курин*, А.П.Савикин*, <u>А.А.Уткин</u> *, В.В.Шарков+ <i>*Институт физики микроструктур РАН, +Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия</i> Плазменные волны в сверхрешетках металл-диэлектрик.	349
Вт 31	В.И.Гавриленко ¹ , К.В.Маремьянин ¹ , <u>Д.В.Ушаков</u> ² ¹ Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия ² Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь Спектры терагерцового излучения в квантовых каскадных гетероструктурах GaAs/Al_{0.075}Ga_{0.925}As	351

Вт 32	Д.В.Фатеев ¹ , Т.Ю.Багаева ¹ , Г.М. Цымбалов ¹ , G.R.Aizin ² , В.В.Попов ¹ ¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия ² Department of Physical Sciences, Kingsborough College of the City University of New York, Brooklyn, NY Гигантское электрострикционное усиление терагерцового фотоотклика в структуре полевого гетеротранзистора с решеточным затвором и неоднородным двумерным электронным каналом	353
Вт 33	В.Я.Демиховский, Е.В.Фролова Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия Динамика волнового пакета в квантовой структуре со спин-орбитальным взаимодействием, находящейся в перпендикулярном магнитном поле	355
Вт 34	И.А.Карпович, О.Е.Хапугин Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия Фотомагнитный эффект в гетеронаноструктурах с квантовыми точками и ямами In(Ga)As/GaAs.	357
Вт 35	S.S.Kharintsev ^{1,2} , Günter G.Hoffmann ^{1,3} , J.Loos ¹ ¹ Kazan State University, Kazan, Russia. ² Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands. ³ University of Duisburg-Essen, Essen, Germany. Detecting Longitudinal Field Modes with Tip-Enhanced Raman Imaging of a Photosensitive Thin Film.	359
Вт 36	Д.В.Хомицкий Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия Влияние терагерцового излучения на спиновую плотность в сверхрешетке со спин-орбитальным взаимодействием.	361
Вт 37	А.А.Хышов, М.А.Новиков Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия Исследование магнитохирального эффекта в кристаллах	362
Вт 38	М.В.Шалеев ^{1,2} , А.В.Новиков ^{1,2} , Д.Н.Лобанов ^{1,2} , З.Ф.Красильник ¹ , J.Kolodzey ² , N.Sustersic ² ¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия ² University of Delaware, Newark, Delaware, USA Влияние легирования элементами V группы на рост и свойства Ge(Si) самоформирующихся островков	364
Вт 39	И.В.Шальнев, П.Н.Брунков, А.А.Гуткин, А.Ю.Егоров, А.Е.Жуков, С.Г.Конников Физико-Технический институт им. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия Резонансные состояния и эмиссия электронов с глубоких уровней кластеров азота в слабых растворах GaN_xAs_{1-x}	366
Вт 40	В.Н.Шастин ¹ , Р.Х.Жукавин ¹ , Н.А.Бекин ¹ , В.В.Цыпленков ¹ , S.G.Pavlov ² , H.-W.Hübers ² ¹ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia ² Institute of Planetary Research, German Aerospace Center (DLR), Berlin, Germany Терагерцовое стимулированное излучение мелких доноров в SiGe/Si структурах.	368
Вт 41	О.И.Хрыкин, Н.В. Востоков, Е.А. Вopilкин, В.М. Данильцев, Ю.Н. Дроздов, В.И. Шашкин Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, Россия Оптимизация условий осаждения низкотемпературного буферного слоя для эпитаксии нитрида галлия	370
Вт 42	Е.И.Шмелев, А.В.Якимов Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород Россия Дефектные комплексы как причина 1/f шума в приборах на основе GaAs	
Вт 43	В.Б.Штенберг, А.М.Сатанин Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия Резонансы Фано в спектрах примесного фототока	

Вт 44	Ю.Н.Дроздов ¹ , Д.Н.Лобанов ¹ , А.И.Никифоров ² , А.В.Новиков ¹ , В.В.Ульянов ² , <u>Д.В.Юрасов</u> ¹ ¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия ² Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия Влияние упругих напряжений в подслоях на критическую толщину перехода по Странскому-Крастанову в системе GeSi/Si(001)	371
СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ НАНОСИСТЕМЫ, ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ФЕРРОМАГНЕТИК/СВЕРХПРОВОДНИК		
Вт 45	<u>Р.М.Айнбиндер</u> , И.Л.Максимов Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия Критический ток магнитно-сверхпроводящей гетероструктуры: диодный эффект	373
Вт 46	<u>С.Н.Вдовичев</u> , 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, Н.Новгород, Россия Свойства джозефсоновского контакта в неоднородном магнитном поле ферромагнитной наночастицы	374
Вт 47	<u>Д.Ю.Водолазов</u> ¹ , F.M.Peeters ¹ ¹ Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия ² University of Antwerp, Antwerp, Belgium Перестройка вихревой решетки Абрикосова, вызванная нестабильностью вязкого течения вихрей.	376
Вт 48	<u>В.Л.Гуртовой</u> , С.В.Дубонос, А.В.Никулов, В.А.Тулин Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, М.О., Россия Исследование эффектов выпрямления и Литтла-Паркса в структурах из множественных асимметричных сверхпроводящих колец	378
Вт 49	<u>Т.Ю.Карминская</u> [*] , М.Ю.Куприянов ^{**} [*] Московский государственный университет, Москва, Россия ^{**} Научно-исследовательский институт ядерной физики, Московский государственный университет, Москва, Россия Управление переходом из 0 в π-состояние в S-(FNF)-S джозефсоновских структурах.	380
Вт 50	<u>В.И.Кузнецов</u> , А.А.Фирсов Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, М.О., Россия Квантовые осцилляции постоянного напряжения как функции магнитного поля в двух связанных сверхпроводящих циркулярно-асимметричных кольцах	382
Вт 51	<u>Г.М.Максимова</u> , Р.М.Айнбиндер Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия Смешанное состояние тонкопленочной двухслойной системы ферромагнетик- сверхпроводник II рода	384
Вт 52	М.Н.Зубарев, <u>А.С.Мельников</u> , А.В.Самохвалов Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия Электронная структура вихря, захваченного на протяженном дефекте в сверхпроводнике второго рода.	386
Вт 53	А.С.Мельников, <u>С.В.Миронов</u> , С.В.Шаров Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия Слабая локализация в неоднородном магнитном поле.	388
Вт 54	М.Ю.Куприянов ¹ , <u>Н.Г.Пугач</u> ² , А.В.Ведяев ² ¹ НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцина МГУ, ² МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия Свойства Джозефсоновских контактов с ферромагнитной прослойкой и неоднородной прозрачностью межслойных границ	390

Вт 55	А.С.Мельников, <u>Д.А.Рыжов</u> , М.А.Силаев <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Вихревые состояния в мезоскопических сверхпроводниках: электронная структура и тепловой транспорт	392
Вт 56	С.Л.Гинзбург, А.В.Накин, <u>Н.Е.Савицкая</u> <i>Петербургский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова РАН, Гатчина, Россия</i> Природа самоорганизации критического состояния в дискретных сверхпроводниках	394
Вт 57	<u>И.А.Садовский</u> ¹ , Г.Б.Лесовик ¹ , Дж.Блаттер ² ¹ <i>Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН, Черноголовка, Россия</i> ² <i>Die Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Zürich, Switzerland</i> Детектирование слабых магнитных полей с помощью андреевских квантовых точек.	
Вт 58	<u>К.В.Смирнов</u> ^{1,2} , Ю.Б.Вахтомин ^{1,2} , Р.В.Ожегов ^{1,2} , И.В.Пентин ¹ , Е.В.Сливинская ² , Г.Н.Гольцман ¹ ¹ <i>Московский педагогический государственный университет, Москва, Россия</i> ² <i>ЗАО «Сверхпроводниковые нанотехнологии», Москва, Россия</i> Приемники инфракрасного и терагерцового излучения на основе тонкопленочных сверхпроводниковых наноструктур.	396
Вт 59	<u>M. D. Croitoru</u> ¹ , A. A. Shanenko ^{2,3} and F. M. Peeters ² ¹ <i>EMAT, D epartement Fysica, Universiteit Antwerpen, Antwerpen, Belgium</i> ² <i>TGM, Departement Fysica, Universiteit Antwerpen, Antwerpen, Belgium</i> ³ <i>Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia</i> Current-carrying state in superconducting nanowires.	
Вт 60	<u>И.В.Тихомиров</u> , К.Н.Югай <i>Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского, Омск, Россия</i> Динамика замкнутых вихрей Абрикосова в сверхпроводниках второго рода	398
Вт 61	<u>С.В.Николаев</u> , К.Н.Югай <i>Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского, Омск, Россия</i> Особенности процесса проскальзывания фазы в однородной и неоднородной сверхпроводящей нанопроволоке	400
Вт 62	<u>Н.В.Тиховская</u> , К.Н.Югай <i>Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского, Омск, Россия</i> Вычисление плотности состояний двумерных нанокластеров алюминия	402
Вт 63	К.Н.Югай <i>Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского</i> Теория сверхпроводимости в 2D системах с сильными взаимодействиями.	404

13 марта, четверг – 3 стендовая сессия

ОБЩИЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУР, СКАНИРУЮЩАЯ ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

Чт 1	О.А.Агеев ¹ , В.В.Петров ¹ , А.А.Федотов ¹ , Э.Г.Раков ² , А.В.Малых ² ¹ <i>Технологический Институт Южного Федерального Университета, Таганрог, Россия</i> ² <i>Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва, Россия</i> Исследование способов получения углеродных нанотрубок из смесей углеродных материалов	406
Чт 2	<u>О.А.Агеев</u> , В.В.Поляков, А.М.Светличный, В.А.Смирнов <i>Технологический Институт Южного Федерального Университета, Таганрог, Россия</i> Исследование термической активации зондовой нанолитографии методом локального анодного окисления пленки титана	408

Чт 3	A.M.Alekseev ^{1,2} , A.B.Shubin ² , F.A.Pudonin ³ , N.A.Duzhev ⁴ ¹ Eindhoven University of Technology, The Netherlands ² NT-MDT Co, Moscow, Russia ³ Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia ⁴ Lukin State Institute for Physical Problems, Moscow, Russia Properties of thin-film magnetic cantilevers made by plasma-ion deposition.	410
Чт 4	А.Алексеев ^{1,2} , А.Ефимов ² , Й.Лоос ¹ ¹ Технический Университет Эйндховен, Нидерланды ² ЗАО «НТ-МДТ», Москва, Россия Нанотомография композиционных материалов посредством комбинации СЗМ и микротомы	412
Чт 5	Д.А.Антонов ¹ , Д.О.Филатов ¹ , А.В.Зенкевич ² , Ю.Ю.Лебединский ² ¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия ² Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва, Россия Экспериментальное исследование резонансного туннелирования и кулоновской блокады туннелирования на нанокластерах Au в сверхтонких слоях SiO₂.	414
Чт 6	П.А.Бородин ¹ , А.А.Бухараев ¹ , Д.О.Филатов ² , Д.А.Воронцов ² , М.А.Лапшина ² ¹ Казанский физико-технический институт КНЦ РАН, Казань ² Нижегородский государственный университет, Нижний Новгород, Россия Визуализация локальной плотности состояний в квантовых точках InAs/GaAs методом комбинированной АСМ/СТМ	416
Чт 7	Р.В.Гайнутдинов ¹ , Т.Р.Волк ¹ , А.Л.Толстихина ¹ , Л.И.Ивлева ² , О.А.Лысова ¹ ¹ Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, ² Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия Создание микродоменов в сегнетоэлектрических кристаллах ниобата бария-стронция методом атомно-силовой микроскопии	418
Чт 8	¹ С.А.Завьялов, ² А.Н.Пивкина, ³ Р.В.Гайнутдинов, ⁴ Й.Схоунман ¹ ГНЦ НИФХИ им. Л.Я.Карпова, ² ИХФ РАН им. Н.Н.Семенова, ³ ИК РАН им. А.В.Шубникова, Москва, Россия ⁴ ТУ, Дельфт, Нидерланды Формирование нанокомпозитов на основе полипарааксилена: взаимодействие мономера и атомов наполнителя	420
Чт 9	А.Л.Толстихина, Р.В.Гайнутдинов, М.Л.Занавескин, К.Л.Сорокина, Н.В.Белугина, Ю.В.Грищенко Институт кристаллографии РАН, Москва, Россия Метрологический комплекс для атомно-силовой микроскопии	422
Чт 10	А.К.Гатин, М.В.Гришин, Ф.И.Далидчик, С.А.Ковалевский, Н.Н.Колченко Институт химической физики им.Н.Н.Семенова РАН, Москва Поляризационные эффекты в туннельной резонансной спектроскопии дефектов и квантовых точек	424
Чт 11	В.В.Гончаров, М.Н.Корытов, П.Н.Брунков, В.В.Лундин, Е.Е.Заварин, А.Ф.Цацульников, С.Г.Конников Физико-Технический институт им. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия Исследование формирования квантовых точек INGAN на поверхности GaN методом АСМ	425
Чт 12	С.Н.Вдовичев, Б.А.Грибков, Д.С.Никитушкин, В.Л.Миронов Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия Исследование индуцированных МСМ зондом процессов перемагничивания субмикронных частиц CoPt	427
Чт 13	С.Н.Вдовичев, Б.А.Грибков, А.Ю.Климов, В.Л.Миронов Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия Гибридные двухслойные зонды для магнитно-силовой микроскопии	428
Чт 14	Ю.В.Грищенко, М.Л.Занавескин, А.Л.Толстихина Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Москва, Россия Изучение корреляции рельефов подложки и многослойного интерференционного покрытия с использованием метода АСМ.	429

Чт 15	<u>М.Л.Занавескин</u> , Ю.В.Грищенко, А.Л.Толстихина <i>Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Москва, Россия</i> Учет артефактов АСМ при расчете статистических параметров наноструктурированных поверхностей.	431
Чт 16	С.А.Булгакова ¹ , <u>С.А.Гусев</u> ² , А.А.Кандауров ² ¹ <i>Научно-исследовательский институт химии Нижегородского государственного университета им.Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия</i> ² <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Характеристики и особенности применения электронных резистов при формировании наноструктур	433
Чт 17	<u>П.А.Дементьев</u> *, М.С.Дунаевский*, И.П.Сошников* ⁺ , Ю.Б.Самсоненко* ⁺ , Г.Э.Цырлин* ⁺ , А.Н.Титков* * <i>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия</i> ⁺ <i>НОК "Санкт-Петербургский физико-технический научно-образовательный центр РАН", Санкт-Петербург, Россия</i> Продольные вольт-амперные характеристики легированных нитевидных кристаллов с радиальной гетероструктурой GaAs/GaAlAs, частично заросших в матрице GaAs	435
Чт 18	И.О.Джунь, <u>А.Е.Докукина</u> , С.В.Заботнов, А.А.Ежов, Л.А.Головань, П.К.Кашкаров, И.О.Остапенко, В.И.Панов, В.Ю.Тимошенко <i>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия</i> АСМ исследования наночастиц, формирующихся при модифицировании поверхности кремния фемтосекундными лазерными импульсами	437
Чт 19	<u>М.С.Дунаевский</u> , А.Н.Титков <i>Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт Петербург, Россия</i> Расчет количества инжектированных зарядов в тонких диэлектрических слоях в экспериментах по локальной зарядке под зондом атомно-силового микроскопа.	439
Чт 20	В.Г.Еременко <i>Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, М.О., Россия</i> Модуляции состава в низкотемпературных эпитаксиальных слоях In_xGa_{1-x}As. Селективное травление и АСМ	
Чт 21	<u>Б.С.Каверин</u> ¹ , А.М.Объедков ¹ , С.А.Гусев ² , А.Б.Езерский ³ , А.А.Зайцев ¹ , Н.Н.Семенов ¹ . ¹ <i>Институт металлоорганической химии им. Г.А.Разуваева РАН,</i> ² <i>Институт физики микроструктур РАН,</i> ³ <i>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Использование метода химического осаждения из паров металлоорганических соединений для модифицирования многостенных углеродных нанотрубок с целью придания им необходимых физических свойств	441
Чт 22	О.В.Карбань ^{1,2} , Р.Г.Валеев ^{1,4} , А.Н.Деев ¹ , Д.В.Сурнин ¹ , В.В.Кривенцов ³ , В.М.Ветошкин ^{1,4} ¹ <i>Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск, Россия</i> ² <i>Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия</i> ³ <i>Институт катализа им. Г.К.Борескова СО РАН, Новосибирск, Россия</i> ⁴ <i>Удмуртский госуниверситет, Ижевск, Россия</i> СЗМ и EXAFS исследования структурных особенностей нанокомпозитных пленок германия	443
Чт 23	А.М.Алексеев ¹ , <u>С.Ю.Краснобородько</u> ^{1,2} , В.И.Шевяков ² ¹ <i>ЗАО «Нанотехнология - МДТ»,</i> ² <i>Московский институт электронной техники (государственный университет), Москва, Россия</i> Исследование влияния боковой намагниченности иглы МСМ кантилевера на характер ее магнитного взаимодействия с локальными объектами	445
Чт 24	Н.Г.Циркунова ¹ , <u>Л.В.Кухаренко</u> ² , С.А.Чижик ³ , В.Е.Борисенко ¹ ¹ <i>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь</i> ² <i>Белорусский Государственный Медицинский Университет, Минск, Беларусь</i> ³ <i>Институт тепло-масса обмена, Минск, Беларусь</i> Артефакты АСМ	447

Чт 25	С.К.Лазарук ¹ , А.А.Лешок ¹ , Н.Г.Циркунова ¹ , Л.В.Кухаренко ² ¹ Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь ² Белорусский Государственный Медицинский Университет, Минск, Беларусь Формирование наноструктур на базе пленок Al/Nb сплавов	449
Чт 26	М.А.Лапшина, Д.А.Антонов, Д.О.Филатов Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород Россия Резонансное туннелирование в нанокластерах Au на поверхности тонких пленок SiO₂/Si при исследовании методом комбинированной АСМ/СТМ	451
Чт 27	В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия Пространственное разрешение магнитно-силового микроскопа	
Чт 28	В.Л.Миронов, Б.А.Грибков, Д.С.Никитушкин, С.А.Гусев, С.В.Гапонов Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия Магнитно-силовая микроскопия слабокоэрцитивных наночастиц Со во внешнем магнитном поле	453
Чт 29	Л.К.Орлов ¹ , Ю.Н.Дроздов ¹ , В.Б.Шевцов ¹ , В.И.Вдовин ² , Ю.И.Тарасова ³ , М.А.Гришков ³ , Н.А.Алябина ⁴ , В.А.Боженкин ⁴ ¹ Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия ² Институт химических проблем микроэлектроники, Москва, Россия ³ Нижегородский государственный технический университет, Н.Новгород, Россия ⁴ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия Морфология поверхности и структура нанокристаллических пленок 3C-SiC, выращиваемых на кремнии	455
Чт 30	А.Н.Резник ¹ , В.В.Таланов ² , И.А.Шерешевский ¹ , Н.К.Вдовичева ¹ ¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия ² Solid State Measurements Inc., Pittsburgh, PA, USA Электродинамическая теория ближнепольной СВЧ микроскопии плоскостонистых структур и ее применение для метрологии нанометровых диэлектрических пленок.	457
Чт 31	С.Ш.Рехвиашвили Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик Классическая и квантовая механика с дробной производной.	459
Чт 32	С.Ш.Рехвиашвили Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик О влиянии адсорбции из внешней среды на силу взаимодействия «зонд-поверхность» в атомно-силовом микроскопе.	460
Чт 33	А.А.Тихомиров ЗАО "Нанотехнология МДТ", Зеленоград, М.О., Россия Нанотехнологические комплексы Нанофаб и их применение в наноэлектронике. Нанолaborатории Интегра и их применение в нанотехнологии	
Чт 34	А.С.Батурич ¹ , А.В.Зенкевич ² , Ю.Ю.Лебединский ² , Н.Ю.Любовин ¹ , А.А.Чуприк ¹ АСМ исследование C-V характеристик Ni/HfO₂/SiO₂/Si структур ¹ Московский физико-технический институт, ² Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия	
Чт 35	А.А.Чуприк ¹ , А.С.Батурич ¹ , В.Д.Фролов ² , Е.В.Заведеев ² , В.И.Конов ² , С.М.Пименов ² , Б.Друзь ³ , Е.П.Шешин ¹ ¹ Московский физико-технический институт (государственный университет), ² Институт общей физики РАН, Москва, Россия ³ Veeco Instruments, Inc., Plainview, NY, USA Электро-стимулированная сканирующая зондовая литография алмазоподобных а-С:Н плёнок	461
Чт 36	Д.В.Щеглов, А.С.Васильев, Е.А.Сергеева, А.В.Латышев Новосибирский государственный университет, Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия Локальное анодное окисление зондом АСМ. влияние электролита	463

Чт 37	Б.В.Андрюшечкин ¹ , К.Н.Ельцов ¹ , В.В.Черкез ¹ , Б.Киррен ² , К.Дидье ² , Д.Мальте ² ¹ Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия. ² Университет Нанси, Лаборатория физики материалов, Нанси, Франция. Новый взгляд на «простую адсорбционную систему» $\text{Cu}/\text{Ag}(111)$: низкотемпературное СТМ-исследование поверхностной химической реакции	465
Чт 38	Е.В.Гладченко, Б.В.Андрюшечкин, К.Н.Ельцов Институт общей физики им.А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия Локальная структура поверхности серебра (100) в реакции йодирования.	467
НАНОФОТОНИКА		
Чт 39	П.Н.Брунков, И.В.Шальнев, А.А.Гуткин, А.Ю.Егоров*, А.Е.Жуков*, С.Г.Конников Физико-Технический институт им. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия *Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН, Санкт-Петербург, Россия Исследование механизмов эмиссии носителей заряда из InAs квантовых точек в матрице n-GaAs	469
Чт 40	Е.А.Вопилкин, В.И.Шашкин, О.И.Хрыкин, Ю.Н.Дроздов, С.А.Гусев, Н.В.Востоков, А.Ю.Лукьянов Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия Сравнительный анализ морфологии и оптические свойства слоев GaN на сапфире	471
Чт 41	О.Б.Гусев, Е.И.Теруков, Ю.К.Ундалов, К.Д.Цэндин Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.Петербург, Россия Фотолюминесценция наноструктурированного аморфного кремния при сильном оптическом возбуждении	473
Чт 42	Я.В.Домрачева, М.В.Заморянская, Т.Б.Попова, С.Г.Конников, А.А.Ситникова, Б.Я.Бер Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт Петербург, Россия Исследования многослойных светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN методом катодолюминесценции.	475
Чт 43	Д.М.Жигонов ¹ , О.А.Шалыгина ¹ , Н.Е.Маслова ¹ , В.Ю.Тимошенко ¹ , П.К.Кашкаров ¹ , В.Н.Семиногов ² , В.И.Соколов ² , В.Н.Глебов ² , В.Я.Панченко ² ¹ Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия ² Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Шатура, М.О., Россия Фотолюминесцентная и рамановская спектроскопия кристаллических и аморфных нанокластеров кремния в матрице диоксида кремния	477
Чт 44	В.Р. Закамов, В.И. Шашкин, А.В. Мурель Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия Использование линейки планарных детекторов для формирования изображений при просвечивании предметов излучением миллиметрового диапазона длин волн	479
Чт 45	Е.В.Глазырин, И.П.Казаков, В.И.Цехош Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия Наблюдение поверхности Si методом оптического отражения в процессе осаждения монослойных плёнок металлов	481
Чт 46	Д.В.Козлов Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород Эволюция спектра “возбужденных” резонансных состояний акцепторов в одноосно сжатом Ge	483
Чт 47	V.K.Kononenko Stepanov Institute of Physics NASB, Minsk, Belarus Temperature and pump excitation effects and spectra in the GaN-AlGaN quantum-well heterostructure light-emitting diodes	485

- Чт 48** Л.В.Красильникова¹, Н.А.Байдакова¹, М.В.Степихова¹, З.Ф.Красильник¹, В.Ю.Чалков², В.Г.Шенгуров² 487
¹Институт физики микроструктур РАН, ²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Оптически активные центры иона Er^{3+} в структурах $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ в условиях сильного оптического возбуждения
- Чт 49** Б.А.Андреев¹, З.Ф.Красильник¹, Д.И.Крыжков¹, А.Н. Яблонский¹, В.П.Кузнецов², Т. Gregorkiewicz³, W.Jantsch⁴ 489
¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия
³Van der Waals-Zeeman Institute University of Amsterdam, The Netherlands
⁴Institut für Halbleiter- und Festkörperphysik, Johannes Kepler Universitaet, Linz, Austria
Эффект электро-оптической памяти (с оптическим выходом на длине волны 1.54 мкм) в структурах $\text{Si}:\text{Er}/\text{Si}$.
- Чт 50** К.Е.Кудрявцев, В.Б.Шмагин, Д.В.Шенгуров, З.Ф.Красильник 491
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Особенности температурного гашения электролюминесценции $\text{Si}:\text{Er}/\text{Si}$ диодных структур с разными типами оптически активных центров.
- Чт 51** В.А.Кукушкин 493
Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия
Двухчастотный лазер ближнего и среднего инфракрасного диапазонов на квантовых ямах
- Чт 52** А.Н.Яблонский¹, А.В.Новиков¹, М.В.Шалеев¹, О.А.Кузнецов², Ю.Н.Дроздов¹, Д.Н.Лобанов¹, З.Ф.Красильник¹ 495
¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
²НИФИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
Температурное гашение сигнала ФЛ самоформирующихся $\text{Ge}(\text{Si})$ островков, заключенных между слоями напряженного Si .
- Чт 53** К.Д.Моисеев, Я.А.Пархоменко, М.П.Михайлова, С.С.Кижаев, Е.В.Гушина, Э.В.Иванов, И.А.Андреев, Д.А.Разумовский, Н.А.Берт, А.Н.Титков, Ю.П.Яковлев 497
Физико-Технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия
Самоорганизованные квантовые точки II типа $\text{InSb}/\text{InAs}(\text{Sb},\text{P})$ для применений в инфракрасной оптоэлектронике
- Чт 54** В.И.Гавриленко¹, Е.В.Волкова², З.Ф.Красильник¹, К.Е.Кудрявцев¹, Д.Н.Лобанов¹, А.В.Новиков¹, С.В.Оболенский², В.В.Платонов³, Д.В.Шенгуров¹, А.Н.Яблонский¹ 499
¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
²Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
³Саровский физико-технический институт, Саров
Влияние высокоэнергетического излучения на оптические свойства GeSi/Si гетероструктур
- Чт 55** Н.А. Соболев, А.Е. Калядин, Е.И. Шек 501
Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
Влияние условий отжига на дислокационную люминесценцию в Si , имплантационном ионами Si
- Чт 56** В.Я.Алешкин¹, Б.А.Андреев¹, В.И.Гавриленко¹, С.В.Морозов¹, Д.И.Курицын¹, А.Г.Спиваков¹, Yu.G.Sadofyev², N.Samal² 503
¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
²Trion Technology, Tempe, USA
Фотолюминесценция гетероструктур $\text{GaAs}/\text{GaAsSb}$ с квантовыми ямами
- Чт 57** Т.В.Теперик^{1,2}, I.Romero², F.J.García de Abajo³ 505
¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия
²Centro Mixto CSIC-UPV/EHU and Donostia International Physics Center, San Sebastian, Spain
³Instituto de Optica - CSIC, Madrid, Spain
Оптические свойства металлического пористого нанокластера

Чт 58	<u>Д.О.Филатов</u> ¹ , М.В.Круглова ¹ , М.А.Исаков ¹ , А.П.Горшков ¹ , В.Г.Шенгуров ² , В.Ю.Чалков ² , С.А.Денисов ² ¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, ² Научно-исследовательский физико-технический институт, Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия Фотоэлектрические свойства гетероструктур с самоформирующимися нанокластерами GeSi/Si, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в среде GeH₄	507
Чт 59	<u>С.В.Хазанова</u> ¹ , М.И.Василевский ² ¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород ² Centro de Física, Universidade do Minho, Braga, Portugal Влияние сегрегации In на оптические свойства напряженных гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовой ямой	509
Чт 60	<u>Н.В.Чернега</u> , А.Д.Кудрявцева Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия Нелинейно-оптические свойства фотонных кристаллов	
Чт 60	<u>О.А.Шальгина</u> ¹ , И.А.Каменских ¹ , Д.М.Жигунов ¹ , В.Ю.Тимошенко ¹ , П.К.Кашкаров ¹ , М.Zacharias ² ¹ Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия ² Albert-Ludwigs-University Freiburg, IMTEK, Freiburg, Germany Люминесценция нанокристаллов кремния в матрице SiO₂ при возбуждении синхротронным излучением	511
Чт 62	<u>А.А. Шахмин</u> , М.В. Заморянская, С.Г. Конников, И.Н. Арсентьев, Д.А. Винокуров, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия Исследование структур с GaAs квантовой ямой методом локальной катодолюминесценции	513
Чт 63	<u>Д.И.Тетельбаум</u> ^{1),2)} , А.Н.Михайлов ^{1),2)} , <u>А.И.Белов</u> ¹⁾ , В.К.Васильев ¹⁾ , А.И.Ковалев ²⁾ , Д.Л.Вайнштейн ²⁾ , Y.Golan ³⁾ 1) Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, Россия 2) НТВП «Поверхность», Москва, Россия 3) Ben-Gurion University of the Negev, Negev, Israel Люминесценция и структура наноразмерных включений, формирующихся в слоях SiO₂ при двойной имплантации ионов кремния и углерода	515
Чт 64	<u>В.А.Беляков</u> , В.А.Бурдов Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия Влияние мелких примесей на межзонную излучательную рекомбинацию в кремниевых нанокристаллах, идущую с участием фононов	517
Чт 65	З.Г. Амирханян, В.Р. Кочарян, А.Е. Мовсисян, Г.К. Хачатурян Институт прикладных проблем физики НАН Армении, ул. Гр.Нерсисяна 25, Ереван, Республика Армения Создание источников рентгеновского диапазона излучения на основе переходного излучения электрона в аморфном кварце	518
	СПИСОК УЧАСТНИКОВ СИМПОЗИУМА	519
	АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ	533

Обратный эффект Фарадея в кристаллах молекулярных магнитов

И. Д. Токман¹, А. В. Швецов²

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород,

²Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского.

e-mail: alexshdze@mail.ru

В работе рассматривается возникновение постоянной намагниченности в изначально ненамагниченном кристалле молекулярных магнитов под действием циркулярно-поляризованной электромагнитной волны терагерцевого диапазона.

В настоящее время молекулярные магниты активно исследуются как теоретически, так и экспериментально [1]. В частности, интересны магнитооптические эффекты в этих кристаллах, например, эффект Фарадея [2]. В работе [2] сообщалось о больших углах вращения плоскости поляризации электромагнитной волны при прохождении через кристалл молекулярных магнитов Mn_{12} -Ас во внешнем магнитном поле. В данном эксперименте угол вращения превышал $150^\circ/\text{мм}$. Частота электромагнитного поля составляла 0.3 ТГц [2].

Широко известен результат, полученный Л. П. Питаевским [3], о связи фарадеевского вращения, обусловленного гироэлектрическими свойствами среды, с обратным эффектом Фарадея. Последний заключается в возникновении постоянной намагниченности среды при прохождении через неё циркулярно-поляризованной электромагнитной волны. В настоящей работе в рамках теории возмущений рассчитывается квадратичный по полю волны магнитный отклик на нулевой частоте, возникающий в кристаллах молекулярных магнитов при прохождении электромагнитной волны терагерцевого диапазона. Причем нами рассматривается взаимодействие спиновой системы с магнитным полем падающей волны. Показано, что величина возникающего при этом намагничивания связана с гиромангнитными свойствами кристалла молекулярных магнитов и эта связь вполне аналогична связи между возникающей постоянной намагниченностью среды и гироэлектрическими свойствами среды в теории Л. П. Питаевского.

Рассматриваемые нами кристаллы состоят из слабозаимодействующих между собой магнитных молекул (молекулярных магнитов). Магнитные молекулы характеризуются сильной одноосной анизотропией. В отсутствие магнитных полей и в пренебрежении поперечной анизотропией (которая для кристалла Mn_{12} -Ас очень слабая) все энергетические уровни молекулы дважды вырождены $E_m = -Dm^2$ ($m = S, S-1, \dots, -S$), S – спин магнитной молекулы. Мы рассматриваем взаимодействие кристалла магнитных молекул с электромагнитной волной

с частотой ω близкой к частоте перехода ω_{21} между двумя нижними дублетами магнитной молекулы $m = \pm S$ и $m = \pm(S-1)$ (рис.1). Состояниям с $m = \pm S$ соответствует энергия ε_1 , а состояниям с $m = \pm(S-1)$ соответствует энергия ε_2 , поэтому $\omega_{21} = (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/\hbar$. Тогда гамильтониан магнитной молекулы имеет вид

$$\hat{H} = -D\hat{S}_z^2 + \hat{V},$$

$$\hat{V} = -g\mu_B \vec{H} \hat{S} \frac{1}{2} \exp(-i\omega t) + h.c.,$$

где z – легкая ось анизотропии, D – константа анизотропии, g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, $\hat{V}$ – оператор взаимодействия с магнитным полем волны. Магнитное поле волны имеет x и y составляющие, поэтому выражение для оператора взаимодействия принимает вид

$$\hat{V} = -g\mu_B \hat{S}_x \frac{1}{2} \sum_{\omega_\alpha = \omega, -\omega} H_{0x}(\omega_\alpha) \exp(i\omega_\alpha t) + \\ -g\mu_B \hat{S}_y \frac{1}{2} \sum_{\omega_\beta = \omega, -\omega} H_{0y}(\omega_\beta) \exp(i\omega_\beta t)$$

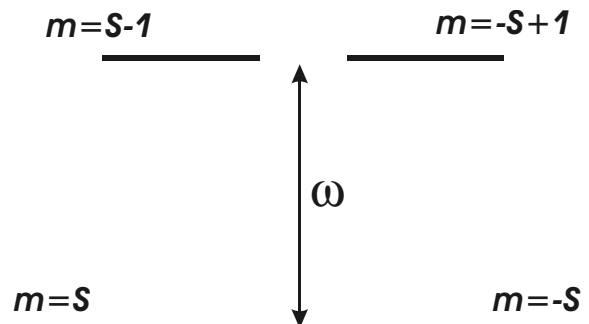


Рис.1 Два нижних дублета магнитной молекулы. Частота электромагнитной волны ω близка к частоте перехода между основным и первым возбужденным дублетом ω_{21} .

Для определения возникающей постоянной намагниченности мы воспользуемся теорией возмущений. Изначально кристалл ненамагничен, а распределение молекул по энергетическим уровням определяется тепловым распределением. Обозначим разность населенностей уровней основного ($m = \pm S$) и первого возбужденного ($m = \pm(S-1)$) дублетов за Δ . Релаксационные процессы не будем учитывать, то есть расстройка по частоте больше обратных времен релаксации в системе. Найдем квадратичный по полю волны вклад в

намагниченность, не связанный с поглощением волны [4]. Среднее значение оператора проекции магнитной молекулы на ось z:

$$\langle S_z^{(2)} \rangle = -\frac{1}{\hbar^2} \int_{-\infty}^t dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} \langle [\hat{S}_z(t), \hat{V}(t_1)] \hat{V}(t_2) \rangle dt_2$$

Средние здесь означают усреднение с равновесной матрицей плотности, которая диагональна. Будем обозначать состояния с $m=\pm S$ индексом 1, а состояния с $m=\pm(S-1)$ индексом 2. Кроме того, чтоб отличать состояния с положительными m от состояний с отрицательными m введем для первых верхний индекс (+) и верхний индекс (-) для вторых. Таким образом, вклад от молекул с положительными m в намагниченность пропорционален:

$$\langle S_z^{(2)} \rangle_{(+)} = -\frac{1}{\hbar^2} \int_{-\infty}^t dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \cdot \Delta \cdot \{V_{12}^{(+)}(t_1)V_{21}^{(+)}(t_2) + V_{12}^{(+)}(t_2)V_{21}^{(+)}(t_1)\}$$

а вклад от молекул с отрицательными m :

$$\langle S_z^{(2)} \rangle_{(-)} = \frac{1}{\hbar^2} \int_{-\infty}^t dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \cdot \Delta \cdot \{V_{12}^{(-)}(t_1)V_{21}^{(-)}(t_2) + V_{12}^{(-)}(t_2)V_{21}^{(-)}(t_1)\}$$

Здесь было учтено, что диагональные матричные элементы оператора проекции спина на ось z имеют противоположные знаки для состояний с положительными и отрицательными m , а именно: $S_{z,11}^{(+)}=S$, $S_{z,11}^{(-)}=-S$, $S_{z,22}^{(+)}=S-1$, $S_{z,22}^{(-)}=-S+1$.

Для нахождения намагниченности также использовалось, что $S_{x,12}^{(+)}=S_{x,21}^{(+)}=S_{x,12}^{(-)}=S_{x,21}^{(-)}=(S/2)^{1/2}$, $S_{y,12}^{(+)}=-S_{y,21}^{(+)}=S_{y,12}^{(-)}=-S_{y,21}^{(-)}=i(S/2)^{1/2}$.

Положим, что

$$H_{0x}(\omega) = H_{0x}(-\omega) = H_0,$$

$$H_{0y}(\omega) = H_0 \exp(i\varphi),$$

$$H_{0y}(-\omega) = H_0 \exp(-i\varphi),$$

где φ – фаза, которая связывает компоненты вектора магнитного поля волны.

Намагниченность кристалла молекулярных магнитов, возникающая вдоль оси z

$$M_z = ng\mu_B \langle S_z^{(2)} \rangle,$$

$$\langle S_z^{(2)} \rangle = \langle S_z^{(2)} \rangle_{(+)} + \langle S_z^{(2)} \rangle_{(-)},$$

где n – концентрация молекулярных магнитов.

$$M_z = 2\Delta \cdot ng\mu_B S \left(\frac{g\mu_B H_0}{\hbar} \right)^2 \frac{\omega \cdot \omega_{21}}{(\omega_{21}^2 - \omega^2)^2} \sin(\varphi)$$

Таким образом, при прохождении через кристалл циркулярно-поляризованной волны, т.е. в случае $\varphi \neq 0$, будет возникать постоянная намагниченность квадратичная по полю волны. Это и есть обратный эффект Фарадея. Эффект максимален при круговой поляризации, а смена направления поляризации вызывает смену знака

намагниченности. Для плоско-поляризованной волны эффект отсутствует ($\varphi=0$).

Вычисление линейного отклика при постоянном магнитном поле сводится к нахождению тензора магнитной восприимчивости

$$\chi_{yx} \approx 2i \left(\frac{g\mu_B}{\hbar} \right)^2 \Delta \cdot S \cdot H_z \frac{\omega \cdot \omega_{21}}{(\omega_{21}^2 - \omega^2)^2}.$$

Легко видеть, что полученный нами результат можно записать как

$$M_z = ng\mu_B \left. \frac{\partial |\chi_{yx}|}{\partial H_z} \right|_{H_z=0} \cdot H_0^2 \sin(\varphi).$$

Видно, таким образом, связь между обратным эффектом Фарадея и прямым эффектом Фарадея при гиромангнитной природе последнего. Заметим, что эта связь совпадает с результатом Л. П. Питаевского, который рассматривал связь прямого и обратного эффекта Фарадея обусловленного гирозлектрическими свойствами среды.

Для оценок возьмем мощность поля порядка 10^4 Bm/cm^2 ($H_0 \sim 5 \text{ Гс}$) и расстройку по частоте $|\omega - \omega_{21}| \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Частота перехода в кристалле $\text{Mn}_{12}\text{-Ac}$ $\omega_{21} \sim 1.5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, а концентрация молекул $n \sim 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Полагаем, что температура низкая, то есть подавляющее число молекул находятся на основном дублете ($T < 10 \text{ К}$). В этом случае возникающая намагниченность $M_z \sim 10^{-3} \text{ Гс}$.

Работа выполнена при поддержке целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы", грант РНП.2.1.1.2363, грантов РФФИ (06-02-16739 и 06-02-17063). А. Швецов благодарен фонду «Династия» за поддержку.

[1] Quantum Tunneling of Magnetization, edited by L. Gunther and B. Barbara (Kluwer Academic, Dordrecht, 1995); E.M. Chudnovsky and J. Tejada, Macroscopic Quantum Tunneling of the Magnetic Moment (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1998); D. Gatteschi, R. Sessoli, J. Villain, Molecular Nanomagnets (Oxford Univ. Press, Oxford, 2006).

[2] J. van Slageren, S. Vongtragool, A. Mukhin, B. Gorshunov, and M. Dressel, Phys. Rev. B 72, 020401 (2005).

[3] Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Теоретическая физика, т.8, Наука, Москва, 1982.

[4] В. М. Файн, Я. И. Ханин, Квантовая радиофизика, Москва, «Советское радио», 1965.

ПЕРПЕНДИКУЛЯРНАЯ МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ В ПЛЕНКАХ $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ и $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50-x}\text{Pd}_x$

Е. М. Артемьев¹, И. А. Турпанов²

¹Сибирский федеральный университет,

²Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск e-mail aem49@yandex.ru

Одной из причин интенсивных исследований металлов и сплавов в пленочном состоянии является возможность стабилизации метастабильных структур и высокотемпературных модификаций [1]. Пленочные образцы позволяют исследовать метастабильные состояния вещества как при обычных условиях, так и после изменения их в довольно широких интервалах. Предлагаемая работа посвящена исследованию структуры и магнитных свойств в пленках $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ и пленок $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50-x}\text{Pd}_x$ где $x=10-3$ ат. %. Пленки получали методом магнетронного напыления из исходных чистых элементов на стеклянные основы и MgO и методом термического испарения сплава соответствующего состава в вакууме и конденсации его паров на предварительно нагретые до $180-220^\circ\text{C}$ кристаллы-подложки MgO , LiF и стеклянные основы. Состав и толщина контролировались методом рентгеновского флуоресцентного анализа. В работе исследовались пленки толщиной $20-600\text{\AA}$. Полученные данными методами пленки имели ГЦК решетку. Монокристаллические пленки выращенные на кристаллах подложках MgO и LiF имели ГЦК решетку ориентированную относительно подложки по параллельной схеме. В исходном состоянии, пленки независимо от толщины, характеризовались двумя легкими осями намагничивания, расположенными перпендикулярно друг к другу в плоскости исследуемых пленок. Степень прямоуглольности петли гистерезиса S исходных пленок составляла $0.6-0.8$ для всего изучаемого диапазона толщин $20 < d < 600\text{\AA}$. Величина коэрцитивного поля этих пленок также не зависела от толщины пленок и составляла ~ 500 Ое. Для получения в пленках необходимой степени порядка пленки подвергались отжигу в вакууме при температуре ниже их точки Курнакова. После отжига в пленках $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ и $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50-x}\text{Pd}_x$ наблюдается образование упорядоченной фазы типа $L1_0$ (тетрагональная гранецентрированная решетка с соотношением осей $c/a < 1$), причем ориентация тетрагональных кристаллитов относительно плоскости пленки зависит от ее толщины. В пленках толщиной $20-200\text{\AA}$ кристаллиты тетрагональной фазы ориентируются осью $\langle c \rangle$ нормально плоскости пленки (на электронограмме отсутствуют рефлексы типа $\{100\}$). В пленках, имеющих большие толщины (с тремя ориентациями осей $\langle c \rangle$), наблюдаются участки с чередованием

полос разного контраста по направлениям [100]. При образовании в пленках упорядоченной тетрагональной фазы магнитная анизотропия пленок претерпевает существенные изменения. Поскольку ось «с» тетрагональных фаз $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ и $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50-x}\text{Pd}_x$ является осью легкого намагничивания, то тонкие пленки упорядоченных сплавов становятся магнитоодноосными с легкой осью, нормальной к их плоскости. Величина коэрцитивного поля H_c для пленок толщиной превосходящей $200\text{\AA}$, менялась в пределах $8-12$ кОе. Оказалось, что величина H_c термообработанных пленок с $d < 200\text{\AA}$ зависит от толщины образца: Отметим, что петли гистерезиса этих пленок характеризовались величиной параметра $S=1$. Измеренные величины коэрцитивного поля H_c монокристаллических термообработанных пленок $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}/\text{MgO}(100)$, с $d < 200\text{\AA}$ и $S=1$ представляют собой разность между полем кристаллографической магнитной анизотропии H_a и размагничивающим полем формы пленки: $H_c = H_a - 4\pi M$. Поэтому, обнаруженная экспериментальная зависимость $H_c(d)$, может быть использована для расчета величины H_a , и, следовательно, фундаментальной характеристики ферромагнетика K -константы кристаллографической анизотропии ($K=H_a M/2$) от толщины изучаемой пленки. Таким образом, установлено, что в монокристаллических упорядоченных (частично упорядоченных) пленках с $L1_0$ структурой, характеризующихся перпендикулярной магнитной анизотропией в интервале толщин $20 < d < 200\text{\AA}$, значения константы магнитной кристаллографической анизотропии изменяется в диапазоне от 7×10^6 эрг/см³ до $4,5 \times 10^7$ эрг/см³ для пленок $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ и $(3,5-4) \times 10^7$ эрг/см³ для $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50-x}\text{Pd}_x$. в зависимости от толщины пленки. Эти значения превосходят величину анизотропии формы и пленки остаются однородно намагниченными перпендикулярно их плоскости в отсутствие внешнего магнитного поля. С повышением содержания палладия коэрцитивная сила пленок $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50-x}\text{Pd}_x$ уменьшается и при содержании палладия $7-8$ ат.% составляет $6-9$ кОе. На исследованных пленках запись информации производилась путем нагревания участков пленки до температуры Кюри сплавов. Нагревание осуществлялось сфокусированным лучом лазера. Поскольку у данных пленок ось легкого намагничивания перпендикулярна

плоскости пленки, для записи не требуется приложения внешнего магнитного поля, так как замыкание собственного магнитного потока пленки через нагретый участок приводит к намагничиванию его в противоположном направлении. Плотность энергии записи или разрушения для материала пленки может быть рассчитана [3]. В расчет принимаются: теплоемкость материала, температура записи или разрушения, коэффициент оптического поглощения. Рассчитанная плотность энергии записи для пленок сплава $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ толщиной $500\text{\AA}$ равна - $0,065\text{ мДж/мм}^2$, для пленок $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50-x}\text{Pd}_x$ - $0,057\text{ мДж/мм}^2$. В данном случае в расчет не приняты оптические потери системы и энергия, ушедшая на нагревание среды вокруг непосредственно нагреваемого участка. Плотность энергии записи, измеренная на пленках толщиной $500\text{\AA}$, равна для $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ - $0,5\text{ мДж/мм}^2$, для $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50-x}\text{Pd}_x$ - $0,4\text{ мДж/мм}^2$. Прослеживается влияние на H_C таких структурных факторов как степень дальнего порядка в сплаве, размер и ориентация кристаллитов в пленке после термообработки. Степень дальнего порядка оценивалась по отношению осей c/a .

Кроме того, для пленок были сняты спектральные зависимости фарадеевского вращения (рис.1) и оптического поглощения. Оказалось, что у всех пленок минимум фарадеевского вращения приходится на область длин волн $0,4\text{--}0,5\text{ мкм}$, а максимум – на ближнюю инфракрасную область $0,9\text{--}1,2\text{ мкм}$. Удельное фарадеевское (F) вращение зависит от толщины пленок. Наибольшее удельное вращение имеют пленки $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ толщиной $100\text{--}140\text{\AA}$, для таких пленок F достигает значения $9 \times 10^5\text{ deg/cm}$ на длине волны $\lambda = 1,2\text{ мкм}$. В более толстых пленках удельное вращение уменьшается. Данное отличие следует отнести за счет появления в более толстых пленках кристаллитов тетрагональной фазы, ориентированных осью $\langle c \rangle$ в плоскости пленок. В связи с этим полное техническое насыщение пленки вдоль ее нормали требует приложения больших полей. Снята также зависимость магнитооптической добротности от длины волны и толщины пленок (рис.2). Проведенные исследования позволяют сделать вывод, что магнитные характеристики пленок $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50-x}\text{Pd}_x$ при изменении содержания палладия $10\text{--}3\text{ ат. \%}$ позволяют их использовать в качестве сред для магнитной и термоманитной записи и хранения информации [2]. Следует указать на большую химическую стойкость пленок сплавов; пленки без покрытия могут храниться на воздухе в течение нескольких лет, характеристики пленок при этом не изменяются.

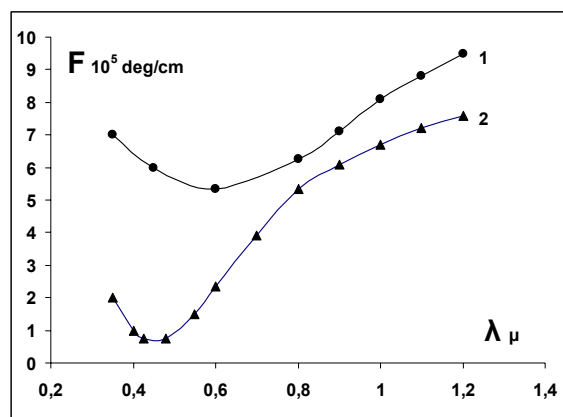


Рис. 1 Спектральная зависимость удельного фарадеевского вращения для пленок $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ (1) и $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{42}\text{Pd}_8$ (2). Кривые 1 и 2 сняты для пленок толщиной $500\text{\AA}$.

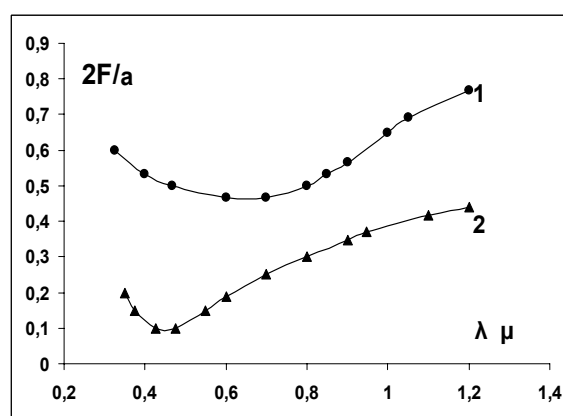


Рис. 2 Спектральная зависимость магнитооптической добротности пленок сплавов $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ (1) и $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{42}\text{Pd}_8$ (2). Кривые 1 и 2 сняты для пленок толщиной $500\text{\AA}$.

[1] Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Артемьев Е.М. и др.// Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. Вып. 6. С.457-462.

[2] Артемьев Е.М., Бузмаков А.Е. Патент RU №2293377 С1 Сплав для носителя термоманитной записи. Приоритет от 8 июля 2005 г.

[3] Коген С. Мецрих Р. Зарубежная радиоэлектроника № 11, 1973.

Возможности метода SEMPA микроскопии и проблемы его экспериментальной реализации

С.А. Гусев¹, В.Н. Петров², Е.В. Скороходов¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

² С.-Петербургский государственный политехнический университет

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

Сканирующая (растровая) электронная микроскопия (SEM) с анализом спиновой поляризации вторичных электронов (SEMPA) по информативности и разрешающей способности может конкурировать с другим способом визуализации распределений намагниченности - методом электронной голографии, который на сегодняшний день является наиболее высокоразрешающим, но имеет известные ограничения, т.к. основан на технике просвечивающей электронной микроскопии. Физической основой SEMPA служит тот факт, что вторичные электроны (ВЭ), испускаемые магнитным образцом, обладают спиновой поляризацией, которая связана со спиновой плотностью в материале. В свою очередь спиновая плотность задается распределением намагниченности в образце. Поэтому, измеряя спиновую поляризацию ВЭ, можно получить информацию о намагниченности исследуемого объекта. Высокая поверхностная чувствительность метода SEMPA делает его идеальным инструментом для изучения магнетизма поверхности и сверхтонких ферромагнитных пленок, но в то же время диктует и особые требования к чистоте исследуемой поверхности. По этой же причине для проведения SEMPA измерений обычно используются UHV микроскопы [1]. В нашем докладе рассмотрены инструментальные аспекты и обсуждаются проблемы, связанные с реализацией методики SEMPA в серийном электронном микроскопе.

В качестве анализатора спинового состояния вторичных электронов использован классический детектор Мотта оригинальной конструкции [2], адаптированный для

использования его в серийном сканирующем электронном микроскопе SUPRA 50VP. Принцип работы анализатора основан на том, что электроны с разнонаправленными спинами, падающие на поверхность твердого тела, по-разному рассеиваются из-за спин-орбитального взаимодействия с атомами мишени. Поскольку это релятивистский эффект, а исходная энергия ВЭ мала (около 10 эВ), то для получения измеримого сигнала предварительно ВЭ ускоряются до энергии 40 кэВ. Асимметрия рассеяния по спине введет к пространственной асимметрии, т.е. к зависимости количества электронов, обратного рассеиваемых в данном угловом направлении, от исходной ориентации спина к поверхности мишени анализатора, что можно зафиксировать детекторами. Экспериментально в нашем приборе измеряется асимметрия обратного рассеяния электронов на золотой фольге толщиной ~100 нм: $A = (N_L - N_R) / (N_L + N_R)$, где N_L и N_R - количество электронов, зарегистрированных двумя каналами детектора, ответственными за детектирование электронов с противоположными спинами. Эта асимметрия связана со спиновой поляризацией электронов соотношением $P = A/S$, (где S - эффективная функция Шермана [2]), которая, в свою очередь, отображает локальное направление вектора намагниченности на поверхности образца M и в общем случае связана с ним простыми тригонометрическими выражениями. Анализатор содержит две пары детекторов (четыре канала), ориентированных таким образом, что возможно одновременное измерение спиновой поляризации в плоскости поверхности образца, и в перпендикулярном ей

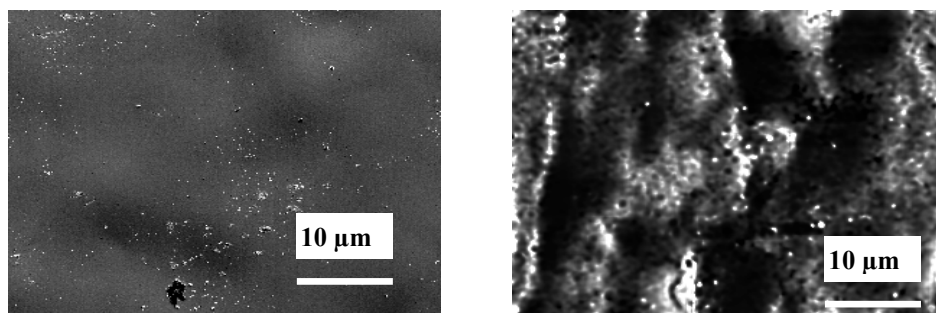


Рис.1 Обычное SEM (слева) и SEMPA изображения магнитного образца

направлении, т.е. можно получать трехмерную картину распределения намагниченности. На рис.1 приведено одно из первых изображений магнитной структуры тестового объекта (лента магнитно-мягкого сплава Fe-Si(3%)), полученное с помощью пары детекторов, чувствительных к in-plane составляющей намагниченности поверхности образца (справа), и обычное изображение этого же участка во вторичных электронах (слева).

Общим свойством всех SEMPA детекторов является их малая эффективность, в частности, эффективность нашего анализатора составляет $\sim 5.6 \times 10^{-4}$ (для сравнения – эффективность обычных детекторов ВЭ растрового микроскопа составляет почти 100%). Это ведет к тому, что для получения изображения с приемлемым магнитным контрастом требуется использовать пучок первичных электронов с большим током, что приводит к увеличению его диаметра и, соответственно, к ухудшению разрешающей способности метода, либо использовать достаточно большое время сбора изображения. Так, например, можно оценить время, необходимое для сбора изображения размером (100×100) точек при заданных значениях необходимой точности измерения спиновой поляризации электронов ΔP . Если мы хотим, чтобы относительная точность определения поляризации составляла $\Delta P = 0.1$ (что соответствует величине контраста полезного сигнала и шумов 10 на изображении SEM), то с учетом эффективности детектора необходимо зарегистрировать суммарно в обоих каналах $\sim 2 \times 10^5$ импульсов. В предварительных экспериментах нами было измерено, что при токе первичного пучка порядка 1 nA (эффективный диаметр около 15 нм), скорость счета составляла примерно 220000 имп/сек. Соответственно, для заданной выше точности время сбора в каждой точке должно составлять 0.5 сек, а для всего кадра (100×100) точек оно составляет около полутора часов. Для получения изображения приемлемого качества (не очень высокого разрешения), на котором можно распознать и измерить основные детали, часто достаточно иметь контраст примерно от 1 до 3. Тогда, например, если мы ограничимся точностью измерения $\Delta P = 0.3$, время сбора того же кадра в наших условиях будет равно около 10 минут.

При таких достаточно больших временах эксперимента существенным фактором, ограничивающим возможности SEMPA измерений в условиях обычного микроскопа, может стать образование полимерных углеводородных загрязнений на поверхности образца под действием первичного электронного пучка [3]. Механизмы образования загрязнений могут быть разные: поверхностная диффузия молекул загрязнителя под действием химического, температурного и электрического

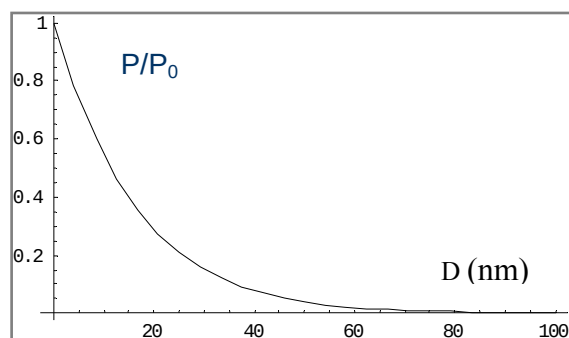


Рис.2. Зависимость отношения поляризации, измеряемой на поверхности с загрязнением (P), к поляризации чистой магнитной поверхности P_0 от толщины полимера (D).

градиента; адсорбция молекул загрязнителя из газовой фазы и др. Данная полимерная пленка приводит к уменьшению полезного сигнала при измерении поляризации электронов. Величину уменьшения ориентировочно можно оценить с помощью графика на рис.2, который был рассчитан с учетом поглощения поляризованных ВЭ, эмитированных магнитной поверхностью в слое загрязнения и одновременным увеличением вклада доли ВЭ от этого слоя в общую величину регистрируемого сигнала. Экспериментально с помощью метода атомно-силовой микроскопии было получено, что в наших условиях скорость нарастания загрязнения такова, что за время, необходимое для получения кадра толщина образуемой пленки не превышает 15 нм, т.е. не должна сильно искажать результаты измерений. Тем не менее, планируется, помимо тщательной чистки поверхности магнитных объектов и поддержания высокого вакуума в камере микроскопа, применять нагрев исследуемого образца, т.к. известно [3], что образование пленки загрязнения подавляется при температуре поверхности 50°C - 90°C.

Кроме объекта, чье изображение приведено на рис.1, были проведены измерения и с другими тестовыми образцами: монокристаллическим Co, пленками Co и Fe на Si, которые также исследовались MCM методом. Размер особенностей на SEMPA изображениях почти всегда согласуется с размерами магнитных структур, наблюдаемых на MCM картинах.

Авторы благодарят Грибкова Б.А. за проведенные MCM и ACM измерения.

Работа выполнена в рамках работ, проводимых по гранту РФФИ.

- [1] R. Allenspach, JMMM, **129**, 160 (1994).
- [2] V.N. Petrov, V.V.Grebenshikov, B. D. Grachev, A. S. Kamochkin, Rev. Sci. Instrum., **74** (3), 1278 (2003).
- [3] Основы аналитической электронной микроскопии, под ред. Дж.Дж. Грена и Дж. Гольдштейна, М. «Металлургия», 1990.

Наноразмерные ферромагнитные слои Si и Ge, легированные примесями марганца или железа при осаждении из лазерной плазмы

Е.С.Демидов¹, В.В.Подольский², В.П.Лесников², М.В.Сапожников³, Б. А. Грибков³, Д.М.Дружнов¹, С. Н. Гусев¹, С. А. Левчук¹

¹Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, проспект Ю. Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия

²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, проспект Ю. Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия

³Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
e-mail: demidov@phys.unn.ru

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) интересны многообещающим для современной технологии сочетанием полупроводникового транспорта и магнитных свойств и физически значимого взаимодействия между ними [1,2]. В [3-6] показана возможность получения осаждением из лазерной плазмы тонких (толщиной 30-100 нм) слоёв РМП на основе соединений A^3B^5 - антимонидов галлия и индия, арсенида индия, с примесью Mn, Ge и Si с примесями Mn или Fe на монокристаллических подложках арсенида галлия или сапфира, в которых при температурах до 500 К проявлялись признаки ферромагнетизма. В таких слоях наблюдались аномальный эффект Холла (АЭХ), ферромагнитный резонанс (ФМР) и нелинейный магнитооптический эффект Керра (МОЭК). Важные для РККИ механизмы ферромагнитного упорядочения спинов существенные магнитная и акцепторная активности Mn или Fe проявились в наблюдениях при 77-500 К высокой дырочной проводимости и сильной анизотропии спектров ФМР. Согласно [5,6] рекордсменами по температуре Кюри, проводимости и подвижности дырок являются слои кремния и германия, которые особенно привлекательны совместимостью с наиболее распространённой кремниевой технологией. В настоящей работе приводятся результаты оптимизации синтеза и прояснена ранее непонятная природа сложного спектра ФМР слоёв Si:Mn/GaAs, для которых наблюдалось при комнатной температуре отрицательное магнетосопротивление (ОМС), достигнут прогресс в формировании и дополнительном легировании мелкой акцепторной примесью Al слоёв Si:Mn на кремниевой подложке, зарегистрирован анизотропный ФМР в Ge:Fe/GaAs при 293 К.

Лазерного напыление слоёв толщиной 30-100 нм производилось как и в [3-6] на подогретые до 200-570°C пластины монокристаллического GaAs, кремния или сапфира. Часть экспериментов выполнена на лазерной установке LQ 529 нового поколения Белорусской фирмы «Солар ЛС» с активным элементом на АИГ:Nd и возможностью испарения мишени излучением на второй и третьей гармониках. Содержание 3d- примеси контролировалось РФЭС. Проводились измерения

ФМР в полях до 1.5 Тл на EMX Bruker ЭПР – спектрометре совместно с данными магнитооптического эффекта Керра (МОЭК), АСМ и МСМ зондовыми микроскопиями.

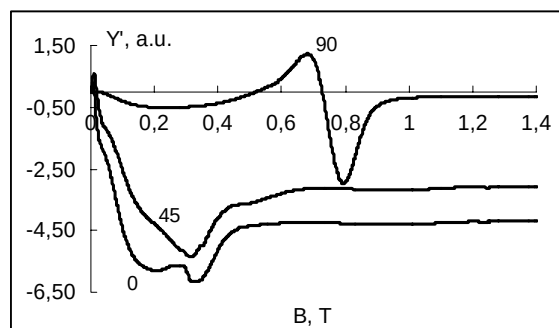


Рис.1. Спектры ФМР при 293 К плёнки Si:Mn/GaAs, сформированной при 400°C. Цифры у кривых показывают угол в градусах между плоскостью образца и магнитным полем.

Измерения ФМР в более, чем ранее сильных до 1.5 Тл полях позволили установить, что ранее наблюдавшаяся [5,6] сложная структура спектра ФМР Si:15%Mn/GaAs, сформированных при 300°C, связана с неоднородностью латерального распределения марганца. При понижении температуры от 293 К до 90 К спектр ФМР преобразовывался в одиночную линию, что объяснимо упорядочением спинов в областях с пониженной концентрацией Mn. Оказалось, что формирование Si:Mn/GaAs при 400°C с в вдвое меньшим содержанием Mn приводит к более равномерному распределению этой примеси. Об этом свидетельствует уже при комнатной температуре одиночная линия ФМР при нормальной ориентации магнитного поля на рис.1 и картина распределения намагниченности на рис.2. В обоих 300°C и 400°C вариантах на рис.2 почти отсутствует корреляция между неровностями слоя на АСМ – изображении и неоднородностями МСМ. Крупномасштабные неоднородности МСМ 400°C слоя показывают более равномерное распределение магнитной примеси. Оценка намагниченности из данных сильно анизотропного ФМР на рис.1 и электрические измерения показывают более

полную, чем в синтезе при 300°C магнитную и электрическую активность марганца. В обоих случаях при комнатной температуре наблюдались нелинейный МОЭК, АЭХ и сравнительно большой коэффициент ОМС $H \approx 0.01$, который оказался по модулю на порядок выше, чем в слоях высокотемпературных РМП Ge:Mn/GaAs и GaSb:Mn/GaAs и в 200 тысяч раз больше коэффициента магнетосопротивления $H > 0$ в вырожденном материале с подвижностью дырок $30 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ и концентрацией дырок $\approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ как в наших слоях Si:Mn. При такой концентрации энергия Ферми $\approx 0.36 \text{ эВ}$ на порядок с лишним превышает kT при $T=300 \text{ K}$. Т.е. слои являются полуметаллическими.

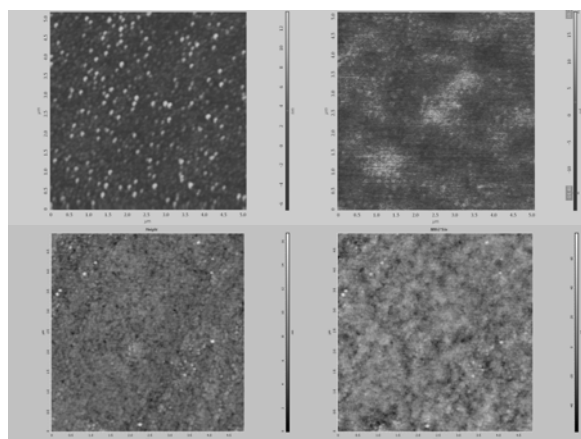


Рис.2. Картины ACM слева и MCM справа зондовой микроскопии слоёв Si:Mn/GaAs, сформированных при 400°C, показаны в верхнем ряду и при 300°C - в нижнем ряду.

Слои Si:Mn/GaAs, синтезированные при температуре 530°C обладали высоким удельным сопротивлением, не показали признаков ферромагнетизма. Это означает, что температура 400°C является близкой к оптимальной величине для получения плёнок таких РМП.

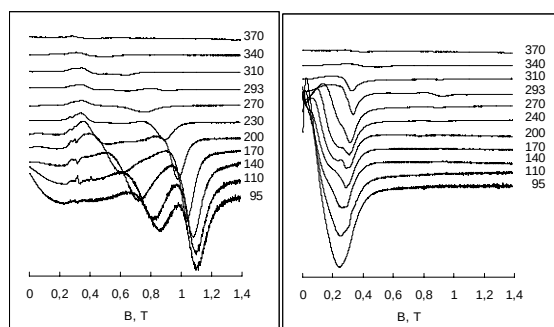


Рис.3. Спектры ФМР образца Si:(Mn,Al)/Si с плёнкой Si:(Mn,Al) толщиной 50 нм при перпендикулярной слева и параллельной справа ориентации его плоскости к магнитному полю. Цифры у кривых справа – температура в градусах Кельвина.

Получены первые результаты успешного синтеза кремниевых слоёв Si:Mn на монокристаллической кремниевой подложке с проявлением признаков ферромагнетизма в ФМР, АЭХ и высокой дырочной проводимостью при комнатной температуре. Трудности удаления термически устойчивого естественного оксида кремния преодолены применением предварительного отжига при повышенной до 600°C кремниевых подложек в вакууме и осаждением буферного слоя кремния в условиях бомбардировки подложки ионами кремния с высокой энергией из лазерной плазмы. Также получены положительные результаты управления уровнем Ферми на улучшение свойств слоёв РМП на основе кремния с применением дополнительного легирования мелкой акцепторной примесью алюминия. Данные измерений температурных зависимостей ФМР слоёв Si:(Mn,Al) на высокоомных кремниевых подложках марки КДБ 5000 показаны на рис.3. Имеет место сильная характерная для плоского ферромагнетика анизотропия ФМР. Согласно спектрам рис.3 синтезированные слои РМП Si:(Mn,Al)/Si имеют точку Кюри $\approx 350 \text{ K}$. Однако, свидетельствующая о латеральной неоднородности распределения марганца и алюминия сложная структура спектра ФМР означает, что необходима дальнейшая оптимизация технологии формирования РМП.

В случае РМП на основе Ge синтезированы полуметаллические легированные железом слои (Ge:Fe/GaAs), в которых при комнатной температуре наблюдался АЭХ, анизотропный спектр ФМР, высокая дырочная проводимость и ОМС с коэффициентом $H \approx 10^{-3}$ при 77 K.

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-17362, МНТЦ G1335, выполняется совместно с Курчатовским институтом по контракту с ФАНИ № 02.513.11.3176 (2007-3-1.3-07-07-098).

- [1] Furdyna J. K., J. Appl. Phys. **64**, R29 (1988).
- [2] Foygel M., Petukhov A. G., Phys.Rev., **B76**, 205202 (2007).
- [3] Данилов, Ю. А., Демидов Е. С., Дроздов Ю. Н., Лесников В. П., Подольский В. В., ФТП **39**, 8 (2005).
- [4] Danilov Yu. A., Demidov E. S., Drozdov Yu. N., Lesnikov V. P., Podolskii V. V., Sapozhnikov M. V., Kasatkin A. P., JMMM, **300**, e24 (2006).
- [5] Е. С. Демидов, Ю. А. Данилов, В. В. Подольский, В. П. Лесников, М. В. Сапожников, А. И. Сучков, Письма в ЖЭТФ, **83**, 664 (2006).
- [6] Демидов Е. С., Подольский В. В., Лесников В. П., Сапожников М. В., Дружнов Д. М., Гусев С. Н., Грибков Б. А., Филатов Д. О., Степанова Ю. С., Левчук С. А., ЖЭТФ, **133**, 1 (2008)

Магнитные свойства пленок из наночастиц никеля и кобальта

Д.С. Ильющенко, С.В. Гастев, В.И. Козуб, В.М. Кожевин,
Д.С. Явсин, И.Н. Ясиевич, С.А. Гуревич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул. 26, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: dmitry@mail.ioffe.ru

С помощью метода лазерного электро-диспергирования[1], разработанного в ФТИ им. А. Ф. Иоффе получены гранулированные пленки двух ферромагнитных материалов, никеля и кобальта. В основе метода лежит явление капиллярной неустойчивости расплавленных металлических капель субмикронного размера, которые вследствие зарядки в плазме лазерного факела начинают каскадным образом делиться на более мелкие. Процесс деления резко обрывается, когда капли достигают нанометрового размера. Расплавленные наночастицы, изначально формируемые в плазменной области, из-за быстрого охлаждения затвердевают ещё до осаждения на подложку. Как показали картины дифракции электронов, снятые в режиме просвечивающей электронной микроскопии образовавшиеся наночастицы аморфны. Главной особенностью этой технологии является то, что полученная плёнка состоит из практически монодисперсных частиц металла, с дисперсией размера $<10\%$, при этом размер частиц фиксирован, зависит только от самого металла и составляет для никеля 2,5 нм, для кобальта – 3,5 нм.

Кобальт и никель являются материалами с существенно отличающимися магнитными параметрами (температура Кюри никеля 630К, кобальта 1400К; магнитный момент атома никеля $\mu_{Ni} \sim 0.6\mu_B$, кобальта $\mu_{Co} \sim 1.7\mu_B$).

Магнито-оптические измерения меридионального эффекта Керра на Co пленках, показали, что гистерезис поворота плоскости поляризации наблюдается при температуре 300К (Рис.1). Интересно отметить, что зависимость

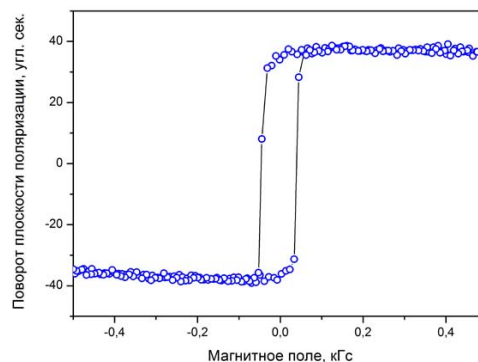


Рис.1 Зависимость угла поворота плоскости поляризации от магнитного поля пленки из наночастиц Co толщиной 20 нм.

величины насыщения поворота плоскости поляризации от толщины пленки имеет ярко выраженный максимум при толщине Co пленок около 5-7 нм.

Исследования магнитных свойств были проведены в лаборатории университета Амстердама (намагниченность от температуры, ZFC в разных полях для Ni и Co)(Рис 2-5).

Проведенные исследования показали, что эффективный магнитный момент домена для Ni пленок 10 нм составляет $\mu_d \sim 10^6 \mu_B$ [2]. Эта величина существенно больше магнитного момента отдельной наночастицы с диаметром 2,5 нм, содержащей около 600 атомов, что соответствует магнитному моменту $\mu_n \sim 400 \mu_B$. Это указывает на существование

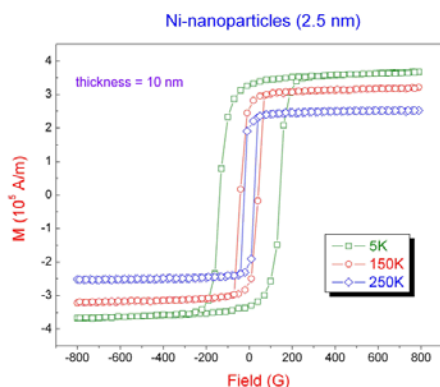


Рис.2 Зависимость намагниченности пленки из наночастиц Ni толщиной 10 нм от магнитного поля при различных температурах.

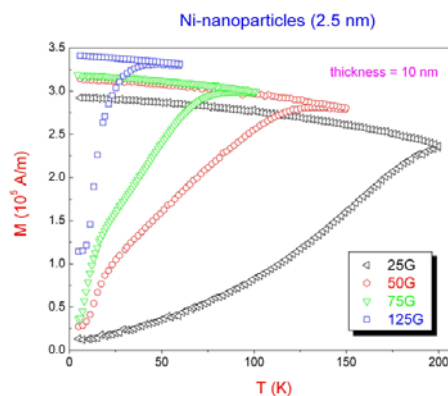


Рис.3 Температурная зависимость намагниченности пленки из наночастиц Ni толщиной 10 нм при различных полях.

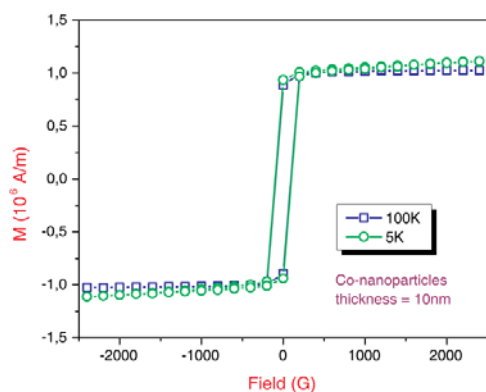


Рис.4 Зависимость намагниченности пленки из наночастиц Со толщиной 10 нм от магнитного поля при различных температурах.

в пленке эффектов магнитной самоорганизации.

Мы предположили, что в основе эффекта самоорганизации лежит обменное взаимодействие между гранулами, и построили теоретическую модель, описывающую распределение намагниченности в системе плотноупакованных гранул со случайным распределением осей легкой намагниченности. Модель предполагает наличие прямого обмена между отдельными гранулами, ослабленного по сравнению с объемным материалом наличием туннельных барьеров между гранулами. При этом для простоты предполагается, что направление осей анизотропии отдельных гранул лежит в плоскости пленки и ориентировано случайным образом[3]

Показано, что в такой системе даже в пренебрежении магнитостатической энергией происходит разбиение на домены со случайным направлением намагниченности, размер которых линейно растет с увеличением отношения обменной энергии взаимодействия между гранулами к энергии анизотропии отдельной гранулы. Учет магнитостатической энергии лишь незначительно меняет размер доменов.

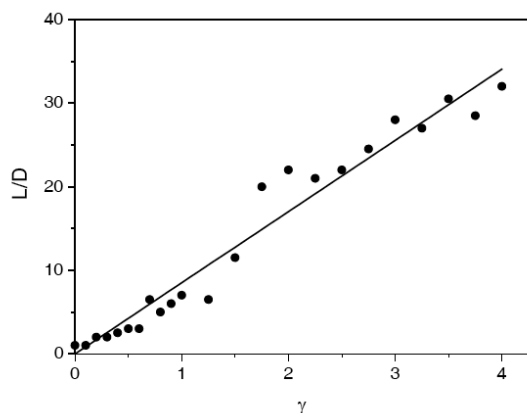


Рис.6 Зависимость отношения корреляционной длины L к диаметру гранул D от параметра γ в отсутствии диполь-дипольного взаимодействия

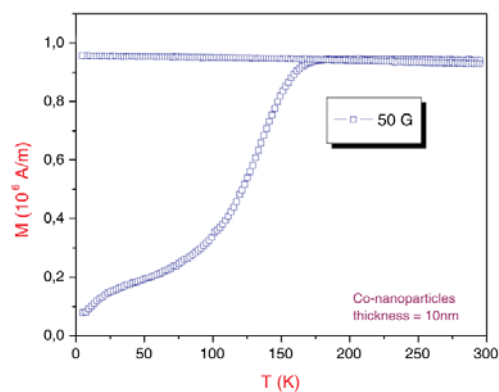


Рис.5 Температурная зависимость намагниченности пленки из наночастиц Со толщиной 10 нм в поле 50 Гс.

Проведенное теоретическое моделирование, учитывающее дипольное и обменное взаимодействие между соседними частицами, также показало, что в системе плотно упакованных ферромагнитных наночастиц происходит разбиение на домены, размер которых линейно растет с увеличением параметра γ – отношения обменной энергии взаимодействия соседних частиц к энергии анизотропии отдельной частицы (Рис.6)

В заключение укажем, что с помощью метода лазерного электродиспергирования можно изготовить пленку с магнитным туннельным переходом, состоящую из чередующихся слоев металлических наночастиц с разными значениями коэрцитивного поля. В таких материалах должен наблюдаться эффект гигантского туннельного магнитосопротивления, поскольку намагниченность в разных слоях по-разному зависит от приложенного внешнего магнитного поля[4]. Такой материал может быть использован при создании новых спин-электронных устройств: магнитных сенсоров, магнитных ячеек памяти.

[1] V.M. Kozhevnikov et al., J. Vac. Sci. Tech. B **18** (3), 1402 (2000)

[2] Д.С. Ильющенко, М.А. Одноблюдов, Д.А. Явсин, В.М. Кожевников, И.Н. Ясиевич, С.А. Гуревич, Т.Т. Nguyen, E. Bruck, Институт физики микроструктур РАН, труды симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника» 2006, т.2, стр. 293-294

[3] Д.С.Ильющенко, В.И.Козуб, И.Н. Ясиевич, ФТТ, **49**, 1853 (2007).

[4] E.Y. Tsymbal, O.N. Mryasov, P.R. LeClair, J.Phys.: Condens. Matter, **15**, R109 (2003)

Магнитная фазовая диаграмма соединений с фрустрированной решеткой спиновых цепочек

Ю. Б. Кудасов

Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, пр. Мира 37, г. Саров, 607188, Россия
e-mail: kudasov@ntc.vniief.ru

В настоящее время хорошо известны несколько групп веществ со спиновыми цепочками, упорядоченными в двумерную треугольную решетку. К первой из них относятся соединения CsCoCl_3 , CsCoBr_3 и др. [1], магнитную структуру которых составляют антиферромагнитные (АФМ) изинговские цепочки. Ко второй группе относится $\text{Ca}_3\text{Co}_2\text{O}_6$ и родственные соединения с ферромагнитными (ФМ) цепочками и сложной топологией магнитной подрешетки [2]. Совсем недавно был обнаружен новый класс соединений ($\text{Sr}_3\text{Ru}_4\text{O}_{12}$ и др.) [3], которые не содержат ионов 3d металлов. В них изинговские цепочки образованы ионами рутения с переменной валентностью Ru^{3+} - Ru^{4+} и сложной магнитной структурой самой цепочки.

Во всех этих веществах обменное взаимодействие между магнитными ионами вдоль цепочек (J_1) значительно превосходит межцепочечное взаимодействие (J_2). Поэтому можно рассматривать магнитную структуру как слабо взаимодействующую систему цепочек.

Межслойное АФМ взаимодействие приводит к геометрической фрустрации и к магнитным диаграммам сложного вида. При низких температурах анализ магнитной структуры может быть выполнен в рамках модели «жестких цепочек» [4]. Ее основной гипотезой является предположение о полном внутрицепочечном упорядочении, когда изинговская цепочка может иметь лишь два состояния, соответствующих намагниченности цепочки вдоль оси z (вдоль цепочки) и в противоположном направлении. В этом случае модель сводится к двумерной (2D) АФМ модели Изинга на треугольной решетке [5], где цепочка играет роль суперспина. Другим важным ингредиентом модели «жестких» цепочек является предположение о неравновесной эволюции состояния системы по метастабильным конфигура-

циям ближайших соседей.

Основное состояние модели 2D АФМ модели Изинга сильно вырождено. Низшей энергией обладают несколько классов конфигураций (см. рис. 1): страйпы, сотовая структура (частично упорядоченной АФМ состояние) и триподы [4,5]. Взаимодействие между цепочками, следующими за соседними (J_3), снимает это вырождение и выделяет лишь один класс структур, что как раз и приводит к большому разнообразию магнитных фазовых диаграмм. Окончательный вид гамильтониана

$$H = J_2 \sum_{\langle ij \rangle} \sigma_i^z \sigma_j^z + J_3 \sum_{\langle\langle ik \rangle\rangle} \sigma_i^z \sigma_k^z + B_z \sum_i \sigma_i^z, \quad (1)$$

где $\sigma_i^z = \pm 1$ - проекция намагниченности цепочки на направление z (суперспин), $\langle \rangle$ - обозначает суммирование по ближайшим соседям, а $\langle\langle \rangle\rangle$ - по следующим-за-ближайшим, B_z - проекция магнитного поля на ось z .

Меката показал [1], что ФМ характер константы J_3 (<0) приводит к низкотемпературной ферромагнитной структуре в CsCoCl_3 (рис. 1б, где серые кружки заменены белыми). В низкотемпературных кривых намагниченности $\text{Ca}_3\text{Co}_2\text{O}_6$ наблюдают не менее 4 эквидистантных по магнитному полю ступеней при крайне медленном изменении магнитного поля. Этот уникальный результат объясняется тем, что взаимодействие следующих-за-ближайшими соседями в $\text{Ca}_3\text{Co}_2\text{O}_6$ очень мало. Тогда доминируют конфигурации, связанные с триподами, которые приводят к эквидистантным ступенькам [4].

В соединении $\text{Sr}_3\text{Ru}_4\text{O}_{12}$ низкотемпературная кривая намагниченности имеет особенность – вплоть до некоторого критического поля магнитный момент остается близким к нулю. Интересно отметить, что ее нельзя объяснить при любом разбиении магнитной решетки на нечетное количество подрешеток. Поэтому единственная

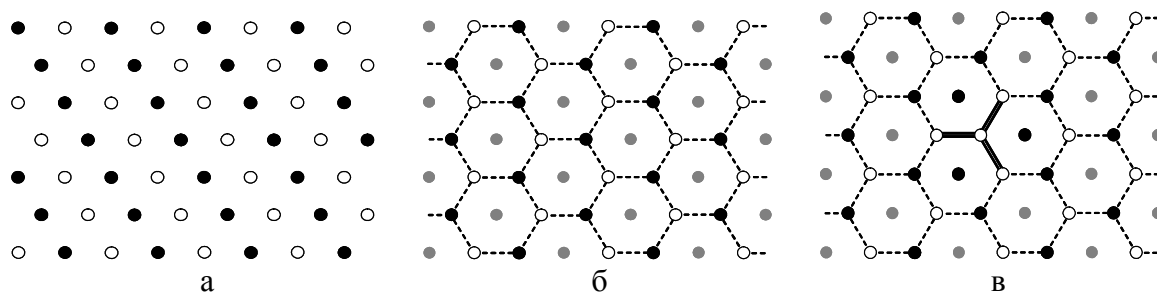


Рис. 1. Основное состояние 2D АФМ модели Изинга на треугольной решетке: (а) страйпы, (б) сотовая АФМ структура и (в) трипод. Светлый кружок – спин-вверх, черный кружок – спин-вниз, серые - либо вверх, либо вниз.

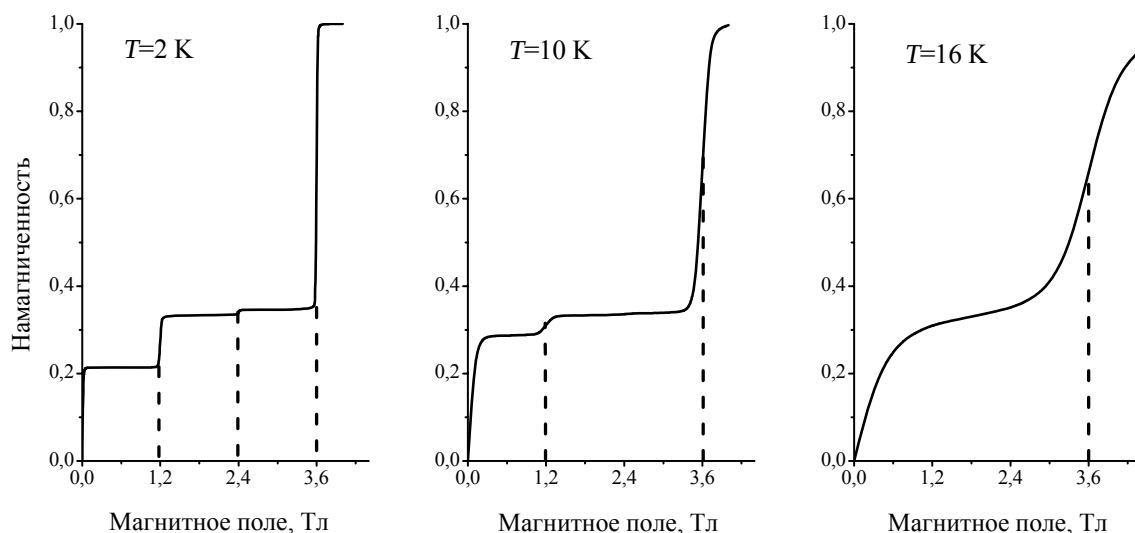


Рис. 2. Расчетные кривые намагниченности $\text{Ca}_3\text{Co}_2\text{O}_6$ при различных температурах.

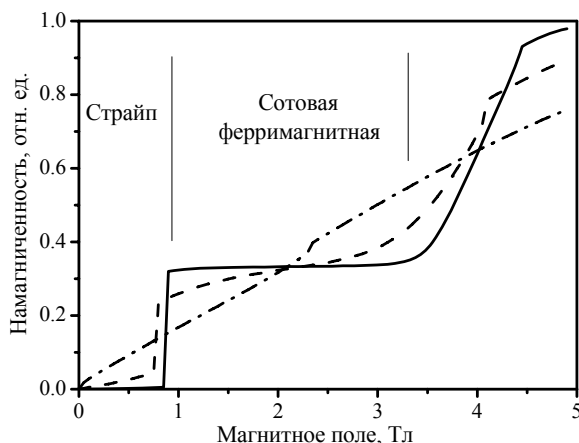


Рис. Расчетные кривые намагниченности $\text{Sr}_5\text{Ru}_4\text{O}_{12}$: $T=10$ K (сплошная линия), $T=15$ K (пунктир) и $T=22$ K (штрих-пунктир)

возможность разрешения этой проблемы – это стабилизация страйп-структуры. Она происходит при АФМ взаимодействии следующих-зближайшими соседей.

Таким образом, в соединениях CsCoCl_3 , $\text{Ca}_3\text{Co}_2\text{O}_6$ и $\text{Sr}_5\text{Ru}_4\text{O}_{12}$ реализуются три возможных варианта модели (1): $J_3 < 0$, $J_3 = 0$ и $J_3 > 0$.

В высокотемпературной магнитной фазе все три класса соединений переходят в сотовую магнитную структуру, что объясняется правилом, выдвинутым в работе [6]: при высокой температуре структура должна быть такая, что число цепочек, находящихся в нулевом эффективном магнитном поле стремилось к максимуму. Для треугольной решетки максимум достигается как раз в сотовой структуре. Это объясняется тем, что эти цепочки переходят в разупорядоченное состояние. Энтропия возрастает, а свободная энергия – понижается. В высокотемпературной фазе модель «жестких» цепочек следует заменить более общей теорией среднего поля для частично разупорядоченных цепочек [6].

На рис. 2 представлены результаты расчета кривых намагниченности $\text{Ca}_3\text{Co}_2\text{O}_6$, которая

очень близка к экспериментальным данным работы [2]. При примерно 10 K происходит плавный переход от низкотемпературного режима (четыре ступеньки) к высокотемпературному (две ступеньки).

Динамика намагниченности в системах фрустрированных изинговских цепочек [7] может быть объяснена в рамках модели Глаубера [8]. Поскольку в модели Изинга отсутствуют члены отвечающие перевороту спина, при изучении динамики приходится выходить за ее рамки.

Отметим, что системы с фрустрированными изинговскими цепочками рассматриваются в настоящее время как перспективные материалы для магнитной записи [9].

Работа выполнялась в рамках проектов МНТЦ 3501, РФФИ 08-02-00508-а.

- [1] Mekata M.: *J. Phys. Soc. Jpn.* 42, 76 (1977)
- [2] Maignan A., Hardy V., Hebert S., Drillon M., Lees M. R., Petrenko O., Paulc D. Mc K., Khomskii D., *J. Mat. Chem.* 14, 1231 (2004)
- [3] Cao G., Durairaj V., Chikara S., Parkin S., Schlottmann P., *Phys. Rev. B*, 75, 134402 (2007)
- [4] Kudasov Yu. B., *Phys. Rev. Lett.*, 96, 27212 (2006)
- [5] Wannier G. H., *Phys. Rev.*, 79, 357 (1950)
- [6] Kudasov Yu. B., *Eur. Phys. Lett.*, 78, 57005 (2007)
- [7] Hardy V., Flahaut D., Lees M. R., Petrenko O. A., *Phys. Rev B*, 70, 214439 (2004)
- [8] Glauber R.J., *J. Math. Phys.*, 4, 294 (1963)
- [9] Li P. L., Yao X. Y., Gao F., Zhao C., Yin K. B., Weng Y. Y., Liu J.-M., Ren Z. F., *Appl. Phys. Lett.*, 91, 42505 (2007)

Моделирование магнитной структуры сверхрешеток Fe/V с переменной толщиной слоев железа

Д. А. Маслов, Ю. Б. Кудасов

Саровский государственный физико-технический институт, ул. Духова 6, Саров, 607188
e-mail: maslov_dem@mail.ru

Размерность является одним из основных факторов, определяющих поведение магнитных систем. Хорошо изученным примером двумерной (2D) магнитной системы является XY-модель [1,3,4] (магнитный момент атома в слое может свободно вращаться в плоскости). Согласно теореме Мермина-Вагнера дальний магнитный порядок в XY-модели должен отсутствовать из-за ее непрерывной симметрии [2]. Однако, появление даже очень слабого внешнего магнитного поля в плоскости снимает симметрию модели и приводит к появлению магнитного упорядочения до температур порядка критической температуры Березинского-Костерлица-Таулесса (T_{BKT}) [1]. Это обстоятельство объясняет огромную чувствительность XY-систем к внешнему магнитному полю и полю магнитной анизотропии.

На практике XY-системы можно реализовать, например, в тонких слоях железа (два-три монослоя), помещенных в матрицу ванадия. Вследствие анизотропии типа легкая плоскость магнитные моменты железа лежат строго в плоскости слоя. Анизотропия в плоскости наоборот оказывается крайне слабой. В сверхрешетках Fe/V слабое взаимодействие магнитных слоев железа через прокладку ванадия приводит к появлению магнитного упорядочения в сверхрешетке [5].

Практический интерес к сверхрешеткам Fe/V связан с высокой чувствительностью магнитного порядка и магнетосопротивления к концентрации водорода. Водород сосредотачивается в слоях ванадия и радикально изменяет межслойное взаимодействие, вплоть до смены знака. Этот факт можно использовать при разработке датчиков водорода. Техника изготовления сверхрешеток Fe/V и их основные свойства достаточно хорошо изучены [6, 7], поэтому на основе этой системы можно создавать и исследовать различные магнитные структуры.

Теоретический анализ магнитного порядка в сверхрешетках Fe/V можно выполнить в рамках модели, предложенной в работе [5]. Зависимость магнитного момента одиночного слоя железа в матрице ванадия вычисляется в рамках XY-модели. Для области низких температур ($T \ll T_{BKT}$) мы использовали спин-волновое приближение [1]. При высоких температурах ($T > T_{BKT}$) система находится в парамагнитном состоянии, но при понижении температуры магнитная восприимчивость одиночного слоя растет экспоненциально [3]

$$\chi = \chi_0 \exp\left(a[T - T_{BKT}]^{-1/2}\right). \quad (1)$$

Для промежуточных температур ($T \approx T_{BKT}$) необходимо использовать методы ренорм-группы [4].

Межслойное взаимодействие в сверхрешетке Fe/V в простейшей форме имеет вид $J'(\vec{m}_i \vec{m}_j)$, где J' – параметр межслойного взаимодействия. Причем при толщине прослоек ванадия до 10 монослоев, межслойное взаимодействие ферромагнитное (ФМ), а в диапазоне от 11 до 16 монослоев – антиферромагнитное (АФМ). Всюду ниже исследуются АФМ сверхрешетки.

Появление соседей радикально изменяет поведение слоя: соседние слои создают эффективное магнитное поле пропорциональное магнитному моменту. В частности, в сверхрешетках Fe/V можно наблюдать переход от 2D к 3D магнитному порядку [8,9].

Критическая температура сверхрешетки при наличии межслойного взаимодействия оказывается выше, чем T_{BKT} . Оценить величину критической температуры сверхрешетки T_C удобно в терминах $\Delta T = T_C - T_{BKT}$. С учетом эффективного поля ближайших соседей энергия слоя железа имеет вид

$$E = \left(\frac{1}{2\chi} - 2J'\right)m^2, \quad (2)$$

Магнитный порядок развивается при выполнении критерия $\frac{1}{2\chi} - 2J' < 0$, который аналогичен критерию Стонера в теории зонного магнетизма. Отсюда с учетом выражения (1) получаем оценку для критической температуры в виде [5]

$$\Delta T \sim \left(\ln \frac{J}{J'}\right)^{-2}. \quad (3)$$

При выводе этого выражения предполагалось, что $\ln J/J' \gg 1$. Отсюда видно, что даже при очень слабом межслойном взаимодействии критическая температура сверхрешетки может значительно превосходить величину T_{BKT} .

Энергия системы в присутствии внешнего магнитного поля $\vec{h}_0$ имеет следующий вид

$$H = -\vec{h}_0 \sum_i \vec{m}_i + \frac{J'}{2} \sum_i (\vec{m}_i \vec{m}_{i+1}), \quad (4)$$

где суммирование идёт по всем слоям.

Нами рассматривалось два возможных варианта численного решения задачи по определению магнитной структуры системы. Первый –

это непосредственное исследование функции H на её минимальное значение. Однако подобный способ решения имеет смысл использовать только в случае малого количества переменных. При увеличении числа переменных сильно растёт длительность расчетов. Поэтому был сделан выбор в пользу второго варианта – метода самосогласованного поля. Сущность его заключается в следующем. Будем считать, что каждый слой железа находится в эффективном магнитном поле, которое образовано внешним магнитным полем и полями ближайших соседей

$$\bar{h}_{ei} = \bar{h}_0 - J'(\bar{m}_{i-1} + \bar{m}_{i+1}). \quad (5)$$

Расположим магнитные моменты слоёв некоторым произвольным образом. Затем, согласно (5), для каждого слоя рассчитаем эффективное поле. Рассчитаем новые магнитные моменты с учётом эффективного поля и повторим процедуру заново. Цикл самосогласования будет длиться до тех пор, пока не будет выполнено условие выхода из цикла (например, разность между текущим и предыдущим значениями проекции магнитного момента меньше заданной величины).

Критические температуры слабосвязанных АФМ сверхрешеток $\text{Fe}_2/\text{V}_\text{N}$ и $\text{Fe}_3/\text{V}_\text{N}$ значительно отличаются (55 К и 170 К). Тогда АФМ сверхрешетки $\text{Fe}_2/\text{V}_\text{N}/\text{Fe}_3/\text{V}_\text{N}$, в которых толщина слоев железа чередуется, может быть представлена как система из двух вставленных друг в друга сверхрешеток с сильно отличающимися температурами. Свойства сверхрешетки $\text{Fe}_2/\text{V}_\text{N}/\text{Fe}_3/\text{V}_\text{N}$ были тщательно изучены в работе [5]. Одним из необычных результатов было сильное расхождение величины критической температуры, измеренной по магнитооптическому эффекту Керра (140 К), с одной стороны, и по данным рассеяния нейтронов и СКВИД измерениям, с другой.

В рамках модели, представленной выше, можно показать, что это расхождение обусловлено, скорее всего, неоднородностью намагниченности ограниченной сверхрешетки. Как видно из рис. 1, крайние слои сверхрешетки имеют слабый магнитный момент. Особенностью маг-

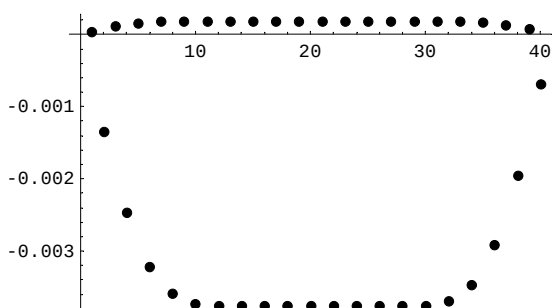


Рис. 1. Магнитные моменты (относительные единицы) слоев железа в сверхрешетке $[\text{Fe}_2/\text{V}_{12}/\text{Fe}_3/\text{V}_{12}]_{20}$ при температуре на 5 К ниже критической. По горизонтальной оси отложены номера магнитных слоев: четные – Fe_3 , нечетные – Fe_2 .

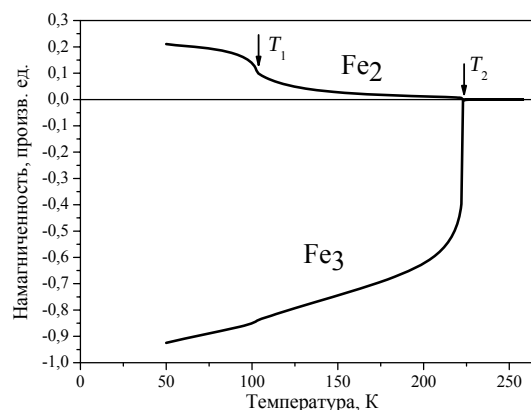


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченностей подрешеток Fe_2 и Fe_3 . T_1 и T_2 две критические температуры.

нитооптических измерений была малая глубина зондирования (2-4 периода сверхрешетки), в то время как, другие методики давали оценку объемной намагниченности.

Температурные зависимости намагниченности слоёв Fe_2 и Fe_3 , полученные путем самосогласованных расчетов представлены на рис. 2. Этот результат хорошо согласуется с данными по рассеянию нейтронов и СКВИД [5].

Работа выполнялась в рамках проектов МНТЦ 3501 и 08-2-97018-р_поволжье_a.

- [1] Berezinsky V. L., Zhur. Eksp. Teor. Fiz. (Sov. Phys. -JETP), 59, 907 (1970).
- [2] Mermin N. D. and Wagner H., Phys. Rev. Lett., 17, 1133 (1966).
- [3] Kosterlitz J.M., J Phys. C: Solid State Phys., 7, 1046 (1974).
- [4] Masakuzo Ito, Progress of Theoretical Physics, 66, 1129 (1981).
- [5] Hjorvarsson B., Kudasov Yu., Wolff M., Hase T., Chacon C., van Kampen M., Nordblad P., Liebig A. and Zabel H., EPL, 81, 17008 (2008).
- [6] Isberg P., Hjorvarsson B., Wappling R., Svedberg E. B. and Hultman L., Vacuum, 48, 483 (1997).
- [7] Hjorvarsson B., Dura J. A., Isberg P., Watanabe T., Udovic T. J., Andersson G. and Majkrzak C. F., Phys. Rev. Lett., 79, 901 (1997).
- [8] Allan G. A. T., Phys. Rev. B, 1, 352 (1970).
- [9] Bergholz R. and Gradmann U., J. Magn. & Magn. Mater., 45, 389 (1984).

Магнетосопротивление структур, содержащих сильнолегированные марганцем слои полупроводников A^3B^5 и MnAs

О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов^{1,2}, Ю.Н. Дроздов², Б.Н. Звонков¹,
А.В. Кудрин¹, В.В. Подольский¹, М.В. Сапожников²

¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород

²Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

Исследование спин-зависимого транспорта, в частности эффекта туннельного магнетосопротивления (ТМС) в гибридных эпитаксиальных гетероструктурах ферромагнетик/полупроводник, представляет интерес в связи с возможностью создания новых типов приборов спинтроники, таких как энергонезависимая память и магнитные сенсоры.

Комбинированным методом лазерного осаждения (ЛО) и МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) были изготовлены трехслойные структуры типа “спиновый клапан”, в которых варьировался материал ферромагнитных (ФМ) слоев (MnAs либо GaMnAs) и материал промежуточного немагнитного слоя. Выращивание структур производилось на полуизолирующих подложках GaAs (001) с буферным слоем GaAs (МОСГЭ). Для распыления мишеней был использован импульсный АИГ:Nd лазер ($\lambda = 1.06$ мкм).

Слои GaMnAs, выращивались поочередным лазерным распылением мишеней GaAs и Mn при соотношении времен распыления $Y_{Mn} = t_{Mn}/(t_{GaAs} + t_{Mn}) = 0.40$ и температуре подложки (T_g) 450°C (структура №5308) либо 350°C (структура №5442). Слои MnAs получены распылением мишени металлического Mn в потоке водорода и арсина при $T_g = 300^\circ\text{C}$. В качестве немагнитного туннельного барьера, разделяющего ФМ слои, использовался либо слой GaAs (ЛО, $T_g = 150^\circ\text{C}$), либо слой InAs (МОСГЭ, $T_g = 300^\circ\text{C}$). В таб. 1 приведены тип и технологические параметры структур.

Таб. 1 Технологические параметры структур.

№	Технологические параметры образцов
5308	MnAs(8 нм)/GaAs(2нм)/GaMnAs(5нм)
5441	MnAs(8 нм)/InAs(2нм)/MnAs(5нм)
5442	MnAs(8 нм)/InAs(2нм)/GaMnAs(5нм)

Рентгеноструктурные исследования контрольных образцов, содержащих одиночный слой MnAs на подложке GaAs (100), показали присутствие гексагональной α -MnAs фазы с мозаичной монокристаллической структурой. Параллельными плоскости (001) подложки являются плоскости слоя $(10\bar{1}0)$ α -MnAs.

Такая ориентация приводит к ярко выраженной анизотропии магнитных свойств, наблюдаемой при изучении магнитооптического эффекта Керра в меридиональной геометрии, что позволило получить информацию о направлении оси легкого намагничивания в плоскости пленок MnAs (направление [110] GaAs). На рис.1 представлена магнитополевая зависимость холловского сопротивления трехслойной структуры №5308, содержащей MnAs. Измерения проводились в геометрии образца типа холловского мостика при магнитном поле направленном перпендикулярно плоскости структуры.

Магнитополевая зависимость холловского сопротивления обнаруживает нелинейный характер, но не содержит петли гистерезиса, что также свидетельствует об ориентации вектора намагниченности в плоскости слоя. Измерения магнетосопротивления (МС) образцов проводились при 300 и 77 К в магнитном поле, ориентированном вдоль плоскости структур для двух взаимно перпендикулярных направлений, параллельно протекающему току.

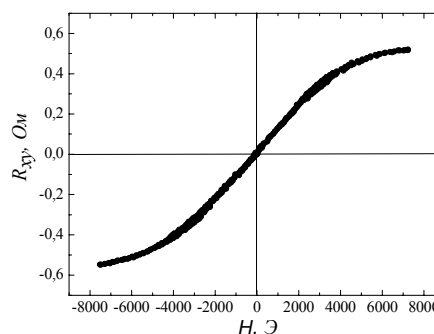


Рис.1 Магнитополевые зависимости сопротивления Холла структуры №5308, полученные при комнатной температуре. Магнитное поле перпендикулярно плоскости структуры.

Для всех типов исследованных трехслойных структур и одиночного слоя MnAs наблюдается отрицательное МС величиной около 1% в поле ≈ 7500 Э при 300 К.

Важной особенностью МС трехслойных структур №5441 и №5442 является наличие областей (± 350 Э), где магнетосопротивление

возрастает до положительного значения ≈ 0.1 % при комнатной температуре (рис.2).

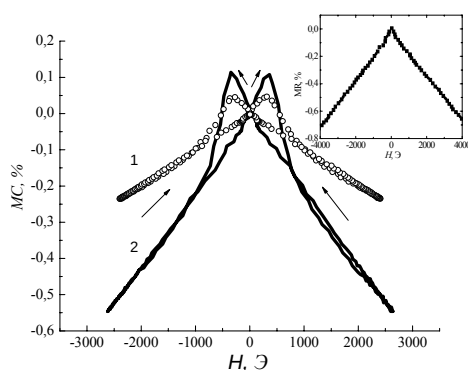


Рис.2. Магнетосопротивление структур при 300 К. Стрелками указано направление обхода. Магнитное поле расположено в плоскости структуры. 1 – MnAs/InAs/MnAs, 2 – MnAs/InAs/GaMnAs. На вставке представлена зависимость MC для одиночного слоя MnAs.

Аналогичные особенности магнетосопротивления наблюдались в [1] на структурах подобных №5441, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

Данный эффект не наблюдается для отдельных слоев MnAs (вставка на рис.2). Характерные максимумы на зависимостях $MC(H)$ позволяют предположить, что мы наблюдаем эффект туннельного магнетосопротивления.

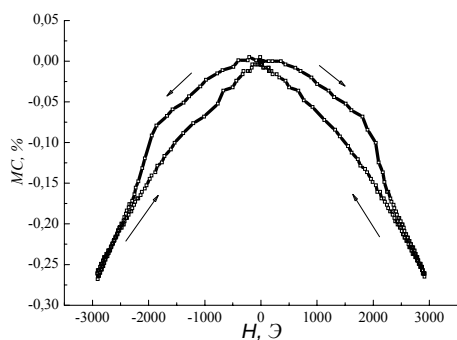


Рис.3. Магнетосопротивление структуры №5308 при 300 К. Магнитное поле расположено в плоскости структуры. Стрелками указано направление обхода.

Максимум сопротивления соответствует случаю противоположной ориентации намагниченности в слоях MnAs и GaMnAs, приводящей к максимальному рассеянию носителей, туннелирующих между ферромагнитными слоями. Увеличение внешнего магнитного поля приводит к реверсивному изменению направления намагниченности одного из слоев и, следовательно, к параллельной ориентации намагниченности слоев. В данном случае

рассеяние носителей туннелирующих между ферромагнитными слоями минимально, что выражается в уменьшении сопротивления структуры. Для структур №5441 и №5442 величина магнитного поля при котором происходит параллельное выравнивание намагниченности ферромагнитных слоев составляет $\approx \pm 800$ Э

Для структуры №5308 с GaAs разделяющим немагнитным слоем, зависимость магнетосопротивления имеет иной вид (рис.3). На данной зависимости отсутствуют максимумы сопротивления, однако, при магнитном поле порядка ± 2000 Э наблюдается резкое снижения сопротивления структуры, что также может быть связано с уменьшением рассеяния носителей между ферромагнитными слоями, вследствие сонаправленной ориентации намагниченности слоев.

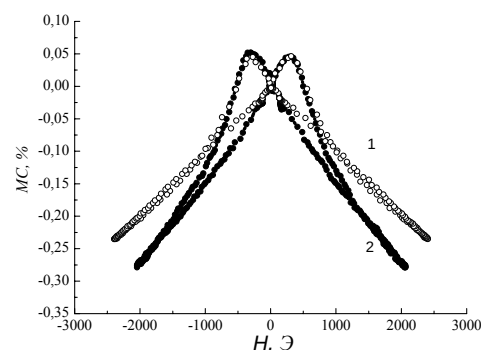


Рис.4. Магнетосопротивление структуры №5441 при 300 К. Магнитное поле расположено в плоскости структуры. Зависимости 1 и 2 для двух взаимно перпендикулярных направлений магнитного поля в плоскости структуры.

На рис.4. представлены зависимости MC образца №5441, полученные при переходе от направления магнитного поля вдоль оси подложки $[1\bar{1}0]$ к $[110]$. Данные зависимости различаются величинами магнитных полей, при которых происходит параллельная ориентация намагниченности магнитных слоев, что, возможно, является следствием анизотропии магнитных свойств данной структуры.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что на исследованных структурах, полученных комбинированным методом ЛО и МОС-гидридной эпитаксии, наблюдался эффект туннельного магнетосопротивления.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-02-00548) и Минобрнауки РФ (проект РНП 2.2.2.2.4737)

[1] Takahashi K., Tanaka M., J. Appl. Phys., **87**, 9 (2000).

Оптическая и магнитооптическая спектроскопия тонких ферромагнитных слоёв InMnAs

Е.А. Ганьшина¹, Л.Л. Голик², В.И. Ковалев², З.Э. Кунькова², Б.Н. Звонков³,
А.Н. Виноградов¹

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы 1, стр.2, Москва, Россия

²Институт радиотехники и электроники РАН, Фрязинский филиал, пл. Введенского 1, Фрязино, Россия
e-mail: zek@ms.ire.rssi.ru

³Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия.

Сообщение о получении методом МОС-гидридной эпитаксии ферромагнитных слоёв InMnAs с температурой Кюри выше комнатной (~330K) [1] вызвало дополнительный интерес к их исследованиям. В [2] слои InMnAs с ферромагнетизмом при комнатной температуре были получены методом лазерного распыления. Показано, что, несмотря на наличие включений фазы MnAs, обнаруженный ферромагнетизм связан с переносом носителей в матрице InMnAs.

В данной работе представлены результаты эллипсометрических и магнитооптических исследований слоёв InMnAs и MnAs, полученных в НИФТИ ННГУ методом лазерного распыления в потоке водорода и арсина на подложках из полуизолирующего GaAs(001) [2]. При получении слоёв варьировались соотношение времен поочередного распыления InAs и Mn ($Y_{Mn}=t_{Mn}/t_{Mn}+t_{InAs}$) и температура процесса (T_g). Условия получения и толщина образцов приведены в таблице.

№ образца	Толщина, нм	T_g , C	$t_{Mn}/t_{Mn}+t_{InAs}$
1 (4989)	45	300	0.33
2 (5015)	460	320	0.25
3 (4993)	45	280	0.33
4 (5090)	320	370	MnAs
5 (4814)	360	320	MnAs/InP
6 (5124)	100	320	InAs

Изучались спектральные зависимости показателя преломления $n(h\nu)$, коэффициента экстинкции $k(h\nu)$ и магнитооптического экваториального эффекта Керра (ЭЭК) $\delta(h\nu)$. Спектральный и температурный диапазоны исследований ЭЭК в данной работе $h\nu = 0,5 - 4,4$ эВ и $T = 70 - 350$ К. Зависимости $n(h\nu)$ и $k(h\nu)$ получены в результате обработки данных спектральной эллипсометрии ($h\nu = 1,2 - 4,4$ эВ, $T = 293$ К) на основе модели, учитывающей наличие нарушенного поверхностного слоя, состоящего из смеси воздуха и окислов InAs. Характеристики шероховатости поверхности получены с помощью АСМ-исследований, показавших

наличие неровностей высотой до 20 нм [2]. Спектры $n(h\nu)$ и $k(h\nu)$ были использованы для вычисления спектральных зависимостей действительной $\epsilon_1 = n^2 - k^2$ и мнимой $\epsilon_2 = 2nk$ частей диагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости слоёв. Вычисленные зависимости $\epsilon_1(h\nu)$ и $\epsilon_2(h\nu)$ слоёв InMnAs (кривые 1-3), MnAs (кривые 4,5) и InAs (кривая 6) показаны на рис. 1. На этом и последующих рисунках нумерация кривых соответствует номерам образцов в таблице.

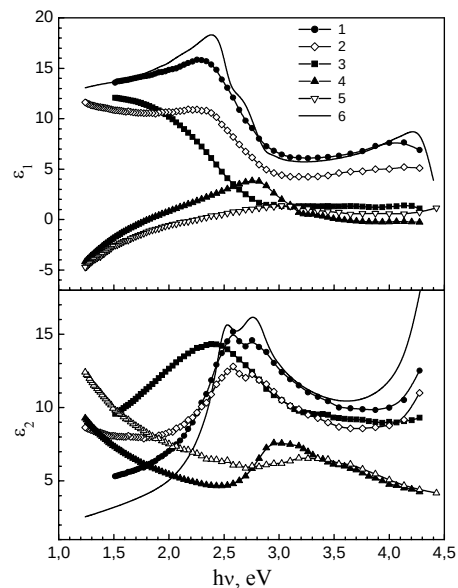


Рис.1 Спектральные зависимости действительной ϵ_1 и мнимой ϵ_2 частей диагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости исследованных образцов.

Видно, что в спектрах $\epsilon_2(h\nu)$ образцов 1 и 2 проявляется структура E_1 , $E_1+\Delta_1$ –переходов в точке Λ зоны Бриллюэна характерная для InAs, что указывает на хорошее кристаллическое качество этих образцов. Вместе с тем, имеет место рост величины ϵ_2 в низкоэнергетической части спектра $\epsilon_2(h\nu)$ образца 2, который, как следует из сравнения со спектрами образцов 4 и

5, связан с присутствием фазы MnAs. Указанные особенности не наблюдаются в претерпевшем существенную трансформацию спектре $\varepsilon_2(h\nu)$ образца 3. Это, по-видимому, связано с большим содержанием фазы MnAs в образце 3, что коррелирует с данными работы [2].

Результаты измерений спектральных зависимостей ЭЭК приведены на рис. 2. Измерялось относительное изменение интенсивности отражённого света $\delta = [I(H) - I(0)]/I(0)$, где $I(H)$ и $I(0)$ - интенсивности в присутствии и отсутствии магнитного поля, соответственно. Измерения выполнены в переменных магнитных полях $H \leq 3$ кЭ, направленных в плоскости слоя вдоль оси лёгкого намагничивания, при углах падения света близких к 70° и $T = 70$ К (кривые 1-4) и $T = 293$ К (кривые 1'-4').

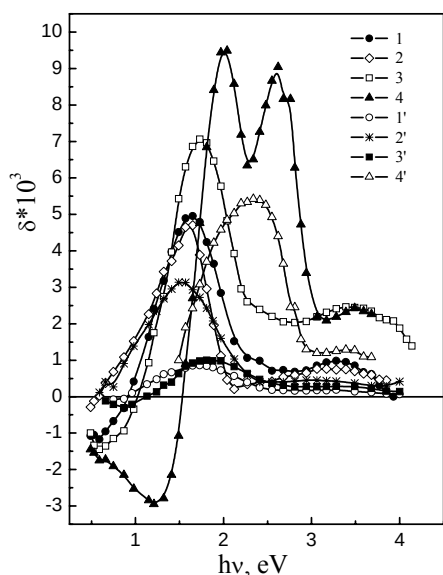


Рис.2 Спектральные зависимости ЭЭК исследованных слоев.

В спектрах ЭЭК всех образцов InMnAs наблюдаются две полосы в области энергий 1,6 - 1,8 эВ и 3,2 - 3,5 эВ. Величина и положение максимума низкоэнергетической (НЭ) полосы зависят от условий получения слоев. В образце 3, в котором содержание фазы MnAs максимально, НЭ максимум ЭЭК смещен в сторону больших энергий. Его спектральное положение приближается к положению НЭ пика в спектре ЭЭК MnAs (кривая 4), что связано с ростом вклада в ЭЭК фазы MnAs. При $T = 293$ К максимальная среди образцов InMnAs величина ЭЭК наблюдается в образце 2. Это, по-видимому, связано со значительно большей толщиной этого образца и проникновением в нем света на расстояние, превышающее толщину образцов 1 и 3, что подтверждается оценками глубины проникновения света с использованием зависимостей $k(h\nu)$. При понижении температуры величина эффекта в НЭ полосе растет сильнее, чем в высокоэнергетической.

Используя формулы, приведенные в [3], спектральные зависимости ЭЭК, измеренные при двух углах падения света, и зависимости $\varepsilon_1(h\nu)$, $\varepsilon_2(h\nu)$ мы определили спектральные зависимости действительной $\varepsilon'_1(h\nu)$ и мнимой $\varepsilon'_2(h\nu)$ частей недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости.

На рис. 3 представлены спектральные зависимости величины $\varepsilon'_2(h\nu) \times (h\nu)^2$, которая пропорциональна межзонной плотности состояний исследованных слоев.

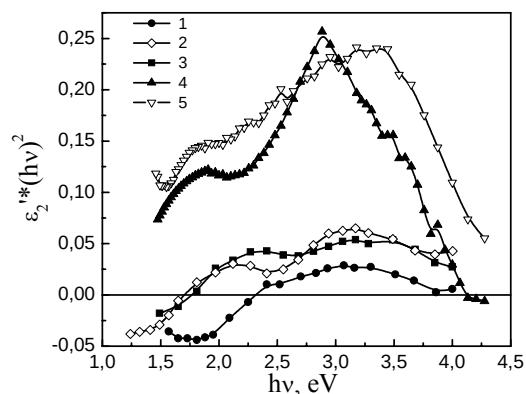


Рис.3. Спектральные зависимости величины $\varepsilon'_2(h\nu) \times (h\nu)^2$ образцов InMnAs и MnAs. $T = 293$ К.

Видно, что в области энергий 1,5 - 2,5 эВ величины $\varepsilon'_2(h\nu) \times (h\nu)^2$ максимальны для образцов MnAs и уменьшаются для InMnAs, причём для слоя с минимальным содержанием Mn (образец 1) при энергии 2,3 эВ величина $\varepsilon'_2(h\nu) \times (h\nu)^2$ меняет знак. Этот образец был получен при наиболее благоприятных условиях для вхождения ионов Mn в решетку InAs [2]. Можно сделать вывод, что смена знака $\varepsilon'_2(h\nu) \times (h\nu)^2$, наблюдаемая в этом образце и не наблюдаемая в образцах MnAs, объясняется вкладом матрицы $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ и соответствует ее межзонной плотности состояний. Спектры величины $\varepsilon'_2(h\nu) \times (h\nu)^2$ образцов 2 и 3, в которых содержание фазы MnAs выше, подобны спектрам MnAs, и смена знака происходит в них при более низких энергиях. Таким образом, можно заключить, что конкуренция вкладов фаз MnAs и $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ определяет положение нулевой точки на кривых $\varepsilon'_2(h\nu) \times (h\nu)^2$, а также положение пиков на спектральных зависимостях ЭЭК.

Работа поддержана фондом РФФИ, грант 08-02-00548.

- [1]. A.J. Blattner, B.W. Wessels, Appl. Surf. Science, 2004, v. 91, p. 7902.
- [2]. О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, А.В. Кудрин, Б.Н. Звонков и др., Физ. твердого тела, 2008, в.1.
- [3]. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений, М.: Изд-во МГУ, 1985.

Магнитные свойства планарных наноструктур кобальт-золото на поверхности кремния

Т.В. Мурзина¹, О.А. Акципетров¹,
А.И. Стогний², Н.Н. Новитский², А. Сташкевич³

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь
Institut Galilée, Université Paris 13, 99 Avenue J.-B. Clément 93430 Villetaneuse

Магнитные наноструктуры являются предметом активных исследований в течение последнего времени. Интерес к изучению таких структур понятен, поскольку знание их основных свойств – электронных, магнитных, транспортных – представляет интерес как для фундаментальных исследований, так и с точки зрения возможностей их использования в современной микро- и оптоэлектронике. Миниатюризация размеров наноструктур может приводить к существенному изменению их свойств по сравнению со свойствами объемного материала, поэтому представляется важной задача изучения формирования как поверхностной, так и объемной намагниченности магнитных наноструктур, наночастиц и нанослоев.

В данной работе приведены результаты исследования магнитных свойств нанослоев кобальта, помещенных между кремниевой подложкой и защитным слоем золота, методами линейной и нелинейной магнитооптики. Основное внимание уделено исследованию магнитных свойств поверхности и «объема» нанослоя Co от его толщины и особенностей структуры.

Отличительной особенностью метода генерации второй оптической гармоники (ВГ) является высокая чувствительность к свойствам поверхностей и границ раздела сред, возникающая из-за наличия симметричного запрета на генерацию ВГ в электродипольном приближении в объеме centrosymmetricheskikh сред, в том числе и в металлах. Источниками ВГ в этом случае являются поверхности и внутренние границы раздела, для которых центр инверсии отсутствует [1].

В магнитных средах одновременное нарушение симметрии по отношению к инверсии времени вследствие намагниченности, а также пространственной инверсионной симметрии на поверхностях и границах раздела, приводит к появлению дополнительных, магнитоиндуцированных компонент тензора квадратичной восприимчивости, амплитуда которых пропорциональна намагниченности среды. Таким образом возможна генерация магнитоиндуцированной ВГ на поверхности или границах раздела [2].

Исследованными образцами являлись слои кобальта с массовой толщиной от 0.7 нм до 15 нм, нанесенных на поверхность кремния ориентации

(001) и запыленных защитным слоем золота толщиной около 1 нм. Получение пленочных

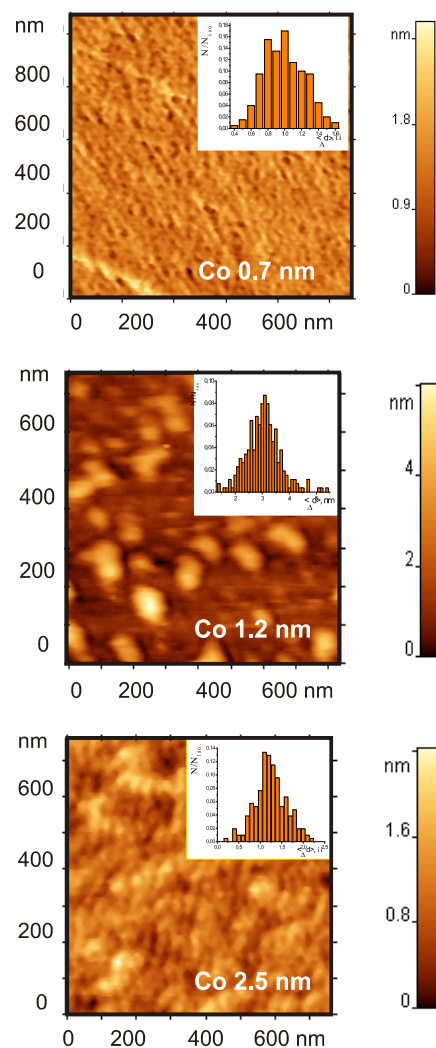


Рис. 1. АСМ изображения поверхности структуры Au/Co/Si(001) для толщин кобальта 0.7 нм

структур проводилось на установке ионно-лучевого распыления с использованием пучка ионов аргона с энергией 1,2 кэВ и плотностью тока пучка 0,35 мА/см². Предельное давление в установке было менее 10⁻³ Па. Поток распыленных атомов Co осаждался на поверхность подложек термически окисленного кремния ориентации (100). Толщина слоя Co определялась интерполяцией зависимости

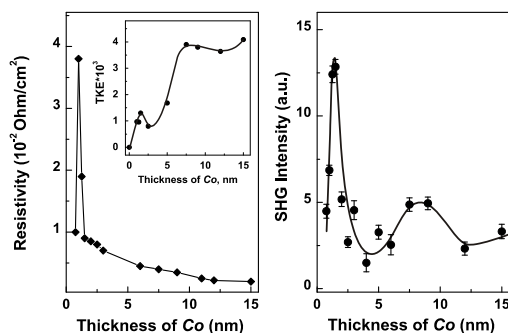


Рис. 2. Зависимости поверхностного сопротивления (а) и интенсивности ВГ (и) от массовой толщины кобальта. На вставке к Рис. 2,а – зависимость контраста МОКЭ от d_{Co} .

толщины пленки от времени осаждения. Скорость осаждения пленок кобальта составила $0,5 \pm 0,1$ Å/сек. Из изображений поверхности структур с разной массовой толщиной кобальта, d_{Co} , полученных методом атомно-силовой микроскопии и представленных на Рис. 1, следует, что в области толщин $d_{Co} \approx 1 \div 2$ нм, наблюдается образование гранулярной (островковой) структуры. Косвенным подтверждением образования островковой структуры является и зависимость поверхностной проводимости Au/Co/Si структуры от d_{Co} (Рис.2, а), демонстрирующая резкий пик для значений $d_{Co} \approx 1 \div 1.5$ нм.

При проведении нелинейно-оптических исследований был использован импульсный YIG:Nd³⁺ лазер с длительностью импульса около 15 нс и энергией в импульсе 10 мДж. Излучение ВГ спектрально выделялось необходимым набором фильтров и регистрировалось с помощью фотоэлектронного умножителя и электронной стробируемой системы регистрации. Постоянное магнитное поле напряженностью около 2 кЭ было приложено в геометрии экваториального магнитооптического эффекта Керра.

Для Au/Co/Si структуры была измерена

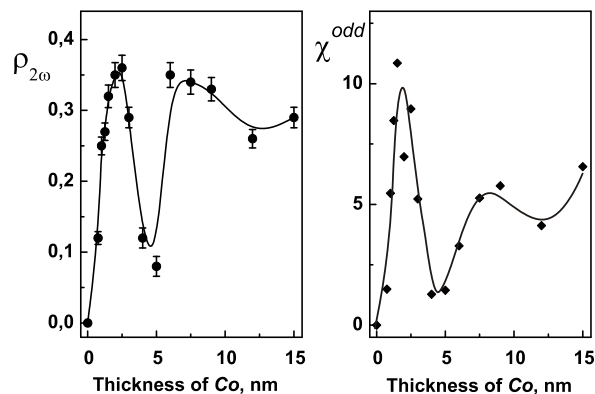


Рис. 3. Зависимости магнитного контраста НМОКЭ (а) и магнитной составляющей квадратичной восприимчивости (б) от d_{Co} .

зависимость интенсивности ВГ от массовой толщины кобальта, d_{Co} , представленная на Рис. 2,б. В области толщин $d_{Co} \approx 2$ нм, соответствующих образованию островковой структуры, наблюдается значительное возрастание нелинейно-оптического отклика. Можно предположить, что механизмом такого усиления является возбуждение локальных поверхностных плазмонов в гранулах кобальта.

При изучении магнитных свойств «объема» слоя кобальта использовался линейный магнитооптический эффект Керра (МОКЭ), для диагностики магнитных свойств приповерхностного слоя – нелинейный магнитооптический эффект Керра (НМОКЭ). Для количественной характеристики МОКЭ и НМОКЭ можно ввести магнитный контраст интенсивности соответствующего сигнала, $\rho_{\omega,2\omega} = (I_{\omega,2\omega}(\uparrow) - I_{\omega,2\omega}(\downarrow)) / (I_{\omega,2\omega}(\uparrow) + I_{\omega,2\omega}(\downarrow))$, где $I_{\omega,2\omega}(\uparrow)$ и $I_{\omega,2\omega}(\downarrow)$ – интенсивности отраженного света на частоте накачки или ВГ, измеренные для противоположных направлений (экваториального) магнитного поля.

Зависимости магнитного контраста МОКЭ (вставка на Рис. 2,а) и НМОКЭ (Рис. 3,а) от d_{Co} оказались существенно различными. Магнитный контраст МОКЭ выходит на насыщение при $d_{Co} \approx 7-8$ нм, что соответствует формированию объемоподобных магнитных свойств пленки кобальта. В то же время, максимальные значения магнитного контраста НМОКЭ наблюдаются при $d_{Co} > 1 \div 1,5$ нм. Различия в виде указанных зависимостей указывают на различные толщины слоя кобальта, соответствующие установлению соответственно объемной и поверхностной намагниченности.

На основании полученных результатов была рассчитана зависимость магнитной составляющей квадратичной восприимчивости, $\chi^{(2)odd}$, от d_{Co} (Рис.3, б). Из графика следует, что при толщинах, соответствующих островковой структуре слоя Co, также наблюдается усиление магнитной составляющей нелинейно-оптического отклика.

Таким образом, методами магнитооптики продемонстрировано наличие разных пространственных масштабов формирования намагниченности поверхности (границ раздела) и объема нанослоя кобальта в планарной структуре Au/Co/Si. Усиление нелинейно-оптического, в том числе магнитоиндуцированного, отклика для массовой толщины $d_{Co} \approx 2$ нм связано, по-видимому, с возбуждением локальных поверхностных плазмонов в наноструктурах кобальта.

1. И.Р. Шен, "Принципы нелинейной оптики", М., Наука
2. К.Н. Bennemann, J. of Magnetizm and Magn. Mater., **200**, 679 (1999).

Пакет программ SIMMAG для моделирования задач микромагнетизма

И.Р.Каретникова, И.М.Нефедов, И.А.Шерешевский

ИФМ РАН, ГСП-105 Нижний Новгород, Россия

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

Вычислительный эксперимент является полезным и важным инструментом исследования широкого класса микромагнитных явлений. Среди них динамика и стационарные распределения намагниченности магнитных наночастиц различной формы, взаимодействие частиц, влияние внешнего магнитного поля, в том числе переменного, неоднородного и случайного теплового, моделирующего тепловые флуктуации, моделирование магнито-силового изображения частицы и многие другие. При разработке программного обеспечения для решения таких задач важно иметь возможность легко менять конфигурацию магнитной системы, учитывать разные типы внешнего воздействия, что приводит к необходимости модифицировать программу, добавляя в нее новые функциональные возможности.

В работе представлен пакет программ SIMMAG (SIMulation of MicroMAGnets), разработанный в лаборатории математического моделирования ИФМ РАН, который позволяет решать многие из перечисленных задач. Пакет основан на численном решении уравнения Ландау-Лившица-Гильберта (ЛЛГ), описывающем динамику намагниченности в частице. Эффективное магнитное поле, входящее в это уравнение, может включать в себя поле магнитостатического взаимодействия, поле обмена, поле анизотропии и внешнее магнитное поле, которое может быть как неоднородным по пространству и/или переменным по времени, так и тепловым.

Пакет реализован на языке программирования C++ для операционной системы Windows. При разработке пакета последовательно применялся объектно-ориентированный подход, суть которого заключается в том, что вся программа разбивается на отдельные части – объекты. Поведение каждого объекта определяется своим набором функций – интерфейсом (на языке C++ реализуется как абстрактный базовый класс). Через эти интерфейсы объекты взаимодействуют друг с другом.

В пакете SIMMAG предусмотрены как интерфейсы, описывающие физические объекты (внешнее магнитное поле, магнитная частица, включающая форму, начальное распределение намагниченности), так и вычислительные интерфейсы – метод решения уравнения Ландау-Лившица, метод вычисления магнитостатического поля и ряд других.

Каждый интерфейс может иметь несколько реализаций. На языке C++ реализация

интерфейса представляет собой производный класс и обеспечивает конкретное поведение данного объекта. Так, например, интерфейс внешнего магнитного поля включает в себя, в частности, функцию вычисления внешнего магнитного поля в заданных точках пространства. Конкретная реализация этой функции может задавать постоянное магнитное поле, или поле, создаваемое точечным диполем, или периодическое по времени поле и т.д.

Каждый модуль, реализующий тот или иной интерфейс, размещается в отдельной динамически подключаемой библиотеке (dll) и не зависит от других модулей. После запуска программы пользователь имеет возможность выбрать набор модулей, необходимых для решения конкретной задачи. Добавление нового модуля заключается в разработке и отладке отдельного проекта (отдельной dll). При этом остальные части программы не изменяются и не требуют перекомпиляции.

Такая структура пакета делает его гибким, легко настраиваемым на решения широкого класса задач микромагнетизма.

Чтобы дать представление о возможностях пакета SIMMAG, перечислим некоторые задачи, которые были решены с его помощью.

1) Моделирование процесса перемагничивания цепочки классических диполей внешним полем при конечной температуре [1]. Рассматривалась система из N магнитных диполей, расположенных вдоль прямой и первоначально намагниченных вдоль нее. Учитывалось магнитостатическое взаимодействие диполей и случайное тепловое поле. В постоянном внешнем магнитном поле, направленном против исходного намагничивания цепочки, при заданной температуре решалось стохастическое уравнение ЛЛГ до первого момента времени τ , когда проекция суммарного магнитного момента всей цепочки на прямую меняла знак. Для получения среднего времени перемагничивания $\langle \tau \rangle$ проводилась серия из K аналогичных расчетов. Было показано, что перемагничивание цепочки диполей начинается с зарождения зародыша противоположной фазы («солитона») на краю и его движения вдоль цепочки. Были получены зависимости среднего времени перемагничивания от магнитного поля и температуры при $N = 50$, $K = 30$, магнитном поле 50-150 Э, температуре 100-300 К.

2) Эффект взаимодействия магнитных наночастиц [2]. Рассматривались два магнитных диска,

расположенные в плоскости (x,y) , центры частиц находились на оси x . В расчетах учитывались обменное поле внутри дисков, магнитостатические поля как внутри дисков, так и между ними, а также случайное тепловое поле. Рассчитывались зависимости z -компоненты намагниченности частиц от внешнего магнитного поля в двух вариантах. В первом варианте внешнее поле было направлено под углом 45° к оси z , а его проекция на плоскость (x,y) – вдоль оси x . Во втором варианте поле также было направлено под углом 45° к оси z , но его проекция на плоскость (x,y) была перпендикулярно оси, соединяющей центры частиц. Диаметр дисков – 50 нм, высота – 18 нм, размер вычислительной ячейки – 1.25 нм, температура 4 К. Было показано, что во втором варианте имеет место гистерезис из-за появления вихревого распределения намагниченности в частицах, чего не происходило в первом варианте.

3) Моделирование процесса перемагничивания внешним магнитным полем ферромагнитного диска, помещенного над сверхпроводником [3]. Учитывались обменное и магнитостатическое поля внутри диска. Дополнительное магнитное поле, возникающее в частице из-за взаимодействия со сверхпроводником, рассматривалось как внешнее. Особенность этого поля заключается в том, что оно зависит от распределения намагниченности внутри частицы. Высота диска – 20 нм, диаметр – 50-200 нм, размер вычислительной ячейки – 5 нм. Проведенные расчеты показали, что в зависимости от расстояния между частицей и сверхпроводником основное состояние менялось незначительно. Однако, внешнее магнитное поле, при котором вихревое состояние намагниченности переходило в квазиоднородное, изменялось на 100-200 Э, что в принципе доступно экспериментально наблюдению.

4) Влияние зонда магнито-силового микроскопа (МСМ) на распределение намагниченности внутри частицы [4]. Моделировалось магнито-силовое изображение эллиптической частицы $300 \times 200 \times 25$ нм, размер ячейки – 4 нм. Зонд МСМ моделировался точечным диполем. Вычисление проводилось следующим образом. Задавалось положение зонда, получали стационарное распределение намагниченности в частице с учетом поля, создаваемым зондом. Затем вычислялось значение МСМ изображения в точке зонда. После этого зонд перемещали в другую точку, вычисления повторялись и т.д. Таким образом, моделировался эксперимент по получению МСМ изображения. Исследовалась частица с вихревым распределением намагниченности. Для идеального вихря МСМ изображение симметрично с двумя светлыми и двумя темными полюсами. Однако, эксперименты, проведенные в ИФМ РАН, показали, что темные полюса более выражены, чем светлые. Численное моделирование позволило сделать вы-

вод, что такой эффект является следствием влияния зонда на намагниченность частицы.

Следует отметить, что в рамках пакета SIMMAG разработка программы для решения конкретной задачи сводится к проектированию и отладке сравнительно небольшого отдельного модуля и не затрагивает основную часть программы. Следовательно, использование пакета не только существенно сокращает время разработки конкретной программы, но и увеличивает ее надежность, поскольку позволяет многократно использовать уже готовые модули.

Использование пакета SIMMAG не требует специальной подготовки. Пользователь выбирает из предложенных списков необходимые модули и задает числовые параметры физических и вычислительных параметров. Если для решения той или иной задачи существующих модулей недостаточно, то пользователю следует обратиться к разработчикам пакета для написания недостающих модулей.

Заметим, что существует ряд аналогичных зарубежных пакетов программ как коммерческих, так и открытых. Наиболее популярный из них американский пакет OOMMF [5]. Так что у исследователей, занимающихся микромагнетизмом, есть выбор, какую программу использовать.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-01321-а).

[1] Каретникова И.Р., Нефедов И.М., Сапожников М.В., Фраерман А.А., Шерешевский И.А., ФТТ, **43**, 2030 (2001).

[2] Fraerman A.A., Karetnikova I.R., Nefedov I.M., Sapozhnikov M.V., Shereshevskii I.A., The Physics of Metal and Metallography, **92**, S226 (2001).

[3] Fraerman A.A., Karetnikova I.R., Nefedov I.M., Shereshevskii I.A., Silaev M.A., Phys. Rev. B, **71**, 094416 (2005).

[4] Mironov V.L., Gribkov B.A., Fraerman A.A., Gusev S.A., Vdovichev S.N., Karetnikova I.R., Nefedov I.M., Shereshevsky I.A., JMMM, **312**, 153 (2007)

[5] <http://math.nist.gov/oommf/>

Теория диодного и фотогальванического эффектов в среде с геликоидальной магнитной структурой

А.А. Фраерман, О.Г. Удалов

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

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

Настоящая работа посвящена изучению транспортных свойств ферромагнитных сред с некомпланарной магнитной структурой. Интерес к подобным средам обусловлен тем, что в них нарушается симметрия по отношению к обращению направления движения частицы. При этом нарушение указанной симметрии происходит не из-за спин-орбитального взаимодействия или силы Лоренца, а из-за обменного взаимодействия. В данной работе рассмотрены нелинейные эффекты (о линейных эффектах см. [1]), возникающие в среде с геликоидальным распределением намагниченности. В частности, диодный и фотогальванический эффекты.

В предыдущих работах [2,3] нами была построена феноменологическая теория нелинейных транспортных явлений в среде с некомпланарной магнитной структурой. Квадратичная по электрическому полю $\vec{E}$ (поле, вообще говоря, переменное) компонента тока $\vec{j}^{(2)}$ в среде с распределением намагниченности $\vec{M}(\vec{r})$ определяется формулой:

$$j_i^{(2)} = \gamma_{ijk} E_j E_k^*, \quad (1)$$

где γ_{ijk} - компоненты тензора третьего ранга. Тензор γ имеет вид:

$$\gamma_{ijk} = \alpha \left(\vec{M}, \left[\frac{\partial \vec{M}}{\partial x_i}, \frac{\partial^2 \vec{M}}{\partial x_j \partial x_k} \right] \right). \quad (2)$$

α - константа, зависящая, вообще говоря, от частоты электрического поля. Очевидно, что тензор γ отличен от нуля, только в случае некомпланарного распределения намагниченности. Если намагниченность лежит всегда в одной плоскости, то диодного и фотогальванического эффектов, обусловленных обменным взаимодействием, в среде нет.

Диодный и фотогальванический эффекты описываются одинаковыми тензорами (2). Отличие этих эффектов состоит в микроскопическом механизме их возникновения. Под диодным эффектом в этой работе мы понимаем, эффект выпрямления переменного электрического тока (или возникновение квадратичной по внешнему электрическому полю компоненты тока), возникающий на частотах далеких от частот переходов между спиновыми подзонами. Фотогальванический эффект – это эффект выпрямления, связанный с переходами из одной спиновой подзоны в

другую под действием внешнего переменного электромагнитного поля. Последний возникает только в узком диапазоне частот, близком к частотам переходов между спиновыми подзонами.

В данной работе рассмотрена микроскопическая модель, описывающая возникновение диодного и фотогальванического эффектов в среде с конкретным распределением намагниченности - геликоидальной магнитной структурой. Намагниченность в такой среде описывается выражением:

$$\vec{M}(\vec{r}) = (\sqrt{1-m^2} \cos(qz), \sqrt{1-m^2} \sin(qz), m). \quad (3)$$

В работе рассмотрен случай медленно вращающегося в пространстве вектора намагниченности. Медленность изменения намагниченности означает, что период прецессии спина электрона проводимости вокруг вектора намагниченности $\vec{M}$, существенно меньше времени пролета электроном одного периода спирали:

$$\beta = \frac{qk_z}{\tilde{J}} \ll 1, \quad (4)$$

где k_z - квазиимпульс электрона в направлении оси спирали, определяющий время пролета электроном одного периода спирали, а $\tilde{J}$ - обменная константа, определяющая период прецессии спина электрона проводимости вокруг вектора намагниченности $\vec{M}$. В рамках s-d модели Вонсовского поведение электронов в спирали описывается уравнением Шредингера вида:

$$-\Delta \Psi(\vec{r}) - \tilde{J} \vec{M}(z) \hat{\sigma} \Psi(\vec{r}) = \tilde{\epsilon} \Psi(\vec{r}) \quad (5)$$

Здесь $\tilde{J} = J/(\hbar^2/2m_e)$, J – обменная энергия.

$\tilde{\epsilon} = \epsilon/(\hbar^2/2m_e)$, ϵ - энергия электрона. m_e – масса электрона.

В работе рассчитан спектр электронов в геликоидальной среде. Спектр имеет две ветки, соответствующие различным спиновым состояниям электрона. Показано, что он является асимметричной функцией (содержит нечетные по квазиимпульсу слагаемые) z-компоненты квазиимпульса (компоненты вдоль оси спирали, см. (3)).

$$\tilde{\epsilon}^\pm(\vec{k}) = k_x^2 + k_y^2 + (1 \pm q^2/2\tilde{J})k_z^2 + \tilde{J}(\pm 1 \mp \beta m \pm \frac{1}{2} m \beta^3) \quad (6)$$

Кроме того, в работе в Борновском приближении рассчитано рассеяние электронов

на примесях и фононах в геликоидальной магнитной структуре. Показано, что рассеяние также асимметрично. Т.е. неодинаково для частиц, двигающихся влево и вправо. Важно отметить, что асимметрия рассеяния пропорциональна β^3 . Наличие асимметрии спектра и асимметрии рассеяния приводит к возникновению диодного и фотогальванического эффектов. Эти эффекты анизотропны и существуют только в том случае, когда электрическое поле направлено вдоль оси спирали. Знак этих эффектов определяется произведением qm , т.е. направлением “закрученности” спирали и знаком проекции намагниченности на ось спирали.

Для вычисления тока в среде, возникающего под действием электрического поля, в работе использовался подход, основанный на использовании уравнения Больцмана. При расчете диодного эффекта предполагалось, что переходов под действием внешнего электрического поля между спиновыми подзонами нет. Уравнение Больцмана в этом случае имеет вид:

$$-eE \frac{\partial f^{\pm}(\vec{k})}{\partial \hbar k_z} = \frac{V}{8\pi^3} \int d^3k_2 W_{\pm\pm}(\vec{k}_1, \vec{k}_2) (f^{\pm}(\vec{k}_1) - f^{\pm}(\vec{k}_2)) + \frac{V}{8\pi^3} \int d^3k_2 W_{\pm\mp}(\vec{k}_1, \vec{k}_2) (f^{\pm}(\vec{k}_1) - f^{\mp}(\vec{k}_2)) \quad (7)$$

Здесь V - объем системы, $W_{\pm\pm}$ - вероятности рассеяния электронов на одной и той же спиновой ветке, $W_{\pm\mp}$ - вероятность рассеяния с изменением спинового состояния. $f^{\pm}$ - функции распределения электронов по состояниям в различных спиновых подзонах. E - z-компонента электрического поля (другие компоненты равны нулю). Уравнение Больцмана (7) решалось в приближении квазиупругого рассеяния [4].

Диодный эффект описывается следующим выражением:

$$j^{(2)} = e \frac{(eEt)^2}{m_e \hbar} m \frac{q^3 k_f^3}{\tilde{J}^3} (\chi_1 + \chi_2 \frac{J^2}{\epsilon_f^2}) k_f^2,$$

где $j^{(2)}$ - компонента электрического тока квадратичная по внешнему полю, она направлена вдоль оси z . e - заряд электрона, t - время релаксации по импульсу, k_f - квазиимпульс Ферми, ϵ_f - энергия Ферми, χ_1 , χ_2 - константы. Выражение (8) написано для нулевой частоты внешнего поля. Первое слагаемое в (8) обусловлено асимметрией рассеяния, а второе асимметрией спектра электронов. Видно, что асимметрия рассеяния дает больший вклад в нелинейный ток, чем асимметрия спектра.

В случае фотогальванического эффекта предполагается, что высокочастотное электрическое поле приводит только к переходам между различными спиновыми подзонами. Важно отметить, что для получения

фотогальванического эффекта достаточно учесть только линейное слагаемое в спектре электронов. Соответственно асимметрия рассеяния, кубичная по β , может не учитываться. Уравнение Больцмана имеет вид:

$$-\frac{f^{(1)\pm}(\vec{k})}{\tau} = \int d^3k' W_{\vec{k}\vec{k}'}^{\pm} (f^{(0)\pm}(\vec{k}) - f^{(0)\mp}(\vec{k}')), \quad (9)$$

где $f^{(1)\pm}$ - поправки к равновесной функции распределения. $W^{\pm}$ - вероятность перехода из одной спиновой подзоны в другую под действием внешнего переменного поля. Отметим, что в переходы между спиновыми подзонами в такой системе идут под действием переменного электрического поля, т.к. распределение намагниченности неоднородно.

Фотогальванический эффект описывается выражением:

$$j_z \approx -\chi_3 e \frac{\tau e^2 E_{\omega}^2}{\hbar m_e} m \frac{q k_f}{\tilde{J}} q^2, \quad (10)$$

здесь j_z - постоянный электрический ток вдоль оси спирали, возникающий под действием высокочастотного электрического поля. χ_3 - константа. При этом поляризация этого поля направлена вдоль оси спирали, а частота соответствует переходам между спиновыми подзонами. E_{ω}^2 - спектральная плотность интенсивности падающего излучения.

Подобный механизм возникновения фотогальванического эффекта (из-за наличия в спектре электронов линейного слагаемого) описан для полупроводников со спин-орбитальным взаимодействием в работе [5].

Авторы выражают благодарность участникам семинара по физике твердого тела ИФМ РАН за стимулирующие обсуждения. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 07-02-01321-а.

- [1] А.А. Фраерман, О.Г. Удалов, “Естественная оптическая активность и “топологический эффект Холла” в средах с некомпланарным распределением намагниченности”, материалы симпозиума “Нанозифика и нанозлектроника 2008”.
- [2] А.А. Фраерман, О.Г. Удалов, материалы симпозиума “Нанозифика и нанозлектроника 2007”, т.1, с. 239
- [3] А.А. Фраерман, О.Г. Удалов, материалы симпозиума “Нанозифика и нанозлектроника 2007”, т.1, с. 241
- [4] В.Л. Гинзбург, А.В. Гуревич, УФН, т. LXX, вып. 3, с. 201 (1960)
- [5] S. D. Ganichev, E. L. Ivchenko, S. N. Danilov, J. Eroms, W. Wegscheider, D. Weiss, and W. Prettl, Phys. Rev. Lett., **86**, 19, 4358 (2001)

Устойчивость метастабильных состояний магнитных кластеров при конечной температуре

П.Ф. Бессараб¹, В.М. Уздин¹, А. Арнальдсон², Х. Джонсон²

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

²Университет Исландии, Рейкьявик, Исландия

Магнетизм малых кластеров на металлической поверхности представляет большой интерес как для фундаментальной науки, так и для приложений в системах магнитной памяти. Для большинства $3d$ -кластеров при определенном взаимном положении атомов характерно неколлинеарное магнитное упорядочение и множественность метастабильных состояний. Этот вывод, сделанный первоначально для магнитных тримеров в рамках метода модельных гамильтонианов [1], в настоящее время подтвержден расчетами из первых принципов [2]. Вопрос о проявлении метастабильных магнитных состояний и возможности их наблюдения в эксперименте при конечных температурах остается до настоящего времени открытым.

В принципе, исследование этой проблемы может быть проведено на основе метода Монте-Карло. Однако моделирование эволюции магнитной структуры затруднено тем, что характерное время между переходами от одного метастабильного состояния к другому на много порядков больше, чем время осцилляций моментов около положения равновесия. Поэтому, на временном масштабе периода осцилляций магнитных моментов переход между различными состояниями является чрезвычайно редким событием и стандартное моделирование таких процессов на этих временах не представляется возможным. Схожая проблема возникает при Монте-Карло моделировании химических реакций и процесса эпитаксиального роста [3]. Один из подходов к решению указанной проблемы заключается в определении путей в многомерном пространстве параметров, определяющих магнитные конфигурации, вдоль которых перепад энергии при переходе из одного локального минимума энергии к другому минимален. Точка максимума на этом пути позволяет найти энергию активации. Далее на основе модификации кинетического метода Монте-Карло можно найти среднее время жизни конфигурации в различных метастабильных состояниях.

В настоящей работе устойчивость кластера, состоящего из трех атомов железа на металлической немагнитной поверхности, исследуется в рамках модели Андерсона. Методом функций Грина найдены самосогласованные по числу d -электронов и величине магнитного момента решения при произвольном направлении магнитных моментов и построена энергетическая гиперповерхность в пространстве углов, задающих направление магнитных моментов на каждом атоме. Минимумы на этой поверхности отвечают основному и метастабильному магнитным конфигурациям тримера.

Параметры модели задают положение d -уровня атомов кластера относительно уровня Ферми, определяемого электронами проводимости подложки $E_0 - \varepsilon_F$, кулоновское отталкивание d -электронов, локализованных на одном и том же атоме кластера U и интегралы перескока V_{ij} между атомами кластера i и j , включающие как прямые переходы, так и переходы через зону проводимости подложки. Благодаря гибридизации d -электронов, локализованных на атомах кластера, с электронами зоны проводимости подложки, d -уровни имеют конечную ширину Γ (порядка эВ) и все энергетические параметры в теории измеряются в единицах Γ . Для тримера железа были использованы следующие значения параметров: $(E_0 - \varepsilon_F)/\Gamma = -12$; $U/\Gamma = 13$ [1]. Параметры V_{ij} зависят от расстояния между атомами i и j и могут меняться в зависимости от конфигурации тримера.

В отсутствие спин-орбитального взаимодействия и внешнего магнитного поля конфигурационное и спиновое пространства не связаны друг с другом. Это означает, что энергия системы зависит лишь от направления моментов друг относительно друга, но не от их направления относительно поверхности или кристаллографических осей подложки. В то же время известно, что, как правило, магнитные моменты кластеров лежат в плоскости поверхности, поскольку это позволяет минимизировать энергию, магнитного поля, создаваемого этими моментами вне образца. В этом случае направление магнитных моментов на всех атомах тримера можно задать всего двумя углами θ_2 , θ_3 между магнитными моментами атомов 1-2 и 1-3.

Решение уравнений для функций Грина проводилось методом рекурсий. Для каждой пары углов θ_2 , θ_3 определялись самосогласованные значения величины локализованного момента, числа d -электронов и энергии системы. На рис. 1 изображена зависимость энергии конфигурации от углов θ_2 и θ_3 . На рисунке видны два минимума энергии в точках $\theta_2 = \theta_3 = 0$ и $\theta_2 = \theta_3 = \pi$. Эти минимумы соответствуют основному и метастабильному состояниям тримера: ферромагнитному и антиферромагнитному. Существование нескольких минимумов энергии характерно для малых кластеров [1,2]. При увеличении размера кластера можно ожидать увеличения числа метастабильных состояний и уменьшения разности энергий между ними в пересчете на один атом кластера.

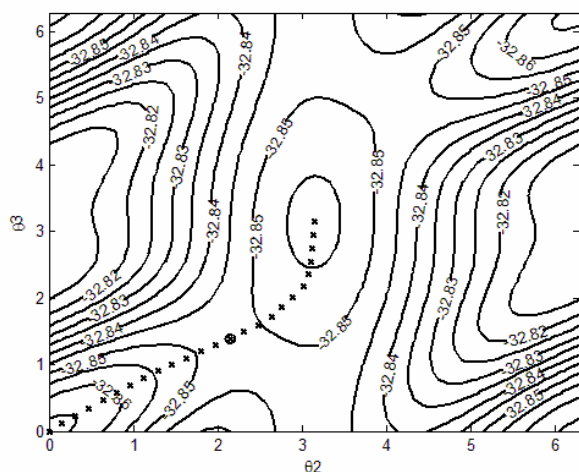


Рис. 1. Изолинии энергии тримера железа в зависимости от углов θ_2 и θ_3 , $V_{1-2} = 1$, $V_{1-3} = 1.2$, $V_{2-3} = 1.25$.

Важной задачей при исследовании устойчивости метастабильных состояний является определение пути перехода между разными состояниями, которым соответствует минимальный перепад энергий. Эти пути соответствуют линиям Стокса на энергетической гиперповерхности. Физический смысл такого пути для магнитного состояния тримера можно пояснить следующим образом. Для перехода из одного состояния в другое необходимо преодолеть некоторый энергетический барьер. Величина этого барьера зависит от того, в какой последовательности и на какие углы поворачивать моменты каждого атома тримера в процессе перехода. Путь с минимальным перепадом энергией как раз и дает рецепт того, как нужно поворачивать моменты, чтобы барьер был минимальным.

Для поиска такого пути используются различные методы [4]. В настоящей работе применяется метод Nudged Elastic Band (NEB) [5]. Метод предполагает создание между двумя состояниями, отвечающими минимумам энергии, цепочки промежуточных состояний, состоящих из образов тримера в пространстве параметров, определяющих его магнитную конфигурацию (здесь роль таких параметров выполняют углы θ_2 и θ_3).

На каждый образ тримера действуют силы, определяемые градиентом энергии в данной точке. Кроме этих сил вводятся фиктивные упругие силы, действующие вдоль цепочки. Образы оказываются “связанными” пружинками, имеющими в недеформированном состоянии нулевую длину. Таким образом на j -й образ действует сила:

$$\mathbf{F}_j = -\nabla E_j|_{\perp} + (\mathbf{F}_j^s \cdot \boldsymbol{\tau}_{\parallel})\boldsymbol{\tau}_{\parallel},$$

Здесь E_j – энергия j -го образа, $\mathbf{F}_j^s$ – упругая сила, действующая на j -й образ, $\boldsymbol{\tau}_{\parallel}$ – единичный вектор касательной к цепочке в соответствующей точке. Как видно, в данном методе учитываются перпендикулярная составляющая реальной силы и продольная компонента упругой силы.

Последовательными итерациями, минимизирующими действующие на цепочку силы, достигается конечное распределение образов тримера. Это распределение и дает путь с минимальным перепадом энергии (ПМПЭ).

Пример такого пути изображен на рис. 1 крестиками. Точка максимума на ПМПЭ позволяет найти энергию активации – важную характеристику для анализа перехода из одного состояния в другое. Эта точка изображена на рис. 1 кружочком.

На рис. 2 приведен график изменения энергии вдоль ПМПЭ в зависимости параметра θ_2 . На кривой имеется характерный максимум, отвечающий точке перевала на энергетической гиперповерхности. По известному ПМПЭ можно определить время жизни системы в метастабильном состоянии при конечной температуре.

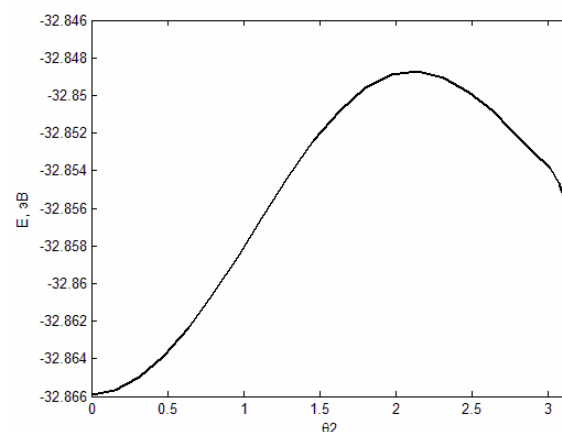


Рис. 2. Зависимость энергии вдоль ПМЭ от θ_2

Несмотря на относительную простоту рассмотренной модельной системы, разработанный подход может служить первым шагом для ответа на вопрос об эффективности использования малых магнитных кластеров для хранения информации. Он может быть использован и для исследования более сложных структур, когда размерность пространства параметров достигает нескольких сотен [3].

Работа поддержана грантом РФФИ 07-02-01065 и программы РНП.2.1.1.1712.

[1] S. Uzdin, V. Uzdin, C. Demangeat, Surf. Sci., 482-485, 965 (2001).

[2] S. Lounis, P. Mavropoulos, R. Zeller, P.H. Dedrichs, S. Blugel, Phys. Rev. B, 75, 174436 (2007)

[3] L. Xu, G. Henkelman, C.T. Campbell, H. Jonsson, Phys. Rev. Lett., 95, 146103 (2005)

[4] M.L. McKee and M. Page, Reviews in Computational Chemistry Vol. IV, K.B. Lipkowitz and D.B. Boyd, Eds., (VCH Publishers Inc., New York, 1993).

[5] G. Mills and H. Jonsson, Phys. Rev. Lett. 72, 1124 (1994).

Электронная структура неколлинеарного магнетика во внешнем магнитном поле

В.М. Уздин, М.В. Молчанова

Санкт-Петербургский государственный Университет,
10 линия В.О., д. 49, 199178, Санкт-Петербург, Россия.
e-mail: v_uzdin@mail.ru

Процесс перемангничивания в магнитных наносистемах является ключевым для фундаментальной теории магнетизма и приложений. В условиях, когда характерные размеры магнитной системы сравнимы с толщиной доменной стенки, естественно ожидать формирования неколлинеарных структур, свойствами которых можно управлять, прикладывая внешнее магнитное поле. Расчет электронной структуры таких систем на основе микроскопического гамильтониана представляет собой сложную проблему, поскольку число неэквивалентных атомов, магнитные моменты которых различаются по величине и направлению, как правило, очень велико.

В данной работе разработан теоретический подход для описания эволюции неколлинеарной магнитной структуры $3d$ -металлических систем во внешнем магнитном поле. Он основан на использовании микроскопического гамильтониана для коллективизированных электронов, и позволяет с атомным разрешением определить величину, направление локализованных магнитных моментов и их изменение в процессе перемангничивания под действием произвольно направленного внешнего поля. Предполагается, что энергетический спектр системы хорошо описывается в модели 2 зон, отвечающих $3d$ и $4s$ -электронам. Благодаря s - d -взаимодействию энергии d -электронов содержат мнимую часть Γ и все энергетические параметры, включая параметр, задающий внешнее поле $\mu_B H$, измеряются в Γ -единицах. Величина Γ имеет порядок эВ. Поэтому внешнему полю 1 Т отвечает $\mu_B H/\Gamma \sim 10^{-4}$. При расчетах ось квантования выбиралась вдоль магнитного поля. В этом случае магнитное поле приводит к сдвигу энергетических зон для электронов с проекцией спина вдоль и против оси квантования на величину $\mu_B H/\Gamma$.

Теория содержит всего 2 феноменологических параметра для каждого химического элемента, причем их значения определяются из сравнения с экспериментальными данными и расчетами из первых принципов для ряда идеальных систем. Эти параметры задают кулоновское отталкивание d -электронов на узле и интеграл перехода между ближайшими соседями. Новых параметров по сравнению с теорией, разработанной для расчета магнитной структуры коллинеарных магнетиков, не возникает. Параметры универсальны, т.е. не зависят от локального окружения атома данного химического элемента, что позволяет проводить расчеты сложных, пространственно-неоднородных структур, не увеличивая их числа.

Возможности развитого подхода продемонстрированы на примере описания процесса перемангничивания в так называемых спиновых пружинах – системах, состоящих из одного или нескольких бислоев жесткого и мягкого магнетика, связанных обменной связью. Во внешнем магнитном поле, направленном противоположно намагниченности жесткого магнетика, в мягком магнетике образуется неколлинеарная спиральная структура, меняющаяся при изменении амплитуды поля. Большая коэрцитивность жесткого магнетика в сочетании с большой намагниченностью насыщения мягкого приводит существенному увеличению площади петли гистерезиса спиновой пружины, что имеет большие практические приложения [1]. Структуры из обменно-связанных мягких и жестких магнетиков могут служить основой для создания среды с высокой плотностью магнитной записи [2].

Для описания процесса перемангничивания в спиновых пружинах обычно используется феноменологическая модель, сопоставляющая системе одномерную цепочку классических спинов. Основное состояние определяется путем минимизации полной энергии включающей обменную энергию взаимодействия соседних спинов, зеемановскую энергию каждого спина во внешнем поле и энергию магнитной анизотропии. Хотя этот подход позволяет описать петли гистерезиса, наблюдаемые экспериментально, значения параметров, используемые разными авторами (в первую очередь параметр обменного взаимодействия) для описания одних и тех же систем, отличаются в несколько раз [3,4]. Более того, согласно [4] эти значения могут зависеть от микроструктуры, определяемой условиями приготовления образца. Каждый раз экспериментальные зависимости описываются с новым набором параметров, и трудно заранее предсказать, как их следует изменить и что является причиной этого изменения. Поэтому самосогласованный расчет процесса перемангничивания спиновых пружин на основе микроскопического гамильтониана с универсальными параметрами представляет большой интерес.

При расчетах использовался метод функций Грина для периодической модели Андерсона в неколлинеарном варианте [5]. Кулоновское отталкивание d -электронов на узле учитывалось в приближении Хартри-Фока. Процедура самосогласования проводилась следующим образом. Для нескольких близких направлений магнитного момента, локализованного на выделенном атоме, самосогласованно определялись полное число d -

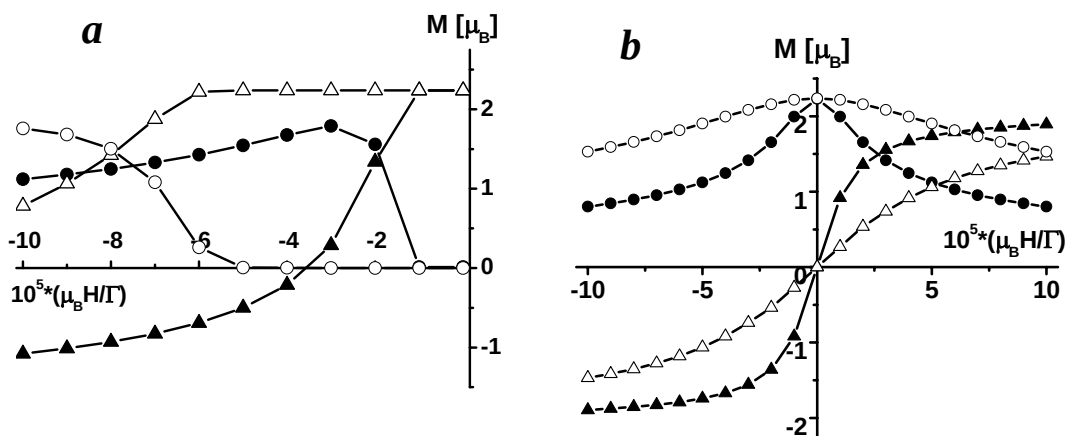


Рис. 1 Зависимость средних проекций магнитного момента пленки железа на направления вдоль (треугольники) и перпендикулярно (кружки) намагниченности жесткого магнетика от величины внешнего магнитного поля. Белые и черные символы соответствуют толщине пленки железа 50 и 100 монослоев соответственно. На рис (а) магнитное поле направлено противоположно, а на рис (б) перпендикулярно намагниченности жесткого магнетика.

электронов и модуль магнитного момента при фиксированных магнитных моментах остальных атомов. Далее выбиралось то направление момента, которому соответствовала наименьшая энергия, и расчеты выполнялись для момента, локализованного на следующем атоме.

Были выполнены расчеты магнитной конфигурации мягкого магнетика (Fe) различной толщины в зависимости от величины и направления приложенного внешнего поля. На рис. 1 треугольниками и кружками представлены средние проекции магнитного момента на направления вдоль и поперек намагниченности жесткого магнетика как функции величины приложенного внешнего поля. На рис. 1а внешнее поле противоположно, а на рис. 1б - перпендикулярно намагниченности жесткого магнетика. Белые и черные символы соответствуют пленкам железа толщиной 50 и 100 монослоев.

Как видно на рис. 1а, неколлинеарная структура возникает, когда внешнее поле превосходит некоторое пороговое значение H_c , причем значение этого поля убывает с ростом толщины слоя Fe. Когда внешнее поле перпендикулярно оси легкого намагничивания системы спиральная магнитная структура возникает уже при очень малых полях (рис. 1б). Все приведенные зависимости обратимы. Именно такое поведение характерно для структур, изучаемых в эксперименте [3,4,6].

Проведенные расчеты позволяют дать естественное объяснение экспериментальным исследованиям системы Fe/Sm-Co во внешнем магнитном поле, выполненным методами мессбауэровской спектроскопии с угловым разрешением [6]. Соотношение амплитуд линий в мессбауэровских спектрах содержит информацию о распределении направлений магнитных моментов, локализованных на атомах ^{57}Fe . Однако, для интерпретации эксперимента необходима модель, определяющая зависимость угла поворота моментов от расстояния до интерфейса. В работе [6] использовалась простейшая модель, постулирующая спиральное магнит-

ное упорядочение с постоянным шагом спирали, зависящим от величины внешнего поля. При этом для объяснения экспериментальных зависимостей пришлось предположить, что в небольших полях магнитные моменты на интерфейсе поворачиваются на угол 40° относительно оси легкого намагничивания системы, но при дальнейшем увеличении поля это вращение блокируется и в самой пленке Fe появляется неколлинеарная магнитная структура. Природа такой подвижности моментов в малых полях и блокировки в больших полях оставалась неясной.

В рамках проведенных расчетов была получена зависимость угла поворота моментов от расстояния до интерфейса в предположении, что в слое Fe на интерфейсе с жестким магнетиком магнитные моменты упорядочены параллельно намагниченности подложки. При этом соотношение линий в мессбауэровских спектрах при разных значениях внешнего поля находит объяснение без дополнительных предположений относительно поворота моментов на интерфейсах.

Развитый теоретический подход может быть использован для исследования влияния перемешивания на интерфейсе, защитного слоя на поверхности мягкого магнетика (cap layer) на свойства системы. Он допускает обобщение на случай некопланарного упорядочения спинов мягкого магнетика во внешнем поле.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 07-02-01065, 06-02-16722)

- [1] S.D. Bader, Rev. Mod. Phys. **78**, 1 (2006).
- [2] D. Suess, Appl. Phys. Lett., **89**, 113105 (2006).
- [3] E.E. Fullerton et al., Phys. Rev. B **58**, 12193 (1998).
- [4] R. Rholsberger et. al., Phys. Rev. Lett. **89**, 237201 (2002).
- [5] V.M. Uzdin and N.S. Yartseva, Comp. Mat. Sci. **10**, 211 (1998).
- [6] V.E. Kuncser et al., Phys. Rev. B **68**, 64416 (2003).

Магнетизм поверхностей и интерфейсов 3d-металлов

С.В. Уздин

Физический факультет Санкт-Петербургского государственного Университета,
Старый Петергоф, Уляновская ул., 1, 198904, Санкт-Петербург, Россия.
e-mail: s_uzdin @ mail.ru

Магнитные свойства поверхностей и интерфейсов металлических структур часто отличаются от свойств массивного образца. Это особенно важно для наносистем, где доля поверхностных и интерфейсных атомов возрастает, и именно они могут определять наблюдаемое магнитное поведение. Поэтому расчеты распределения магнитных моментов вблизи интерфейсов представляет актуальную задачу важную как для фундаментальной науки, так и для приложений. Отсутствие пространственной симметрии в направлении, перпендикулярном границе раздела, а при учете шероховатости и в ее плоскости, делает задачу расчета магнитных моментов на атомном масштабе весьма трудоемкой. В настоящей работе в рамках метода модельных гамильтонианов для коллективизированных электронов разработан метод расчета электронной и магнитной структур пространственно-неоднородных 3d-металлических систем. Расчеты проведены для поверхностей и интерфейсов α -железа и хрома по-разному ориентированных относительно кристаллографических осей. Железо и хром обладают одинаковой объемно-центрированной кристаллической структурой с очень близкой постоянной решетки d , но их магнитные свойства различны. Железо представляет собой типичный ферромагнетик с локальным моментом около 2,2 μ_B , а хром обладает антиферромагнитной структурой или структурой волны спиновой плотности с амплитудным значением момента 0,6 μ_B . На интерфейсе Fe/Cr магнитный момент железа уменьшается, а хрома - увеличивается по сравнению со значениями в массивном образце. Тем не менее, как будет видно из результатов расчетов, изменение профилей намагниченности за счет наличия поверхностей и интерфейсов у этих металлов имеют много общего.

Будем считать, что электронный спектр системы хорошо аппроксимируется моделью двух зон, отвечающих квазилокализованным 3d и коллективизированным 4s-электронам. В конфигурационном пространстве уравнения для функций Грина d -электронов g_{ij}^α имеет вид:

$$[\omega - E_i^\alpha] g_{ij}^\alpha(\omega) - \sum_{i_1} V_{ii_1} g_{i_1 j}^\alpha(\omega) = \delta_{ij} \quad (1)$$

Здесь E_i^α и V_{ii_1} соответственно энергия d -электрона с проекцией спина α , локализованного на i -ом узле и интеграл перехода между узлами i и i_1 , который будем считать отличным от нуля только для атомов - ближайших соседей. Кулоновское отталкивание d -электронов на узле будем учитывать в приближении среднего поля. В этом случае

условие самосогласования, связывающее энергию d -электрона с числами заполнения электронных состояний n_i^α записывается следующим образом:

$$E_i^\alpha = E_{0i} + U_i n_i^{-\alpha}$$

Не зависящая от спина часть энергии E_{0i} , отсчитываемая от уровня Ферми ε_F , и кулоновский интеграл U_i определяются тем, атом какого химического элемента находится в i -м узле. Благодаря s - d гибридизации энергии E_i^α содержат мнимую часть Γ , которую в дальнейшем будем считать не зависящим от спина α и узла i параметром модели. Все энергетические параметры в дальнейшем измеряются в единицах Γ . Таким образом, каждый химический элемент характеризуется 3 параметрами: $\frac{E_{0i} - \varepsilon_F}{\Gamma}$, $\frac{U_i}{\Gamma}$, $\frac{V}{\Gamma}$.

Решение уравнений (1) проводилось методом рекурсий. Это позволяет получить для функций Грина явное выражение в виде цепной дроби. Был разработан быстрый алгоритм для численного определения полюсов функций Грина. После этого для плотности состояний и чисел заполнения электронных состояний удается получить аналитическое выражение. Это в десятки раз сокращает характерное время самосогласованных вычислений и позволяет добиться высокой точности расчета. Теория может быть обобщена на расчет неколлинеарных магнитных структур и магнитоупорядоченных систем во внешнем магнитном поле. При этом для недиагональных по спину элементов функции Грина также можно методом рекурсий получить выражение в виде алгебраической суммы цепных дробей и выразить соответствующие вклады в магнитный момент и энергию аналитически. Быстродействие метода позволяет проводить расчеты поверхностных свойств во внешнем магнитном поле [1], а также неколлинеарных магнитных структур, возникающих вблизи поверхностей и интерфейсов вследствие шероховатости.

Для определения параметров модели были проведены расчеты магнитной структуры массивных образцов при разной глубине рекурсий и найдены значения, отвечающие конкретным материалам путем сравнения с результатами расчетов из первых принципов и данными эксперимента.

Результаты самосогласованных расчетов магнитных моментов вблизи поверхности ферромагнитного железа и антиферромагнитного хрома при различных ориентациях поверхности относительно кристаллографических осей представлены на рис. 1.

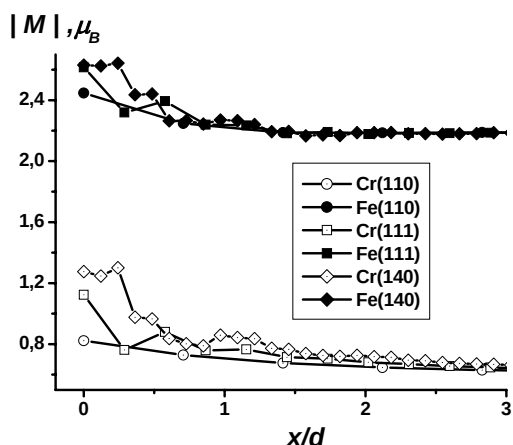


Рис. 1 Зависимость модуля магнитного момента, локализованного на атомах железа и хрома, от расстояния до поверхности, измеренного в постоянных решетках.

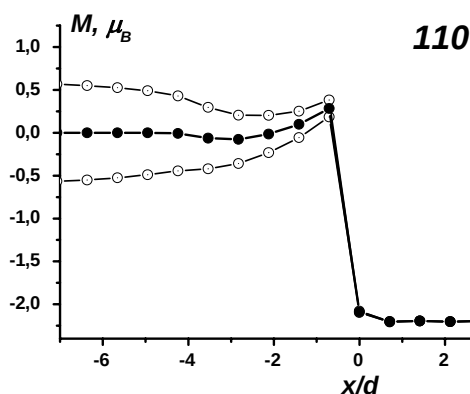


Рис. 2 Профиль намагниченности на интерфейсе Fe/Cr(110). Черные кружки соответствуют полному моменту слоя. Белые изображают моменты в слоях хрома, направленные вдоль и противоположно моментам атомов железа.

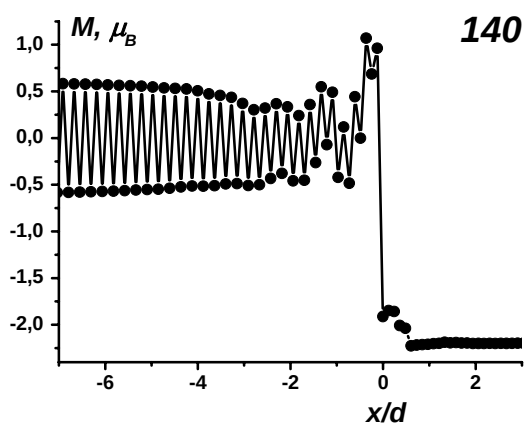


Рис. 3 Профиль намагниченности на интерфейсе Fe/Cr(140). Для атомов железа $\frac{x}{d} > 0$. Для атомов хрома $\frac{x}{d} < 0$

Выход на значения, отвечающие массивному образцу, происходит на 1-2 постоянных решетки для железа и на 2-3 для хрома. Форма профиля модуля намагниченности зависит от ориентации поверхности, но и для железа и для хрома оказывается очень похожей.

Относительное изменение момента вблизи поверхности для хрома существенно выше, чем для железа. Меньше всего момент изменен вблизи поверхности (110). Соседние плоскости (110) расположены на расстоянии $d/\sqrt{2}$, а средняя плотность атомов в плоскости - самая большая среди всех возможных. Для хрома в плоскости (110) имеет место антиферромагнитное упорядочение и полный магнитный момент каждой такой плоскости скомпенсирован.

Для поверхностей (111) и (140) вблизи поверхности наблюдается немонокотное изменение магнитного момента. В хrome средние магнитные моменты соседних плоскостей направлены противоположно. Таким образом, расчеты поверхности хрома воспроизводят «топологический поверхностный антиферромагнетизм» [2], обусловленный наличием антиферромагнитного упорядочения в массивном образце, который недавно был подтвержден методами сканирующей туннельной микроскопии [3].

По сравнению со значением в массивном образце на интерфейсах Fe/Cr во всех случаях магнитный момент, уменьшен на атомах железа и увеличен на атомах хрома. Для железа влияние интерфейса и свободной поверхности можно считать противоположным: если в случае поверхности магнитный момент слоя увеличен, то для интерфейса той же ориентации он уменьшен, причем изменения в первом приближении пропорциональны. Для хрома профиль намагниченности более сложен (рис.2 и 3). Если магнитный момент слоя был скомпенсирован, как в случае интерфейса (110), моменты подрешеток в плоскостях, параллельных интерфейсу меняются по-разному (рис. 2). В результате слои хрома приобретают нескомпенсированный магнитный момент. Таким образом, влияние интерфейса Fe/Cr на свойства хрома оказывается эквивалентным включению внешнего магнитного поля. Аналогичный эффект был обнаружен при расчетах магнитной структуры кластеров 3d-металлов на поверхности ферромагнитного никеля в рамках метода функционала плотности [4].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 06-08-01201) и программы РНП.2.1.1.1712.

[1] S. Uzdin, V. Uzdin, C. Demangeat, Comp. Mat. Sci., 17, 441 (2000).

[2] A.Vega, C. Balbas, A. Chouairi, C. Demangeat, H.Dreyssé, Phys. Rev. **B49**, 12797 (1994).

[3] R. Ravić, M. Bode, R. Wiesendanger, J.Phys.: Condens. Matter **15** S2513 (2003).

[4] S. Lounis, Ph. Mavropoulos, P. H. Dederichs, and S. Blügel, Phys. Rev. **B72**, 224437 (2005).

Магнитосиловая микроскопия и микромагнитные расчеты эпитаксиальных микроструктур из железа во внешнем магнитном поле

Л.А. Фомин, И.В. Маликов, Г.М. Михайлов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка

e-mail: fomin@ipmt-hpm.ac.ru

Микро- и наноструктурные магнитные элементы имеют широкое применение в качестве элементов магнитной памяти, магнитных сенсоров, а также в качестве составляющих компонентов спин-вентильных структур [1,2]. Для таких применений необходимо уметь контролировать микромагнитные свойства структур, такие как поведение при перемагничивании, коэрцитивные поля, магнитное взаимодействие между частями структуры. В частности представляют интерес исследования эпитаксиальных микроструктур из железа. Начальные исследования таких объектов были проведены [3-5], однако изучались лишь простейшие микроструктуры в виде полосок. Многотерминальные микроструктуры более сложной формы, в частности, в виде крестов, используемые для нелокальных [6] электрических измерений, не исследовались.

В данной работе методом магнитосиловой микроскопии (МСМ) проводилось изучение магнитного строения микроструктур из эпитаксиальных пленок железа (110) различной

формы и размеров во внешнем магнитном поле, направленном в плоскости подложки параллельно и перпендикулярно оси легкого намагничивания (ОЛН) [001], лежащей в плоскости пленки. Микроструктуры имели толщину в 50 нм и 100 нм. Изменения магнитного контраста во внешнем поле сравнивались с микромагнитными расчетами.

На рис. 1 и 2 показан магнитный контраст крестообразных микроструктур с размерами дорожек 2x16 и 4x16 мкм. Контраст плеч крестов согласно эксперименту совпадает с контрастом прямоугольников таких же размеров. Если направлять поле вдоль ОЛН (рис. 1), то в прямоугольниках с длинной стороной, направленной вдоль этой оси, и отношением длины к ширине больше 4, перемагничивание происходит скачком. В нулевом поле прямоугольник находится в однодоменном состоянии. В некотором критическом поле, 100 - 300 Гс (в зависимости от конкретных размеров) вектор намагниченности меняет направление на противоположное. В прямоугольниках с длинной

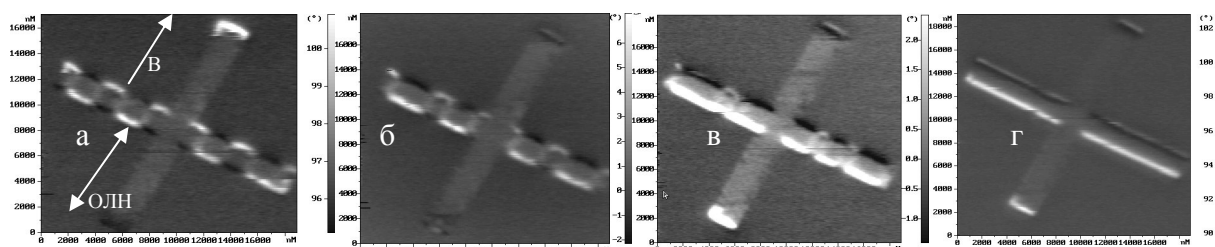


Рис. 1. Перемагничивание крестообразной микроструктуры из железа с размерами дорожки 2x16 мкм. Направление поля и оси легкого намагничивания показаны стрелками, а) 0 Гс, б) 115 Гс, в) 256 Гс, г) 444 Гс.

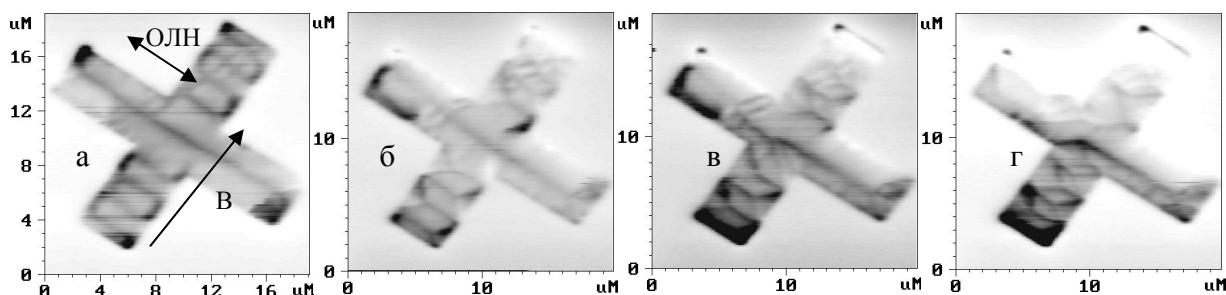


Рис. 2. Перемагничивание крестообразной микроструктуры из железа с размерами дорожки 4x16 мкм. Направление поля и оси легкого намагничивания (ОЛН) показаны стрелками а) 0 Гс, б) 200 Гс, в) 300 Гс, г) 400 Гс.

стороной, перпендикулярной ОЛН и находящихся в многодоменном состоянии, происходит рост доменов, с намагниченностью, направленной по полю, за счет постепенного поглощения соседних доменов с противоположным направлением намагниченности.

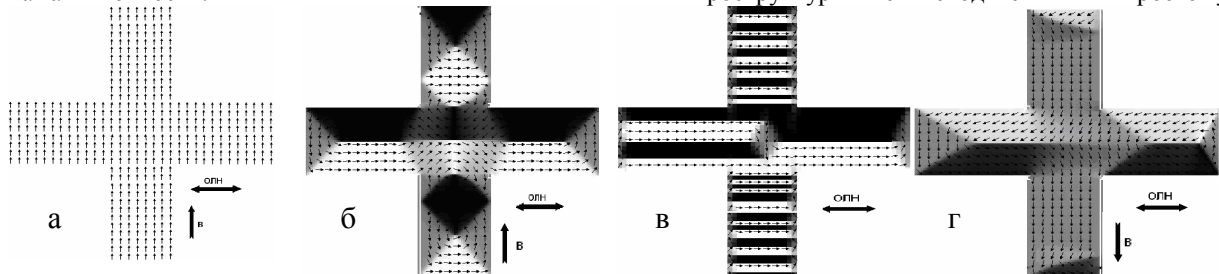


Рис. 3. Магнитная структура крестообразного образца из железа (110) с дорожками шириной 4 мкм и длиной 16 мкм, размером ячеек 20 нм, во внешнем поле, приложенном в плоскости образца: а) 1000 Гс, б) 50 Гс, в) 0 Гс, г) -100 Гс.

В случае, когда поле направлено перпендикулярно ОЛН (рис. 2), перемагничивание микроструктур с полосчатым многодоменным контрастом, происходит за счет роста замыкающих доменов. В исходном состоянии замыкающие домены практически не наблюдаются. В поле около 200 Гс хорошо видны замыкающие домены (рис. 2б), вектор намагниченности которых всегда направлен в одну сторону (по полю). При дальнейшем увеличении поля происходит рост замыкающих доменов и, в поле около 700 Гс микроструктура переходит в однодоменное состояние. В средней части креста во внешнем поле более 300 Гс (рис. 2г) наблюдается анизотропия магнитной структуры и ее нельзя рассматривать как простое наложение магнитного контраста отдельных плеч креста.

Микромагнитные расчеты проводились с помощью программы OOMMF [7]. В качестве начальных данных задавалось однодоменное состояние креста в магнитном поле 1000 Гс. Затем поле снижалось, и в результате были получены структуры, показанные на рис. 3. Расчетные результаты качественно согласуются с экспериментом. Они подтверждают влияние ОЛН на магнитную структуру и перемагничивание крестов, в частности, раздельное перемагничивание плеч креста, рис. 1. Расчет указывает на существование замыкающих доменов, которые не видны в эксперименте из-за приборных ограничений (рис. 3в). Он также выявляет асимметрию средней части креста (рис. 3г). Однако не всегда имеется количественное согласие с экспериментом. Значения полей перемагничивания, даваемые расчетом, в данном случае несколько ниже, чем в эксперименте. Размеры доменов в нулевом поле (рис. 3в) в вертикальных плечах креста также меньше наблюдаемых экспериментально. Это, по-

видимому, связано с тем, что расчет не может определить положение глобального минимума свободной энергии магнитной структуры.

Таким образом, было найдено, что магнитный контраст крестообразных микроструктур не сводится к простому

наложению контраста двух перпендикулярных полосок, в частности, имеется асимметрия средней части креста. Перемагничивание креста в случае, когда поле направлено вдоль ОЛН происходит по разным механизмам. В плечах, направленных вдоль ОЛН происходит резкое переключение за счет вращения вектора намагниченности, а в плечах, перпендикулярных ОЛН – медленное перемагничивание за счет движения доменных стенок. В случае, когда поле направлено перпендикулярно ОЛН перемагничивание происходит за счет роста замыкающих доменов, вектор намагниченности которых направлен вдоль поля («змейка»). Микромагнитные расчеты помогли интерпретировать результаты МСМ измерений. Полученные результаты позволяют управлять магнитным строением эпитаксиальных микроструктур из железа, а также их перемагничиванием за счет использования более сложной формы структур и их определенной ориентации относительно кристаллографических осей.

- [1] R. Coehoorn, Handbook of Magnetic Materials, **15**, ed. K.H.J. Buschow, Elsevier, Amsterdam 1-197 (2003)
- [2] J. Z. Sun, IBM J. Res. & Dev., **50**, 81 (2006)
- [3] J. Yu, U. Ruediger, A. D. Kent, L. Thomas and S. S. P. Parkin, Phys. Rev. B, **60**, 7352 (1999).
- [4] M. Hanson O. Kazakova, P. Blomqvist, R. Wappling, B. Nilsson, Phys. Rev. B, **66**, 144419 (2002)
- [5] R. Pulwey, M. Zolfl, G. Bayreuther, and D. Weiss, J. Appl. Phys., **93**, 7432 (2003)
- [6] I. V. Malikov, L. A. Fomin, V. Yu. Vinnichenko and G. M. Mikhailov, Int. J. Nanosci., **3**, 51 (2004)
- [7] <http://math.nist.gov/oommf/>

Тонкая структура доменных границ в МСМ измерениях

Л.А. Фомин, И.В. Маликов, Г.М. Михайлов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка
e-mail: fomin@ipmt-hpm.ac.ru

В последние годы исследование магнитного строения доменных границ в ферромагнитных пленках и наноструктурах, в частности, в железных [1], представляют большой научный интерес, связанный с рассеянием электронов проводимости на таких границах [2]. Известна методика измерений, которая позволяет наблюдать резкие изменения

гладкой поверхностью. Подбор магнитного покрытия зонда (в данном случае использовалось железо толщиной 50 нм) позволяет увеличить этот эффект. В режиме измерения фазы в одном проходе удалось детально визуализировать 180° доменную стенку в эпитаксиальной железной микроструктуре (рис. 2). Приложение внешнего

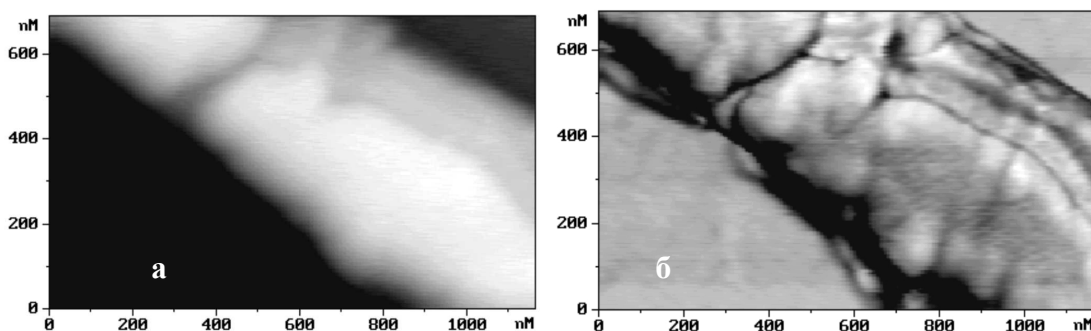


Рис. 1. Топография участка пермаллоевой микроструктуры (а) и ее фазовый контраст (б), полученные по полуконтактной методике измерений.

в АСМ контрасте, связанные с градиентом действующих на зонд сил [например, 3] для визуализации доменных границ с помощью МСМ. Данная методика позволяет без дополнительной математической обработки выявить особенности тонкой структуры, например, рельефа. Суть ее – измерение сигнала фазы колебаний зонда в полуконтактном режиме. Пример использования методики показан на рис.1. Слева изображена топография части поликристаллической пермаллоевой микроструктуры, полученная на приборе P47 Solver NT-MDT в полуконтактном режиме измерения амплитуды колебания зонда. Справа – контраст того же участка, но при снятии сигнала фазы колебаний зонда. В последнем случае отчетливо видна тонкая структура рельефа, которую невозможно разрешить при снятии топографии даже применяя последующие математические обработки снятого скана. В данном случае использовался коммерчески доступный зонд с радиусом закругления острия около 30 нм. Использование данной методики для МСМ измерений основано на факте “пролезания” магнитного контраста в топографию при магнитных измерениях. Когда в двухпроходном режиме измеряются топография и магнитный контраст ферромагнитного образца, иногда оказывается, что магнитные силы столь велики, что обратная связь в первом проходе на них реагирует. В итоге в топографии появляются особенности, коррелирующие с магнитным строением образца. Особенно это заметно для структур с

магнитного поля небольшой величины вызывает смещение доменной стенки, что дает возможность надежно отличить магнитный контраст от возможного наложения топографического контраста. Магнитная визуализация доменной стенки показывает ее достаточно сложное не вполне регулярное строение. Оно отчасти напоминает строение доменной стенки с поперечными связями. Стенки такого типа наблюдаются у пленок,

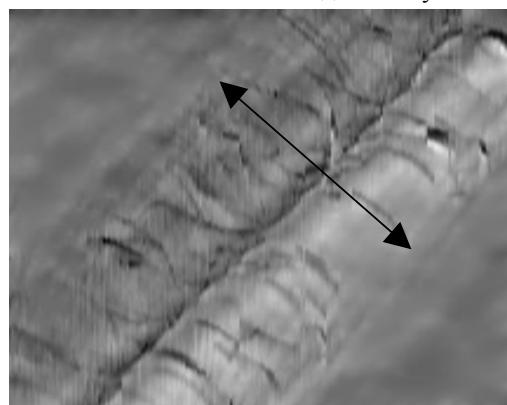


Рис. 2. Структура доменной стенки в железной микроструктуре толщиной 80 нм.

толщина которых такова, что образование доменных стенок Блоха и Нееля энергетически примерно одинаковы, что и имеется в данном случае [4]. Ширина области магнитного возмущенного контраста, составляет величину около 0.8 мкм (двойная стрелка на рис.2). Ширина тонкой структуры в середине, которую можно интерпретировать, как ширину стенки

Блоха для железа, оцениваемую как квадратный корень из отношения обменной константы к константе анизотропии $w=(A/K_1)^{1/2}$, составляет величину около 30 нм.

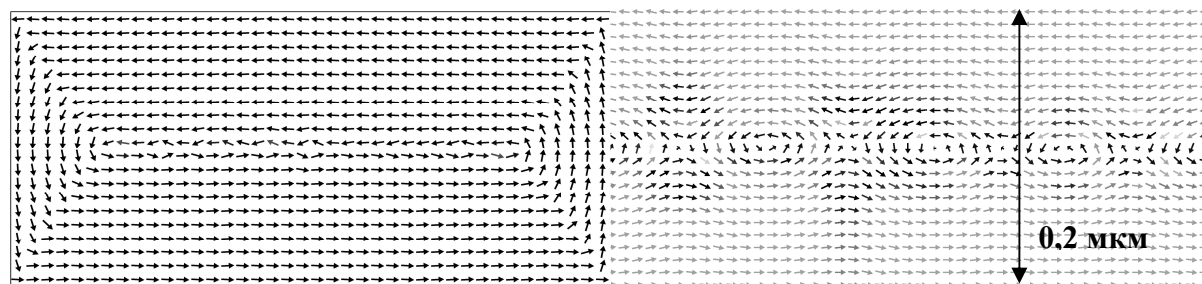


Рис.3. Результат расчета доменной стенки в железном прямоугольнике размерами 2x4 мкм и толщиной 50 нм (справа увеличено в 10 раз). Более яркие стрелки справа – выход вектора намагниченности из плоскости пленки.

Для интерпретации полученных результатов и планирования дальнейших экспериментов были проведены микромагнитные расчеты с помощью программы OOMMF [5]. В качестве модельной структуры бралась прямоугольная микроструктура размерами 2x4 мкм и толщиной 50 нм из эпитаксиальной пленки железа (110). Кристаллографическая магнитная анизотропия предполагалась одноосной, с легкой осью параллельной длинной стороне прямоугольника (направление [001]). Размер элементарной магнитной ячейки брался в 5 нм. Результаты расчета представлены на рис. 3. Видны особенности в виде круговых (vortex) и гиперболических вихрей (exvort). Их размер вдоль стенки составляет приблизительно 0,1 мкм, что удовлетворительно согласуется с МСМ измерениями, а в поперечном направлении его определить трудно. Намагниченность внутри стенки выходит из плоскости пленки. Проводились расчеты зависимости структуры доменной стенки от толщины пленки и латеральных размеров прямоугольника. Расчеты показали, что в интересующем диапазоне размеров 0,5 – 8 мкм структура стенки зависит от отношения длины к ширине и от толщины пленки. Для исследования зависимости от толщины брался прямоугольник 1x2 мкм и размер элементарной магнитной ячейки 5 нм. При толщине 20 нм и менее стенка однородна за исключением трех особенностей - одного гиперболического вихря в центре и двух круговых вихрей на расстояниях примерно 1/3 и 2/3 длины прямоугольника от его узкого края. Намагниченность внутри стенки не выходит из плоскости пленки (стенка Нееля). Ее ширину можно оценить как 0,5 мкм, где возмущение намагниченности можно считать незначительным. При толщине 30 нм видны новые особенности в виде круговых и гиперболических вихрей. Намагниченность внутри стенки начинает выходить из плоскости пленки. Наблюдается переход от стенки Нееля к стенке с поперечными связями. С увеличением толщины микроструктуры количество

особенностей магнитного строения стенки растет, оно максимально при толщине приблизительно 50 нм. При такой толщине структуру стенки можно отнести к стенке с

поперечными связями. Расстояние между поперечными связями приблизительно составляет 0,2 мкм, а ширина стенки вместе с ними равна приблизительно 0,5 мкм. При дальнейшем увеличении толщины количество особенностей уменьшается, а намагниченность внутри стенки все более выходит из плоскости. При толщине 150 нм магнитную стенку уже можно считать полностью стенкой Блоха. Ее ширина равна около 0,1 мкм. При этом 90-градусные доменные стенки при этой толщине по-прежнему неэлементарные, намагниченность в них не выходит из плоскости. При толщинах 200 и 300 нм 180-градусная стенка уширяется до приблизительно 0,3 мкм, и наблюдается ее "раздваивание" на области с компонентами намагниченности вверх и вниз. В 90-градусных стенках намагниченность также выходит из плоскости.

Таким образом, была разработана методика измерений тонкой структуры доменных границ с помощью МСМ в воздушной среде с разрешением на уровне 10 нм, без использования вакуумной техники. Результаты измерений подтвердились микромагнитным расчетом. Расчет показал направление дальнейших экспериментов по исследованию зависимости структуры доменных стенок разных типов от толщины пленки. Знание о структуре доменной границы важно для исследований эффектов, связанных с рассеянием электронов проводимости.

- [1] R. Brucas and M. Hanson; J. Mag. Mag. Mater., 310, 2195 (2007).
- [2] U. Rudiger, J. Yu, S.S.P. Parkin, A.D. Kent, J. Mag. Mag. Mater., 198-199, 261 (1999)
- [3] O.V.Karban, O.L.Khasanov, SPM-2003, Proceedings, Nizhni Novgorod, March 2-5 2003, 128.
- [4] Т. Хуберт, Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М., Мир, 1977.
- [5] <http://math.nist.gov/oommf/>

Естественная оптическая активность и “топологический эффект Холла” в средах с некомпланарным распределением намагниченности

А.А. Фраерман, О.Г. Удалов

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
e-mail: andr@ipm.sci-nnov.ru

Данная работа посвящена изучению транспортных свойств систем с некомпланарным распределением намагниченности. При этом в работе рассматриваются только ферромагнитные системы, в которых основную роль играет обменное взаимодействие. Интерес к таким системам обусловлен тем, что в них нарушение симметрии по отношению к обращению времени может быть вызвано именно обменным взаимодействием, имеющим электрическую природу, а не взаимодействием с магнитным полем (т.е. силой Лоренца или спин-орбитальным взаимодействием), имеющим релятивистскую природу.

На одно из следствий нарушения указанной симметрии в некомпланарных магнитных структурах было указано в работах [1,2], где теоретически предсказано существование незатухающего электрического тока в мезоскопическом кольце с магнитной текстурой. При этом полученный в работах [1,2] эффект является мезоскопическим и исчезает с увеличением размеров системы.

В работе [3] были рассмотрены нелинейные транспортные свойства макроскопических систем с некомпланарным распределением намагниченности. В частности, показано, что в таких системах должен возникать эффект выпрямления переменного электрического тока.

В настоящей работе рассмотрены линейные транспортные и оптические свойства среды с некомпланарной магнитной структурой, в которой основным является обменное взаимодействие. В частности, построена феноменологическая теория “топологического эффекта Холла” и естественной оптической активности, а также предложена полуклассическая теория, описывающая эти эффекты.

Рассмотрим среду с распределением намагниченности $\vec{M}(\vec{r})$. Топологический эффект Холла – линейный по электрическому полю эффект, заключающийся в возникновении тока, перпендикулярного по отношению к приложенному полю. При построении тензора, описывающего данный эффект мы будем пользоваться следующими правилами: выражение для тока должно быть составлено таким образом, что бы магнитные и координатные векторные индексы сворачивались бы каждые только между собой, но не друг с другом [4]. Это правило следует из того, что по предположению

указанный эффект обусловлен обменным взаимодействием. Обменные силы зависят только от относительных ориентаций спинов, поэтому при одновременном повороте всех спинов системы на одинаковый угол никакие характеристики системы не должны изменяться. Кроме того, на тензор накладываются стандартные ограничения, связанные с необходимостью выполнения соотношений Онсагера. Указанные требования однозначно определяют вид компонент тензора

$$j_i = \chi_{ik} E_k = \alpha_h \left(\vec{M}, \left[\frac{\partial \vec{M}}{\partial x_i}, \frac{\partial \vec{M}}{\partial x_k} \right] \right) E_k. \quad (1)$$

α_h - константа. Тензор χ отличен от нуля если распределение намагниченности некомпланарно. Из выражения (1) видно, что отличны от нуля только недиагональные компоненты χ . Это означает, что данный тензор будет приводить к возникновению эффекта типа эффекта Холла.

Естественная оптическая активность описывается тензором третьего ранга

$$\varepsilon_{ij}(\vec{k}, \omega) = \varepsilon_{ij}(\omega) + \beta_{ijl}(\omega) k_l, \quad (2)$$

где k_l - компоненты волнового вектора электромагнитной волны. ε - диэлектрическая проницаемость. Если строить тензор β в соответствии с теми же правилами, по которым был построен тензор χ , то получим

$$\beta_{ijl} = \alpha_a \left(\vec{M}, \left[\frac{\partial \vec{M}}{\partial x_i}, \frac{\partial^2 \vec{M}}{\partial x_j \partial x_l} \right] \right). \quad (3)$$

Для того, что бы понять причину возникновения указанных эффектов рассмотрим следующую простую полуклассическую модель. Пусть электроны проводимости движутся в кристалле, который обладает магнитным упорядочением. $\vec{b}$ - единичный, безразмерный вектор, сонаправленный с вектором намагниченности решетки. Электроны взаимодействуют с решеткой только обменным образом и описываются гамильтонианом:

$$H = p^2 / 2m_e + J(\vec{l} \cdot \vec{b}(\vec{r})) + U_{\text{ext}}(\vec{r}, t). \quad (4)$$

Первое слагаемое есть кинетическая энергия. Второе слагаемое описывает обменное взаимодействие в рамках s-d модели. $\vec{l}$ - собственный механический момент электрона. J характеризует величину обменного взаимодействия и имеет размерность частоты. Третье слагаемое - внешнее воздействие. При

записи (4) учтено, что собственный магнитный момент электрона пропорционален его механическому моменту $\vec{\mu} = \gamma \vec{I}$.

Рассмотрим движение электрона классически (квантово-механическое описание движения электрона, описываемого гамильтонианом (4), изложено в работе [5]). Из (4) получим следующие уравнения для движения электрона и его момента:

$$m_e \ddot{\vec{r}}_i = J \left(\vec{I}, \frac{\partial \vec{b}}{\partial \vec{r}_i} \right) + e \vec{E}_i(\vec{r}, t), \quad (5)$$

$$\dot{\vec{I}} = J [\vec{I}, \vec{b}(\vec{r})]. \quad (6)$$

$\vec{r}$ - координата электрона, e - его заряд, $\vec{E}$ - внешнее электрическое поле. Данная система уравнений может быть решена в рамках квазиadiaбатического приближения, описанного, например, в работе [6]. В этом приближении считается, что электрон движется достаточно медленно, или взаимодействие с магнитным полем очень велико, и выполняется условие $\left| \frac{\dot{\vec{b}}}{J} \right| \ll 1$. В этом случае направление

магнитного момента электрона почти совпадает с направлением намагниченности решетки и может быть найдено в виде ряда по степеням $1/J$

$$\vec{I} = \alpha_0 \left(\vec{b} + \frac{1}{J} [\vec{b}, \dot{\vec{b}}] - \frac{1}{J^2} \ddot{\vec{b}} - \frac{1}{J^3} [\vec{b}, \ddot{\vec{b}}] + \dots \right) \quad (7)$$

Здесь α_0 имеет размерность механического момента. С учетом (7), уравнение (5) принимает вид

$$m_e \ddot{\vec{r}}_i = e \vec{E}_i(\vec{r}, t) + \alpha_0 \sum_j \left(\vec{b}, \left[\frac{\partial \vec{b}}{\partial \vec{r}_j}, \frac{\partial \vec{b}}{\partial \vec{r}_i} \right] \right) \dot{\vec{r}}_j + \frac{3\alpha_0}{J^2} \sum_k \sum_j \left(\vec{b}, \left[\frac{\partial \vec{b}}{\partial \vec{r}_i}, \frac{\partial^2 \vec{b}}{\partial \vec{r}_j \partial \vec{r}_k} \right] \right) \dot{\vec{r}}_j \dot{\vec{r}}_k + \dots \quad (8)$$

Кроме выписанных здесь есть и другие слагаемые, но мы их рассматривать в этой работе не будем, т.к. они не имеют отношения к интересующим нас эффектам.

Второе слагаемое дает силу, пропорциональную скорости частицы и перпендикулярную ей и должно приводить к возникновению эффекта Холла в системе. Отметим, что двойное смешанное произведение, стоящее во втором слагаемом есть тензор χ , который, как следует из феноменологии, описывает эффект Холла, обусловленный обменным взаимодействием. Как следует из (8) топологический эффект Холла отличен от нуля только в неоднородной 2-х и 3-х мерной магнитной системе. Например, в ферромагнитной частице с вихревым распределением намагниченности [7].

Если система одномерная, например, магнитная спираль [3], то 2-ое слагаемое в правой части уравнения (8) будет равно нулю.

Третье слагаемое правой части (8) дает поправки к массе электрона. При этом они зависят не только от величины, но и от знака скорости частицы. Т.е. частицы, движущиеся влево и вправо, имеют различную массу. Для магнитной спирали нетрудно показать, что такая асимметрия массы частицы приведет к наличию оптической активности. Решив уравнение (8) можно найти линейный отклик электрона на действие электромагнитной волны. Усреднив затем этот отклик по равновесной функции распределения можно найти ток, возникающий в системе

$$j_z = e \frac{e E \sin(\omega t)}{m_e \omega} n_e \left(1 + \frac{\eta k_z}{\omega} \langle \dot{r}^2 \rangle \right), \quad (9)$$

здесь ω , k_z , E - частота, волновой вектор и амплитуда электромагнитной волны. В расчете предполагалось, что волна распространяется вдоль оси спирали (ось z), и при этом волна - продольная. Скобки $\langle \rangle$ означают усреднение по состояниям электронов, n_e - концентрация электронов,

$$\eta = \frac{3\alpha_0}{J^2 m_e} \left(\vec{b}, \left[\frac{\partial \vec{b}}{\partial z}, \frac{\partial^2 \vec{b}}{\partial z^2} \right] \right). \quad (10)$$

Из выражения (9) следует, что ток содержит линейную по волновому вектору компоненту, что и означает существование оптической активности. Сравнив выражение для η и тензора оптической активности β , можно убедиться, что полученный из этой микроскопической модели результат находится в соответствии с феноменологической теорией.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 07-02-01321-а.

- [1] D. Loss, P. Goldbart, A.V. Balatsky, Phys. Rev. Lett. **65**, 1655 (1990)
- [2] G. Tataru, H. Kohno, Phys. Rev. B, **67**, 113316 (2003)
- [3] A.A. Fraerman, O.G. Udalov, Phys. Rev B, в печати (//Cond-mat/0612327)
- [4] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теоретическая физика. т. 8. Электродинамика сплошных сред*, Москва "Наука", 1982
- [5] Fei Zhou, Phys. Rev. B **70**, 125321 (2004)
- [6] Yakir Aharonov, Ady Stern, Phys. Rev. Lett. **69**, 25, 3593 (1992)
- [7] R.P. Cowburn, D.K. Koltsov, A.O. Adeyeye et al., Phys. Rev. Lett., **83**, 1042 (1999)

ИНДУЦИРОВАННАЯ ТОКОМ ДИНАМИКА СПИНОВ В ПРОВОДЯЩЕЙ МАГНИТНОЙ НАНОСТРУКТУРЕ

М.Ю.Чиненков^{1,2}, А.В.Хвальковский³, К.А.Звездин³,
А.К.Звездин³, А.Ф. Попков^{1,2}

¹ФГУП «НИИ ФП им. Ф.В. Лукина», 103460, Москва, Россия

²Московский государственный институт электронной техники, 124498, Москва, Россия

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, Россия
email: chinenkov@inbox.ru

Предсказанная в работах Слончевского [1] и Берже [2] возможность токового переключения намагниченности путем трансляции вращательного момента из одного магнитного слоя в другой была подтверждена в экспериментах по переключению состояний намагничивания спин поляризованным током в наностолбиках, нанопроволоках и наноконтактах [3]. Появился ряд теоретических работ по расширению первоначально предложенной концепции токового вращения спинов, которые касались учета особенностей спинного транспорта в слоистых структурах, связанных с кинетикой коллективизированных электронов, ответственных за эффекты накопления спинов на границах слоев [4]. До сих пор, однако, макроспиновая модель магнитодинамики при токовой инжекции, предполагающая однородное намагничивание наноструктур, остается достаточно широко используемой при анализе экспериментов. В настоящей работе мы приводим результаты сравнительного анализа основных особенностей динамики спинов в наностолбчатой слоистой структуре, состоящей из толстого ферромагнитного слоя толщины d_s , отделенного тонкой проводящей прослойкой от тонкого ферромагнитного слоя толщины

$d \ll d_s$ (рис.1) в рамках двух моделей – макроспиновой и микромагнитной, предполагающей неоднородное намагничивание тонкого слоя.

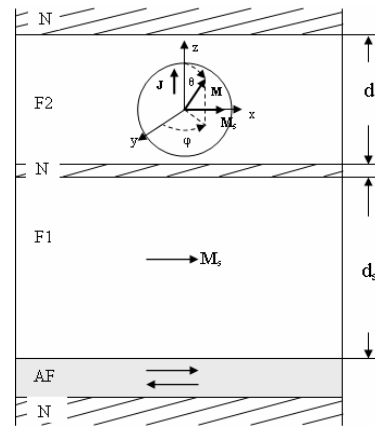


Рис.1 Профиль исследуемой структуры

При этом будем исходить из уравнений магнитодинамики Ландау-Лифшица для намагниченности тонкого слоя $\mathbf{M}$ с учетом токового вращательного члена Слончевского-Берже [1]. При учете затухания в форме Гильберта эти уравнения имеют вид

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}] - \gamma J G[\mathbf{M} \times [\mathbf{s} \times \mathbf{M}]] + \frac{\alpha}{M}[\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}]$$

где $J = \hbar j / deM^2$, $\hbar$ - постоянная Планка, e - заряд электрона, j - плотность тока электронов, $\mathbf{s} = \mathbf{M}_s / M$ - направление спиновой поляризации, α - параметр магнитной релаксации Гильберта, $G = [-4 + (1 + P)^3 (3 + \mathbf{s} \cdot \mathbf{s}_M) / 4P^{3/2}]^{-1}$ - параметр спиновой поляризации инжектированного тока [1], $P = (\sigma_+ - \sigma_-) / (\sigma_+ + \sigma_-)$ - спиновая поляризация тока в объеме толстого ферромагнитного слоя, $\sigma_{\pm}$ - парциальные проводимости коллективизированных

электронов, различающихся проекцией спина на направление намагничивания.

Следует заметить, что параметр спиновой поляризации G при рассмотрении более общих моделей переноса вращательного момента несколько отличается от приведенной формы. Однако эти изменения не вносят принципиальных изменений в динамику токового перемагничивания, если вариация параметра поляризации лежит в пределах одного порядка величины. Поэтому мы ограничимся указанным приближением. Эффективное поле $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_D + \mathbf{H}_{ex}$ включает в себя внешнее магнитное поле $\mathbf{H}$,

магнитостатические поля размагничивания слоев $\mathbf{H}_D$ и обменное поле $\mathbf{H}_{ex}$.

В макроспиновой модели в силу того, что модуль намагниченности $|\mathbf{M}|$ сохраняется во время движения, фазовым пространством динамической системы является сферическая

поверхность $|\mathbf{M}| = M$. В этом случае удается провести полный бифуркационный анализ динамической системы на плоскости параметров ток-поле (см. диаграмму равновесных спиновых состояний тонкого слоя при поле параллельном легкой оси на рис.2а).

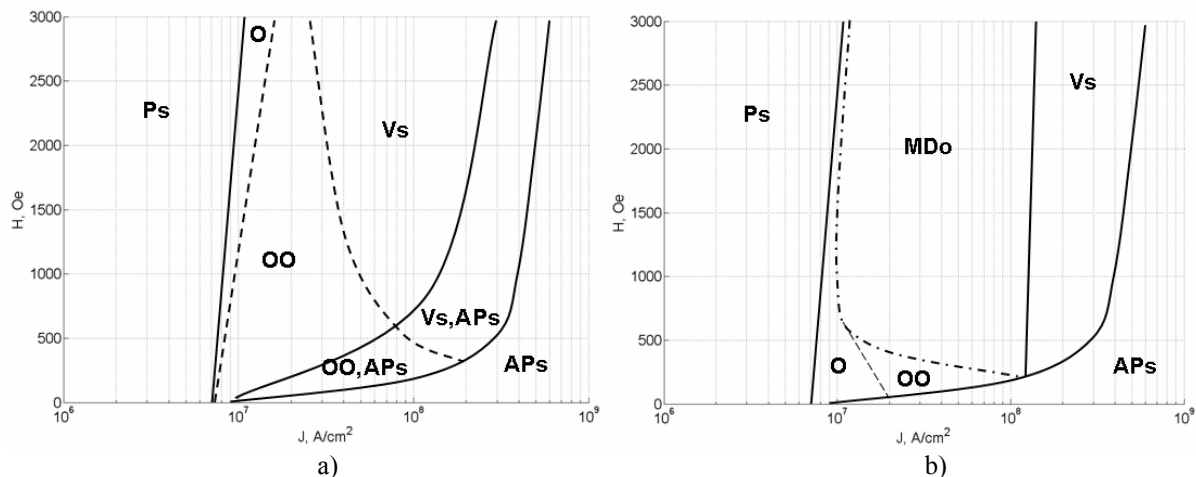


Рис.2 Фазовая диаграмма а) макроспиновое приближение, б) с учетом неоднородного распределения намагниченности

Состояния равновесия: Ps – параллельное состояние равновесия, APs – антипараллельное состояние равновесия, Vs – вертикальное равновесное состояние, O – состояние слабоамплитудной прецессии, OO – состояние сильноамплитудной прецессии, MDo – состояние мультидоменной прецессии.

Если зафиксировать магнитное поле выше поля анизотропии, то с ростом тока от нуля в положительном направлении (от толстого к тонкому слою) на фазовой сфере мягко рождается цикл слабоамплитудной прецессии, который расширяется и затем образует два устойчивых цикла прецессии с большой амплитудой. Эти циклы при дальнейшем возрастании тока уменьшаются по амплитуде и «мягко» исчезают, переходя в устойчивые стационарные состояния равновесия. Имеются несколько различных типов бифуркаций в системе, определяющих механизмы мягкого и жесткого рождения-исчезновения, а также слияния циклов прецессии. При этом мягкое рождение характеризуется конечной частотой прецессии в цикле, а жесткое рождение и слияние циклов сопровождаются обращением частоты прецессии в нуль. Имеется область прецессии, в которой происходит рождение двух циклов из одного. В этой области происходит немонотонное изменение частоты прецессии с ростом тока. Увеличение магнитного поля приводит к падению частоты прецессии.

Микромагнитное моделирование учитывает влияние неоднородного обменного взаимодействия в слое на его статические и динамические состояния. Начиная с некоторого критического тока, возникают сильно неоднородные осцилляторные моды, вихревые и доменоподобные состояния. При этом зависимость частоты основного пика в спектре

колебаний намагниченности от тока сильно отклоняется от предсказаний макроспиновой модели и изменяется вид фазовой диаграммы (рис.2б). Сравнительный анализ диаграмм показывает, что макроспиновая модель удовлетворительно работает в области небольших полей и токов. Возникновение неоднородных мод перемагничивания существенно меняет динамику в области больших токов. Принципиальным отличием микроскопической модели является возникновение многочастотных спиновых возбуждений и переход к хаосу, который невозможен в макроспиновом пределе.

Предсказанная и обнаруженная возможность поддержания током прецессии спинов может использоваться для создания спинтронных наноразмерных генераторов напряжения в сверхвысокочастотном диапазоне, перестраиваемых магнитным полем [5, 6].

Работа поддержана грантами РФФИ (№ № 07-02-91589, 06-02-08028, 05-02-17152).

- [1] J.Slonczewski, JMMM **159**, L1-L7 (1996).
- [2] L.Berger, Phys.Rev.B, **54**, 9353-9358 (1996).
- [3] J.A.Katine, Phys.Rev. Lett.**84**, 3149(2000).
- [4] E.M.Epshtein, P.E. Zilberman et al. arXiv:cond-mat/0607592 v2 31 Jul 2006.
- [5] A. N. Slavin and V. S. Tiberkevich, Phys. Rev B **74**, 104401(2006).
- [6] K.J.Lee, O.Redon, B.Dieny, Appl. Phys.Lett. **86**, 22505 (2005).

Генерация разностной частоты в диапазоне длин волн 28 -35 мкм в InGaAs/GaAs/InGaP лазере с квантовыми ямами на германиевой подложке

В.Я.Алешкин, А.А.Дубинов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
e-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

Компактные источники излучения в дальнем и среднем ИК диапазонах частот очень востребованы в настоящее время. Наиболее значительные результаты в этой области достигнуты благодаря созданию квантовых каскадных лазеров на основе полупроводников группы A_3B_5 [1]. Однако эти лазеры принципиально не могут излучать в области частот 7 - 10 ТГц вследствие сильного фононного поглощения в этом диапазоне.

Это ограничение может быть преодолено при использовании безынверсных схем генерации, в которых излучение этого диапазона создавалось бы вследствие квадратичной нелинейности полупроводниковой структуры A_3B_5 [2] благодаря выделению разностной частоты $\omega = \omega_2 - \omega_1$ при смешивании двух полей на частотах ω_1, ω_2 ближнего ИК диапазона.

Для генерации излучения на разностной частоте предлагается использовать конструкцию двухчипового лазера с составным резонатором, состоящего из расположенных на одном теплоотводе в непосредственной близости друг от друга двух одночастотных лазеров с квантовыми ямами, генерирующих в непрерывном режиме две частоты ближнего ИК диапазона. В предлагаемой схеме оба лазера должны генерировать на основной моде, и излучение одного будет вводиться в волновод другого лазера. В этом лазере и будет происходить генерация разностной волны. Такая конструкция позволяет заводить заметную часть излучения одного лазера в другой лазер (~ 40 %) [3].

Для эффективной генерации излучения на разностной частоте необходимо выполнить условие фазового синхронизма, состоящее в равенстве фазовых скоростей волны нелинейной поляризации, возникающей при взаимодействии мод ближнего ИК диапазона из-за решеточной нелинейности, и разностной волны. Кроме того, необходимо подавить поглощение излучения на разностной частоте на оптических фонах и свободных носителях.

Для выполнения этих условий в данной работе предлагается использование полуизолирующей (или слаболегированной) германиевой подложки для лазера на гетероструктуре InGaAs/GaAs/InGaP, в котором и будет происходить генерация излучения на разностной частоте. Постоянные решетки Ge и GaAs близки, поэтому гетеропереход Ge/GaAs может быть выращен без дислокаций. Работоспособность лазера на герма-

ниевой подложке была продемонстрирована в работе [4]. Поскольку показатель преломления германия выше, чем в GaAs, то условие фазового синхронизма выполняется даже для основных мод ближнего ИК диапазона, что невозможно для лазера на подложке из GaAs [5]. Преимуществом предлагаемого способа является то, что интеграл перекрытия в поперечном направлении этих мод не мал (моды не ортогональны). Кроме того, германиевая подложка играет роль сверхразмерного волновода для волны на разностной частоте и поэтому удастся эффективно уменьшить поглощение на разностной частоте, т.к. в германии фононное поглощение сильно подавлено по сравнению с GaAs, а в полуизолирующей германии практически нет и свободных носителей. Отметим, что снижение потерь на разностной частоте приводит к более мягким требованиям для выполнения условия фазового синхронизма в сверхразмерном волноводе, т.к. имеется большое количество мод, для которых выполняется это условие.

В случае, когда структура лазера выращена на плоскости (001), а высокочастотные моды имеют ТЕ-поляризацию и распространяются вдоль направления [110], нелинейная поляризация в GaAs перпендикулярна плоскости слоев и возбуждает на разностной частоте ТМ-моду [5].

Мощность разностной моды вычислялась в приближении, что $\alpha L \gg 1$ (α - коэффициент поглощения на разностной частоте, L - длина лазера). В этом случае мощность излучения на разностной частоте не зависит от L . При расчете ширины волновода лазера полагалась равной 100 мкм, а мощность каждой коротковолновой моды - 1 Вт.

Результаты расчетов мощности разностной волны в структуре, параметры которой представлены в таблице 1, при мощности генерации мод ближнего ИК диапазона 1 Вт, представлены на рис. 1. В расчетах наибольшая длина волны (λ_1) для мод ближнего ИК диапазона фиксировалась, при этом изменение разностной частоты достигалось за счет изменения длины волны другой моды ближнего ИК диапазона. Зависимость мощности от разностной частоты имеет вид частых резонансных пиков. Каждый из них соответствует моде, для которой выполняется условие фазового синхронизма, сверхразмерного волновода для дальнего и среднего ИК излучения. Как видно из рис.1 мощность разностной моды мо-

жет достигать порядка 40 мкВт в области частот 5 – 50 ТГц.

Отметим, что разностная волна распространяется в основном в германиевой подложке, а взаимодействие мод ближнего ИК диапазона происходит в выращенном на ней лазере на основе GaAs.

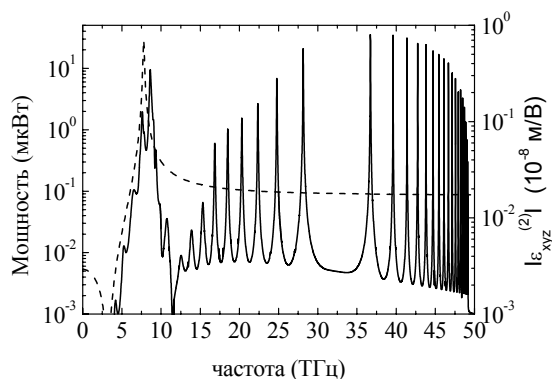


Рис. 1. Зависимость мощности излучения на разностной частоте для структуры с толщиной подложки из Ge 130 мкм (сплошная кривая), $\lambda_1 = 1.13$ мкм, а также зависимость модуля компоненты тензора нелинейной восприимчивости GaAs $\epsilon_{xyz}^{(2)}$ (штриховая кривая) от разностной частоты.

Из рис. 1 видно, что мощность излучения в среднем ИК диапазоне одного порядка с мощностью, которую можно получить при использовании для генерации разностной частоты лазеров с поперечными модами разного порядка [5], несмотря на то что, интеграл перекрытия в поперечном направлении этих мод мал. Это связано с тем, что показатель преломления Ge существенно превышает показатели преломления GaAs и InGaP. Поэтому волна на разностной частоте слабо проникает в область лазерной структуры из подложки Ge, что приводит к малому интегралу перекрытия волны на разностной частоте и волны нелинейной поляризации.

Таблица 1.

№ слоя	Состав слоя	Тип проводимости	Концентрация носителей, см ⁻³	Толщина слоя, мкм
1	Ge	-	-	130
2	GaAs	n	10 ¹⁸	0.1
3	InGaP	n	10 ¹⁸	0.8
4	GaAs	-		0.6
5	InGaP	p	2·10 ¹⁸	0.8
6	GaAs	p	10 ¹⁹	0.2
7	Au	-	-	0.2

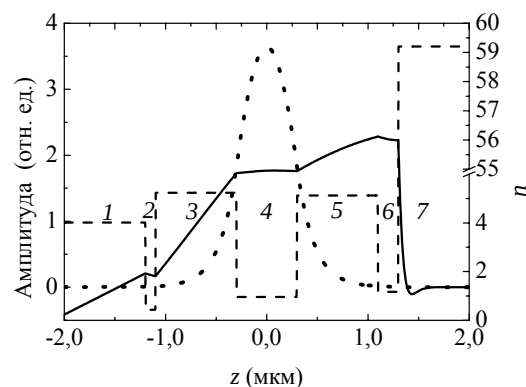


Рис. 2. Зависимости от координаты напряженности магнитного поля разностной волны (сплошная кривая) и показателя преломления n (штриховая кривая) на частоте 8.6 ТГц для выращенной на германиевой подложке структуры. Пунктирной кривой показана амплитуда моды ближнего ИК диапазона в условных единицах. Номера слоев указаны согласно Таблице 1.

Отметим особенность генерации излучения в диапазоне 7 - 10 ТГц. В этом диапазоне резко возрастают как поглощение в GaAs и InGaP, так и квадратичная нелинейность в GaAs, т.к. они имеют общую фоннную природу [2]. Кроме того, сильно изменяется показатель преломления в этих материалах. Поэтому существует область частот между частотами поперечных фононов в GaAs (8.02 ТГц) и InGaP (9.2 ТГц), где фоннное поглощение в GaAs резко падает, а в InGaP еще резко не возросло, нелинейность существенно выше, чем в среднем ИК диапазоне частот, а показатель преломления в InGaP превышает показатель преломления в Ge. В этом случае волна на разностной частоте достаточно свободно проникает в лазерную структуру из подложки (см. рис. 2), что приводит к большому увеличению мощности генерации в этом диапазоне частот.

Работа выполнена в рамках проектов: РФФИ (№ 07-02-00486-а, № 07-02-12177-офи, № 08-02-90054-Бел_а, № 08-02-97034-р_поволжье_а), Президиума РАН (программа «Электромагнитные волны терагерцового диапазона»), Президента РФ (МК-3344.2007.2).

- [1] Williams B.S., Kumar S., Hu Q., Reno J.L. Optics Express, **13**, 3331 (2005).
- [2] Flytzanis C. Phys. Rev. B, **6**, 1264 (1972).
- [3] Biryukov A.A., Aleshkin V.Ya., Nekorkin S.M., Kocharovskiy V.V., Kocharovskiy V.I.V., Zvonkov B.N., Scully M.O. Journal of Modern Optics, **52**, 2323 (2005).
- [4] D'Hondt M., Yu Z.-Q., Depreter B., Sys. C., Moerman I., Demeester P., Mijlemans P. Journal of Crystal Growth, **195**, 655 (1998).
- [5] Аleshkin В.Я., Афоненко А.А., Звонков Н.Б. ФТП, **35**, 1256, (2001).

Перенос носителей в гетеролазерах с туннельным переходом

А.А. Афоненко¹, В.М. Стецик¹, А.Н. Дрозд¹,
В.Я. Алешкин², В.И. Гавриленко², А.А. Дубинов²,
Б.Н. Звонков³, А.А. Бирюков³, С.М. Некоркин³

¹Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4, Минск, Беларусь

²Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия

³НИФТИ Нижегородского госуниверситета, пр. Гагарина 23, корп. 3, Нижний Новгород, Россия
e-mail: afonenko@bsu.by

Двухчастотные лазеры являются перспективными источниками излучения для осуществления внутрирезонаторного преобразования частоты и генерации ИК излучения среднего и дальнего ИК диапазонов. В работе [1] получена двухчастотная генерация в новом классе гетеролазеров – межзонном каскадном лазере с туннельным переходом, разделяющем две активные области квантовых ям в одном и том же волноводе. Экспериментальные исследования показали увеличение порогового тока в несколько раз по сравнению с аналогичными конструкциями без туннельного перехода. Рост порогового тока может быть связан с увеличением внутризонного поглощения из-за введения легированных областей внутрь волновода.

Уменьшение эффективности лазерных диодов может быть также обусловлено увеличением утечек носителей в эмиттерные области. Экспериментальное исследование спектральных характеристик лазеров с туннельными переходами в системе InAs–GaAs–InGaP выявило наличие заметного излучения на длинах волн около 680 нм, что соответствует ширине запрещенной зоны широкозонных эмиттерных областей InGaP (рис. 1). Накачка лазеров осуществлялась в импульсном режиме с большой скважностью, что исключало нагрев гетероструктур. Интенсивность излучения нарастала сверхлинейно в допороговом режиме. После достижения порога генерации рост интенсивности излучения замедлялся, что, по-видимому, связано со стабилизацией населенности зон при лазерной генерации.

Вероятность теплового заброса носителей в из волноводного слоя GaAs в эмиттеры InGaP мала из-за большой разницы ширин запрещенной зоны ($\Delta E \approx 0.4$ В), которая много больше тепловой энергии носителей. Источником высокоэнергетических частиц может быть транспорт неосновных носителей через туннельный p - n -переход, внутризонное поглощение и межзонное поглощение в туннельном p - n -переходе вследствие эффекта Франца-Келдыша.

Расчеты траектории движения частиц проводились методом Монте-Карло. В зависимости от механизма образования высокоэнергетической частицы вычислялось начальное значение волнового вектора электрона или дырки. Далее определялась случайная длина свободного пробега с учетом суммарной частоты рассеяния и

случайно выбирался механизм рассеяния: на электронах зоны проводимости, тяжелых или легких дырках валентной зоны, с испусканием или поглощением оптического фонона. После этого случайно выбирался угол рассеяния и импульс частиц после взаимодействия. Затем расчеты повторялись для нового положения и импульса частицы. Вычисления траектории заканчивались при уменьшении энергии частицы до высоты потенциального барьера эмиттера ΔE .

При внутризонном поглощении фотона с энергией 1.2 эВ за время релаксации на дно зоны электроны или дырки перемещаются на среднеквадратичное расстояние 3.3 или 0.8 мкм от места поглощения фотона, соответственно [2]. При релаксации до энергии 0.4 эВ электроны или дырки перемещаются на расстояние 1 или 0.26 мкм. Так как смещение носителей заряда сравнимо с размерами волноводного слоя (~1 мкм), то они могут вылететь за его пределы и рекомбинировать в эмиттерах.

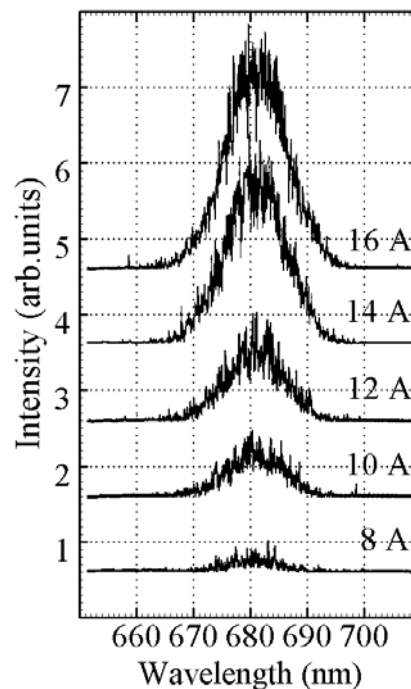


Рис. 1 Спектры излучения гетеролазерах InAs–GaAs–InGaP с туннельным переходом в спектральном диапазоне эмиттерных слоев InGaP при разных токах накачки. Порог генерации 13 А.

Результаты расчетов межзонного поглощения в туннельном p - n -переходе GaAs приведены в табл. 1. Коэффициенты поглощения получены в расчете на ширину области объемного заряда (~25 нм). Параметры легирования брались из работы [1]. На результаты расчетов сильно влияют длина волны излучения и ширины запрещенной зоны полупроводника. Например, при учете уменьшения ширины запрещенной зоны на 70 мэВ из-за легирования рассчитанный коэффициент поглощения в анализируемой структуре увеличивается более чем в 5 раз.

Табл. 1.

Коэффициент поглощения
в туннельном p - n -переходе GaAs

	$\lambda = 1.05 \text{ } \mu\text{m}$	$\lambda = 0.95 \text{ } \mu\text{m}$
$E_g = 1.424$	40	100
$E_g = 1.354$	220	540

При межзонном поглощении в туннельном p - n -переходе носители приобретают значительный импульс по направлению нормали к p - n -переходу. На рис. 2 показана доля носителей, которые после поглощения фотона могут преодолеть потенциальный барьер 0.4 эВ в зависимости от расстояния между туннельным p - n -переходом и эмиттерным слоем. Расчеты включают перенос первичных носителей заряда после поглощения фотона и вторичных – получивших импульс после столкновения с первичными носителями заряда. Поглощение одного фотона может приводить к переносу нескольких носителей заряда на малые расстояния.

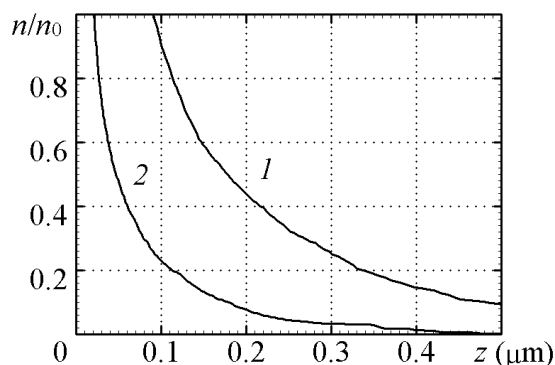


Рис. 2 Доля электронов (1) и дырок (2), баллистически перемещенных на расстояние z после поглощения фотона с энергией 1.2 эВ в туннельном переходе.

Результаты расчетов баллистического переноса неосновных носителей после прохождения туннельного p - n -перехода представлены на рис. 3. Начальная энергия носителей заряда приблизительно равняется ширине запрещенной зоны полупроводника, а импульс направлен перпендикулярно к плоскости слоев. При этом более 20 % электронов достигают эмиттерного слоя, расположенного на расстоянии 1 мкм от туннельного p - n -перехода.

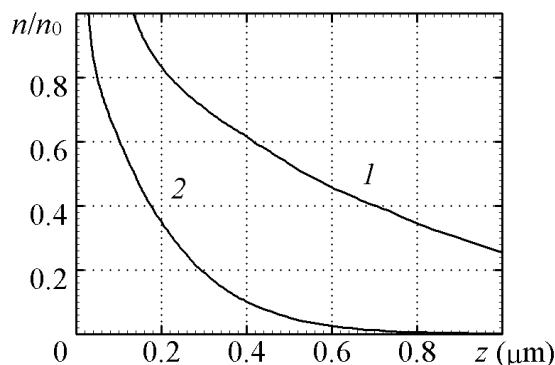


Рис. 3 Доля электронов (1) и дырок (2), баллистически перемещенных на расстояние z . Начальная энергия носителей заряда 1.42 эВ, конечная – 0.4 эВ.

Исследуемые лазеры с туннельным переходом генерировали на поперечных модах, а область обратного p - n -перехода находилась в узлах электромагнитного поля [1]. Для таких структур влияние межзонного поглощения в туннельном p - n -переходе на перенос носителей незначительно. Наблюдаемое сверхлинейное нарастание интенсивности излучения из эмиттерных областей в допороговом режиме и замедление ее роста после достижения порога свидетельствует о преобладании в токе утечки баллистического переноса неосновных носителей после прохождения туннельного p - n -перехода по сравнению с переносом носителей при внутризонном поглощении генерируемого излучения.

Работа поддержана грантами БРФФИ Ф06Р-087, РФФИ № 07-02-00486.

[1] Бирюков А.А., Звонков Б.Н., Некоркин С.М. и др. ФТП, **41**, 1226 (2007).

[2] Дрозд А.Н., Афоненко А.А. Вестник Белорусского государственного университета. № 3. 26 (2007)

Генерация разностной частоты в среднем ИК диапазоне в полупроводниковом двухчиповом лазере

А.А.Бирюков¹, Б.Н.Звонков¹, С.М.Некоркин¹, Н.Н.Семенов¹,
В.Я.Алёшкин², В.И.Гавриленко², А.А.Дубинов², К.В.Маремьянин²,
С.В.Морозов², А.А.Белянин³, В.В.Кочаровский³, Вл.В.Кочаровский⁴

¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия

²Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия

³Физический факультет Техасского А&М университета, Колледж Стейшэн, США

⁴Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия

e-mail: biryukov@nifti.unn.ru

В настоящее время активно ведутся работы по созданию полупроводниковых источников излучения в среднем и дальнем ИК диапазоне. Наиболее значительные результаты в этом направлении достигнуты с помощью создания квантовых каскадных лазеров, которые генерируют излучение при комнатной температуре в непрерывном режиме в среднем ИК диапазоне [1] и при криогенных температурах в дальнем ИК диапазоне [2]. Однако квантовые каскадные лазеры сложны в изготовлении. Кроме того, существуют принципиальные проблемы с генерацией излучения в дальнем ИК диапазоне при комнатной температуре. Альтернативным источником излучения среднего и дальнего ИК диапазонов может быть устройство, в котором происходит генерация разностной частоты. Наибольшие успехи в генерации разностной и суммарной частот в среднем ИК диапазоне достигнуты в квантовых каскадных лазерах [3].

Интересной является возможность генерации разностной частоты в резонаторах полупроводниковых лазерных диодов, генерирующих излучение в ближнем ИК диапазоне, поскольку они сравнительно просты в изготовлении и работают при комнатной температуре [4,5]. В настоящей работе проведено экспериментальное наблюдение генерации разностной частоты в резонаторе двухчипового полупроводникового лазера, который одновременно генерирует две спектральные линии излучения в ближнем ИК диапазоне.

Для обеспечения одновременной генерации двухчастотного излучения в области длин волн 1 мкм использовалась двухчиповая конструкция лазера [6], которая изображена на рис.1.

Структуры каждого лазерного чипа были выращены МOCVD эпитаксией на GaAs подложках. Активными областями служили квантовые ямы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной 7 нм ($x=0.25$ для излучения с длиной волны

$\lambda_1=1.130$ мкм и $x=0.18$ для излучения с длиной волны $\lambda_2=0.990$ мкм).

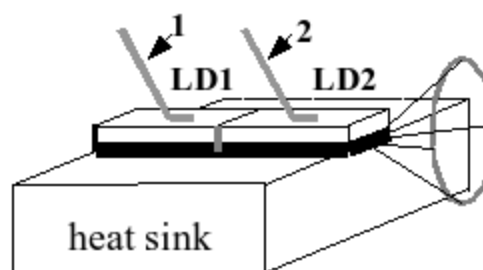


Рис.1. Расположение лазерных чипов относительно друг друга на одном теплоотводе. LD1 — длинноволновый лазерный чип; LD2 — коротковолновый лазерный чип; 1 — верхний контакт со стороны подложки LD1; 2 — верхний контакт со стороны подложки LD2.

В качестве ограничительных волноводных слоев использовался твердый раствор InGaP, согласованный по постоянной решетки с GaAs. Волновод чипа, генерирующего основную моду на длине волны λ_1 , имел стандартную конструкцию [7]. Грань, обращенная к другому чипу, имела просветляющее покрытие. Противоположная грань этого чипа имела отражающее покрытие. Для обеспечения фазового синхронизма генерации разностной частоты был использован полупроводниковый лазер с эффективной генерации моды первого порядка на длине волны λ_2 со специальной конструкцией волновода [8] содержащий дополнительный слой InGaP. Просветляющее и отражающее покрытия не использовались в данном чипе. Эффективная генерация разностной частоты осуществлялась в чипе, излучающем на длине волны λ_2 , поскольку излучение с длиной волны λ_1 не поглощается в нем. Для уменьшения потерь на разностной частоте для данного чипа была использована подложка с небольшой концентрацией электронов $n=10^{17} \text{ см}^{-3}$, которая служила волноводом для излучения среднего ИК диапазона.

Наблюдения спектров излучения в ближнем и среднем ИК, а также видимом диапазонах проводились с внешнего скола чипа, генерирующего излучение с длиной волны λ_2 . На рис. 2 приведен измеренный спектр излучения, генерируемый двухчиповым лазером в ближнем ИК диапазоне при токах накачки 1А на каждый чип, генерирующих излучения с длинами волн λ_2 и λ_1 соответственно. Для исследования взаимодействия мод было проведено наблюдение генерации удвоенных и суммарной частот с использованием того же спектрометра. Соответствующий спектр приведен на вставке рис. 2.

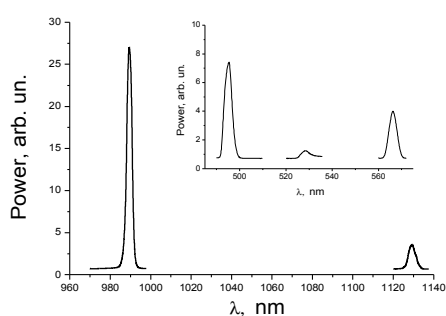


Рис.2. Спектр лазерной генерации двухчипового лазера.

На рис. 3 приведен измеренный спектр генерации разностной частоты. Грубая оценка показала, что интегральная мощность излучения разностной частоты составляет 0.1 микроватта.

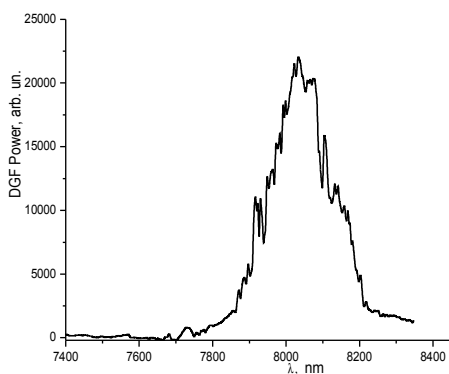


Рис. 3. Спектр генерации разностной частоты.

Таким образом, в работе наблюдалась внутрирезонаторная генерация разностной частоты в среднем ИК диапазоне при комнатной температуре в двухчиповом полупроводниковом лазере GaAs/InGaAs/InGaP с квантовыми ямами. Основные полученные результаты будут опубликованы в работе [9].

Работа была выполнена при поддержке RFBR (гранты № 06-02-81020, № 07-02-00486, 07-02-12177 ofi № 08-02-90054-Бел_а, № 08-02-97034-р_поволжье_а), Президиума РАН (программа «Электромагнитные волны терагерцового диапазона»), Президента РФ (МК-3344.2007.2).

[1] R. Kohler, A.Tredicucci, F.Beltram, et al. *Nature* **417**, 156 (2002)

[2] E.Brundermann, M.Havenith, G.Scalari, M.Giovannini, G.Faist, J.Kunsch, L.Mechold, M.Abraham. *Optic Express*. **14**, 1829 (2006).

[3] M.A. Belkin, et al, *Nature photonics*, Vol.1, p. 288 (2007).

[4] A.A. Belyanin, F. Capasso, V.V. Kocharovskiy, Vl. V. Kocharovskiy, M.O. Scully. *Phys. Rev. A*, **63**, 53 803 (2001).

[5] V.Ya.Aleshkin, A.A.Afonenko, N.B.Zvonkov, *Semiconductors*, **35**, 1203 (2001).

[6] A.A. Biryukov, V.Ya. Aleshkin, S.M. Nekorkin, V.V. Kocharovskiy, Vl.V. Kocharovskiy, B.N. Zvonkov, and M.O. Scully. *Journal of Modern Optics*, **52**, 2323 (2005).

[7] A. A. Biryukov, B.N. Zvonkov, S.M. Nekorkin, V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.V. Kocharovskiy, and Vl.V. Kocharovskiy. *Semiconductors*, **41** (2007) (accepted)

[8] B.N.Zvonkov, N.B.Zvonkov, I.G.Malkina, G.A.Maksimov, I.A.Avrutsky, A.V.Vasil'ev, E.M.Dianov, A.M.Prokhorov *Soviet Lightwave Commun.* **3**, 71 (1993).

[9] B.N. Zvonkov, A.A. Biryukov, A.V. Ershov, S.M. Nekorkin, V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, A.A. Dubinov, K.V. Maremyanin, S.V. Morozov, A.A. Belyanin, V.V. Kocharovskiy, and Vl.V. Kocharovskiy, *Appl. Phys. Lett.* (in press).

Фононные резонансы Фано в спектре фотопроводимости материала InP, легированного мелкими донорами.

В.Я. Алешкин¹, А.В. Антонов¹, В.И. Гавриленко¹, Д.В. Гавриленко¹, Б.Н. Звонков²

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

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина 23, Н. Новгород, Россия.
e-mail: aritany@ipm.sci-nnov.ru

В спектрах поглощения и фотопроводимости неполярных полупроводников (Si, Ge), легированных мелкими примесями, уже давно обнаружены ассиметричные особенности (пики или провалы). Сравнительно недавно ассиметричные пики были обнаружены и в спектрах фотопроводимости полярных полупроводников GaAs и InP [1]. Такие особенности, появляющиеся в спектре фотопроводимости при энергиях поглощаемого света, близких к энергии фонона в данном материале, называют фононными резонансами Фано. До недавнего времени непонятным оставалось следующее обстоятельство: по данным авторов работы [1] пик резонанса Фано в спектре фотопроводимости в n-InP уже, чем в n-GaAs. Однако ширина пика резонанса Фано определяется силой взаимодействия электронов с РО-фононами в данном материале, а эта величина в n-InP примерно вдвое больше, чем в n-GaAs. Следовательно, в материале n-InP пик резонанса Фано в спектре фотопроводимости должен быть шире, чем в n-GaAs.

Для выяснения данного противоречия в настоящей работе проведены экспериментальные измерения спектров примесной фотопроводимости в n-InP.

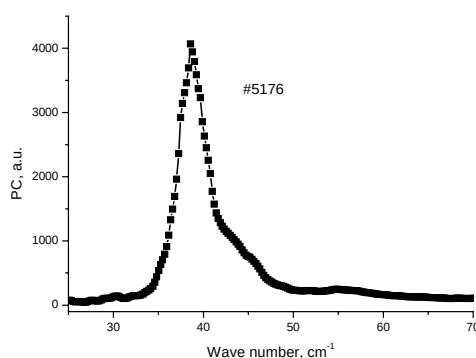


Рис. 1 Измеренный спектр примесной фотопроводимости в области 1S-2P переходов для образца InP

Структура для измерений примесной фотопроводимости была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на полуизолирующей подложке InP. Эпитаксиальный слой имел толщину 5.5 мкм и специально не легировался. По данным холловских измерений электронная концентрация в эпитаксиальном слое составила $4.4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а электронная подвижность при комнатной температуре -

$3350 \text{ см}^2/\text{В с}$, что указывает на значительную степень компенсации. При охлаждении образца до температуры жидкого гелия наблюдалось увеличение его сопротивления в 400 раз, что свидетельствовало о вымораживании электронов на донорах.

Спектры примесной фотопроводимости измерялись при температуре 4.2K на Фурье-спектрометре BOMEM. Измеренный спектр фотопроводимости для энергий фотонов, соответствующих переходам между локализованными состояниями, представлен на рис. 1. Из рисунка видно, что основному пика фотопроводимости соответствует энергия 38.7 см^{-1} (4.8 мэВ). Эта энергия меньше энергии 1S-2P перехода изолированного мелкого донора в InP, которая составляет величину 5.6 мэВ [2]. Это различие связано со значительным перекрытием 2P-состояний для соседних доноров и формированием примесной зоны, которая, судя по зависимости энергии ионизации от концентрации [2], смыкается с зоной проводимости.

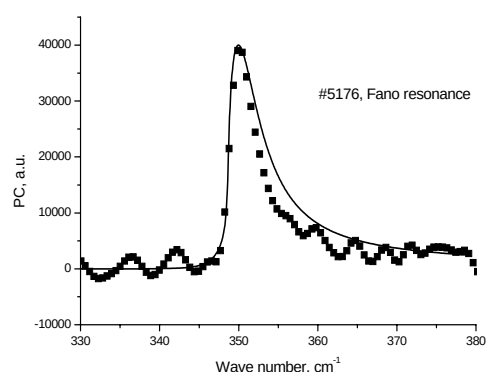


Рис. 2 Спектры примесной фотопроводимости в области резонанса Фано для образца InP: измеренный (квадраты) и рассчитанный (сплошная линия).

На рисунке 2 приведен спектр примесной фотопроводимости для энергии, соответствующей резонансу Фано. Из рисунка хорошо виден пик фотопроводимости на частоте 350 см^{-1} , которая соответствует энергии LO фонона (43.33 мэВ) в InP. Обратим внимание на то, что на примере структур с квантовыми ямами, нами было продемонстрировано нечувствительность ширины пика резонанса Фано к величине энергии ионизации доноров, но была обнаружена сильная зависимость этой ширины от силы элект-

трон-фононного взаимодействия [3]. На рис. 2 также приведен рассчитанный спектр фотопроводимости.

Гамильтониан электрона, взаимодействующего с оптическими фононами и донорным центром, имеет вид:

$$H = \frac{p^2}{2\mu} - \frac{e^2}{\kappa_0 r} + \sum_q V(q) \exp(-iqr) b_q^\dagger + \sum_q V^*(q) \exp(iqr) b_q + \sum_q \hbar\omega_0 (b_q^\dagger b_q + 1/2) \quad (1)$$

где $V(q) = \frac{ie}{q} \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega_0}{V\bar{\kappa}}}$, e и μ – заряд и масса электрона, κ_0 , κ_∞ – низкочастотная и высокочастотная диэлектрические проницаемости, $\bar{\kappa} = \kappa_0\kappa_\infty / (\kappa_0 - \kappa_\infty)$, q, ω_0 – волновой вектор и частота оптического фонона, b , $b^\dagger$ – операторы уничтожения и рождения фонона, V – объем кристалла.

Рассмотрим резонансное состояние системы $|\varphi_q\rangle$, где имеется один оптический фонон с моментом импульса и его проекцией на ось z равными $\hbar$, и модулем волнового вектора, равным q , а электрон находится в основном состоянии донора.

Следуя работе Фано [4], ищем волновую функцию состояния с энергией E в виде:

$$\Psi(E) = \sum_q a_q(E) |\varphi_q\rangle + \int b(E, E') |\psi(E')\rangle dE' \quad (2)$$

где $|\psi(E)\rangle$ – волновая функция системы без фонона с полным моментом $\hbar$ и его проекцией на ось z также $\hbar$. В пренебрежении влиянием электрон-фононного взаимодействия на энергию резонансного состояния, используя результаты работы Фано [4], находим коэффициенты разложения волновой функции и вероятность перехода из основного состояния донора (в отсутствие фонона) в состояние $\Psi(E)$ под воздействием электромагнитного излучения. Оператор взаимодействия с полем имеет вид:

$$V_{ph}(t) = V_{ph} [\exp(-i\omega t) + \exp(i\omega t)] = e\bar{E}r \sqrt{\frac{4\pi}{3}} Y_{1,1}(\theta, \varphi) [\exp(-i\omega t) + \exp(i\omega t)] \quad (3)$$

$\bar{E}$ – амплитуда электрического поля, $Y_{1,1}(\theta, \varphi)$ – сферическая функция. Матричный элемент перехода равен:

$$\langle \Psi(E) | V_{ph} | i \rangle = \frac{\langle \psi(E) | V_{ph} | i \rangle \Gamma(E)/2}{\sqrt{(E - E_\phi)^2 + \Gamma(E)^2/4}} \left\{ Q(E) + \frac{(E - E_\phi)}{\Gamma(E)/2} \right\} \quad (4)$$

где $\Gamma(E) = 2\pi \sum_q |V_q(E)|^2$ – ширина резонансного уровня, а величина

$$Q(E) = \frac{I}{\langle \psi(E) | V_{ph} | i \rangle \Gamma(E)/2} \times$$

$$\times \left[P \int dE' \frac{\langle \psi(E') | V_{ph} | i \rangle \sum_q V_q(E) V_q^*(E')}{E - E'} + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{\langle \psi_n | V_{ph} | i \rangle \sum_q V_q(E) V_q^*(E_n)}{E - E_n} \right]$$

$|\psi_n\rangle$ – волновая функция Р-состояния с главным квантовым числом равным n и проекцией углового момента на ось z равной $\hbar$.

Спектр фотопроводимости можно записать в виде:

$$J(\omega) = BI(\omega) [1 - R(\omega)] \frac{|\langle \Psi(E) | V_{ph} | i \rangle|^2}{E^2} \times \frac{[1 - \exp(-\eta(\omega)d)]}{\eta(\omega)} \quad (5)$$

где B некоторая не зависящая от частоты постоянная, $I(\omega)$ – поток падающего на полупроводник света с частотой ω , $R(\omega)$ – зависимость коэффициента отражения от частоты, d – толщина легированного слоя, $\eta(\omega)$ – коэффициент поглощения света, $E = \hbar\omega - E_i$, E_i – энергия ионизации донора.

Для вычисления спектра примесной фотопроводимости, приведенной на рис. 2, мы использовали выражение (5). Постоянную B выбирали так, чтобы максимальные величины рассчитанного и измеренного спектров фотопроводимости совпадали.

Из рис. 2 видно, что рассчитанный спектр оказывается примерно на 20% шире наблюдаемого, что говорит о хорошем соответствии теории и эксперимента.

Исследования спектра примесной фотопроводимости n -InP, показали, что ширина пика резонанса Фано в этом материале примерно вдвое больше, чем в n -GaAs. Этот факт объясняется большей силой взаимодействия электронов с полярными оптическими фононами в InP по сравнению с GaAs. Показано, что наблюдаемая ширина пика с 20% точностью описывается теорией.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 07-02-00549, 05-02-17341) и фонда «Династия» (грант Л.В.Гавриленко).

- [1]. K. Jin, J. Zhang, Z. Chen, G.-Z. Yang, Z.H. Chen, X. H. Shi, S. C. Shen. Phys. Rev. B **64**, 205203: 1-4 (2001).
- [2]. A. Dargys, J. Kundrotas. *Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP* / Science and Encyclopedia Publishers, Vilnius (1994) 262 с.
- [3]. В.Я. Алешкин, А.В. Антонов, Л.В. Гавриленко, В.И. Гавриленко, Б.Н. Звонков. Тезисы докладов VIII Российской конференции по физике полупроводников, с. 345.
- [4]. U. Fano. Phys. Rev. **124**, 1866-1878 (1961).

Слабая локализация и статистика замкнутых траекторий в двумерной системе с искусственной неоднородностью

А.В.Германенко¹, Г.М. Миньков^{1,2}, О.Э.Рут¹, А.А.Шерстобитов^{1,2}

¹НИИ ФПМ Уральского государственного университета им. А.М.Горького, Екатеринбург, Россия

²Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

e-mail: Alexander.Germanenko@usu.ru

В работе представлены результаты исследования явления слабой локализации в гетероструктурах с одиночной квантовой ямой с искусственно созданными неоднородностями потенциального рельефа. Гетероструктура представляла собой квантовую яму GaAs шириной 8 нм с двумя легирующими δ -слоями, расположенными в барьерах AlGaAs на расстоянии 6 нм от ямы. Толщина покровного слоя GaAs в исходной гетероструктуре составляла 250 нм. Искусственная неоднородность создавалась путем травления покровного слоя на половинную глубину через маску. В результате на поверхности гетероструктуры создавались углубления круглой формы в виде слегка неперiodической матрицы (рис.1). Расстояние между центрами углублений составляло около 1 мкм, диаметр углублений – 0.6-0.7 мкм. Сверху на покровный слой был напылён металлический полевой электрод, что позволяло управлять проводимостью квантовой ямы и одновременно изменять потенциальный профиль проводящих областей путем изменения напряжения на электроде. Анализ результатов гальваномагнитных измерений показал, что при напряжении на полевом электроде (V_g) менее примерно -1.8 В происходит истощение областей двумерного слоя, расположенных под углублениями. Перенос заряда в этом случае осуществляется по двумерной сетке (светлые области на рис.1), параметры которой можно менять, изменяя напряжение на полевом электроде. Так при изменении напряжения в интервале от -1.8 В до -2.95 В ширина каналов изменялась в интервале от 0.3 мкм до 0.06 мкм. При этом изменялись также и параметры двумерного газа. При изменении V_g в том же интервале концентрация электронов изменялась от $9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $5.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а локальная проводимость от $120G_0$ до $30G_0$, где $G_0 = e^2/\pi h$.

Исследования низкотемпературной ($T=1.5\text{-}20$ К) проводимости такой структуры показали, что формирование такого рода искусственной неоднородности приводит к существенной модификации поведения проводимости в магнитном поле, соответствующем подавлению слабой локализации. Несмотря на то, что в области малых магнитных полей, как и в однородном образце, наблюдается отрицательное магнитосопротивление, связанное с подавлением интерференционной квантовой поправки, форма кривой магнитопроводимости существенно

отличается от формы магнитопроводимости с нетравленным покровным слоем и не описывается формулой Хиками-Ларкина-Нагаоки [1]. Это не позволяет использовать стандартную процедуру экспериментального определения времени неупругой релаксации фазы.

Анализ экспериментальных результатов был проведен по методике [2,3], которая позволяет из анализа зависимостей проводимости от магнитного поля, измеренных при различных температурах, получить функцию распределения замкнутых траекторий по площадям. Полученные результаты для различных напряжений на полевом электроде приведены на рис.2а. Из рисунка хорошо видно, что по мере уменьшения концентрации электронов происходит сдвиг функции распределения в область меньших площадей.

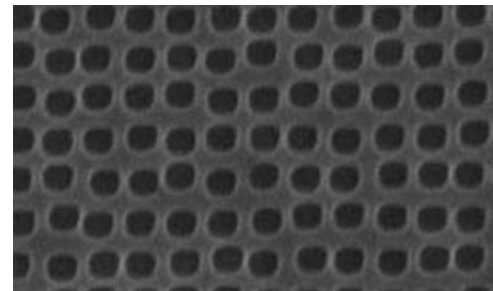


Рис.1. Изображение поверхности образца после травления, полученное с помощью электронного микроскопа. Размер изображения примерно $7 \times 12 \text{ мкм}^2$.

Интерпретация полученных результатов была проведена с использованием компьютерного моделирования. Ранее такой подход был нами применен для исследования статистики замкнутых траекторий в однородном двумерном газе. Суть такого подхода состоит в моделировании движения классической частицы по двумерной плоскости, на которой расположены рассеивающие центры, и подсчете статистических характеристик замкнутых траекторий (в частности функции распределения замкнутых траекторий по площадям). В данном случае на плоскости располагались рассеиватели двух типов: случайно расположенные рассеиватели с изотропным сечением рассеяния, имитирующие ионы примеси, и круглые по форме области, запрещенные для движения, соответствующие темным областям на

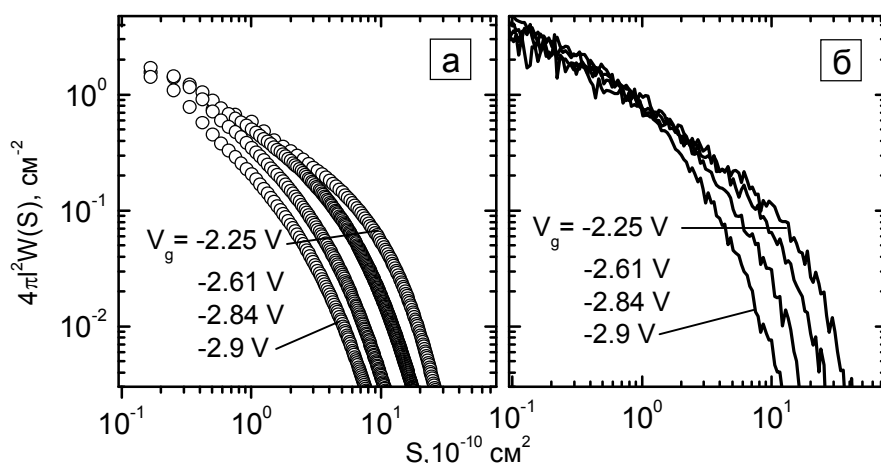


Рис.2. Функция распределения площадей замкнутых траекторий, найденная из экспериментальных зависимостей магнитопроводимости от магнитного поля (а) и полученная в результате компьютерного моделирования движения классической частицы (б) для различных напряжений на полевом электроде.

рис.1. Предполагалось, что отражение от границ этих областей зеркальное. Параметры рассеивателей (концентрация и сечение рассеяния) в модельной системе выбирались близкими к соответствующим параметрам в реальной системе. При расчете статистики учитывались только траектории с длиной меньше величины $2v_F \tau_\phi$, где v_F и τ_ϕ фермиевская скорость и время неупругой релаксации фазы, соответственно. Именно статистика таких, не слишком длинных, траекторий, на наш взгляд, может быть надежно определена экспериментально.

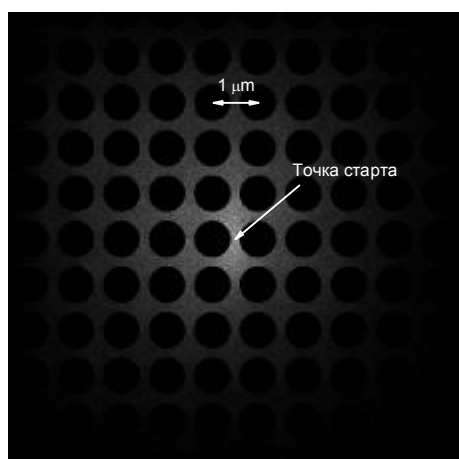


Рис.3. Траектории движения частицы в модельной двумерной системе.

На рис.3 для примера показаны траектории частицы, выпущенной из центра в модельной двумерной системе с параметрами, соответствующими напряжению на полевом электроде -2.25 V. Функция распределения площадей замкнутых траекторий, полученная в результате численного моделирования приведена на рис.2б. Хорошо видно, что качественное поведение функции распределения площадей, полученной из компьютерного моделирования с параметрами, соответствующими разным напряжениям на полевом электроде, находится в хорошем согласии с экспериментальными данными (рис.2а). Количественные различия можно объяснить некоторой грубостью приближений, сделанных при моделировании. В частности, в нашей модели предполагалась круглая форма областей, запрещенных для движения частицы. Кроме того, предполагалось, что длина свободного пробега и фермиевская скорость одинаковы в пространстве, что конечно же не должно выполняться в реальной структуре.

Работа поддержана грантами РФФИ № 07-02-00528, 06-02-16292 и CRDF № Y1-P-05-11.

- [1] Hikami, S., Larkin, A., Nagaoka, Y., Prog. Theor. Phys., **63**, 707 (1980).
- [2] Minkov, G.M., Germanenko, A.V., Larionova, V.A., Negashev, S.A., Gornyi I.V., Phys.Rev.B, **61**, 13164 (2000).
- [3] Minkov, G.M., Negashev, S.A., Rut, O.E., Germanenko, A.V., Khrykin, O.I., Shashkin, V.I., Danil'tsev, V.M., Phys.Rev. B, **61**, 13172 (2000).

Дискретное туннелирование в электронных транспортных свойствах наногранулированного пористого кремния и подобных гетерофазных системах

Е. С. Демидов, Н. Е. Демидова, В. В. Карзанов, К. А. Марков, В. В. Сдобняков, С. А. Филлипов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Н. Новгород, Россия
e-mail: demidov@phys.unn.ru

Интерес к особенностям электронного транспорта тока систем с наноразмерными металлическими или полупроводниковыми гранулами или квантовыми точками в диэлектрической среде, когда проявляется кулоновская блокада туннелирования, имеет место так называемое дискретное туннелирование (ДТ), обусловлен перспективами развития одноэлектроники [1]. Вместе с тем представляется важным учитывать особенности такого транспорта при разработке интенсивно исследуемых в настоящее время электролюминесцентных структур на квантовых точках. Согласно аргументации [2] пористый кремний (ПК) представляет собой систему наноразмерных гранул кремния, вкрапленных в диэлектрический оксид кремния, возможно дискретное туннелирование электронов в этой системе близко расположенных гранул. К подобным наногранулированным средам относятся стеклообразные аморфные полупроводники [2], а также, согласно [4], диэлектрики, содержащие близко расположенные атомы переходных металлов. В работе [3] показано, что в области не слишком сильных электрических полей обусловленная ДТ зависимостью тока I от падения напряжения U гранулированной среды описывается таким же соотношением, как и у цепочки N одинаковых гранул

$$I_{ch} = (e/RC) \exp(-U_{bl}/kT) \operatorname{sh}(eU/NkT) \quad (1)$$

где R – туннельное сопротивление между гранулами, C – ёмкость гранулы, $U_{bl} \approx e/C$ – энергия кулоновской блокады. При малых напряжениях $U/N \ll kT/e$ ВАХ, как и в случае [6] с одной гранулой между двумя металлическими берегами, является линейной, при средних напряжениях $U_{bl} \gg U/N \gg kT/e$ ток экспоненциально растёт с ростом напряжения. Характерным признаком такого транспорта является возможные большие значения $N \gg 1$. В настоящем докладе анализируются на предмет ДТ экспериментальные данные исследования поперечного транспорта тока в тонких слоях ПК, слоях оксида и нитрида

кремния, полученных ионной имплантацией азота в кремний. Известное проявление квантового конфайнмента в физико-химических процессах формирования наноразмерной структуры ПК позволяет по новому представить процесс анодного окисления кремния также с образованием гетерофазной системы с наноразмерными гранулами Si в оксиде кремния. Поэтому объектом исследования были также слои оксида кремния, полученных анодным окислением монокристаллов кремния.

Особенностью настоящей работы является измерение ВАХ в широком диапазоне токов в пределах 10-12 порядков величины на установке с чувствительностью $2 \cdot 10^{-16}$ А с использованием прибора ВК2-16 или прецизионного мультиметра фирмы Китли. Слои ПК, нитрида или оксида кремния формировались на сильно легированных мелкими примесями до уровня $\approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ монокристаллах кремния p - типа КЭС 0.01 и p – типа КДБ 0.001. Высокий уровень легирования кремниевой подложки практически устраняла вклад её области пространственного заряда в ВАХ диодных структур. Для формирования ПК использовалось стандартное анодное травление в растворе $\text{HF}:\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$. Оксид кремния получался анодным окислением кремния в растворе $\text{HNO}_3:\text{H}_2\text{O}$. ПК подвергался окислительному отжигу на воздухе при 700°C в течение 10 мин. Слои нитрида кремния получались имплантацией ионов азота с энергией 40 кэВ и дозой 10^{18} см^{-2} в подогретые до 500°C монокристаллические пластины кремния. Поперечный транспорт тока изучался по виду ВАХ диодных структур с прослойкой исследуемой гранулированной среды и с обкладками монокристаллическая кремниевая подложка с одной стороны и металлический индиевый контакт площадью около 0.25 мм^2 с другой стороны. При анализе экспериментальных ВАХ кроме аналитической зависимости (1) также использованы результаты приведённого в верхнем ряду рис. 1 численного моделирования ДТ в цепочке, содержащей от одной до пяти гранул.

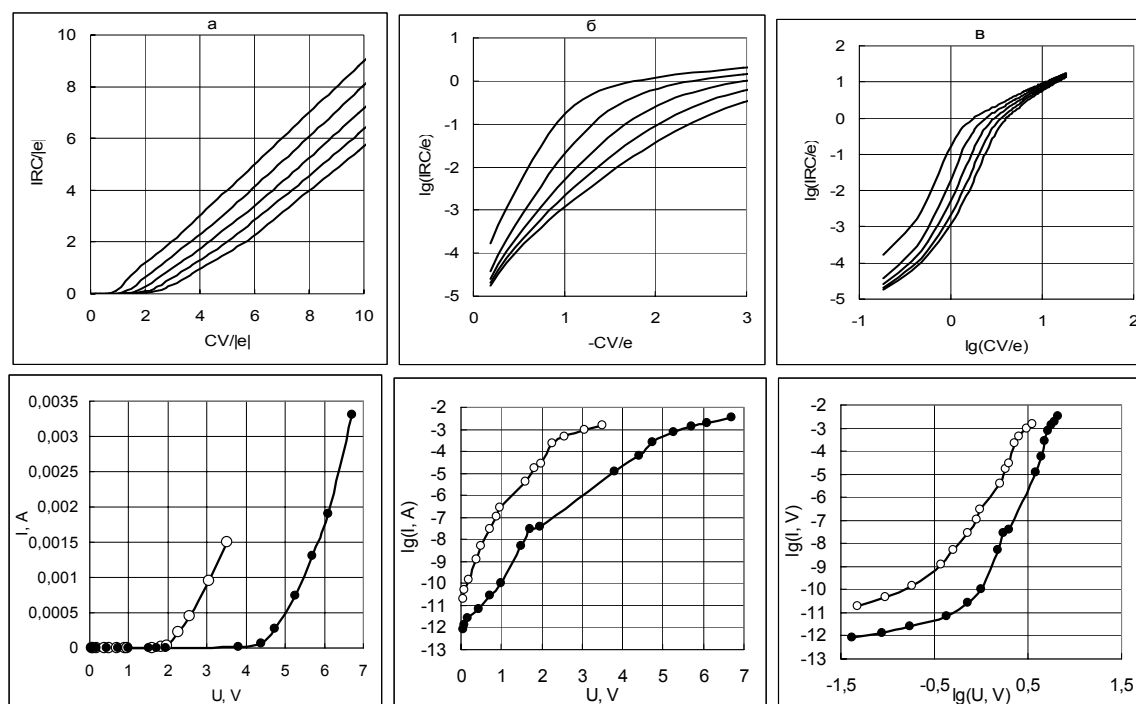


Рис.1. Вольтамперные характеристики в верхнем ряду - компьютерного моделирования дискретного туннелирования в цепочке 1, 2,3,4, 5 гранул с туннельным сопротивлением $R=10^{10}$ Ом, ёмкостью $C=3 \cdot 10^{-19}$ Ф, при $T=300$ К, в нижнем ряду – двух диодных структур площадью 0.25 мм^2 с прослойкой ПК на КЭС 0.01 с толщиной 1.5 мкм и 3 мкм при комнатной температуре.

В нижнем ряду рис.1 показаны экспериментальные ВАХ двух диодных структур площадью 0.25 мм^2 с прослойкой ПК на КЭС 0.01 с толщиной 1.5 мкм и 3 мкм при комнатной температуре. Компьютерное моделирование позволяет видеть, что пороговое напряжение выхода из режима кулоновской блокады $U_{\text{пор}}$ линейно зависит от числа гранул в цепочке. Такое же соотношение имеет место и для ПК на ВАХ в линейном масштабе. Тот факт, что начало резкого роста тока линейно зависит от толщины слоя ПК, означает, что сильная нелинейность ВАХ определяется объёмом ПК, а не барьерами на границах этого слоя. Широкий диапазон токов позволил для ПК наблюдать начальный близкий к линейному участок в соответствии с (1). Это видно на представлении ВАХ на рис.1 в двойном логарифмическом масштабе. Линейный участок даёт величину удельного сопротивления ПК $\rho \approx 5 \cdot 10^{10}$ Ом·см. В этом же масштабе видно, что при большем напряжении ВАХ можно представить степенным законом $I \sim U^n$ с очень большой величиной $n \approx 8$. В соответствии с теорией инжекционных токов в диэлектриках это возможно при монополярной инжекции в диэлектрике с энергетическими уровнями ловушек распределённых по экспоненциальному закону в запрещённой зоне диэлектрика. Однако, в экспериментальной зависимости на рис.1 напряжение начала нелинейного участка линейно зависит от L – толщине слоя ПК, а не квадратично $\sim L^2$, как

должно быть по инжекционной теории. Экспоненциальное представление согласно (1) нелинейного участка в полулогарифмическом масштабе на рис.1 даёт величину $N \approx 11$ для слоя ПК с $L=3 \text{ мкм}$. С учётом $U_{\text{пор}} \approx 4$ на рис.1 получаем величину ёмкости гранул $\approx 4 \cdot 10^{-19}$ Ф и их диаметр ≈ 2 нм, который много меньше L/N . Это означает, что большая часть кремниевых гранул в ПК имеет много большие размеры и ВАХ определяется малым числом мелких гранул на пути линий тока.

Аналогичные закономерности в транспорте тока наблюдались в диодных структурах анодного оксида кремния и нитрида кремния, синтезированного ионной имплантацией азота в кремний.

Работа выполнена при поддержке программы Рособразования, проект РНП 2.1.1 4022.

- [1] Лихарев К. К., Микроэлектроника, **16**, 195 (1987).
- [2] Демидов Е. С., Карзанов В. В., Шенгуров В. Г., Письма в ЖЭТФ, **67**, 794 (1998).
- [3] Демидов Е. С., Демидова Н. Е., Материалы симпозиума «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород, ИФМ РАН, **1**, 194 (2005); Вестник ННГУ (2008) в печати.
- [4] Демидов Е. С., Письма в ЖЭТФ, **71**, 513 (2000).
- [5] Кулик И. О., Шехтер Р. И., ЖЭТФ, **68**, 623 (1975).

Спиновый эффект Холла в 2D электронном газе со сложным законом дисперсии

В.Я. Демиховский

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

Спиновый эффект Холла, как известно, состоит в появлении дисбаланса спиновой поляризации на границах образца, по которому протекает электрический ток. Этот эффект связан со спин-орбитальным взаимодействием, вследствие которого носители со спинами «вверх» и «вниз» движутся в противоположных направлениях перпендикулярно к направлению постоянного электрического поля [1],[2].

Интерес, проявляемый в настоящее время к изучению собственного и примесного спиновых эффектов Холла, связан, во-первых, с недавно проведенными успешными экспериментами, в которых наблюдалось это явление [3-7]. Кроме того, этот интерес подогревается противоречивыми выводами теоретиков относительно самого существования собственного эффекта Холла в полупроводниках. Так в первых публикациях [1,2], где рассмотрение велось в модели, учитывающей спин-орбитальное взаимодействие, связанное со структурной асимметрией, было предсказано, что спиновая холловская проводимость двумерного электронного газа имеет универсальное значение $e/8\pi$, где e - заряд электрона. Однако позднее в рамках модели Рашбы было установлено, что сколь угодно слабое примесное рассеяние приводит к полному подавлению эффекта. Этот вывод был основан на расчетах, в которых в лестничном приближении учитывались поправки к вершинным диаграммам. Позднее было показано, что и в модели с СО взаимодействием Дрессельхауза в присутствии сколь угодно слабого примесного рассеяния спиновая холловская проводимость тоже обращается в нуль. Подобные выводы, хотя и представлялись нефизическими, поставили под сомнение само существование собственного спинового эффекта. Однако позже было установлено, что в других моделях спин-орбитального взаимодействия и в том числе в 3D модели Дрессельхауза и в модели Латтинжера, описывающей дырки в валентной зоне, спиновая холловская проводимость имеет конечное значение.

Ситуация разрешилась после появления работы [8], в которой было показано, что слабое рассеяние на примесях полностью подавляет спиновую холловскую проводимость только в газе электронов с исходным параболическим спектром $\mathcal{E}(p) = p^2/2m$. Именно эта модель и использовалась во всех предыдущих работах, где

был сделан вывод о подавлении спинового эффекта Холла сколь угодно слабым рассеянием.

В настоящем сообщении проведен расчет спиновой холловской проводимости для электронов, находящихся в периодическом поле поверхностной сверхрешетки. Энергетический спектр в такой системе непараболический и, кроме того, он является существенно анизотропным, причем, плотность состояний имеет ван-Хововские особенности. В такой ситуации спиновая холловская проводимость в присутствии рассеивателей остается конечной, хотя и не имеет универсального значения. Кроме того, она может изменять знак в зависимости от положения уровня Ферми.

Рассмотрим кратко схему расчета. Гамильтониан рассматриваемой системы в приближении сильной связи записывается как

$$H = H_0 + H_{so} = -t(\cos \hat{k}_x a + \cos \hat{k}_y a) \hat{I} + t_{so}(\sin \hat{k}_y a \sigma_x - \sin \hat{k}_x a \sigma_y).$$

Соответствующие собственные значения есть

$$\xi_{+,-} = t(\cos k_x a + \cos k_y a) \pm t_{so} \sqrt{\sin^2 k_x a + \sin^2 k_y a} - \varepsilon_F,$$

где t - стандартный интеграл перекрытия, а t_{so} - интегралы перекрытия, описывающий спин-орбитальное взаимодействие. Матричные электронные функции Грина (2×2) в системе со спин-орбитальным взаимодействием можно получить с помощью унитарного преобразования, связывающего диагональное представление гамильтониана с исходным гамильтонианом Рашбы

$$\alpha(\vec{p}, \omega) = U \begin{pmatrix} G_+ & 0 \\ 0 & G_- \end{pmatrix} U^\dagger = \frac{1}{2}(G_+ + G_-) \hat{I} - \frac{1}{2}(G_+ - G_-)(\sigma_x \hat{v}_y^\dagger - \sigma_y \hat{v}_x^\dagger),$$

где введены обозначения для диагональных элементов

$$G_{+,-}(\vec{p}, \omega) = [i\tilde{\omega} - \xi_{+,-}(\vec{p})]^{-1},$$

$$\tilde{\omega} = \omega + \text{sgn } \omega / 2\tau,$$

$$\tau^{-1} = 2\pi n_{imp} u^2 v_0.$$

Электронный энергетический спектр, соответствующий двум зонам: $\xi_{\pm}(k_x, k_y)$,

расщепленным СО взаимодействием, представлен на рис.1

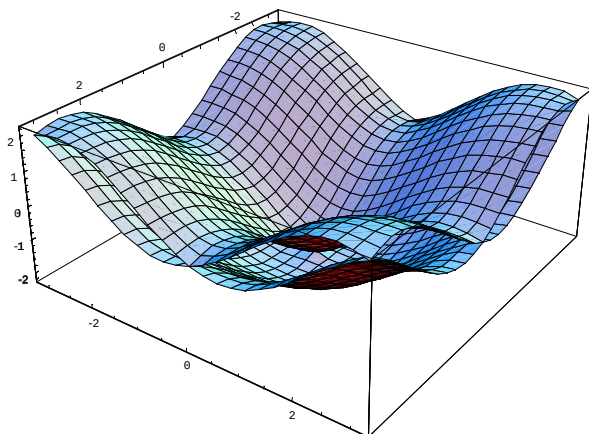


Рис. 1. Энергетический спектр в зонах + и - , определяемый функциями $\xi_{\pm}(\vec{k})$.

На Рис.2. показаны три изоэнергетических контура для каждой из двух ветвей спектра $\xi_{-}(k_x, k_y)$ и $\xi_{+}(k_x, k_y)$. Проекция волнового вектора изменяются в пределах первой зоны Бриллюэна. Контур с минимальной энергией соответствует слабо заполненным зонам, с нулевой энергией - наполовину заполненным зонам и контур с максимальной энергией отвечает сравнительно высокой концентрации носителей.

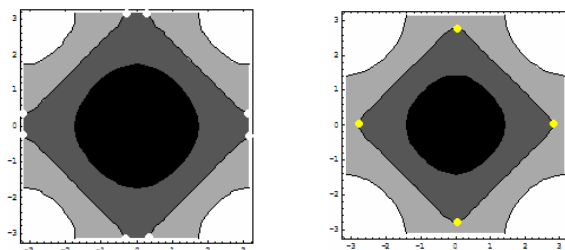


Рис.2. Изоэнергетические линии для двух энергетических зон.

В рассматриваемой модели спектра при определенных значениях энергии возникают ван-Хововские особенности плотности состояний, в чем можно убедиться, определив плотность состояний как интеграл по изоэнергетической линии, отвечающей энергии $\mathcal{E}$

$$\nu_{+,-}(\mathcal{E}) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^2} \oint_{+,-} \frac{dp_l}{|\nabla \mathcal{E}_{\vec{p}}(\vec{p})|}.$$

:Желтые и белые точки указывают область интегрирования, где возникают особенности $\nu_{+,-}(\mathcal{E})$.

Расчеты спинного эффекта Холла в данной работе выполнялись в рамках метода функций Грина, который позволяет адекватно описать процессы рассеяния на примесных центрах, которые определяют величину спиновой проводимости.

Петлевые диаграммы, определяющие спиновую холловскую проводимость при рассеянии на примеси, показаны на Рис.3.: а) голая петля, б) петля с вершиной, перенормированная за счет лестничных диаграмм, с) уравнение для вершинной части.

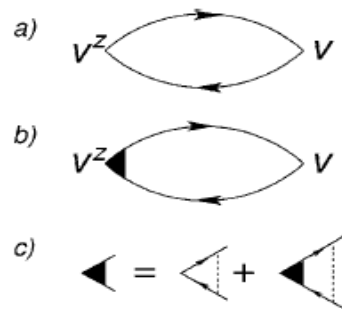


Рис.3 Петлевые диаграммы и уравнение для вершинной части.

При малых концентрациях носителей, когда уровень Ферми лежит вблизи дна энергетической зоны, и при больших концентрациях, когда зона является почти заполненной, электронный спектр является практически изотропным и параболическим. В этом случае спиновый эффект Хола не наблюдаем. Если уровень Ферми совпадает с одной из «особых» изоэнергетических линий, то соответствующий контурный интеграл обращается в бесконечность. В докладе будет проанализирована существенно немономонная зависимость рассчитанной холловской проводимости от положения уровня Ферми в энергетических зонах и приведены условия необходимые для экспериментального наблюдения собственного спинного эффекта Холла в структурах со сверхрешеткой.

Настоящая работа поддержана грантом РФФИ и программой «Развитие научного потенциала высшей школы».

- [1] S. Murakami *et al.*, Science **301**, 1348(2003).
- [2] J. Sinova *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 126603(2004).
- [3] Y.K. Kato *et al.*, s, Science, **306**, 1910(2004) .
- [4] J.Wunderlich *et. al*, Phys. Rev. Lett, **94**, 047204(2005).
- [5] N.P Stern,*et al.*, Phys.Rev.Lett. **97**, 126603(2006).
- [6] S.O.Valenzuela M. Tinkham, Nature , **442/13**, 176, (2006) .
- [7] T. Kimura, Y.Otani, T.Sato, S Takahashi, and S. Maekawa , Phys. Rev. Lett.,**98**, 156601(2007).
- [8] P.L. Krotkov and S. Das Sarma Phys. Rev. B **73**, 195307(2006).

Дифракция случайного векторного поля с заданной статистикой на отверстии в плёнке из реального материала

И.А. Дорофеев

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

Неизменный интерес в научном мире вызывает дифракция на отверстиях. До сих пор исследуется дифракция регулярных полей на отверстиях в экранах с идеальными свойствами. Лишь в последнее время появились работы, в которых показано, что даже в микроволновом диапазоне необходимо учитывать реальные свойства материала экрана и его конечную толщину. В большинстве работ исследуют регулярные поля. Скалярная задача о дифракции случайного поля на отверстии в бесконечно тонком идеальном экране описана в учебнике [1]. В нашей работе рассмотрена векторная задача дифракции случайного поля с заданными статистическими свойствами на круглом отверстии в тонкой плёнке реального металла. Основой рассмотрения является векторная теорема Грина, согласно которой дифрагированное поле в любой точке за экраном выражается через заданное поле (или эквивалентные источники) на поверхности экрана. Фигурирующая в этой теореме функция Грина, как правило, выбирается самой простой - для свободного пространства. Причина этого связана с тем, что вдали от отверстия поле «забывает» о поверхности. В альтернативном подходе, см. например [2], решение находят из

интегрального уравнения типа Липпмана-Швингера, в котором также используют функцию Грина свободного пространства. В нашей работе предлагается использовать не самую «простую» функцию Грина, а в некотором смысле наоборот, - самую «сложную» функцию Грина, максимально учитывающую детали и свойства экрана. В идеале - функцию источника для реальной плёнки с отверстием. Тогда можно описать дифрагированное поле на любом расстоянии от экрана, включая и ближайшую окрестность отверстия. Поскольку такая функция неизвестна, то использовалась функция Грина для плёнки произвольной толщины и свойств [3]. В этом случае дифрагированное поле в дальней зоне содержит в себе всю информацию о реальной плёнке, и естественно, зависимость от свойств этой плёнки. Найдя Фурье-компоненты дифрагированного поля, получим спектральную плотность случайного поля, выраженную через спектральную плотность падающего на отверстие поля с заданными статистическими свойствами. Например, выражение для функции корреляции нормальной компоненты дифрагированного случайного поля представляется в виде

$$\langle E_{\perp}(\vec{r}_1)E_{\perp}^*(\vec{r}_2) \rangle = \hat{N}_{\perp}(\vec{r}_1, \vec{r}_2; \vec{r}', \vec{r}'') \langle E_{\perp}^0(\vec{r}')E_{\perp}^{0*}(\vec{r}'') \rangle + \hat{N}_{\parallel}(\vec{r}_1, \vec{r}_2; \vec{r}', \vec{r}'') \langle E_{\parallel}^0(\vec{r}')E_{\parallel}^{0*}(\vec{r}'') \rangle, \quad (1)$$

где $\hat{N}_{\perp}$ и $\hat{N}_{\parallel}$ - интегральные операторы, учитывающие геометрические и оптические характеристики плёнки и имеющие, очевидно, смысл аппаратных функций, $E_{\perp, \parallel}^0$ - нормальные

и латеральные компоненты падающего поля. В случае, когда радиус корреляции падающего случайного поля много больше диаметра отверстия, спектральная плотность дифрагированного поля

$$\langle |E_{\perp}(\omega, \vec{r})|^2 \rangle = \langle |E_{\perp}^0(0)|^2 \rangle N_{\perp}(\omega, \vec{r}) + \langle |E_{\parallel}^0(0)|^2 \rangle N_{\parallel}(\omega, \vec{r}). \quad (2)$$

Как видно из (2), изменение спектра в результате дифракции на отверстии в реальной плёнке полностью характеризуется функциональными факторами $N_{\perp, \parallel}(\omega, \vec{r})$. В расчётах, для описания оптических свойств металла использовалась формула Друде с плазменной частотой и параметром затухания алюминия. На рисунке представлена

зависимость факторов $N_{\perp, \parallel}(\omega, \vec{r})$ от частоты, свидетельствующая о частотной и пространственной селективности системы. Расчёты показывают их зависимость от электродинамических и геометрических параметров задачи. Используя принцип суперпозиции, в приближении независимых произвольно упорядоченных "n" отверстий, имеем

$$\langle |E_{\perp}(\omega, \vec{r})|^2 \rangle = \sum_{i=1}^n \langle |E_{\perp}^0(\vec{R}_i)|^2 \rangle N_{\perp}^i(\omega, \vec{r}) + \sum_{i=1}^n \langle |E_{\parallel}^0(\vec{R}_i)|^2 \rangle N_{\parallel}^i(\omega, \vec{r}), \quad (3)$$

где $\vec{R}_i$ - координата центра "i"-того отверстия в плёнке, $N_{\perp, \parallel}^i(\omega, \vec{r})$ - соответствующие «аппаратные функции», которые в общем случае могут быть и разными.

Можно сформировать "m"- слойную структуру из таких плёнок, в каждой из которых "n" отверстий. На выходе из этой системы

$$\langle |E_{\perp}(\omega, \vec{r})|^2 \rangle = \sum_{i,j=1}^{n,m} \langle |E_{\perp}(\vec{R}_{ij})|^2 \rangle N_{\perp}^{ij}(\omega, \vec{r}) + \sum_{i,j=1}^{n,m} \langle |E_{\parallel}(\vec{R}_{ij})|^2 \rangle N_{\parallel}^{ij}(\omega, \vec{r}), \quad (4)$$

где $\vec{R}_{ij}$ - координата центра "i"-того отверстия в "j"- плёнке многослойной структуры, и т.д. Фактически, это набор микрорезонаторов,

определяющих резонансы на выходе из структуры. Описанные средства позволяют формировать поля с заданными характеристиками.

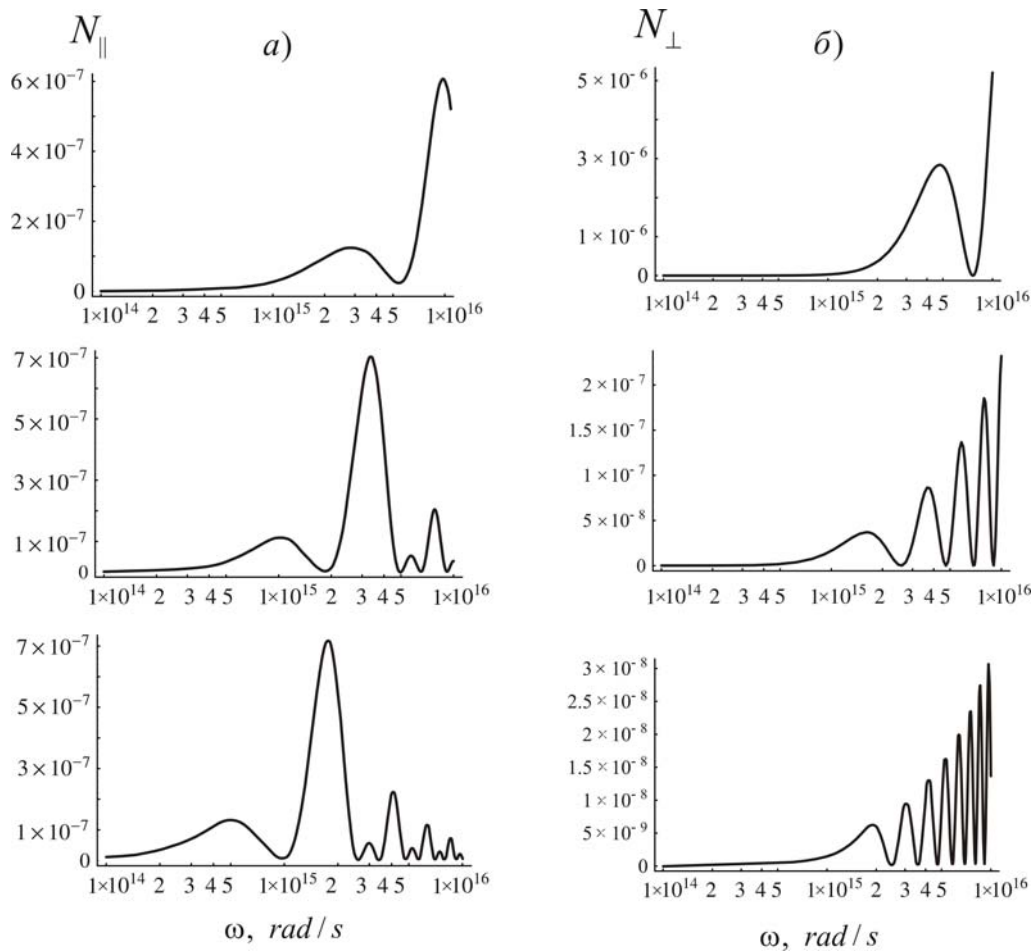


Рис.1 Зависимость тангенциального $N_{\parallel}$ - а) и нормального фактора $N_{\perp}$ - б), от частоты. Круглое отверстие радиуса $a = 1.5 \times 10^{-4} \text{ cm}$ в плёнке толщиной $h_f = 1.5 \times 10^{-5} \text{ cm}$, при разных значениях меридионального угла θ на расстоянии 0.1 cm от поверхности плёнки. Сверху вниз: $\theta = 0.1 \text{ rad}, 0.3 \text{ rad}, 0.6 \text{ rad}$.

Работа частично поддержана РФФИ, грант № РФФИ 07-02-00190-а

[1] С. М. Рытов, Ю.А. Кравцов, В.И. Татарский «Введение в статистическую радиофизику», Часть II, (Москва: Наука, 1978)

[2] K. Tanaka, and M. Tanaka, Applied Optics, v.43, n.8, pp.1734-1746 (2004)

[3] Dorofeyev I., Jersch J. and Fuchs H., Annalen der Physik, 12, n.7-8, 421, (2003)

Эффективная генерация волноводной моды TE_1 в InGaAs/GaAs/InGaP лазере с квантовыми ямами

В.Я. Алешкин¹, А.А. Дубинов¹, А.А. Бирюков², Б.Н. Звонков²,
С.М. Некоркин², В.В. Кочаровский^{3,4}, Вл.В. Кочаровский⁴

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

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина 23, Н. Новгород, Россия

³ Физический факультет Техасского А&М университета, Колледж Стейшэн, США

⁴ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Н. Новгород, Россия

В последние годы возник значительный интерес к исследованию лазерных диодов, обеспечивающих генерацию возбужденных мод лазерного волновода. Среди возможных применений таких лазеров можно указать генерацию разностной частоты в среднем инфракрасном диапазоне длин волн при использовании двухчиповых лазеров [1, 2].

Для эффективной генерации разностной частоты необходимо выполнение условия фазового синхронизма, состоящее в равенстве фазовых скоростей разностной моды и волны нелинейной поляризации, возникающей при взаимодействии двух мод ближнего ИК диапазона из-за нелинейности. Ранее было показано [3, 4], что условие фазового синхронизма можно выполнить, если в двухчиповом лазере один чип генерирует излучение на основной моде TE_0 , а второй – на возбужденной моде – TE_1 .

Данная работа посвящена созданию эффективного лазерного диода на гетероструктуре InGaAs/GaAs/InGaP с квантовой ямой для генерации TE_1 моды волновода с длиной волны около 1 мкм. Использование традиционной конструкции лазерного волновода приводит к низкой эффективности генерации TE_1 моды, большим пороговым токам, малой мощности и одновременной генерации TE_0 моды. Для увеличения эффективности генерации TE_1 моды предложена и реализована необычная конструкция лазерного волновода, которая обеспечивает генерацию только TE_1 моды при пороговом токе, сопоставимом с пороговым током лазера, предназначенного для генерации TE_0 моды.

Для достижения указанной цели в центральный слой лазерного волновода (GaAs) был добавлен тонкий слой материала InGaP с меньшим показателем преломления (см. таблицу и рис. 1). Этот слой смещен от центра волновода так, что центральный волноводный слой GaAs оказывается разделенным на широкую и узкую части. В таком волноводе TE_0 мода локализована в основном в широкой части волноводного слоя GaAs, а TE_1 мода – в узкой части. Расположение квантовой ямы в максимуме поля TE_1 моды в узкой части волновода позволяет существенно увеличить эффективность генерации этой моды по сравнению с традиционным волноводом.

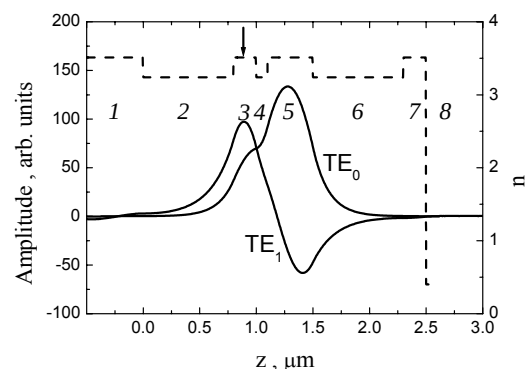


Рис. 1. Зависимость от координаты (в направлении поперек p - n перехода лазера) действительной части коэффициента преломления n (штриховая кривая) и электрических полей в модах TE_1 и TE_0 (сплошные кривые) для предложенной структуры. Стрелкой показано оптимальное положение квантовой ямы для генерации моды TE_1 . Номера слоев структуры: 1, 3, 5, 7 – GaAs, 2, 4, 6 – InGaP, 8 – Au.

Предложенная лазерная гетероструктура InGaAs/GaAs/InGaP была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. В качестве квантовой ямы использовался 10 нм слой $In_xGa_{1-x}As$. Для уменьшения потерь на разностной частоте была использована подложка с небольшой концентрацией электронов $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, которая должна служить волноводом для излучения среднего ИК диапазона. Лазерный диод с шириной активной области 100 мкм был изготовлен путем химического травления контактного слоя вне активной полосы с последующей протонной имплантацией вскрытой поверхности InGaP. После раскалывания чип напайвался на медный теплоотвод структурой вниз для работы лазера в непрерывном режиме генерации. Зеркалами служили сколы граней (110). Длина резонатора была выбрана 1 мм.

На рис. 2 показаны ватт-амперные и спектральные характеристики изготовленного гетеролазера. Порог генерации лазера составил 150 мА, что сопоставимо с величиной порога генерации лазера, излучающего TE_0 моду, дифференциальная квантовая эффективность с одной грани лазера – 28%. Спектральная характеристика

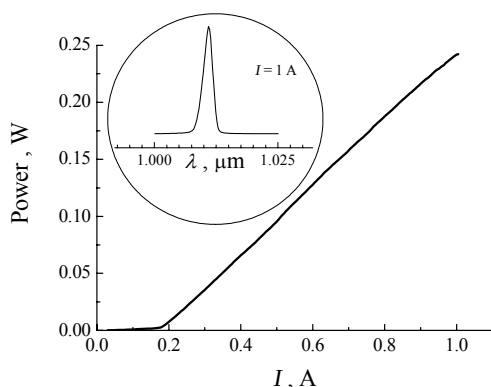


Рис. 2. Ватт-амперная и спектральная (на вставке) характеристики лазера.

измерялась с помощью решётчного монохроматора МДР-23 при накачке лазера постоянным током. На рис. 2 (на вставке) приведена спектральная зависимость интенсивности излучения лазера.

Для исследования модового состава излучения лазера были проведены измерения диаграммы направленности излучения, т.е. зависимости интенсивности излучения лазерного диода от угла в плоскости, перпендикулярной p - n переходу. Диаграмма представлена на рис. 3. Как ясно из рисунка, интенсивность стимулированного излучения лазера имеет два максимума при углах $\pm 30^\circ$, положения и относительные амплитуды которых согласуются с полученными из расчета для моды TE_1 .

Таким образом, в работе получена и исследована генерация моды TE_1 в диодном лазере новой конструкции, центральная часть

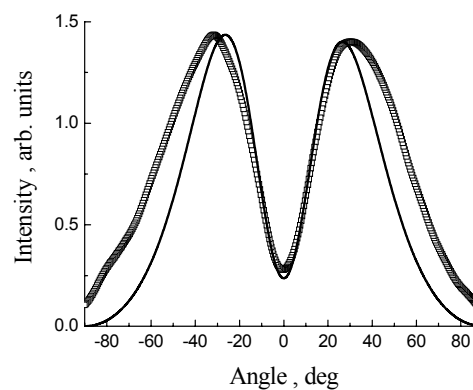


Рис. 3. Рассчитанная (сплошная кривая) и измеренная (квадраты) диаграммы направленности интенсивности излучения в плоскости, перпендикулярной p - n переходу лазера.

волновода которого содержит тонкий слой с меньшим показателем преломления. Показано, что данная конструкция лазера снижает конкуренцию TE_0 и TE_1 мод и обеспечивает одномодовую генерацию моды TE_1 при величине порогового тока, сравнимого с величиной порогового тока обычного лазера, генерирующего моду TE_0 . Используя этот лазер в двухчиповой конструкции совместно с обычным лазером, генерирующим моду TE_0 , была обнаружена генерация разностной частоты в среднем ИК диапазоне [2].

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 07-02-00486-а, № 07-02-12177-офи, № 08-02-90054-Бел_а, № 08-02-97034-р_поволжье_а), Президента РФ (МК-3344.2007.2), Президиума РАН «Электромагнитные волны терагерцового диапазона».

Таблица. Параметры слоёв лазерной гетероструктуры.

№ слоя	Название слоя	Состав слоя	Тип проводимости	Концентрация носителей, см^{-3}	Толщина слоя, мкм
1	Подложка	GaAs	n	10^{17}	150
2	Буферный	GaAs	n	10^{17}	1
3	Ограничивающий	$\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{P}$	n	10^{18}	0.78
4	Волноводный	GaAs	Нелегированный	-	0.088
5	Активный (КЯ)	$\text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$	Нелегированный	-	0.01
6	Волноводный	GaAs	Нелегированный	-	0.102
7	Промежуточный	$\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{P}$	p	$2 \cdot 10^{18}$	0.1
8	Волноводный	GaAs	p	$2 \cdot 10^{18}$	0.4
9	Ограничивающий	$\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{P}$	p	$2 \cdot 10^{18}$	0.78
10	Контактный	GaAs	p	10^{19}	0.2

- [1] Biryukov A.A. et al. J.Mod.Opt., **52**, 2323 (2005)
- [2] Zvonkov B.N., et al. Appl. Phys. Lett. (в печати)
- [3] Jager M., et al. Appl. Phys. Lett., **69** 4139 (1996)
- [4] Алешкин В.Я. и др. ФТП, **35**, 1256 (2001).

Ванье - Штарковский лазер ТГц диапазона на основе полупроводниковых сверхрешеток с узкими запрещенными минизонами

А.А.Андронов, Е.П.Додин, Д.И.Зинченко, Ю.Н. Ноздрин.

ИФМ РАН, Н.Новгород, Россия, e-mail: dimazz80@mail.ru

Исследование транспортных свойств полупроводниковых сверхрешеток (СР) является перспективным с точки зрения создания перестраиваемого постоянным электрическим полем генератора терагерцового излучения. Авторами ранее установлено [1], что величина коэффициента усиления ТГц электромагнитного излучения в условиях динамической отрицательной дифференциальной проводимости (ДОДП), обусловленной группировкой электронов в импульсном пространстве при сильном рассеянии на полярных оптических фононах, недостаточна для превышения омических потерь и реализации стимулированного излучения в сверхрешетках с разумным числом периодов. Динамическая ОДП [2], в сверхрешетке с узкими запрещенными минизонами, как и ОДП Есаки – Тсу [3], возникает при отсутствии глобальной инверсии [4] между уровнями Ванье – Штарка, что существенно затрудняет создание генератора, основанного на резонансных свойствах блоховского осциллятора. В настоящем докладе обсуждается модель лазерной системы, аналогичная [5], но на основе СР с узкими запрещенными минизонами, где возникновение глобальной инверсии между уровнями Ванье – Штарка и формирование ДОДП лазерного типа возможно в ТГц диапазоне.

В результате экспериментального исследования электронного транспорта в сверхрешетках с узкими запрещенными минизонами [6] нами было обнаружено, что на фоне растущего с электрическим полем тока возникают регулярные особенности на вольт-амперной характеристике. Для выяснения

происхождения наблюдаемых особенностей и точного определения положения резонансов был разработан численный алгоритм решения уравнения Шредингера для периодического потенциала СР, содержащей N периодов, в постоянном электрическом поле. При решении уравнения Шредингера вначале методом трансфер-матрицы рассчитывались стационарные функции Блоха. Затем с их помощью рассчитывались функции Ванье для трех нижних минизон, и, наконец, в базисе этих функций диагонализировался гамильтониан с полем. (Подобный подход к решению уравнения Шредингера описан в [7]). Было установлено, что особенности на ВАХ обусловлены резонансным туннелированием электронов между уровнями Ванье-Штарка разных минизон, принадлежащих достаточно далеко отстоящим друг от друга квантовым ямам. Сопоставление квантово-механических расчетов и экспериментальных результатов показало, что в окрестностях резонансов делокализация волновых функций электрическим полем может приводить к увеличению их пространственного размера в некоторых структурах до 6-12 периодов СР. Волновые функции для электрических полей вблизи резонанса приведены на Рис.1 для СР GaAs/AlGaAs с содержанием Al ~10% и периодом $d=w+b=160\text{Å}+20\text{Å}=180\text{Å}$ при температуре 4К (здесь w -ширина квантовой ямы, b -ширина барьера). Соответственно, с увеличением пространственного размера волновых функций возрастает и обусловленная их пространственным перекрытием величина матричного элемента оптического перехода.

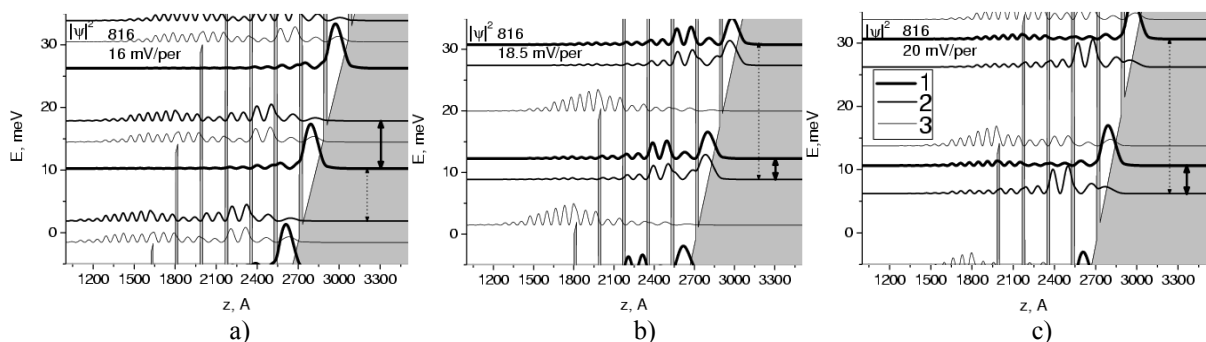


Рис.1 Волновые функции 3 нижних минизон для полей в окрестности резонанса (а, с) и при резонансе (b)

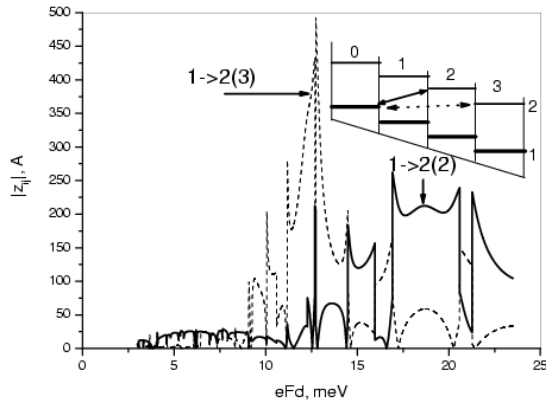


Рис. 2. Матричные элементы координаты вдоль оси сверхрешетки (z) для уровней, приведенных на вставке. Сплошные и пунктирные линии соответствуют переходам $1 \rightarrow 2(2)$ и $1 \rightarrow 2(3)$ соответственно. Пики, отмеченные как $1 \rightarrow 2(2)$ и $1 \rightarrow 2(3)$ отвечают выравниванию соответствующих уровней Ванье-Штарка.

Численные расчеты матричных элементов переходов между первым и вторым уровнями расположенными через одну яму $1(0)$ и $2(2)$ приведены на Рис.2 сплошной линией, а между уровнями $1(0)$ и $2(3)$, расположенными через 2 ямы, обозначены пунктиром. Матричные элементы имеют выраженное резонансное поведение вблизи антикроссингов, даже для уровней непосредственно не взаимодействующих (пик пунктирной линии) при величине поля, соответствующей туннелированию электрона между первой и второй минизонами, принадлежащих квантовым ямам, отстоящим на 2 периода: антикроссинг $1 \rightarrow 2(2)$, со значением соответствующих сил осциллятора порядка единицы. Нетрудно видеть, что такие высокие значения матричных элементов для переходов между уровнями Ванье-Штарка сохраняются в достаточно широкой области электрических полей.

Коэффициент усиления, обусловленный относительно большой величиной матричного элемента оптического перехода между уровнями Ванье – Штарка разных минизон, также должен быть не малым. Вблизи ванье-штарковских резонансов частота межуровневых переходов это, фактически, блоховская частота и перестраивается она электрическим полем в широких пределах, почти так же, как в блоховском генераторе. (Заметим, что в отличие от [5], в такой лазерной системе, практически, отсутствует статическая ОДП, которая в достаточно длинных СР способна приводить к паразитным низкочастотным токовым неустойчивостям). В докладе для СР с реальными параметрами приводятся результаты вычисления величины обсуждаемой ОДП лазерного типа и коэффициента усиления электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне.

Работа поддержана Программами РАН «Низкоразмерные структуры», «Квантовые структуры» и «Когерентное излучение полупроводниковых соединений и структур».

- [1] A.A. Andronov et al., 14th Int. Conf. on NCDS, July 24-29, 2005, Chicago, Illinois
- [2] А.А.Андронов, И.М.Нефедов, А.В.Соснин, ФТП, 37, в.3, 378 (2003).
- [3] L.Esaki, R.Tsu, IBM J.Res.Dev., 14, 61(1970).
- [4] H.Willenberg et al., Phys.Rev. B 67, 085315 (2003); F.T.Vasko, Phys.Rev. B 69, 205309 (2004).
- [5] Р. Казаринов, Р. Сулис ФТП 5, 797 (1971).
- [6]. Andronov A.A., Dodin E.P., Nozdrin Yu.N., Zinchenko D.I., Phys.Stat.Sol.(c), 5, 190 (2008).
- [7] K.Hino, N.Toshima, Phys. Rev. B., 71, 205326 (2005).

Замедление поверхностных плазмонов в структурах металл-диэлектрик за счет оптического усиления

В. В. Иванов

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
email: ivanov@ipm.sci-nnov.ru

Один из подходов к улучшению пространственного разрешения оптической микроскопии и литографии состоит в использовании медленных оптических волн [1]. Этот подход дает выигрыш в пространственном разрешении, равный отношению скорости света к фазовой скорости медленной волны. Одним из интенсивно исследуемых типов медленных волн являются поверхностные плазмоны на границе металл-диэлектрик. Дисперсионное соотношение для поверхностного плазмона на границе полубесконечных металла и диэлектрика имеет вид [2]

$$k_{SP} = 2\pi\lambda_0^{-1} \sqrt{\varepsilon\varepsilon_m/(\varepsilon + \varepsilon_m)}, \quad 0 < \text{Re}\varepsilon < -\text{Re}\varepsilon_m \quad (1)$$

где $\varepsilon, \varepsilon_m$ – диэлектрические проницаемости диэлектрика и металла. В отсутствие потерь $k_{SP} \rightarrow \infty$ при $\varepsilon_m \rightarrow -\varepsilon$, т. е. незатухающий поверхностный плазмон может иметь сколь угодно малую длину волны. В реальности, длина волны поверхностного плазмона ограничена снизу омическими потерями в металле, причем при $\text{Re}\varepsilon_m \rightarrow -\text{Re}\varepsilon$ длина свободного пробега плазмона становится порядка его длины волны (рис. 1).

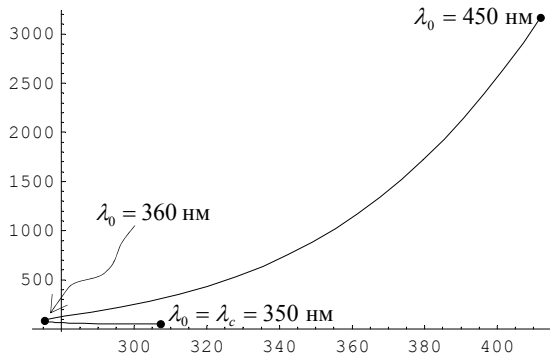


Рис. 1. Длина свободного пробега плазмона (нм) в зависимости от длины волны плазмона (нм) для границы серебро-вакуум, λ_0 – длина волны света в вакууме. Рассчитано по формуле (1).

Из формулы (1) видно, что фазовая скорость плазмона может быть уменьшена до 0, а длина свободного пробега увеличена до бесконечности при условии $\text{Im}\varepsilon = -\text{Im}\varepsilon_m$, т. е. за счет компенсации потерь в металле усилением в диэлектрике. В зависимости от $\text{Re}\varepsilon$, для серебра такая компенсация требует усиления $25000 \div 140000 \text{ см}^{-1}$, что вряд ли достижимо. К счастью, идея оказывается более плодотворной для тонких металлических пленок, в которых медленные

незатухающие плазмонные моды могут быть получены при значительно меньшем усилении.

Структура, состоящая из активной среды с диэлектрической проницаемостью ε_a , $\text{Re}\varepsilon_a > 0$, $\text{Im}\varepsilon_a < 0$, слоя металла толщины d с проницаемостью ε_m , $\text{Re}\varepsilon_m < -\text{Re}\varepsilon_{a,d}$, и среды с проницаемостью ε_d , $\text{Re}\varepsilon_d > 0$, поддерживает ТМ-поляризованные поверхностные волны, описываемые дисперсионным уравнением

$$\text{th} \kappa_m d = -\varepsilon_m \kappa_m (\varepsilon_d \kappa_a + \varepsilon_a \kappa_d) (\varepsilon_a \varepsilon_d \kappa_m^2 + \varepsilon_m^2 \kappa_a \kappa_d)^{-1} \quad (2)$$

$$\kappa_j = \sqrt{k_{SP}^2 - (2\pi/\lambda_0)^2 \varepsilon_j}, \quad j = \{a, d, m\} \quad (3)$$

В общем случае, уравнение (2) имеет два решения: быструю и медленную плазмонные моды [3]. Медленная мода существует при любой толщине металла. Аналитическое решение для медленной моды может быть получено в двух предельных случаях. Для толстого слоя металла $|\kappa_m d| \gg 1$, дисперсия медленной моды описывается выражением (1), в котором ε заменено на ε_a . В случае тонкого металла $|\kappa_m d| \ll 1$ при дополнительном условии $|\kappa_m|^2 \gg k_0^2 |\varepsilon_m - \varepsilon_{a,d}|$,

$$k_{SP} \cong -\varepsilon_m d^{-1} (\varepsilon_a + \varepsilon_d) (\varepsilon_m^2 + \varepsilon_a \varepsilon_d)^{-1} \quad (4)$$

Критическое усиление, при котором длина свободного пробега плазмона (4) обращается в бесконечность (полагаем $\text{Im}\varepsilon_d = 0$)

$$g_\infty = \frac{2\pi \text{Im}\varepsilon_m (\text{Re}\varepsilon_a + \varepsilon_d)}{\lambda_0 \text{Re}\varepsilon_m \sqrt{\text{Re}\varepsilon_a}} \frac{\varepsilon_d \text{Re}\varepsilon_a - (\text{Re}\varepsilon_m)^2}{(\text{Re}\varepsilon_m)^2 - \varepsilon_d^2} \quad (5)$$

Замедление незатухающего плазмона, т. е. отношение длины волны света в диэлектрике $\lambda_0/\varepsilon_d^{1/2}$ к длине волны плазмона

$$n \cong -\frac{\lambda_0 \text{Re}\varepsilon_m (\text{Re}\varepsilon_a + \varepsilon_d)}{2\pi \varepsilon_d^{1/2} d} (\text{Re}\varepsilon_m)^2 + \varepsilon_d \text{Re}\varepsilon_a)^{-1} \quad (6)$$

При заданных λ_0 , ε_m максимальное замедление $n_{\max} = \lambda_0 (2\pi \varepsilon_d^{1/2} d)^{-1}$ достигается при $\text{Re}\varepsilon_a \rightarrow -\text{Re}\varepsilon_m$. При этом критическое усиление также максимально: $g_\infty = 2\pi \text{Im}\varepsilon_m / \lambda_0 \sqrt{\text{Re}\varepsilon_m}$.

Для нахождения медленной плазмонной моды при произвольных значениях $\kappa_m d$, мы численно решали уравнение (2) для действительных диэлектрических проницаемостей, далее, полагая $|\text{Re}\varepsilon_j| \gg |\text{Im}\varepsilon_j|$ ($j = \{a, d, m\}$), находили $\text{Im}\kappa_m$ в первом порядке теории возмущений, а затем использовали найденное приближенное значение

κ_m как стартовую точку для отыскания решения (2) методом Ньютона. Результаты приведены на рис. 2, 3.

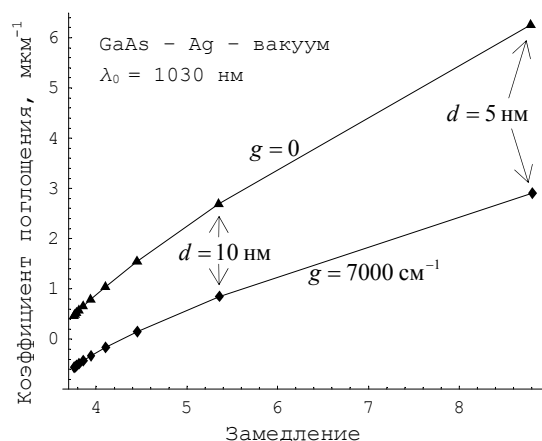


Рис. 2. Параметрические зависимости коэффициента поглощения $-2\text{Im}k_{sp}(d)$, мкм^{-1} от замедления $n(d)$ при двух значениях коэффициента усиления g в структуре GaAs – Ag – вакуум. Параметр – толщина серебра d – меняется от 5 нм до 50 нм.

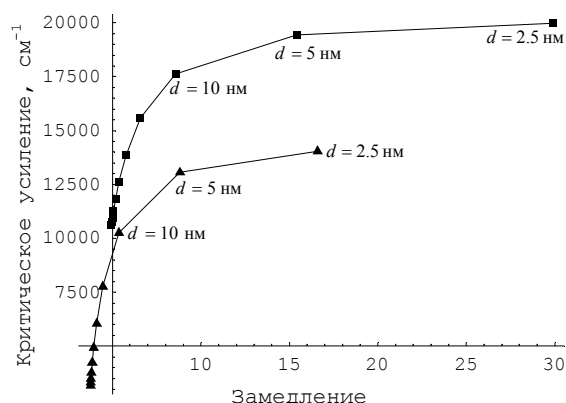


Рис. 3. Параметрические зависимости критического усиления $g_c(d)$, см^{-1} от замедления незатухающего плазмона $n(d)$ в структуре GaAs – Ag – вакуум для двух длин волн: $\lambda_0 = 690$ нм (квадраты) и $\lambda_0 = 1030$ нм (треугольники). Параметр – толщина серебра d – меняется от 2.5 до 50 нм.

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента поглощения плазмона $2\text{Im}k_{sp}$ от замедления n в структуре GaAs – Ag – вакуум при $\text{Im}\epsilon_{\text{GaAs}} = 0$ ($g = 0$) и при $g = 7000 \text{ см}^{-1}$. В отсутствие усиления длина свободного пробега обратно пропорциональна замедлению. Рис. 3 показывает зависимость критического усиления g_c от замедления n незатухающего плазмона. В

предельных случаях $|\kappa_m d| \gg 1$ и $|\kappa_m d| \ll 1$ численные результаты хорошо согласуются с аналитическими: при толщине металла $d < 10$ нм $n(d) \sim d^{-1}$, а зависимость $g_c(n)$ при $n \gg 1$ достигает насыщения.

Как показывает рис. 3, поддержание незатухающих плазмонов с замедлением около 9 (длина волны плазмона 110 нм) в структуре GaAs-Ag-вакуум требует усиления 13000 см^{-1} при $\lambda_0 = 1 \text{ мкм}$, $d = 5$ нм. Такое усиление достижимо в гетероструктурах A_3B_5 [4, 5]. Меньшее замедление требует меньшего усиления. Формально, замедление неограниченно растет с уменьшением толщины металла; естественный верхний предел замедления определяется толщиной монослоя металла. Экстраполируя наш результат на металлический монослой, получаем замедление около 90 (длина волны 11 нм) при усилении 14000 см^{-1} . Однако, в случае очень тонких пленок мы, по-видимому, выходим за рамки теории, основанной на объемной диэлектрической проницаемости. Кроме того, мы не учитываем потери на неоднородностях пленки, которые могут быть значительными для тонких пленок [6], и считаем коэффициент усиления однородным во всем объеме активной среды, занятом модой, что неверно для полупроводниковых гетероструктур. Тем не менее, имея запас по усилению, можно ожидать, что слабозатухающие поверхностные плазмоны с длинами волн порядка десятков нм могут быть получены экспериментально в усиливающих полупроводниковых структурах видимого и ближнего ИК диапазона.

Возможные применения слабозатухающих медленных плазмонов включают плазмонную микроскопию сверхвысокого разрешения, основанную на преобразовании исследуемым объектом плазмонных мод в электромагнитную волну, а также плазмонную литографию. Если в очень тонких металлических пленках удастся достичь замедления порядка 100, что соответствует длине волны несколько нм, то плазмонную микроскопию, возможно, удастся применить для прямого оптического считывания последовательности нуклеотидов в молекулах ДНК и РНК.

Автор благодарен А. А. Андронову за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Рособразования (проект №2.2.2.3.10001), CRDF (грант BRHE Y4-P-01-06), и РФФИ (проект № 07-02-01449-а).

- [1] I. I. Smolyaninov et al. PRL, **94**, 057401 (2005)
- [2] Electromagnetic Surface Modes. Eds.: A. D. Boardman. Wiley, 1982. Chapter 1, p. 17
- [3] D. Sarid. PRL, **47**, 1927 (1981)
- [4] N. Kirstaedter, et al. Appl. Phys. Lett., **69**, 1226 (1996)
- [5] J. Mickevičius et al. J. Appl. Phys., **99**, 103513 (2006)
- [6] D. L. Mills. Phys. Rev. B, **12**, 4036 (1975)

Исследования магнитотранспорта и циклотронного резонанса в гетероструктурах InAs/AlSb с различными толщинами квантовых ям

В. И. Гавриленко, А. В. Иконников, С. С. Криштопенко, А. А. Ластовкин,
Ю. Г. Садофьев

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

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

Гетероструктуры InAs/AlSb в последнее время вызывают большой интерес исследователей. Это связано с возможностью реализации на таких структурах приборов среднего ИК диапазона, высокочастотных транзисторов, а также приборов спинтроники [1–3]. Такие структуры характеризуются большой величиной разрыва зоны проводимости на гетерогранице, составляющей 1.35 эВ, малой величиной эффективной массы электронов $0.03m_0$ и большой величиной подвижности носителей заряда достигающей $9 \cdot 10^5$ см²/В·с при $T = 4,2$ К.

Кроме того, замечательной особенностью гетероструктур InAs/AlSb является наличие эффекта биполярной остаточной фотопроводимости (ОФП) при низких температурах [4], за счет которого можно изменять в широких пределах обратимым образом концентрацию двумерных электронов в КЯ InAs, что позволяет изучать концентрационные зависимости различных физических явлений в одном опыте без использования набора образцов.

В работе проводились измерения осцилляций Шубникова-де Газа, по которым были определены величины эффективного g-фактора, и исследования спектров циклотронного резонанса в слабых магнитных полях. До настоящего времени определение эффективного g-фактора в гетероструктурах InAs/AlSb проводились в работах [5, 6, 7]. В настоящей работе g*-фактор впервые определялся по величине зеемановского расщепления осцилляций Шубникова – де Газа с использованием результатов численного расчета уровней Ландау электронов в квантовой яме InAs в рамках модели Кейна.

Исследования циклотронного резонанса (ЦР) в гетероструктурах InAs/AlSb в слабых магнитных полях проводились лишь на образцах с шириной КЯ 12 и 15 нм [8]. В настоящей работе впервые были проведены исследования структур с шириной КЯ InAs 18 нм.

В работе исследовались номинально нелегированные структуры InAs/AlSb, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках

Табл. 1. Параметры исследуемых образцов.

Образец	Ширина КЯ	$n_s, 10^{11}$ см ⁻²	$\mu, 10^5$ см ² /В·с
C036	12 нм	4,8	1,1
C040	15 нм	5,8	4,2
C038	18 нм	6,5	4,0

GaAs(001) на метаморфном буферном слое GaSb. Последовательность и режимы роста слоев были аналогичны, описанным в работе [5]. Параметры исследованных образцов приведены в таблице 1. Для исследования осцилляций Шубникова-де Газа изготавливались образцы в форме холловского мостика. Образцы размещались в центре сверхпроводящего соленоида в гелиевом криостате, все измерения проводились при $T = 4,2$ К при развертке магнитного поля. При измерении электронного транспорта через образец пропускался переменный ток $I = 1$ мкА низкой частоты 9 Гц. Измерялись продольное R_{xx} и холловское R_{xy} сопротивления.

Исследования ЦР проводились на образцах квадратной формы размерами 5×5 мм² с двумя полосковыми омическими контактами по краям для измерения магнетосопротивления. В качестве источника излучения использовалась лампа обратной волны (ОВ-74), перекрывающая диапазон 420–720 ГГц. В качестве приемника использовался кристалл n-GaAs. Использовалась стандартная схема синхронного детектирования, сигнал с выхода синхродетектора оцифровывался аналого-цифровым преобразователем и записывался в ЭВМ как функция магнитного поля. Концентрация двумерных (2D) электронов в исследуемом образце изменялась за счет эффекта отрицательной остаточной проводимости при подсветке синим светодиодам.

Для расчёта уровней Ландау решалась система самосогласованных уравнений Хартри с 8-зонным гамильтонианом Кейна [9] с учётом эффектов деформации [10]. Постоянные решёток InAs и AlSb в плоскости структуры полагались такими же, как и в буферном слое GaSb. В гамильтониане пренебрегалось слагаемыми, пропорциональными квадрату волнового вектора дырок, и слагаемыми, появляющимися из-за отсутствия центра

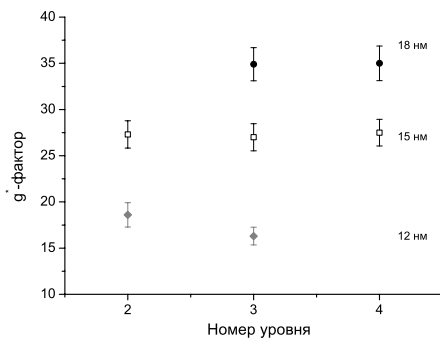


Рис. 1. Величины эффективных g-факторов в зависимости от номера уровня Ландау для образцов с различными ширинами КЯ.

инверсии в кристалле. Самосогласованный потенциал, построенный с учетом эффектов поля пространственно разделённых примесных ионов и электрон-электронного взаимодействия, вычислялся при каждом фиксированном значении магнитного поля, в отличие от [11], где для расчёта уровней Ландау использовался потенциал Хартри в нулевом магнитном поле.

Так же как и в работе [12], при определении g-фактора мы полагали, что максимум осцилляции Шубникова – де Гааза соответствует моменту пересечения уровнем Ландау уровня Ферми, энергия которого в этот момент соответствует энергии Ферми в нулевом магнитном поле. Исходя из этого положения, мы определяем эффективный g-фактор по формуле:

$$g^* = 2 \frac{\partial E}{\partial B} \cdot \frac{B_+ - B_-}{\mu_B (B_+ + B_-)}, \quad (1)$$

где B_+ и B_- – поля, соответствующие двум максимумам расщепившейся осцилляции Шубникова–де Газа, величина $\partial E / \partial B$ рассчитывается для соответствующего уровня Ландау в рамках модели Кейна.

На рис. 1 представлены значения эффективного g^* -фактора, определенные в соответствии с выражением (1), для образцов с различной шириной квантовых ям. В доступных нам магнитных полях (до 5,5 Т) удалось наблюдать зеемановское расщепление осцилляций Шубникова – де Газа на уровнях Ландау с номерами 2, 3 и 4. Видно, что имеет место как минимум двукратное увеличение расщепления при изменении ширины квантовой ямы от 12 нм до 18 нм. Такое поведение качественно соответствует рассчитанной зависимости одноэлектронного g-фактора от ширины квантовой ямы [15].

На рис. 2 представлены типичные спектры ЦР в образце С040, полученные при подсветке образцов синим и ИК светом. Освещение приводит к изменению концентрации и, связанному с этим, изменению циклотронной массы вследствие напараболжности закона дисперсии в КЯ InAs.

Рассчитанные зависимости циклотронной массы на уровне Ферми от концентрации в КЯ InAs различной ширины представлены на рис. 3.

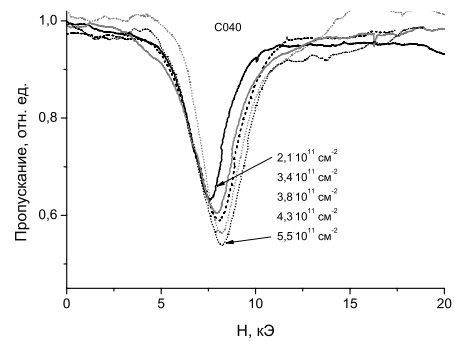


Рис. 2. Спектры ЦР в образце С040 при подсветке.

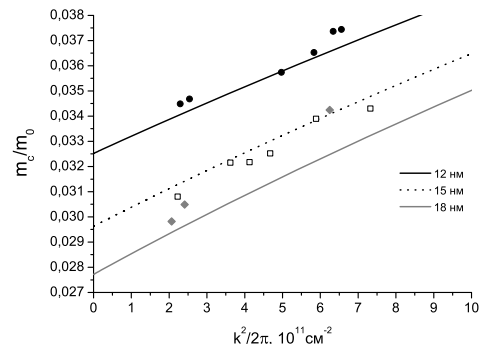


Рис. 3. Зависимость циклотронной массы от концентрации. Сплошные линии – теоретический расчет для КЯ InAs различной ширины.

Полученные экспериментально значения циклотронных масс удовлетворительно согласуются с результатами расчета.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 05-02-17531 и 07-02-01382) и РАН

- [1] K. Ohtani, H. Ohno // Appl. Phys. Lett., **82**, 1003 (2003).
- [2] J. B. Boos Nguyen *et al.*, Electronics Letters, **23**, 1983 (1994).
- [3] Yu. G. Sadofyev *et al.*, Nanostructures: Physics and technologies: Proc. 10th Int. Symp., St. Petersburg, 57 (2002).
- [4] Ch. Gauer *et al.*, Semicond. Sci. Tech. **8**, S137 (1993).
- [5] Yu. G. Sadofyev *et al.*, Appl. Phys. Lett., **81**, 1833 (2002).
- [6] V. N. Zverev *et al.*, J. Appl. Phys., **96**, 6353 (2004).
- [7] S. Brosig *et al.*, Phys. Rev. B **61**, 13045 (2000).
- [8] C. Gauer *et al.*, Semicond. Sci. Technol., **9**, 1580 (1994).
- [9] E. O. Kane, J. Phys. Chem. Solids **1**, 249 (1957).
- [10] H.-R. Trebin *et al.* Phys. Rev. **20**, 2, (1979)
- [11] R. Winkler, Surf. Sci. **361/362**, 411 (1996).
- [12] T. Ando *et al.*, Y. Uemura. J. Phys. Soc. Japan **37**, 1044 (1974).
- [13] Е.Л.Ивченко *et al.* ФТП, **26**, 1471 (1992).

Динамический эффект поля в гетероструктурах с квантовыми точками InAs/GaAs

И.А. Карпович, С.В. Тихов, Л.А. Истомин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

e-mail: istominla@mail.ru

В работе развит новый метод исследования захвата неравновесных носителей в слое квантовых точек (КТ) и квантовых ям (КЯ) гетеронаноструктур (ГНС) In(Ga)As/GaAs, основанный на измерении динамического эффекта поля (ДЭП). Под динамическим эффектом поля имеется в виду изменение поверхностной проводимости полупроводника $\Delta\sigma_s$ в эффекте поля при приложении к структуре переменного напряжения $V_g(t)$, т.е. зависимость $\Delta\sigma_s(V_g(t))$. Квазистационарный режим измерения ДЭП на синусоидальном напряжении $V_g(t)$, в котором зависимость $\Delta\sigma_s(V_g(t))$ не имеет гистерезиса, давно используется для определения изгиба зон в полупроводниках по минимуму квазиповерхностной проводимости [1]. Этот метод применим к относительно узкозонным полупроводникам (Ge, Si), но в GaAs из-за большой ширины запрещенной зоны и высокой концентрации поверхностных состояний (ПС), приводящей к закреплению (пиннингу) уровня Ферми на поверхности, минимум квазиповерхностной проводимости не наблюдается и методика ДЭП обычно не применяется. В данной работе методика ДЭП в нестационарных условиях, т.е. при наличии гистерезиса на зависимости $\Delta\sigma_s(V_g(t))$, развивается для исследования процесса захвата инжектированных носителей в слой КТ.

Для упрощения анализа кривых ДЭП на управляющий электрод МДП структуры на основе ГНС подается монополярное выпрямленное однополупериодное напряжение $V_g(t)$ относительно низкой частоты $\sim 10 - 1000$ Гц, инжектирующее основные носители в ГНС (положительное для ГНС n-типа). После аналого-цифрового преобразования зависимости $\Delta\sigma_s(V_g(t))$ типа показанных на рис. 1 анализируются на компьютере.

В данной работе приведены результаты исследования ДЭП на ГНС n-типа ($n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$) с одиночными слоями КТ InAs/GaAs, встроенными в приповерхностную область пространственного заряда (ОПЗ) на разных расстояниях от поверхности $d_c = 5, 20, 100$ и 300 нм. Поверхностная плотность квантовых точек составляла $(0,5-1) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. ГНС выращены методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений на полуизолирующих подложках (100) GaAs. Использовались разборные МДП – структуры с

прижимной тонкой (~ 10 мкм) пластинкой слюды в качестве диэлектрика. Благодаря малой емкости МДП конденсатора инжектированный заряд $Q_s = C_g V_g(t)$ был пропорционален $V_g(t)$.

В однородных слоях GaAs на низких частотах (~ 100 Гц) наблюдается близкая к линейной зависимость $\Delta\sigma_s(V_g(t))$, почти не имеющая петли гистерезиса (рис. 1, кривая 1), ширина которой определялась, как показано стрелками на рис. 1. Определяемая наклоном кривой инжекции ДЭП подвижность в эффекте поля близка к холловской подвижности электронов, что указывает на отсутствие существенного захвата электронов на ПС из-за большой высотой барьера на свободной поверхности GaAs ($\phi_{s0} \sim 0.6$ эВ).

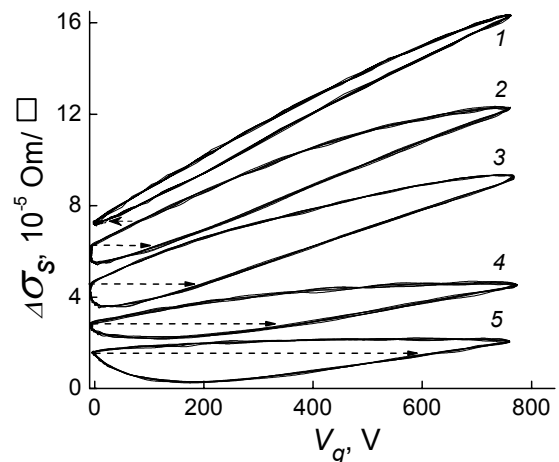


Рис. 1. Влияние встраивания слоя КТ InAs и его положения в ОПЗ GaAs на ДЭП. Толщина покровного слоя d_c , нм: 2 – 5, 3 – 20, 4 – 100, 5 – 300. Кривая 1 для однородного слоя GaAs. Стрелками на кривых показана величина ΔV_{gh} .

При встраивании слоя КТ в ОПЗ структуры уменьшается наклон кривой ДЭП и на ней появляется петля гистерезиса в связи с захватом инжектированных электронов в слой КТ (рис. 1, кривые 2-5). Эти эффекты наиболее выражены, когда слой КТ встроен на границе ОПЗ с квазинейтральной областью структуры (рис. 1, кривая 5). Ширина петли гистерезиса ДЭП ΔV_{gh} определяется величиной связанного на ловушках индуцированного заряда, который не успевает релаксировать на частоте измерения ДЭП.

Возрастание захвата инжектированных носителей при увеличении толщины покровного слоя связано с уменьшением барьера для захвата электронов $\phi_{\text{КТ}}(d_c)$ (рис. 2).

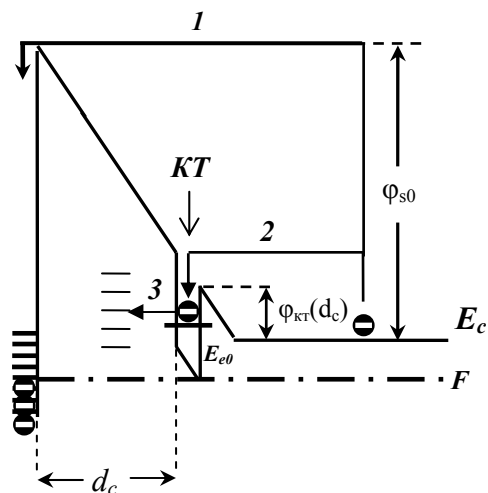


Рис. 2. Возможные варианты захвата инжектированных носителей: 1 – захват на ПС через поверхностный барьер; 2 – захват на состояния в КТ; 3 – туннельный переход захваченных в слой КТ носителей на дефектные состояния.

Концентрация захваченных на ловушки носителей за время импульса напряжения, определенная по формуле $\Delta n_s = C_g \Delta V_{\text{gh}} / q$, где C_g – емкость разборной МДП-структуры, ΔV_{gh} – ширина петли гистерезиса на кривой ДЭП, q – заряд электрона, составляет $\sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и примерно на порядок превышает поверхностную концентрацию КТ. Мы объясняем это расхождение тем, что после захвата электронов на состояния в КТ, основная часть их упруго и не упруго туннелирует на ловушки в покровном слое вблизи КТ. (переход 3 на рис. 2). Подобный механизм рассматривался в [2] для захвата на так называемые медленные ПС. Наличие подобных ловушек вблизи КТ, вероятно, генерируемых в процессе их самоорганизованного роста, отмечалось в некоторых работах [3], где они выявлялись методом DLTS.

На рис. 3 приведены температурные зависимости ширины петли гистерезиса для однородного слоя GaAs (кривая 1) и двух ГКТ с крайними значениями толщины покровного слоя 20 и 300 нм (кривые 2, 3). Качественно эти зависимости подобны и состоят из трех участков. При достаточно низких температурах ($> 170 \text{ K}$) все зависимости сливаются практически в одну слабую температурную зависимость. Влияние квантово размерного слоя на гистерезис при таких температурах не проявляется. При более высоких температурах наблюдается участок экспоненциального роста

ширины петли гистерезиса $\Delta V_{\text{gh}}(T)$ вида: $\Delta V_{\text{gh}} = \Delta V_{\text{g0}} \exp(-E_a/KT)$, где E_a – энергия активации. Для однородного слоя GaAs экспоненциальный рост ΔV_{gh} наблюдается при температурах выше 300 K и энергия активации составляет 0.6 эВ. Это значение близко к высоте поверхностного барьера на реальной поверхности GaAs. Для ГКТ этот участок начинается при более низких температурах ($\approx 160 \text{ K}$) и энергия активации имеет значение 0.2 эВ (кривые 2, 3). Согласно предложенному двухступенчатому механизму захвата электронов в КТ эта энергия характеризует высоту эмиссионного барьера (энергию связи) для электронов в КТ $\phi_{\text{КТ}}$. На это указывает то, что для структур с разной толщиной покровного слоя энергии активации практически совпадают. Однако, как и следует ожидать, при уменьшении d_c ширина петли уменьшается.

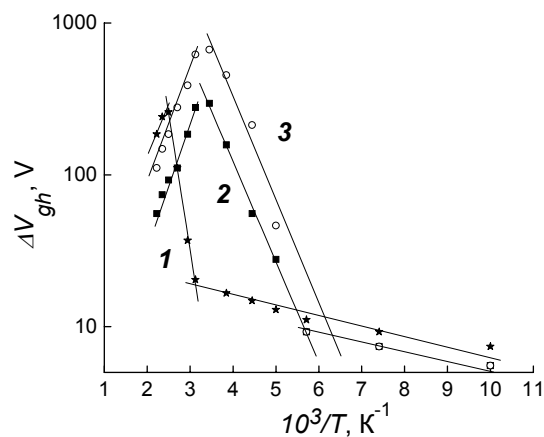


Рис. 3. Температурная зависимость ширины петли гистерезиса: 1 – для однородного слоя GaAs, 2 – для ГКТ ($d_c=20 \text{ нм}$), 3 – для ГКТ ($d_c=300 \text{ нм}$).

Экспоненциальный рост ширины петли гистерезиса при повышении температуры, как показали исследования частотной зависимости малосигнального эффекта поля, связан со смещением области дисперсии эффекта поля к высоким частотам.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 06-02-16159) и Минобрнауки РФ (проект РНП.2.1.1.2741).

- [1] Ф.В. Ржанов. Электронные процессы на поверхности полупроводников. Наука. М. 1971.
- [2] В.Н. Овсяк. Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда. Наука. Сиб. Отделение. Новосибирск. 1984.
- [3] М.М. Соболев и др. // ФТП, 1997, **31**, С 1249.

Какую информацию несет многотерминальный интерферометр Аронова-Бома о состояниях квантовой точки в условиях кулоновской блокады?

С.М. Кашин¹, А.М. Сатанин^{1,2}

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, 603950, Н. Новгород, Россия.

² Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, 603950, Н. Новгород, Россия.
e-mail: smkashin@gmail.com

В последнее время интерферометры Аронова-Бома со встроенными квантовыми точками активно изучаются экспериментально и теоретически. Измеренные зависимости кондактанса интерферометра от напряжения на затворе позволили извлечь информацию о характеристиках рассеяния электронов на квантовых точках [1-5]. Как оказалось, кондактанс подобных структур демонстрирует асимметричные резонансы Фано, когда энергия Ферми проходит через уровни электронов на квантовой точке. Важно, что возможно измерение не только коэффициента прохождения, но и сдвига фазы рассеяния электронов [1,4]. Однако, для закрытых интерферометров в силу соотношений симметрии Онсагера фаза может меняться только скачком на величину π [4,6]. Измерение фазы может быть проведено, когда соотношения Онсагера не выполняются, например, в открытых (многотерминальных) интерферометрах [1]. Открытый интерферометр с квантовой точкой в одноэлектронном приближении подробно изучен теоретически в [7]. В экспериментах квантовая точка представляет собой область в 2D электронном газе с размерами в несколько сотен нанометров и большим числом электронов. В этом случае ее можно описывать как металлическую гранулу. Добавление электрона на квантовую точку изменяет ее заряд на e и приводит к увеличению энергии на величину $\sim e^2/C$, где C – эффективная емкость. Из-за кулоновского взаимодействия будет происходить перестройка спектра квантовой точки, что существенно скажется на положении и форме резонансов в зависимости кондактанса от энергии Ферми.

В данной работе впервые рассмотрено прохождение электронов через многотерминальный интерферометр Аронова-Бома со встроенной квантовой точкой в условиях кулоновской блокады. Квантовая точка предполагается встроенной в одно из плеч интерферометра и соединенной с терминалом 3 (рис. 1). Наличие дополнительного электрода будет приводить к эффективному несохранению частиц при прохождении

из контакта 1 в контакт 2, что позволит снять ограничение на возможность измерения фазы электрона, следующее из соотношений Онсагера.

Дополнительный контакт 3 создает на квантовой точке потенциал U , увеличивая энергию состояний на величину eU .

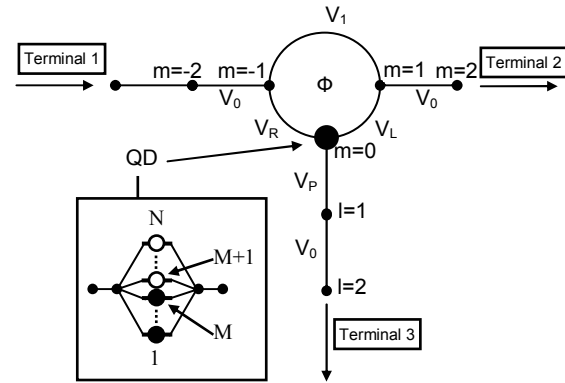


Рис. 1. Схема интерферометра с квантовой точкой (слева показано заполнение электронных уровней квантовой точки). Φ – магнитный поток, пронизывающий кольцо. V_0 , V_1 , V_P , V_R , V_L – матричные элементы, описывающие распространение электрона в проводниках и кольце.

Предполагается, что на квантовой точке имеется N состояний с энергиями ε_i (i – номер состояния) и ее гамильтониан имеет вид:

$$\hat{H}_{QD} = \left(e \sum_{i=1}^N \hat{d}_i^+ \hat{d}_i \right)^2 / 2C + \sum_{i=1}^N \varepsilon_i \hat{d}_i^+ \hat{d}_i, \quad (1)$$

где $\hat{d}_i^+$ – оператор рождения электрона на квантовой точке в состоянии i . Первое слагаемое представляет собой электростатическую энергию квантовой точки, а второе слагаемое описывает дискретные уровни энергии.

Рассмотрен одномодовый режим протекания тока в подводящих проводниках и в самом интерферометре. Гамильтониан системы в приближении сильной связи имеет вид:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & - \sum_{m \neq 1, -1, 0} V_0 (\hat{a}_m^+ \hat{a}_{m+1} + \hat{a}_m \hat{a}_{m+1}^+) - \sum_{n \neq 0} V_0 (\hat{b}_n^+ \hat{b}_{n+1} + \hat{b}_n \hat{b}_{n+1}^+) - V_1 e^{-2i\varphi} \hat{a}_1^+ \hat{a}_{-1} - V_1 e^{2i\varphi} \hat{a}_{-1}^+ \hat{a}_1 - \\ & - \sum_{i=1}^N (V_{L,i} e^{-i\varphi} \hat{a}_{-1}^+ \hat{d}_i + V_{R,i} e^{i\varphi} \hat{a}_1^+ \hat{d}_i + V_{P,i} \hat{b}_1^+ \hat{d}_i + H.c.) + \hat{H}_{QD} + eU \sum_{i=1}^N \hat{d}_i^+ \hat{d}_i, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\hat{a}_m^+$ и $\hat{b}_n^+$ – операторы рождения электрона на узлах контактных проводников. Фазовые множители в выражении (2) учитывают фазу, приобретаемую вследствие движения в магнитном поле. Введенная величина $\varphi = 2\pi\Phi/4$ (магнитный поток измеряется в единицах $\Phi_0 = ch/e$).

В приближении сильной связи получены амплитуды прохождения (t_{21} и t_{31}) между соответствующими терминалами. Коэффициент прохождения $T_{21} = |t_{21}|^2$ демонстрирует резонансы Фано. Расстояние между резонансами определяется положением энергетических уровней на квантовой точке. Ширина резонансов сильно зависит от параметров связи квантовой точки с контактами 1 и 2. Меняя эти параметры, можно реализовать режим слабого и сильного перекрытия резонансов (соответственно при большом и малом расстоянии между резонансами по сравнению с их ширинами). Если V_L и V_R малы, то резонансы имеют малую ширину и не перекрываются. В этой ситуации зависимости коэффициента прохождения и фазы рассеяния от энергии электрона похожи на соответствующие зависимости в одноэлектронном приближении [7].

Более интересен случай сильного перекрытия резонансов. Расчеты произведены для следующих значений параметров системы: $V_1 = 0.15$, $eU = -1.4$, $e^2/2C = 0.27$, $\Delta\varepsilon = 0.04$, $V_L = V_R = 0.10$, на квантовой точке 4 состояния, нижнее состояние заполнено. На рис. 2 показаны коэффициент прохождения T_{21} и фаза рассеяния α_{21} от энергии электрона (энергия измеряется в единицах V_0).

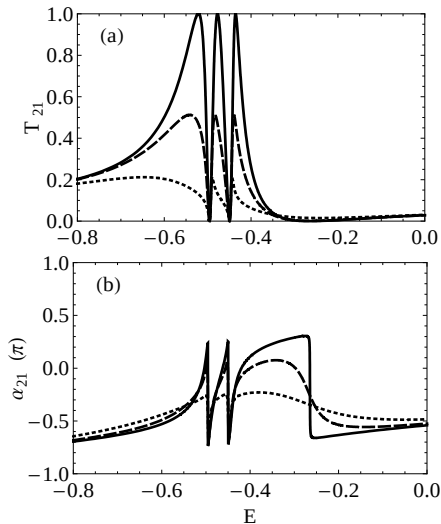


Рис 2. Зависимость коэффициента прохождения (а) и фазы (б) от энергии электрона в случае сильного перекрытия резонансов. Магнитный поток $\Phi = 0$. $V_p = 0.0$ (сплошные линии), $V_p = 0.01$ (пунктирные линии) и $V_p = 0.02$ (штриховые линии)

Видно, что при $V_p = 0.0$ (что соответствует закрытому интерферометру) фаза меняется скачком в области резонанса. Когда же интерферометр открыт, фаза меняется плавно. Коэффициент прохождения имеет ряд чередующихся нулей и полюсов, расположенных в узком интервале энергий. При увеличении параметра связи V_p увеличивается утечка электронов в дополнительный контакт 3, при этом максимумы коэффициента T_{21} уменьшаются, а нули смещаются с действительной оси энергии. Изменение магнитного потока также приводит к движению нулей коэффициента T_{21} в комплексной плоскости.

С помощью уравнений Бюттикера [5] вычислен нелокальный кондактанс системы:

$$G_{12,12} = \frac{2e^2}{h} \left(T_{21} + \frac{T_{23}T_{31}}{T_{31} + T_{32}} \right), \quad (3)$$

Полученные зависимости также демонстрируют резонансную структуру.

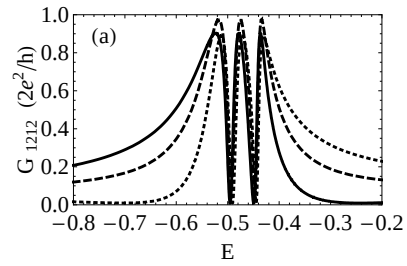


Рис. 3. Зависимость кондактанса от энергии электрона, $V_p = 0.1$. $\Phi = 0.0$ (сплошные линии), $\Phi = 0.25$ (штриховые линии), $\Phi = 0.5$ (пунктирные линии).

Таким образом, в работе показано, что многотерминальный интерферометр дает возможность измерения коэффициента прохождения и фазы рассеяния электронов на квантовой точке. Коэффициент прохождения имеет резонансную структуру. Подробно изучен случай сильного перекрытия резонансов. Вычислен нелокальный кондактанс, исследована его зависимость от параметра связи с измерительным электродом и от магнитного потока.

- [1] R. Schuster *et al.*, Nature, **385**, 417 (1997).
- [2] K. Kobayashi *et al.*, Phys. Rev. Lett., **88**, 256806 (2002).
- [3] U.F. Keyser *et al.*, Semicond. Sci. Tech., **17**, L22-24 (2002).
- [4] A. Aharony *et al.*, Phys. Rev. B, **66**, 115311 (2002).
- [5] M. Buttiker, Phys. Rev. Lett., **57**, 1761 (1986).
- [6] A. Yacoby *et al.*, Phys. Rev. Lett., **74**, 4047 (1995).
- [7] Y.S. Joe, and E.R. Hedin, A.M. Satanin, Phys. Rev. B, **76**, 085419 (2007).

Исследование $1/f$ шума в наноразмерных светоизлучающих структурах

А.В.Беляков, А.В.Клюев, А.В.Якимов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950, ГСП-20, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия
e-mail: yakimov@rf.unn.ru

В настоящей работе на основе анализа ВАХ и токовых зависимостей спектров $1/f$ шумового напряжения в наноразмерных светоизлучающих диодах и лазерах обнаружены шумы тока утечки и нелинейного тока.

Полный ток I через диод может состоять из трех компонент [1] $I = I_r + I_l + I_n$ (см. рис.1).

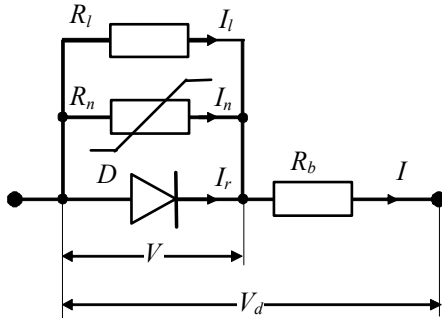


Рис.1. Эквивалентная схема диода.

Здесь I_r – рекомбинационный ток. Этот ток и соответствующее ему дифференциальное сопротивление R_r определяются следующими соотношениями:

$$I_r = I_{r0} \cdot [\exp(V/\eta_r V_T) - 1], \\ R_r = (dI_r/dV)^{-1} = \eta_r V_T / (I_r + I_{r0}).$$

Здесь I_{r0} – характерный ток; $V_T = kT/q_e$ – тепловой потенциал; коэффициент идеальности рекомбинационной компоненты $\eta_r = 2$.

Ток утечки I_l обычно связан с процессами на поверхности диода. Эта линейная (омическая) компонента характеризуется сопротивлением утечки R_l :

$$I_l = V / R_l.$$

Нелинейный (экспоненциальный) ток I_n и соответствующее ему сопротивление R_n описываются следующими соотношениями:

$$I_n = I_{n0} \cdot [\exp(V/\eta_n V_T) - 1], \\ R_n = (dI_n/dV)^{-1} = \eta_n V_T / (I_n + I_{n0}).$$

Здесь I_{n0} – характерный ток; $\eta_n \gg 1$.

Основная идея используемого здесь подхода заключается в том, что все компоненты полного тока описываются сопротивлениями в эквивалентной схеме диода рис.1. Все эквивалентные сопротивления (включая сопротивление R_b базы и контактов) подвержены $1/f$ флуктуациям:

$$R_\lambda \Rightarrow (1 + \delta R_\lambda(t)) \cdot R_\lambda, \lambda = r, n, l, b.$$

Здесь $\delta R_\lambda(t)$ – относительные флуктуации сопротивления.

Полный спектр S_v шумового $1/f$ напряжения определяется видом спектров $S_{\delta R_\lambda}$ и эффектами,

обусловленными взаимодействием различных компонент полного тока I , см. рис. 2.

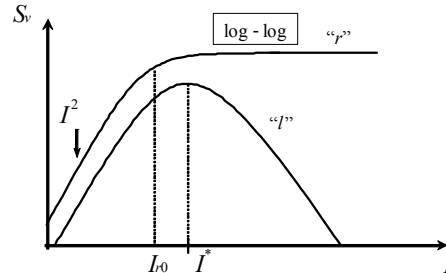


Рис.2. Зависимости спектров шумов напряжения от тока.

Если основной компонентой является рекомбинационная компонента ($\lambda = r$), то имеет место эффект насыщения. Аналогичный эффект наблюдался и объяснен в [2].

В области больших токов $I \gg I_{r0}$ спектр шумового напряжения, выделяющегося на диоде, перестает зависеть от величины тока через диод (см. рис. 2, кривая “r”).

Эффект максимизации шума возникает при проявлении флуктуаций сопротивления утечки $\delta R_l(t)$ и флуктуаций нелинейного сопротивления $\delta R_n(t)$ [3], [4]. Шумовой ток в этом случае равен $i(t) = I_l \cdot \delta R_l(t) + I_n \cdot \delta R_n(t)$.

Этот ток приводит к шумовому напряжению, выделяющемуся на дифференциальном сопротивлении R диода $v(t) = R \cdot i(t)$. Здесь $R = (R_r^{-1} + R_l^{-1} + R_n^{-1})^{-1}$. Спектр $1/f$ шумового напряжения S_v , обусловленный флуктуациями тока утечки и нелинейного тока определяется как

$$S_v = V_l^2 \cdot S_{\delta R_l} + V_n^2 \cdot S_{\delta R_n}.$$

Здесь $V_l = I_l R$ и $V_n = I_n R$ – коэффициенты пересчета.

Токовая зависимость спектра шума в этом случае имеет максимум. В области малых токов, когда нелинейность диода относительно слаба, спектр нарастает пропорционально квадрату тока, $S_v \sim I^2$. При переходе в область больших токов основной компонентой становится рекомбинационный ток, а напряжение V , выделяющееся на переходе, нарастает логарифмически медленно. В результате дифференциальное сопротивление диода R убывает примерно пропорционально квадрату тока, что приводит к убыванию спектра шумового напряжения.

В настоящей работе исследован $1/f$ шум в лазерах с квантовыми ямами (КЯ), в

светодиодах с квантовыми точками (КТ) и в светодиодах с КЯ и КТ, работающих в режиме спонтанного излучения [5]. Предложено объяснение полученных зависимостей с помощью модели шума тока утечки и нелинейного тока.

Например, светодиод №1 обладает линейной утечкой и нелинейной компонентой тока. Линейная утечка характеризуется сопротивлением $R_l = 5.1$ кОм. ВАХ этого диода показана на рис. 3. Точками показаны экспериментальные данные. Сплошной линией показана модельная зависимость, учитывающая нелинейный ток и ток рекомбинации. Рекомбинационный ток характеризуется коэффициентом идеальности $\eta_r = 2$.

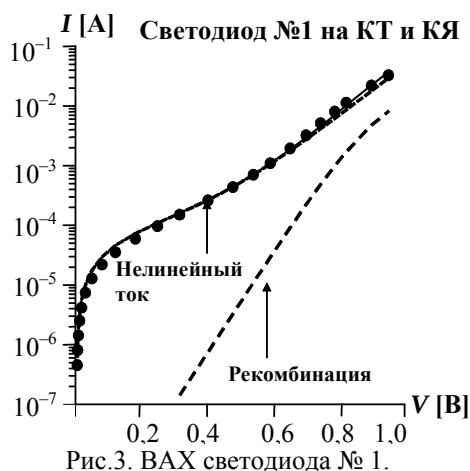


Рис.3. ВАХ светодиода №1.

Экспериментальные данные для спектра $1/f$ шума, на частоте $f=100$ Гц, в зависимости от полного тока I , показаны точками на рис. 4; сплошная линия – токовая зависимость спектра шума, полученная из модели шума тока утечки и нелинейного тока. В ВАХ линейная компонента практически не видна, однако она проявляется в зависимости спектра шума от тока на малых токах. Таким образом, экспериментальные данные удовлетворительно описываются моделью $1/f$ шума тока утечки и нелинейного тока.

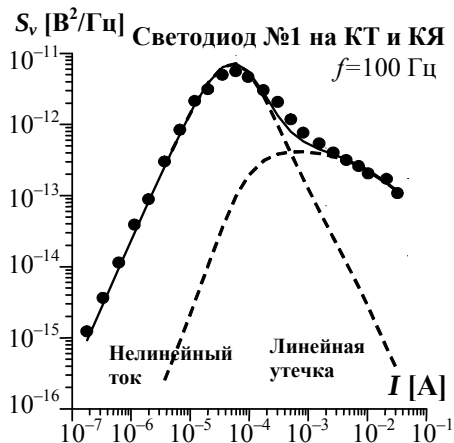


Рис.4. Зависимость спектра шума напряжения от тока светодиода №1.

Шумы, вызванные флуктуациями электрических параметров КЯ и КТ, обнаружены не были.

В этом разделе были представлены результаты измерения шумов и ВАХ только некоторых из исследованных приборов. Однако подобному анализу подвергались образцы всех трех типов, то есть лазеров на КЯ, светодиодов на КЯ и светодиодов на КЯ и КТ. Для всех исследованных образцов получены аналогичные результаты.

Вольтамперные характеристики, не имеющих КЯ, обладают коэффициентом идеальности $\eta \approx 2$. Это означает, что основной ток вызван рекомбинацией носителей через КТ, отвечающей за возникновение излучения.

У диодов, имеющих в своей структуре КЯ, был обнаружен более сложный характер ВАХ.

Для светодиодов, так же, как и для лазеров, линейная компонента тока утечки практически не заметна на ВАХ по сравнению с нелинейной компонентой, однако спектр шума на малых токах определяется именно линейной компонентой.

Исследуемые структуры изготовлены в лаборатории Б.Н.Звонкова (ННИФТИ, ННГУ). Измерения выполнены в лаборатории проф. L.K.J.Vandamme (Нидерланды, Эйндховенский Технологический Университет) с участием М.Ю.Перова в рамках совместного проекта SfP-973799 Semiconductors программы НАТО “Наука ради Мира”. Работа выполнена в ОНЦ “Информационно-телекоммуникационные системы: физические основы и математическое обеспечение”, созданном в рамках Приоритетного национального проекта “Образование”.

- [1] Нанавати Р.П. “Введение в полупроводниковую электронику”/Пер. с англ.-М.: Связь, 1965.
- [2] Малахов А.Н. Флуктуации сопротивления полупроводниковых детекторов // Радиотехника и электроника. – 1958. – Т.3. – №4. – С. 547–551.
- [3] Wall E.L. “Edge injection currents and their effects on $1/f$ noise in planar Schottky diodes” // Solid-State Electronics. – 1976. – V.19. – No.5. – P. 389-396.
- [4] Якимов А.В. Фликкерные шумы токов утечки в полупроводниковых диодах // Изв. ВУЗов. Радиофизика. – 1984.- Т.27.-№1.-С.120-123.
- [5] Беляков А.В., Моряшин А.В., Перов М.Ю., Якимов А.В., Фандамме Л.К. “НЧ шумы в наноразмерных светоизлучающих структурах”, Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах // Материалы международного научно-методического семинара. 3-6 декабря 2002.-М.: МЭИ, 2003.

Нелинейно-динамические явления в кремниевом переключателе мощного СВЧ-излучения

Г.Г.Денисов, Вл.В.Кочаровский, М.Л.Кулыгин

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Н.Новгород, Россия

e-mail: kochar@appl.sci-nnov.ru

Недавно в ИПФ РАН создан переключатель фазы мощных электромагнитных пучков (частота 30 ГГц) на основе диска из высокочистого кремния, легированного золотом ($\tan\delta=10^{-5} - 10^{-6}$ при 290 К). Диск помещен на поверхность металлического зеркала и переводится в состояние металлической проводимости импульсами Ti:Sa-лазера с энергией 5 - 10 мДж [1]. На низком уровне мощности продемонстрировано эффективное переключение фазы СВЧ поля на 180° за время, составляющее несколько наносекунд. Исследование коммутатора на высоком уровне СВЧ мощности (~100 МВт) планируется провести на стенде STF3 в ЦЕРНе с использованием мощного компрессора импульсов SLED-II, созданного в сотрудничестве с ИПФ РАН. В преддверии этих экспериментов нами проведено аналитическое и численное исследование возможных режимов нелинейного взаимодействия СВЧ поля с таким кремниевым переключателем.

Наиболее важным нелинейным эффектом является нагрев полупроводника мощным СВЧ полем, который сопровождается многократным увеличением концентрации свободных носителей (вплоть до $N \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Последние приводят к значительному повышению коэффициента отражения электромагнитного пучка от полупроводниковой пластины и изменяют распределение поля в ней (так называемое явление самопереключения СВЧ пучка). Для интересующих нас амплитуд электрического поля порядка 10 - 100 кВ/см существенным является эффект уменьшения подвижности носителей в сильном поле и, следовательно, уменьшения их коэффициента диффузии. В принципе имеется и нелинейная зависимость скорости рекомбинации носителей от их концентрации, поскольку они могут рекомбинировать как на ловушках (золото), так и в свободном состоянии.

Указанные эффекты анализировались на основе совместного решения уравнений Максвелла для СВЧ поля, уравнения теплопроводности с распределенным источником СВЧ нагрева и уравнения диффузии носителей с термо- и фотовозбуждением и рекомбинацией. В результате найдены стационарные решения, отвечающие низко- и высокопроводящему состоянию полупроводника, и установлен критерий переключения между этими состояниями. Выявлены возможности ускорения и замедления явления самопереключения СВЧ пучка благодаря подсветке коротким лазерным импульсом. Исследованы осцилляторные и релаксационные режимы самопереключения и определены их временные масштабы, лежащие в пределах от нескольких наносекунд до сотен микросекунд.

Найдены зависимости указанных режимов и временных масштабов, а также порога самопереключения от амплитуды падающего на полупроводник СВЧ поля, интенсивности теплового подогрева, концентрации нескомпенсированных носителей в невозмущенном кремнии, толщины пластины и других параметров полупроводника.

Примеры осциллограмм коэффициента отражения для типичных значений параметров кремния при завышенном коэффициенте теплопроводности $B = 80 \text{ см}^2/\text{с}$ приведены на рис. 1 для различных значений равновесной концентрации носителей в см^3 при температуре 300 К.

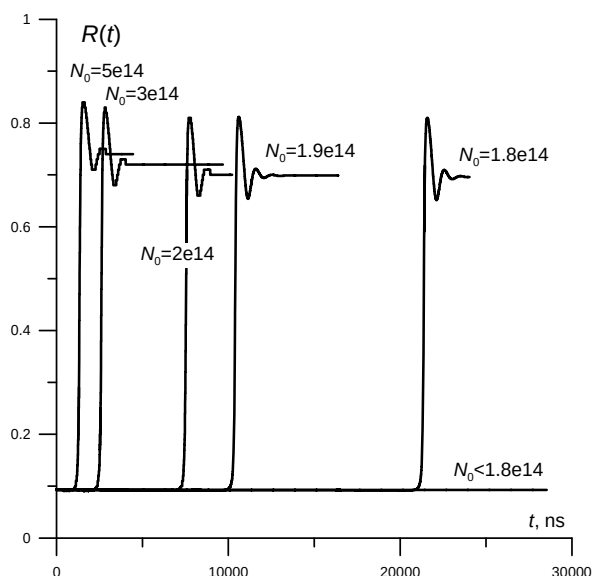


Рис. 1 Типичные зависимости коэффициента отражения от времени при $B = 80 \text{ см}^2/\text{с}$.

На рис. 2а и 2б проиллюстрированы возможности изменения пороговой концентрации и время теплового срабатывания (самопереключения) за счет использования короткого (субнаносекундного или фемтосекундного) лазерного импульса. На рис. 2а представлена динамика коэффициента отражения при разных энергиях лазерного импульса, на рис. 2б – то же для температуры на границе. При типичном для кремния значении теплопроводности $B = 0.8 \text{ см}^2/\text{с}$ значение начальной концентрации было взято $N_0 = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что выше порога самопереключения $N_{0t} = 2.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. В отсутствие лазерного импульса время переключения составляет около 1 мкс, это значение почти не изменяется при подаче лазерного импульса с энергией до 1 мкДж. При дальнейшем возрастании энергии время пе-

реключения уменьшается вплоть до оптимального значения в 200 нс (при значениях энергии 100...300 мкДж). Затем вновь возрастает и возвращается к первоначальному значению при 5 мДж, однако характер процесса переключения качественно меняется. Первоначально высокая концентрация неравновесных носителей успевает релаксировать.

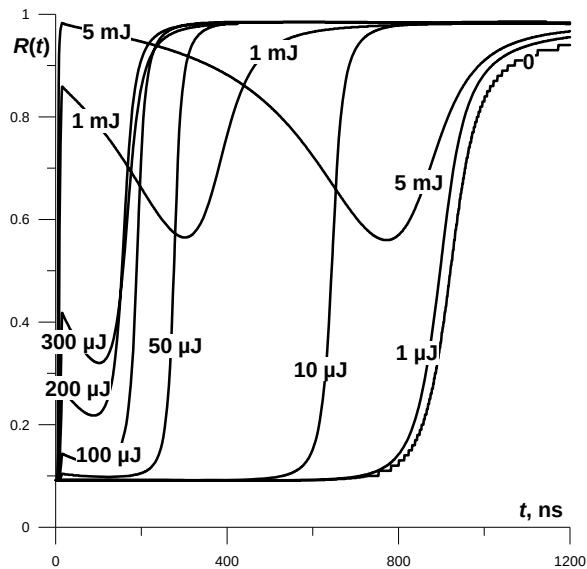


Рис. 2а Осциллограммы коэффициента отражения при разных значениях энергии лазерного импульса.

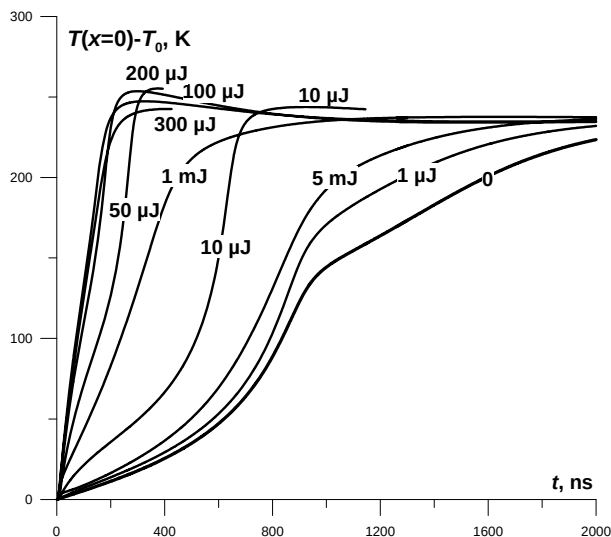


Рис. 2б Осциллограммы температуры на границе кремниевой пластины при разных значениях энергии лазерного импульса.

зерного импульса, а с точки зрения времени переключения может не оказаться никакой разницы между значениями энергий, различающимися на порядки, скажем, 1 мкДж и 5 мДж.

На основе полученных результатов в докладе представлена детальная картина неисследованного ранее явления нелинейно-динамического взаимодействия мощного СВЧ пучка с образцом высокочистого кремния, а также даны рекомендации по практическому использованию этого явления в устройствах переключения фазы электромагнитных волн.

[1] А.А. Вихарев, Г.Г. Денисов, Вл.В. Кочаровский, С.В. Кузиков, В.В. Паршин, Н.Ю. Песков, А.Н. Степанов, Д.И. Соболев, М.Ю. Шмелев, Письма в ЖТФ, **33**, вып. 17, с. 38 (2007).

Результаты расчетов демонстрируют возможность существенного ускорения (на порядок) процесса самопереключения лазером. При этом существует оптимальное значение энергии ла-

Оптический мониторинг процессов формирования гетероструктур на основе широкозонных нитридов

П. В. Волков, А. В. Горюнов, В. М. Данильцев, А. Ю. Лукьянов,
Д. А. Пряхин, А. Д. Тертышник, О. И. Хрыкин, В. И. Шашкин
Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

В последнее время применение встроенных систем мониторинга стало обязательным условием получения качественных полупроводниковых гетероструктур [1]. Наличие таких систем позволяет контролировать ключевые параметры, такие как температура, скорость роста, качество и толщину растущих слоёв и т.д. В результате значительно уменьшается разброс параметров готовых структур, возрастает выход годной продукции, уменьшается ее стоимость и ускоряется разработка технологий получения новых структур.

Наиболее часто используемый метод мониторинга базируется на интерференции света внутри растущей плёнки, которая выступает как интерферометр Фабри-Перо. Однако он имеет ряд недостатков. 1) Нулевая чувствительность, когда оптическая толщина плёнки кратна $\lambda/4$. Это особенно неприятно на первых стадиях роста, вблизи нулевых толщин. 2) Необходимость установки дополнительного прибора для контроля температуры. 3) Плохой контраст интерференционной картины, когда величины показателей преломления растущей плёнки и подложки близки между собой и другие.

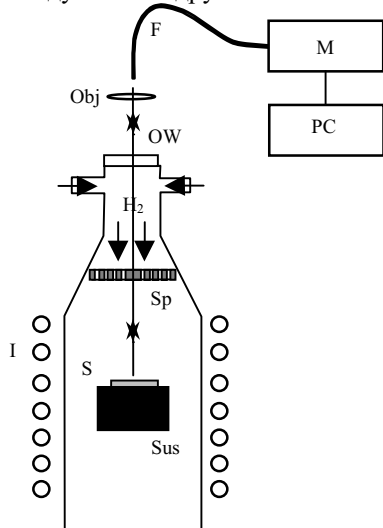


Рис.1. Схема экспериментальной установки. М – измерительный блок, F – оптическое волокно, Obj – объектив, формирующий на подложке пятно зондирующего света минимального диаметра и собирающий отраженный свет обратно в оптическое волокно, OW – оптическое окно из полированного кварца, Sp – рассекающий газ, S – сапфировая подложка, Sus – молибденовый подложкодержатель, PC – компьютер.

Разрабатываемая авторами оригинальная система оптического мониторинга лишена ука-

занных недостатков и успешно применяется для мониторинга лазерной обработки, эпитаксиального роста гетероструктур на базе GaAs, исследования температурных режимов в технологии металлорганической газовой эпитаксии (МОГФЭ).

Данная работа посвящена исследованию особенностей ростовых процессов широкозонных нитридов в установке МОГФЭ вертикального типа (рис.1). Нагрев подложкодержателя осуществлялся индукционным образом. Объектив располагался на высоте 30 см от подложки. Ввод-вывод зондирующего излучения осуществлялся через кварцевое оптическое окно OW, расположенное в верхней части реактора.

Поскольку измеряемой величиной является оптическая толщина, достаточно сложно выделить изменения, связанные с изменением температуры подложки, от изменений геометрической толщины. В результате, наблюдаемые изменения оптической толщины можно интерпретировать как изменения температуры согласно левой шкале рис.2а (калибровочные зависимости от температуры для сапфира, GaAs и Si были получены ранее [2].) или как изменения геометрической толщины согласно правой шкале.

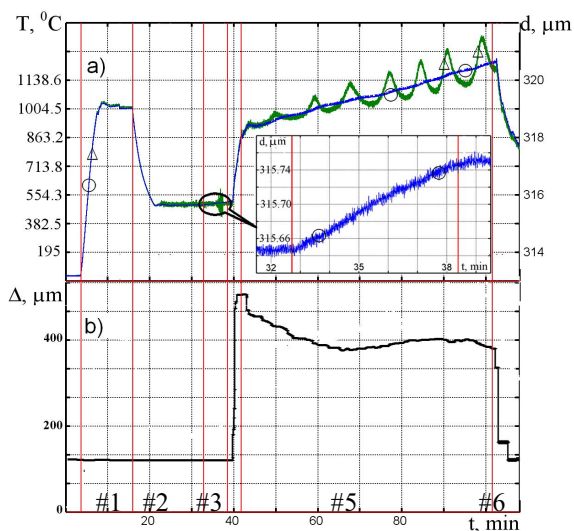


Рис. 2 Finger- print технологического процесса роста слоя GaN на сапфировой подложке.

Разработанная аппаратура одновременно регистрирует 2 вида изменений показателя преломления. Первый (—Δ— «по огибающей») связан с изменениями групповой скорости низ-

когерентного зондирующего света. В этом случае измеряется положение максимума кривой, огибающей область существования интерференционного сигнала. Второй (—○— «по фазе») связан с изменениями фазовой скорости. В этом случае измеряется положение интерференционных максимумов внутри огибающей.

На рис.2а видны особенности всех этапов роста, начиная с нагрева и отжига сапфировой подложки при температуре 1100 °C (#1), нитридации при температуре 550 °C (#2), роста буферного слоя GaN (#3), нагрева подложки до температуры 1050 °C (#4), роста слоя GaN (#5) и, наконец, охлаждение. На графике этапы разделены вертикальными линиями.

В частности на 13-ой минуте процесса (#1) видно уменьшение температуры на 12 °C, связанное с охлаждением подложки за счёт подачи аммиака (0.2 л/мин). На 24 минуте (#2) расход аммиака был увеличен до 2 л/мин, что привело к появлению нестационарности газового потока в реакторе и заметному увеличению шума при измерении оптической толщины подложки «по огибающей». Следует отметить, что при отсутствии рассекателя Sr нестационарность возникает при значительно меньших расходах аммиака, начиная с 0.4-0.5 л/мин. По мере увеличения толщины растущей плёнки GaN становятся заметны различия в поведении оптической толщины объекта (подложка + плёнка) «по фазе» и «по огибающей». Оптическая толщина «по фазе» изменяется практически линейно во времени, в то время как оптическая толщина «по огибающей» осциллирует. Эти осцилляции связаны с интерференцией зондирующего света внутри растущей плёнки и приводят к искажению формы огибающей принимаемого сигнала, а именно к смещению максимума этой огибающей. По мере улучшения морфологии ростовой поверхности амплитуда осцилляций возрастает за счёт выравнивания фазы зондирующего света, принимаемого от разных участков освещённого пятна на подложке. По количеству максимумов (минимумов) осцилляций, учитывая показатель преломления GaN ($n=2.4$ на длине волны 1.55 мкм), получаем толщину выращенной плёнки 2.68 мкм, что с хорошей точностью совпадает с измерениями «по фазе» 2.71 мкм.

На вставке в рис. 2а, по-видимому, впервые продемонстрирована возможность мониторинга формирования зародышевого слоя толщиной 100 нм при температуре 550 °C (показаны изменения толщины «по фазе»),

Рисунок б) демонстрирует возможность регистрировать изгиб подложки. Видно, что резкие изменения температуры приводят к скачкообразным изменениям изгиба. На 40-ой минуте, после завершения роста буферного слоя, был начат нагрев до рабочей температуры 1050 °C, сопровождающийся скачкообразным изгибом подложки вверх. На графике видно резкое увеличение размера зазора между нижней поверхностью центра подложки и подложкодержателем

почти на 400 мкм при диаметре подложки 2 дюйма. Следует отметить, что по мере остывания изгиб исчезает также скачкообразно.

Результаты процесса нагрева сапфировой и кремниевой подложек в одинаковых условиях приведены на рис.3. Видно, что показания термопары, закреплённой внутри подложкодержателя достаточно далеки от температуры подложки. В условиях вакуума процесс теплопереноса носит излучательный характер, поэтому наибольшие несоответствия наблюдаются в случае сапфировой подложки, что связано с её высокой прозрачностью.

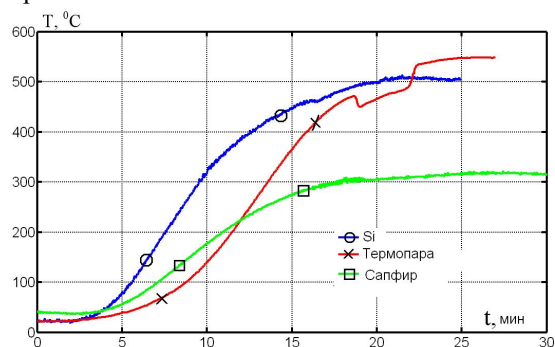


Рис.3. Процесс нагрева Si и сапфировой подложек в вакууме в режиме постоянной мощности генератора (400 Вт).

При наличии в реакторе небольшого количества водорода (100 мБар) основную роль в процессе теплопереноса между подложкодержателем и подложкой начинает играть теплопроводность газа. В результате ход кривых нагрева перестаёт зависеть от материала подложки (кривые нагрева Si и сапфировой подложек, аналогичные изображённым на рис.3, становятся идентичными). В этих условиях разность температур между термопарой и подложкой зависит от потока газаносителя и температуры подложкодержателя (рис.4).

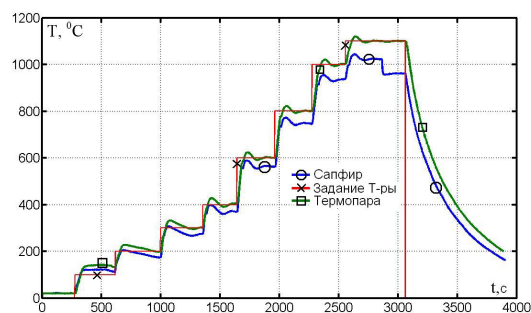


Рис.4. Процесс ступенчатого нагрева сапфировой подложки при пониженном давлении (100 мБар). В момент времени $t = 2880$ с расход водорода увеличен с 2.8 л/мин до 8.8 л/мин.

- [1] Schineller B. and Heuken M., Appl. Phys., A **87**, 479-483 (2007).
- [2] П.В. Волков, и др., труды XI Международного симпозиума «Нанотехнологии и электроника», 10-14 марта, Нижний Новгород, 514-515 (2007)

Фликкер-шумовая спектроскопия – диагностический инструмент технологии полупроводниковых наноструктур.

М.И.Маковийчук

Ярославский филиал Физико-технологического института РАН, ул. Университетская, 21, Ярославль, Россия

e-mail: makoviychuk@rambler.ru

Целенаправленное управление дефектно-примесным взаимодействием в полупроводнике, обеспечивающее требуемые параметры создаваемых структур и приборов на их основе является предметом дефектно-примесной инженерии (ДПИ).

Диагностический инструментарий ДПИ должен удовлетворять требованиям работы, как в лабораторных, так и в цеховых условиях. Таким требованиям соответствует предлагаемый метод низкочастотно-шумовой спектроскопии (см. рис.1). Остановимся на сущности и возможностях каждого из составляющих метода при исследовании структурно-неупорядоченных полупроводников.

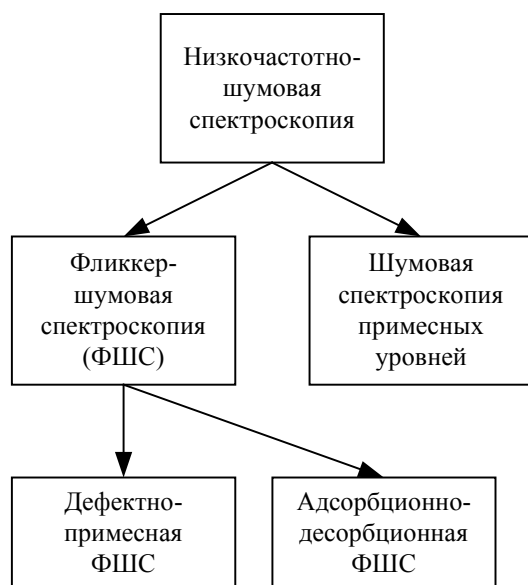


Рис.1. Классификация методов низкочастотно-шумовой спектроскопии структурно-неупорядоченных полупроводников.

Шумовая спектроскопия примесных уровней в кремнии

Основным преимуществом данной методики является то, что она позволяет регистрировать примеси, концентрация которых на три порядка ниже равновесной концентрации носителей заряда (НЗ) в полупроводнике [1]. Метод шумовой спектроскопии примесных уровней является незаменимым для обнаружения малых концентраций примесей в чистых полупроводниковых материалах: с его помощью

можно регистрировать концентрации примесей порядка 10^{11} см^{-3} и ниже – это зависит от общей концентрации свободных носителей заряда в материале.

Фликкер-шум в кремниевых системах с пониженной размерностью

В этом случае спектр НЧ шумов не имеет вида типа $1/f$, а представляет собой линию (или сумму нескольких линий) лоренцевской формы. Увеличение температуры или геометрических размеров приводило к усложнению спектра и переходу его к фликкерному типу.

Киртон, Дей и Урен показали [2], что уменьшение активной площади n-Si МОП структуры (от 350 мкм^2 до $0,4 \text{ мкм}^2$) приводит к аналогичному изменению формы спектра шума.

Уменьшение размеров исследуемых структур увеличивает информативность метода фликкер-шумовой спектроскопии за счет возможности исследования параметров локальных центров в кремнии на основании анализа поведения отдельных лоренцианов при изменении температуры.

Дефектно-примесная фликкер-шумовая спектроскопия

В процессе выращивания и последующих технологических обработок, связанных с формированием приборных структур, в кристаллах Si возникают разнообразные кристаллографические дефекты и появляются нежелательные примеси, наличие которых может оказывать отрицательное воздействие на характеристики и выход годных приборов. Поэтому изучение различных аспектов состояния и поведения структурных дефектов и примесей является чрезвычайно актуальной научной и технической проблемой.

Особая роль дефектно-примесной фликкер-шумовой спектроскопии (ДПФШС) - в ее применении для информационного экспресс-анализа дефектно-примесного взаимодействия при реализации методов дефектно-примесной инженерии, а именно методов подавления образования остаточных нарушений, снижения коэффициентов диффузии примесей в имплантированном кремнии и геттерирования металлических примесей.

Применение ДПФШС кремниевых структур в качестве диагностического инструмента

микротехнологии продемонстрировано при разработке технологии фликкер-шумовых газовых сенсоров нового поколения, предлагаемые в качестве составной части микроаналитических систем [3].

Адсорбционно-десорбционная фликкер-шумовая спектроскопия

Хемосорбция оказывает глубокое воздействие на систему энергетических уровней поверхностных состояний. Случайный характер захвата и освобождения носителей заряда приводит к флуктуациям их концентрации и/или подвижности и, как следствие, к флуктуациям электропроводности. Изменение системы энергетических уровней приводит к изменению среднего времени заряженного и нейтрального состояния поверхностных центров, влияя, таким образом, на динамику захвата и освобождения НЗ и, как следствие, на величину фликкер-шума в полупроводнике. В эксперименте это выражается в изменении спектральных характеристик фликкер-шума при изменении состава газовой фазы.

Предлагаемый метод адсорбционно-десорбционной фликкер-шумовой спектроскопии (АДФШС) использует процесс адсорбции и десорбции адсорбированных частиц с поверхности полупроводника для проведения полного электрофизического анализа связи адсорбат-адсорбент. При этом можно получить также информацию о составе поверхности.

АДФШС – высокочувствительный метод исследования поверхностных явлений в газочувствительных полупроводниковых структурах. Зависимость фликкер-шумовых характеристик от состава газовой фазы может быть использована для существенного повышения чувствительности и селективности детектирования газов и паров [4].

Фликкер-шумовые газовые сенсоры с полной диэлектрической

Для проведения прецизионных помехозащищенных измерений при мониторинге газовой среды и для проведения процесса качественной регенерации газочувствительного слоя при подготовке фликкер-шумовых газовых сенсоров к последующим заборам пробы из газовой среды система сбора и обработки информации в них вынесена на обратную сторону Si пластины.

Основным подходом к построению сенсорных систем, обладающих селективностью, является создание матриц из сенсоров, каждый из которых имеет высокую чувствительность к какому-либо определенному газу. При этом реакция элемента сенсорной матрицы на «не свой» газ должна быть минимальна. Откалибровав каждый сенсор на концентрацию газа, который он должен «чувствовать», можно получить систему, позволяющую определять состав газовой среды для смеси определенных

компонентов. Такой матричный сенсор будет «чувствовать» столько газов, сколько он имеет элементов. Получение высокой селективности к заданному газу для каждого элемента является не простой задачей. Также необходимо обеспечить высокую стабильность характеристик каждого элемента в течение срока эксплуатации.

Если измерять сопротивление и спектральную плотность флуктуаций сопротивления в широком частотном диапазоне (применяя метод АДФШС), то требование отличия реакций элементов на газы не обязательно, так как отклик спектральной плотности на каждый сорт адсорбированных молекул наблюдается на определенной частоте – частоте излома лоренциана. Поэтому матричный элемент будет «чувствовать» столько сортов молекул, сколько будет идентифицировано частот излома. Чем больше матричных элементов (больше площадь газочувствительного слоя – больше адсорбированных молекул) тем интенсивнее будет фликкер-шумовой сигнал.

Фундаментальной проблемой, имеющей непосредственное отношение к совершенствованию технологии изготовления сенсорной матрицы, является изоляция их элементов. Радикальным технологическим средством является изоляция глубокими канавками. Такие канавки, имеющие окисные стенки с диэлектрическими (SiO_2) наполнителями, изолируют друг от друга элементы сенсорной матрицы. Для анизотропного глубокого травления кремния используется высокоскоростной ($v_{\text{тр}} > 4 \text{ мкм/мин}$) метод травления Si в двухстадийном режиме – травления-пассивации (Бош-процесс) в плазме $\text{SF}_6 + \text{C}_4\text{F}_8$.

1. Bosman G., Zijlstra R.J.J. Generation-recombination noise in p-type silicon. // Solid-State Electronics. – 1982. – V.25, No 1. – P.273 – 280.
2. Uren M.J., Day D.J., Kirton M.J. 1/f and random telegraph noise in silicon metal-oxide-semiconductor field-effect transistors. // Appl. Phys. Lett. – 1985. – V.47, N11. – P.1195 – 1197.
3. Makoviychuk M.I. Flicker-noise gas sensors as basis elements of microanalytical systems. // Proceed. Int. Conf. “Micro- and nanoelectronics -2007”. (October 1st – 5th, 2007, Moscow-Zvenigorod, Russia). – Moscow: IPT RAS, 2007. – O1-22.
4. Маковийчук М.И. Шумовой газовый сенсор – матричная ячейка мультисенсорной системы “Е-nose”. // Материалы Всероссийской конференции «Физические и физико-химические основы ионной имплантации». (24 – 27 октября 2006 г., Нижний Новгород). – Н.-Новгород: НИФТИ, 2006. – С.95-96.

Детектирование терагерцового излучения в субмикронных полевых транзисторах с двумерным электронным газом GaAs/AlGaAs

А.В. Антонов¹, В.И. Гавриленко¹, К.В. Маремьянин¹, С.В. Морозов¹,
N. Dyakonova², W. Кнар²

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

²Groupe d'Etude des Semiconducteurs-UMR, CNRS-Universite Montpellier 2, Place E. Bataillon, 34095, Montpellier, France
e-mail: kirillm@ipm.sci-nnov.ru

Введение

Использование плазменных эффектов может значительно повысить рабочую частоту субмикронных полевых транзисторов, поскольку характерные скорости плазменных волн на порядок превышают дрейфовую скорость электрона в канале транзистора [1]. В данной работе исследовалось детектирование терагерцового излучения полевыми транзисторами GaAs/AlGaAs с длиной затвора 250 нм с двумерным электронным газом в канале при $T = 4,2\text{ К}$. Резонансное детектирование терагерцового излучения в подобном транзисторе уже было продемонстрировано в работе [2], где измерения проводились на одной фиксированной частоте 600 ГГц. Резонансный фотоотклик на фоне нерезонансного удалось зарегистрировать только при низких температурах. При увеличении температуры измерений резонансный фотоотклик исчезал за счет уменьшения фактора $\omega\tau$.

Эксперимент

Были исследованы коммерчески доступные субмикронные полевые транзисторы GaAs/AlGaAs (Fujitsu FHX06X) с двумерным электронным газом в канале с длиной затвора 250 нм. Переходные характеристики и фотоотклик на терагерцовое излучение в транзисторе были измерены при $T = 4,2\text{ К}$. Кристалл с транзистором монтировался на держателе для микросхем, расположенный в световодной вставке транспортного гелиевого дьюара СТГ-40. Контактные площадки транзисторов золотыми проволочками соединялись с лепестками держателя. Эти же контактные площадки вместе с подводящими металлическими полосками играли роль приемной антенны для терагерцового излучения. В качестве монохроматического и перестраиваемого источника излучения использовалась лампа обратной волны. Измерения проводились при постоянной частоте излучения и амплитудной модуляции с частотой 200 Гц. Измерялась величина фотоЭДС в канале транзистора при развертке прикладываемого к затвору отрицательного постоянного напряжения относительно истока U_{gs} . Использовалась стандартная схема синхронного детектирования сигнала.

Результаты и обсуждение

Типичная зависимость тока “исток-сток” I_{ds} транзистора GaAs/AlGaAs от напряжения на затворе U_{gs} при различных значениях напряжения в канале транзистора U_{ds} , измеренная при температуре $T = 4,2\text{ К}$, показана на рис. 1. Видно, что транзистор закрывается при напряжении отсечки $U_{th} = -0,3\text{ В}$.

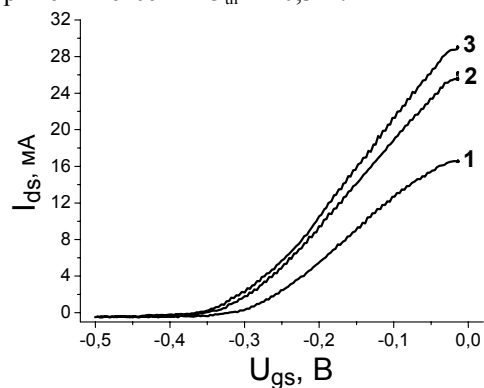


Рис.1. Переходная характеристика транзистора GaAs/AlGaAs (Fujitsu) для трех различных значений на стоке U_{ds} при $T = 4,2\text{ К}$ (1 - $U_{ds} = 0,1\text{ В}$; 2 - $U_{ds} = 0,2\text{ В}$; 3 - $U_{ds} = 0,3\text{ В}$).

Частота плазменных колебаний в подзатворном двумерном электронном газе f_0 , на которую приходится максимум резонансной зависимости фотоЭДС между истоком и стоком, вызванным падающим электромагнитным излучением, от частоты излучения определяется длиной затвора L и скоростью плазменных волн

$$[1]: f_0 = \frac{1}{4L} \sqrt{\frac{e}{m}} (U_{gs} - U_{th}) \quad (1). \text{ При } U_{gs} = 0$$

частота плазменных колебаний $f_0 = 890\text{ ГГц}$ и уменьшается до нуля по мере приближения U_{gs} к напряжению отсечки. На рис. 2а представлены фотоЭДС сток-исток в зависимости от напряжения на затворе транзистора для четырех различных частот падающего излучения (1 - 520 ГГц, 2 - 578 ГГц, 3 - 667 ГГц, 4 - 680 ГГц), измеренные при $T = 4,2\text{ К}$. На рис. 2б приведены соответствующие им резонансные значения напряжения на затворе транзистора (точки) и результат расчета зависимости резонансной частоты плазменных колебаний в подзатворной двумерной электронной плазме f_0 от напряжения на затворе с использованием

выражения (1) для напряжения отсечки $U_{th} = -0,3$ В (сплошная кривая). Можно видеть, что экспериментальные результаты для 4^х частот хорошо соответствуют ожидаемым положениям резонанса. Таким образом, в отличие от работы [2], где измерения проводились на одной фиксированной частоте 600 ГГц, нами для транзистора GaAs/AlGaAs впервые была продемонстрирована перестройка максимума отклика с ростом частоты в область больших напряжений на затворе, в соответствии с моделью Дьяконова-Шура.

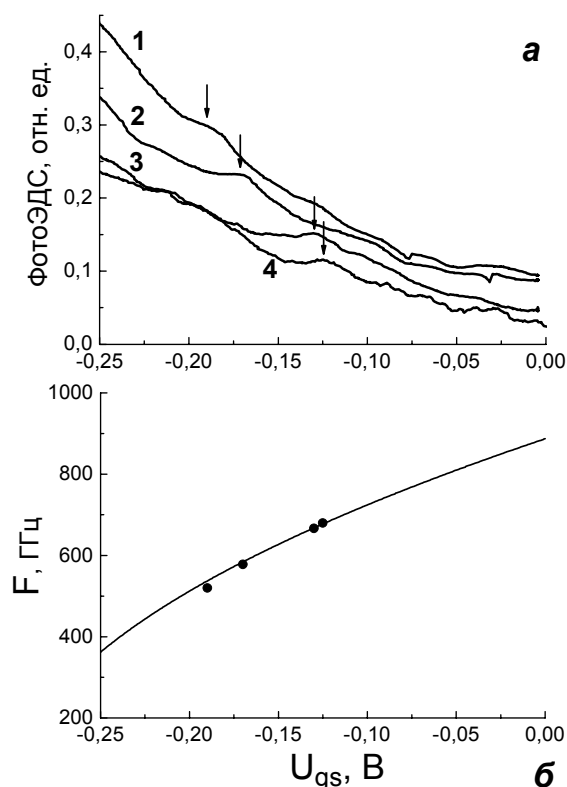


Рис.2. а - ФотоЭДС сток-исток в зависимости от напряжения на затворе транзистора для различных частот излучения; б - сопоставление с результатом теоретического предсказания.

Одним из основных факторов, определяющих возможность резонансного детектирования, является частота столкновений электронов, которая фактически задает нижнюю граничную частоту, на которой транзистор может работать как резонансный приемник. Для получения резонансного отклика необходимо выполнение условия $\omega\tau > 1$, где ω - частота падающего излучения (резонансная частота), а τ - время релаксации носителей заряда в плазме $\tau = \frac{\mu m}{e}$, где μ - подвижность носителей заряда в канале. В данной работе с транзисторами GaAs/AlGaAs не проводились транспортные измерения, но в подвижность была измерена в транзисторах GaAs/AlGaAs (Fujitsu FHR20X) подобным нашим, где она оценивается в $10000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $T = 4,2 \text{ К}$ [2]. Рассчитав время релаксации носителей заряда, можно показать,

что в наших транзисторах при $T = 4,2 \text{ К}$ условие $\omega\tau > 1$ выполняется.

С ростом температуры измерения падает подвижность носителей заряда в канале транзистора и, соответственно, падает время релаксации импульса, что приводит к уменьшению фактора $\omega\tau$. Из сопоставления измеренных фотоЭДС для трех частот при температуре жидкого гелия и азота (рис. 3) хорошо видно, что при увеличении температуры измерений до 77 К фотоотклик становится нерезонансным.

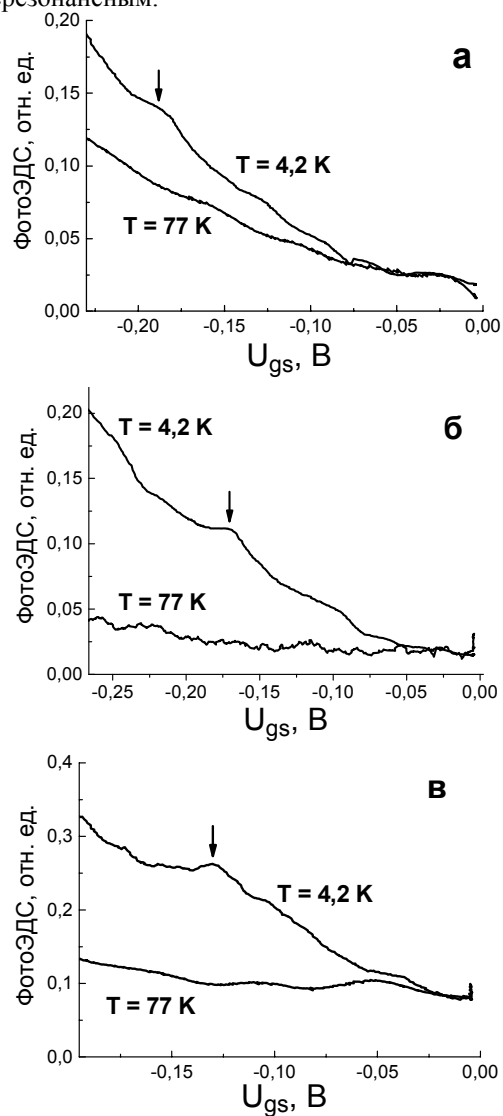


Рис.3. ФотоЭДС сток-исток в зависимости от напряжения на затворе транзистора GaAs/AlGaAs для различных частот внешнего излучения при $T = 4,2 \text{ К}$ и $T = 77 \text{ К}$ (а - 520 ГГц, б - 578 ГГц, в - 667 ГГц).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№05-02-17374), РФФИ-CNRS (№05-02-22001), INTAS (YS Fellowship 05-109-4705) и Российской академии наук.

1. М. Dyakonov, M.S. Shur. IEEE Trans. on Electr. Dev. **43**, 380 (1996).
2. W. Knap *et al.*, Appl. Phys. Lett. **80**, 3433 (2002).

Анализ оптической накачки активной области двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором

Ю.А. Морозов, М.Ю. Морозов, В.В. Попов

Институт радиотехники и электроники РАН, Зеленая 38, 410019, Саратов, Россия

e-mail: yuri.mor@rambler.ru

В настоящее время лазеры с вертикальным внешним резонатором (ЛВВР) являются объектом интенсивных исследований [1]. В условиях оптической накачки и реализации отвода тепла от активной области, эти лазеры обеспечивают высокое качество излучения с мощностью до десятков ватт. Кроме того, конструкция ЛВВР допускает размещение внутри резонатора нелинейного кристалла для нелинейно-оптического преобразования частоты. Известно, что вследствие резонансного возрастания мощности основной волны, внутрирезонаторное нелинейно-оптическое взаимодействие гораздо более эффективно по сравнению с преобразованием во внешнем нелинейном кристалле. Однако, до недавнего времени исследовалась, в основном, внутрирезонаторная генерация второй гармоники в ЛВВР [2]. После первой реализации [3] и развития [4] подхода по созданию двухчастотного ЛВВР появилась возможность для эффективной внутрирезонаторной генерации комбинационных частот [5] и в том числе, что особенно важно, для формирования излучения разностной частоты в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах [6]. Эти участки спектра все еще недостаточно освоены в плане создания эффективных полупроводниковых источников когерентного излучения. По существу, лишь квантово-каскадные лазеры доказали свою работоспособность в указанных диапазонах. Однако, непрерывный режим при комнатной температуре в таких лазерах реализуется только для длин волн, не превышающих 10 мкм [7].

В настоящем докладе сообщается о результатах теоретического анализа и численного моделирования процесса оптической накачки активной области двухчастотного ЛВВР. Математическая модель активной области сформулирована в общем виде и предполагает наличие произвольного количества квантовых ям (КЯ), размещенных в N секциях, разделенных блокинг-слоями, прозрачными для оптического излучения, но непроницаемыми для транспорта носителей (Рис.1). Внутри i -ой секции располагается m_i квантовых ям одного сорта. Квантовые ямы в различных секциях могут иметь различный состав. Затухание волны накачки (скорость генерации носителей) вследствие поглощения в барьерных слоях отличается от простой экспоненциальной зависимости, диктуемой законом Ламберта-Бера из-за наличия отражений волны накачки в лазерной структуре. Такие отражения, условно показанные на рис.1 встречными стрел-

ками, всегда возникают в реальных устройствах вследствие неполного поглощения волны накачки.

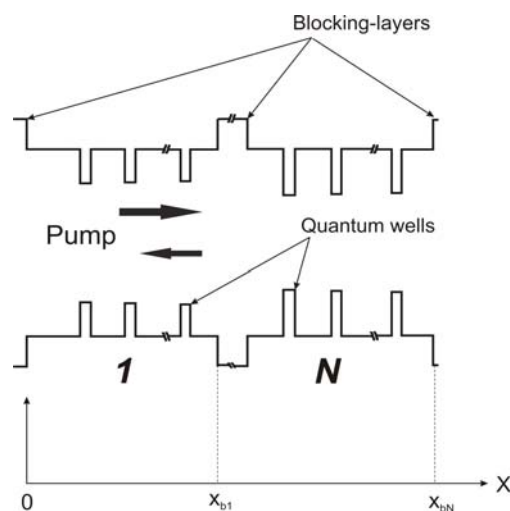


Рис.1. Зонная диаграмма активной области лазера

ки за один проход и наличия в структуре слоев с различными показателями преломления.

Общая модель применена к конкретному лазеру [4], в котором имеется две активные области ($AO_{S,L}$) для обеспечения генерации на двух длинах волн, разнесенных приблизительно на 80 нанометров. Обе АО («коротковолновая» AO_S и «длинноволновая» AO_L) содержат по 4 секции. В каждой секции AO_S располагается по две КЯ $In_{0.14}Ga_{0.86}As$, разделенных барьерами $GaAs$. В AO_L помещено 6 КЯ $In_{0.25}Ga_{0.75}As$ попарно в трех секциях и одна дополнительная КЯ в четвертой секции. Секции активных областей отделены друг от друга широкозонными блокинг-слоями $GaAs_{0.7}P_{0.3}$, одновременно играющими роль компенсаторов деформации сжатия, возникающей при росте КЯ. Коротковолновая AO_S выращена вблизи поверхности структуры, а длинноволновая AO_L – в глубине. Активные области лазера отделены друг от друга оптическим фильтром, параметры которого выбраны таким образом, чтобы коротковолновое излучение отражалось, а длинноволновое – беспрепятственно проходило через структуру фильтра. Положение всех КЯ приблизительно совпадает с пучностями электрического поля оптического излучения на соответствующей длине волны.

На Рис.2 показано распределение плотности носителей в КЯ и барьерных слоях коротковолновой AO_S . Уравнение диффузии носителей, генерируемых накачкой в слоях поглощения,

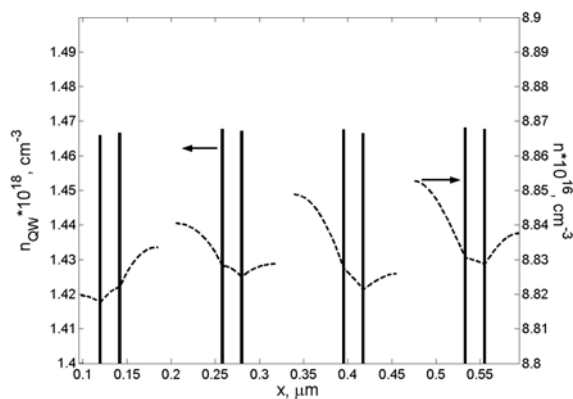


Рис.2. Распределение плотности носителей в КЯ (сплошная линия) и барьерах (пунктир) АО_S.

решалось совместно с уравнениями обмена носителями между континуумом состояний над КЯ и состояниями в самой КЯ [8]. При расчете использовались типичные значения параметров материалов структуры: коэффициент амбиполярной диффузии D_a , время жизни носителей τ и коэффициент поглощения α излучения накачки в барьерных слоях $10 \text{ cm}^2/\text{с}$, 5 ns и 13200 cm^{-1} , соответственно; времена захвата τ_c и выброса τ_e носителей из коротковолновых КЯ 0.3 и 5 ps ; ширина ям – 7 nm . Предполагалось, что лазер накачивается на длине волны $\lambda_p = 808 \text{ nm}$ мощностью $P_{in} = 0.2 \text{ Вт}$ в пятно диаметром $d = 100 \text{ мкм}$.

Независимость накачки отдельных секций проявляется, в том числе, в разрывах графика барьерной плотности носителей при значениях продольной координаты, соответствующей местам расположения блокинг-слоев. Оптимизируя расположение блокинг-слоев внутри АО можно добиться выравнивания концентрации носителей в КЯ. Из Рис.2 видно, что значение неоднородности накачки ям не превышает долей процента. Распределение плотности носителей в КЯ и барьерах рассчитано для скорости генерации носителей, нормированное значение которой показано на Рис.3.

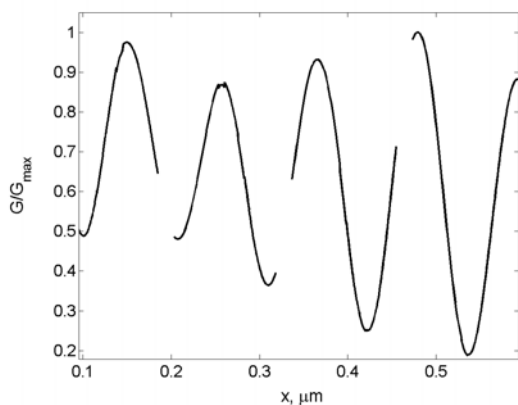


Рис.3. Нормированное значение скорости генерации носителей в слоях поглощения (барьерах) АО_S.

Локальная скорость генерации носителей G определяется выражением:

$$G(x) = -\frac{dS}{dx} \frac{\lambda_p}{hc}$$

где $S(x)$ – плотность мощности накачки, h – постоянная Планка, c – скорость света. В линейном режиме поглощения величина $S = 0.5 \text{ Re}[\vec{E}\vec{H}^*]$ может быть найдена как результат решения волнового уравнения для излучения накачки в лазерной структуре. Здесь $\vec{E}$, $\vec{H}$ – комплексные амплитуды электрического и магнитного полей накачки. Рисунок 3 демонстрирует, что скорость генерации носителей сильно отличается от простой зависимости

$$G(x) = \frac{4P_{in}}{\pi d^2} \frac{\alpha \lambda_p}{hc} e^{-\alpha x},$$

которая справедлива при наличии только падающей волны накачки (при выполнении закона Ламберта-Бера). Отражения волны накачки проявляются в виде пульсаций скорости генерации носителей, наложенных на экспоненциальное затухание, причем амплитуда пульсаций вполне сопоставима со средним уровнем величины G .

Таким образом, как показывает анализ, распределение плотности носителей в барьерных слоях и КЯ и, что особенно важно, однородность заселенности КЯ активных областей двухчастотного ЛВВР [4] в большой степени зависит от отражений волны накачки в структуре лазера. Эти отражения необходимо учитывать при моделировании как лазеров, подобных [3,4], так и обычных одночастотных лазеров с вертикальным резонатором и оптической накачкой.

- [1] Tropper, A., Foreman, H., Carnache, A., Wilcox, K., Hoogland, S. J. Phys. D., **37**, R75-R85 (2004).
- [2] Chilla, J., Batterworth, S., Zeitschel, A., Charles, J., Caprara, A., Reed, M., Spinelli, L. 2004 Photonics West, Proc. SPIE., **5332**, 143-150 (2004).
- [3] Leinonen, T., Morozov, Yu., Härkönen, A., Pessa, M. IEEE Phot. Techn. Lett., **17**, 2508-2510 (2005).
- [4] Leinonen, T., Ranta, S., Laakso, A., Morozov, Yu., Saarinen, M., Pessa, M. Optics Express, **15**, 13451-13456 (2007).
- [5] Härkönen, A., Rautiainen, J., Leinonen, T., Morozov, Yu., Orsila, L., Guina, M., Pessa, M., Okhotnikov, O. IEEE Phot. Techn. Lett., **19**, 1550-1552 (2007).
- [6] Morozov, Yu., Leinonen, T., Pessa, M., Popov, V., Morozov M. Proc. of 15th International Symp. Nanostructures: Physics and Technology. Novosibirsk, Russia, 48-49 (2007).
- [7] Beck, M., Hofstetter, D., Aellen, T., Faist, J., Oesterle, U., Illegems, M., Gini, E., Melchior, H. Science, **295**, 301-305 (2002).
- [8] Morozov, Yu., Leinonen, T., Härkönen, A., and Pessa, M. IEEE J. Quantum Electron. **42**, 1055-1161 (2006).

Выходные характеристики $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ короткоканального полевого транзистора с двумерным электронным газом и особенности генерации им терагерцового излучения

М.Л.Орлов¹, W.Кнар²

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

²Университет "Монтпелье-2", Монтпелье, Франция

В работе изучаются выходные характеристики и излучательные свойства короткоканального $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ полевого транзистора. Транзистор имел длину затвора $L_G = 60$ нм и был выполнен на базе гетероструктуры с двумерным электронным каналом в $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ слое 20 нм толщины. Выходные характеристики транзисторов (Рис.1) характеризуются появлением отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС). ОДС в $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As} / \text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ транзисторе впервые обсуждалось в работе [1]. Здесь было показано, что формирование ОДС в $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As} / \text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ транзисторе при длине канала $L_G > 1\mu\text{м}$ связано с эффектом межслоевого переноса горячих электронов в реальном пространстве. ОДС проявляется в полях U_D , превышающих энергию выхода 2D электронов из канала в барьерные слои $U_D > U_{QW} = 0.5\text{эВ}$. При длине затвора $L_G < 1\mu\text{м}$ имеет место снижение величины порогового напряжения $\bar{U}_D$ формирования падающего участка на выходных характеристиках транзистора. В транзисторах с каналом нанометровой длины наблюдаются еще более низкие значения порога $\bar{U}_D$ [2-4].

В нашем случае эффект ОДС при низком пороговом напряжении $\bar{U}_D \approx 0.1\text{В}$ на стоковом контакте транзистора наблюдался в диапазоне температур от температуры жидкого гелия до

комнатной, как при положительном (рис.1а), так и отрицательном смещении U_G на затворе транзистора (рис.1б). Появление anomalно низкого порога ОДС на ВАХ короткоканальной транзисторной структуры является следствием не только уменьшения эффективной длины затвора [1], но и снижения плотности электронов в канале транзистора, что отмечается впервые. Разница между $\bar{U}_D$ и напряжением на затворе сохранялась во всем интервале прикладываемых полей, что указывало на существование внутри образца некоторого поперечного критического поля, не зависящего от внешних прикладываемых напряжений и определяющего наблюдаемый эффект переключения токов в транзисторе.

При оценке эффекта ОДС, наблюдаемого в структурах, будем полагать, что в системе имеет место перенос горячих электронов между двумя транспортными каналами с разными характеристиками электронов. Анализ выходных характеристик транзистора, проведенный на базе двухтемпературной [5] модели переноса заряда, показал хорошее соответствие теоретических зависимостей с экспериментальными кривыми (рис. 1а).

Проведенные расчеты показывают, что в структуре в греющем электрическом поле возникает второй проводящий канал с иными,

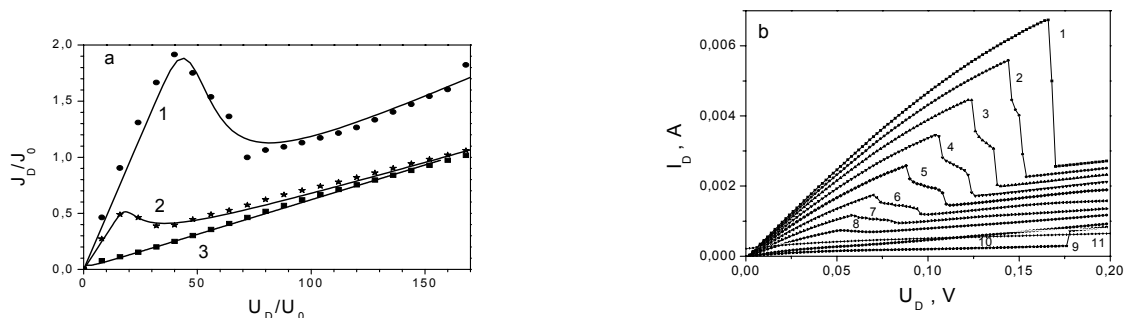


Рис.1. Выходные характеристики $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ короткоканального ($L_G = 60$ нм) полевого модуляционно-легированного транзистора при $T = 4\text{K}$ (а) и 300K (б) и напряжениях на затворе $U_G(\text{В})$ равных: а) 0.1(1); 0.05(2), 0(3); сплошные линии - аппроксимация выходных характеристик транзистора теоретическими зависимостями, полученными в рамках двухтемпературной модели переноса для $\theta_0 = k_B T_0 / \Delta = 0.004$; $\Delta = U_D \approx 0.1\text{В}$ - характерная высота потенциального барьера, разделяющего разные группы носителей заряда; $\tau_{p1} = 0.1\tau_{e1}$; $\mu_0 = 7000 \text{ см}^2/\text{Вс}$; $R = N_2/N_1 = 60$ - отношение эффективных плотностей состояний электронов в каналах; $\mu_2 = 1300 \text{ см}^2/\text{Вс}$, $\tau_{21} = 30\tau_{e1}$ (1); $4\tau_{e1}$ (2); $1.5\tau_{e1}$ (3); б) 0(1) ÷ -0.25В(11) с шагом $\Delta U_G = -25 \text{ мВ}$.

чем в основном низкополевым транспортном канале, характеристиками электронов. В качестве наиболее вероятных причин формирования дополнительного канала переноса электронов в структуре, рассматривается возможность резонансных переходов электронов со второго уровня размерного квантования в квантовой яме в нижележащий барьерный слой, и возможность расслоения тока непосредственно в проводящем двумерном канале из-за неоднородностей поля вблизи контактов.

Рассмотренная выше структура была использована нами для изучения спектра терагерцового излучения, возбуждаемого в транзисторе при пропускании тока. Для наблюдения узких резонансных линий излучения в качестве детектирующего устройства применялся широкополосный Si болометр в паре с узкополосным GaAs фильтром на циклотронном резонансе (ЦР) с шириной полосы пропускания около 2 см^{-1} . Использование перестраиваемого ЦР фильтра позволило нам впервые выделить на фоне широкополосного сигнала резонансные линии в спектре излучения полевого транзистора на частотах 0.87 и 1.36 ТГц, отвечающих длинам волн 344 мкм и 220 мкм, соответственно.

При объяснении причины появления резонансов в спектре излучения транзистора в литературе [2] наиболее часто рассматривается механизм генерации ТГц излучения, связанный с возбуждением двумерных плазменных колебаний в электронном канале. Ранее обсуждалась, однако, только одна наиболее низкочастотная спектральная составляющая на частоте $\sim 0.87 \text{ ТГц}$ [2]. Эта линия соответствует наименьшей скорости распространения плазменной моды, равной $s = 6.9 \cdot 10^7 \text{ см/с}$.

Можно предположить, что появление двух линий в спектре излучения транзистора обусловлено взаимодействием плазменных волн с двумя группами горячих носителей, появляющихся вследствие поперечного межслоевого переноса электронов и приводящего, в частности, к появлению участка отрицательного сопротивления на выходных характеристиках транзистора. Наблюдаемые резонансные частоты в этом случае связаны простым соотношением: $f_0/f_2 = (s-v_{01})/(s-v_{02})$. Полагая, в соответствие с условиями появления ОДС в структуре, $v_{02} \ll v_{01}$, где $v_{01} = v_{dr} = 3 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$, получаем оценку $s = 5 \cdot 10^7 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$, что не сильно расходится с результатами работы [2]. Теперь нетрудно оценить среднюю скорость электронов во втором транспортном канале $v_{02} = 2 \cdot 10^6 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$, обуславливающем возможность генерации в системе второй более высокочастотной резонансной плазменной моды.

Для объяснения наблюдаемого эффекта может быть предложен и иной альтернативный механизм генерации излучения, связанный с

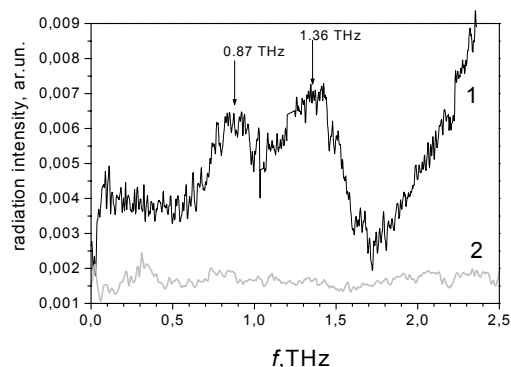


Рис.2. Спектр излучения транзистора (кривая 1) при $U_D = 0.7 \text{ В}$ в зависимости от частоты при $T = 4.2 \text{ К}$; кривая 2 – амплитуда темновых шумов болометра при заполнении криостата парами гелия при давлении 8 мбар.

излучательными переходами электронов между зоной проводимости и состояниями ионизованных примесных центров в δ -слое верхнего барьерного слоя структуры. Подтверждением того, что этот механизм может играть самостоятельную роль, является факт наблюдения резонансных линий в спектре излучения (рис.2) только в окрестности гелиевых температур при приложении между истоком и стоком транзистора тянущего электрического поля, превышающего пороговое поле $\tilde{U}_D$, обеспечивающее выброс электронов из квантовой ямы ($U_D > U_{QW} = 0.5 \text{ В}$) в верхний барьерный слой.

Положение наблюдаемых на рис.2 резонансных пиков в спектре излучения транзисторов вполне соответствует энергии ионизации мелкой донорной примеси (Si) в слое тройного твердого раствора $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. Соответствующие наблюдаемым на рис.2 резонансным частотам 0.87 ТГц и 1.36 ТГц энергии примесных центров (в общем случае модифицируемые упругими напряжениями) равны 3.6 мэВ и 5.6 мэВ. В неоднородном твердом растворе, каким является соединение $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, в общем случае подверженном проявлению эффекта спиноподобного распада, атомы Si вполне могут сформировать мелкие донорные центры двух типов с разной энергией ионизации, встраиваясь в двумерную подрешетку атомов Al, либо в двумерную подрешетку атомов In в местах их скоплений.

- [1] P.Mensz, et.al. Appl.Phys.Lett. **57**,2558 (1990)
- [2] W.Knap, et.al. Appl.Phys.Lett. **84**,2331 (2004)
- [3] N.Dyakonova, et. al. JAP, **97**, 114313 (2005)
- [4] T.Sugaya, et.al. J.Appl.Phys.**97**,034507 (2005)
- [5] Дж.Кэррол. СВЧ-генераторы на горячих электронах. Мир. М. (1972), 382 с.

Магнитопоглощение электромагнитного излучения 2D электронным газом поверхностной сверхрешетки со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы

А.А.Перов, Л.В.Солнышкова

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского
603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

В настоящей работе с учетом спин-орбитального взаимодействия Рашбы и зеемановского расщепления впервые аналитически и численно изучено поглощение электромагнитного излучения двумерным электронным газом поверхностной сверхрешетки, помещенной в постоянное магнитное поле. Определены оптимальные параметры полупроводниковых структур с СО взаимодействием, при которых возможна постановка магнитооптических экспериментов по исследованию магнитных спинорных блоховских состояний электронов. Исследована роль спин-орбитального взаимодействия в формировании спектров поглощения линейно поляризованного излучения субмиллиметрового диапазона длин волн двумерным электронным газом сверхрешетки, помещенной в перпендикулярное магнитное поле. Расчеты вероятностей переходов были проведены нами для полупроводниковых структур, характеризующихся различной величиной константы СО взаимодействия Рашбы, и параметры которых максимально приближены к экспериментально реализуемым [1,2]. Впервые изучен эффект высокой прозрачности решеточных полупроводниковых структур со слабым спин-орбитальным взаимодействием в терагерцовой области частот падающего излучения в перпендикулярном магнитном поле.

В рамках предлагаемой модели гамильтониан электрона, совершающего квантовомеханическое движение в периодическом электростатическом поле поверхностной двоякопериодической сверхрешетки, а также в постоянном магнитном поле и в поле электромагнитной волны представим в виде суммы двух слагаемых:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{int}}, \quad (1)$$

где в качестве «невозмущенного» гамильтониана $\hat{H}_0$ выбран гамильтониан электрона в перпендикулярном магнитном поле и в поле периодического потенциала с учетом СО взаимодействия Рашбы и зеемановского расщепления [8]:

$$\hat{H}_0 = \frac{(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c} \mathbf{A})^2}{2m^*} + \frac{\alpha}{\hbar} [\mathbf{z} \times \hat{\mathbf{g}}] \cdot (\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c} \mathbf{A}) - g\mu_B H \hat{\sigma}_z + V(x, y). \quad (2)$$

Здесь функция $V(x) = V_0 (\cos[2\pi x/a] + \cos[2\pi y/a])$ моделирует периодический потенциал сверхрешетки с периодом a . Здесь α – параметр спин-орбитального взаимодействия Рашбы, $\mathbf{z}$ – базисный вектор оси Oz декартовой прямоугольной системы координат. Для векторного потенциала $\mathbf{A}$ постоянного магнитного поля $\mathbf{H}$ выбрана калибровка Ландау $\mathbf{A} = \{0, Hx, 0\}$. Спектр и структура собственных функций гамильтониана (2) подробно обсуждалась в работе [3]. В частности, было показано, что периодический потенциал поля сверхрешетки снимает вырождение состояний по центру орбиты в магнитном поле, а спин-орбитальное взаимодействие перемешивает состояния чистых уровней Ландау. В результате каждый уровень Ландау расщепляется слабым периодическим потенциалом на магнитные подзоны, число которых равно удвоенному значению числителя дроби $p/q = |e|H a^2 / 2\pi \hbar c$, определяющей рациональный магнитный поток через элементарную ячейку сверхрешетки.

Воздействие на систему электромагнитной волны частоты ω , распространяющейся вдоль вектора $\mathbf{H}$, линейно поляризованной вдоль оси Ox , учтем по теории возмущений с гамильтонианом

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\frac{e}{m^* c} (\hat{\mathbf{p}} - e\mathbf{A}/c) \mathbf{A}_w + \frac{e\alpha}{\hbar c} \hat{\sigma}_y A_w, \quad (5)$$

где $\mathbf{A}_w = \{A_w, 0, 0\}$ – векторный потенциал электромагнитного поля волны, $A_w = A_0 \exp(i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}))$. Считая величину импульса падающего фотона $\mathbf{k} = \{0, 0, k\}$ пренебрежимо малой по сравнению с величиной квазиимпульса электрона, не зависящая от времени часть матричного элемента оператора взаимодействия (5), определяющего амплитуду вероятности перехода из начального состояния $|j, \mathbf{k}\rangle$ в конечное $|f, \mathbf{k}\rangle$, равна:

$$W_{\mathbf{k}\mathbf{k}}^{j \rightarrow f} = \frac{A_0 |e|}{c} \frac{i}{\sqrt{1 + D_1^2}} \sum_{n,m=1}^p (A_m^{(f)*} B_n^{(j)} - A_n^{(j)} B_m^{(f)*}) \left(\frac{D_1 \hbar}{qam^* \ell_H \sqrt{2}} - \frac{\alpha}{\hbar} \right). \quad (6)$$

Число фотонов, поглощенных в единицу времени единицей площади поверхности, равно

$$\gamma = \frac{2\pi}{\hbar \Xi} \int |W_{\mathbf{k}\mathbf{k}}^{j \rightarrow f}|^2 \delta[E_f(\mathbf{k}) - E_j(\mathbf{k}) - \hbar\omega] \frac{d^2 k}{2\pi^2}, \quad (7)$$

где Ξ — плотность потока фотонов, а интегрирование проводится по всем заполненным начальным состояниям в МЗБ.

Спектр поглощения линейно поляризованного электромагнитного излучения двумерным электронным газом в структуре GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As в случае, когда полностью заполнена низшая магнитная подзона в спектре энергий, представлен на рис.1. При этом концентрация электронов составила величину порядка 10^{11} см⁻². По горизонтальной оси отложена частота переходов ν ($\nu = \omega/2\pi$), а по вертикальной — в относительных единицах число поглощенных фотонов в единицу времени единицы площади поверхности. Расчетные параметры указаны в подписи к рисунку. Можно видеть семь достаточно хорошо разрешенных по частоте пиков поглощения излучения, соответствующих переходам из низшей заполненной подзоны в оставшиеся семь свободных при $p/q = 4/1$. Ширина пиков поглощения в среднем составляет величину порядка 0.025 мэВ, а длины волн указанных переходов не превосходят величину 0.5 мкм, соответствующую переходу в восьмую магнитную подзону. Пики поглощения имеют выраженную форму пагоды вследствие наличия особенностей типа ван-Хова в плотности состояний электрона в магнитных подзонах. Отметим, что при учете лишь зеемановского расщепления основного уровня Ландау указанные на рис.1 переходы между магнитными подзонами вследствие принципа Паули будут запрещены. Проведенный нами анализ симметрии волновых функций, а также непосредственные расчеты коэффициента поглощения позволяют сделать вывод о том, что с увеличением напряженности магнитного поля вследствие эффекта Зеемана полупроводниковая структура в соответствующей области частот падающего излучения становится более прозрачной. Таким образом, в решеточных структурах, где величина СО расщепления больше или сравнима с зеемановским расщеплением и расщеплением за счёт действия периодического потенциала, спин-орбитальное взаимодействие должно быть учтено при анализе результатов возможных магнитооптических экспериментов с 2D электронным газом.

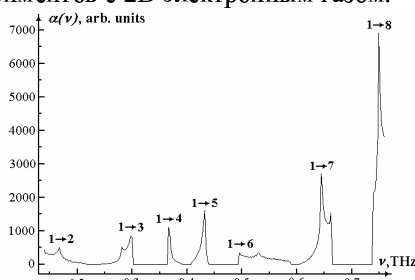


Рис.1. Коэффициент поглощения $\chi(\nu)$ ($\omega = 2\pi\nu$) линейно поляризованного электромагнитного излучения двумерным

электронным газом в структуре GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As ($V_0 = 1$ мэВ, $a = 80$ нм, $m^* = 0.05m_0$, $g = -4.0$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-11}$ эВ м) при $p/q = 4/1$. Полностью заполнена низшая магнитная подзона в спектре энергии.

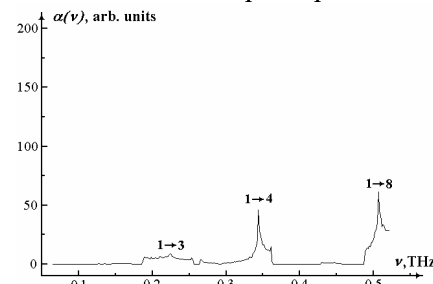


Рис. 2. Коэффициент поглощения $\chi(\nu)$ ($\omega = 2\pi\nu$) линейно поляризованного электромагнитного излучения двумерным электронным газом в структуре AlGaAs/GaAs с параметрами $V_0 = 1$ мэВ, $a = 80$ нм, $m^* = 0.067m_0$, $g = -0.44$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-12}$ эВ м. Полностью заполнена низшая магнитная подзона.

Спектр поглощения линейно поляризованного излучения 2D электронным газом в структуре AlGaAs/GaAs, когда заполнена низшая подзона в спектре, представлен на рис.2. Величины СО и зеемановского расщеплений при числе квантов магнитного потока через ячейку сверхрешетки $p/q = 4/1$ здесь меньше величины расщепления нулевого уровня Ландау периодическим потенциалом на магнитные подзоны. Вследствие этого линии в спектре поглощения имеют малую интенсивность по сравнению с интенсивностью линий спектра, представленного на рис.1. Результаты проведенных расчетов и анализ симметрии состояний электронов в указанной структуре позволяют установить факт ее высокой прозрачности в субмиллиметровом диапазоне длин волн падающего излучения. Отметим, что результаты численных расчетов спектра поглощения для структуры AlGaAs/GaAs находятся в качественном соответствии с результатами проведенных теоретических исследований спектров магнитопоглощения в модели бесспиновых частиц [7].

- [1] C.Albrecht, J.H.Smet, K. von Klitzing et al., Phys. Rev. Lett., **86** (2001) 147.
- [2] D.Grundler, Phys. Rev. Lett., **84** (2000) 6074.
- [3] V.Ya.Demikhovskii, A.A.Perov, Europhys. Lett., **76** (3), 477 (2006).
- [4] V.Ya. Demikhovskii, A.A. Perov. Phys. Rev. B, **75**, 205307 (2007).
- [5] D.J. Thouless, M. Kohmoto, M.P. Nightingale, and M. den Nijs. Phys. Rev. Lett., **49**, 6 (1982).
- [6] X.F. Wang, P. Vasilopoulos, F.M. Peeters. Phys. Rev.B, **71**, 125301 (2005).
- [7] В.Я. Демиховский, А.А. Перов. ЖЭТФ, **114**, 1795 (1998).

Резонансная передача светового поля нанопористой металлической пленкой

В.В. Попов¹, Т.В. Теперик^{1,2}, F. J. García de Abajo^{2,3}

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН
ул. Зеленая 38, 410019 Саратов, Россия

² Donostia International Physics Center, Aptdo. 1072, 20080 San Sebastian, Spain

³ Instituto de Optica, Serrano 121, 20006 Madrid, Spain

В последнее время интенсивно развивается оптика твердотельных наноструктур с целью их использования для создания оптических систем с субволновым пространственным разрешением. Данная задача является актуальной при разработке методов субволновой фотолитографии, для увеличения плотности хранения информации, а также в биомедицине. В работе [1] впервые была предложена идея использовать ближние световые поля, возбуждаемые вблизи исследуемого объекта (источника), так называемые эванесцентные волны, для получения изображения источника с субволновым пространственным разрешением. Основная трудность при создании оптической линзы ближнего поля («суперлинза») заключается в том, что поля эванесцентных волн сильно спадают вдоль оптического пути от объекта к предполагаемому изображению. Таким образом, оказывается невозможным передать полное изображение объекта на расстояния существенно превышающие длину световой волны. Следовательно, необходимо, чтобы структура «суперлинзы» усиливала ближнеполевые составляющие оптического сигнала, компенсируя тем самым спад поля эванесцентных волн вдоль оптического пути [2,3]. В работах [4-7] была продемонстрирована принципиальная возможность решения указанной задачи с использованием диэлектрических и металлических фотонных кристаллов. Однако этот метод имеет ряд существенных недостатков. Дело в том, что собственные оптические моды фотонных кристаллов имеют достаточно сильную дисперсию и поэтому различные пространственные спектральные составляющие «запывающей» эванесцентной волны передаются через фотонно-кристаллическую структуру на различных частотах, что препятствует формированию изображения объекта с субволновым разрешением на фиксированной частоте. Для того, чтобы создать полное изображение объекта, необходимо передать в плоскость изображения также распространяющиеся от объекта (а не только эванесцентные) световые волны. Так как условия эффективной передачи распространяющихся и эванесцентных волн через фотонный кристалл могут быть существенно различными, это также приводит к искажению (абберации) оптического изображения. Наконец, переданные через фотонный кристалл эванесцентные составляющие светового поля объекта быстро затухают при удалении от поверхности фотонного кристалла, что позволяет

получить субволновое изображение объекта только в непосредственной близости от тыльной поверхности фотонного кристалла.

В данной работе исследована возможность резонансной передачи светового поля через нанопористую металлическую пленку за счет возбуждения локализованных полостных плазмонных мод в нанопорах. Поскольку локализованные плазмоны являются бездисперсионными возбуждениями, можно ожидать, что различные пространственные фурье-составляющие светового поля источника будут эффективно передаваться через нанопористую металлическую пленку на частоте плазмонного резонанса. Можно также ожидать, что нанопористая металлическая пленка будет пропускать как распространяющиеся, так и эванесцентные световые волны в силу того, что локализованный плазмонный резонанс может возбуждаться волнами обоих вышеуказанных типов. При этом эванесцентные световые волны будут передаваться через нанопористую металлическую пленку в виде распространяющихся от тыльной поверхности пленки световых волн, что позволит передавать информацию о ближнем световом поле источника на большие расстояния (значительно превышающие длину световой волны) от поверхности нанопористой металлической пленки.

В качестве «источника» световых волн рассмотрим призму, расположенную на расстоянии h от поверхности нанопористой металлической пленки, содержащей один слой сферических нанопор, образующих квадратную решетку в плоскости пленки (рис.1). В режиме прохождения света через призму нижняя поверхность призмы излучает бегущие световые волны, в то время как в режиме полного внутреннего отражения света нижняя поверхность призмы «излучает» эванесцентные световые волны, поле которых экспоненциально спадает при удалении от нижней поверхности призмы.

Прохождение света в вышеописанной структуре исследовалось с использованием комбинированного теоретического подхода, объединяющего формализм матрицы рассеяния и метод разложения светового поля в нанопористой металлической пленке по мультиполям (метод Корринги-Кона-Ростокера) [8].

Существуют плазмоны, локализованные в нанопорах и делокализованные плазмоны, распространяющиеся по плоской поверхности нанопористой металлической пленки. При совпадении

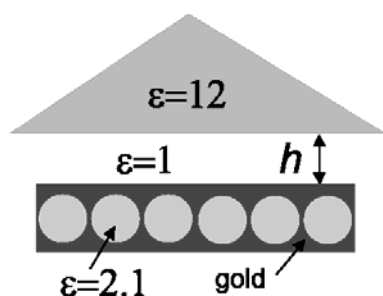


Рис.1. Схематическое изображение нанопористой металлической пленки с призмным элементом связи (сверху). Приведены используемые в расчетах значения диэлектрических проницаемостей.

частот двух вышеуказанных плазменных возбуждений между ними устанавливается резонансное взаимодействие, приводящее к существенному усилению поверхностных плазмонов [9]. Поскольку поверхностные плазмоны имеют достаточно сильную дисперсию, их возбуждение препятствует передаче различных пространственных фурье-составляющих светового поля через нанопористую металлическую пленку на фиксированной частоте. Однако нежелательное возбуждение поверхностных плазмонов можно устранить с помощью отстройки частоты полостного плазмона путем заполнения нанопор диэлектриком.

На рис.2 показана зависимость пропускания нанопористой металлической пленки от угла падения света в призме для двух различных толщин зазора между призмой и лицевой поверхностью нанопористой металлической пленки (см рис.1) на частоте возбуждения основного плазмонного резонанса в нанопорах ($h\omega = 1.962$ эВ). Заметим, что коэффициент передачи как бегущих, так и эванесцентных, световых волн через нанопористую металлическую пленку исчезающе мал вдали от резонанса возбуждения полостных плазмонов. В режиме прохождения света через призму ($\theta < \theta_{TR}$, где θ и θ_{TR} — углы соответственно падения и полного внутреннего отражения света в призме) коэффициент пропускания бегущих световых волн через нанопористую металлическую пленку практически не зависит от угла падения света. Коэффициент пропускания эванесцентной волны (при $\theta < \theta_{TR}$) и диапазон пропускаемых волновых векторов (соответствующий диапазону углов падения света в призме) увеличиваются с уменьшением толщины зазора между призмой и лицевой поверхностью пленки, поскольку при этом увеличивается коэффициент связи между «запитывающей» эванесцентной волной и плазменными колебаниями, локализованными в нанопорах. При любой фиксированной толщине зазора коэффициент пропускания эванесцентной волны уменьшается (слабее при малых толщинах зазора) с ростом

угла падения света в призме из-за уменьшения пространственного масштаба спада эванесцентной волны при удалении от нижней поверхности призмы. Коэффициент передачи как бегущих, так и эванесцентных, световых волн через нанопористую металлическую пленку обращается в

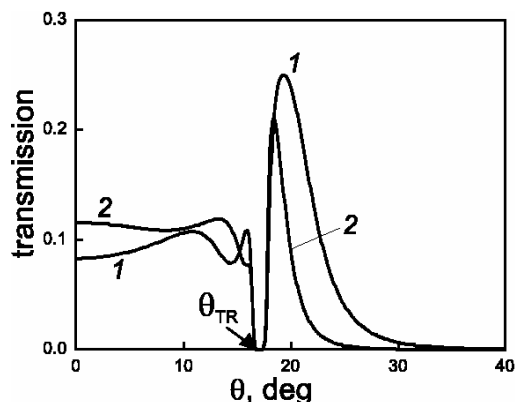


Рис.2. Зависимость коэффициента пропускания нанопористой золотой пленки толщиной 320 нм от угла падения света в призме для двух различных значений толщины зазора между призмой и поверхностью металлической пленки h (нм) = 100 (кривая 1) и 200 (кривая 2). Диаметр нанопор, упорядоченных в квадратной решетке с постоянной решетки 310 нм, составляет 300 нм.

нуль при $\theta = \theta_{TR}$, так как в этом случае плазмонные диполи колеблются поперек металлической пленки не могут излучать световые волны, уходящие от тыльной поверхности пленки.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту 07-02-91011.

- [1] Pendry, J.B., Phys. Rev. Lett., **85**, 3966 (2000).
- [2] Ramakrishna, S.A., Pendry, J.B., Phys. Rev. B, **67**, 201101 (2005).
- [3] Tretyakov, S.A., *Analytical modeling in applied electrodynamics*. Norwood: Artech House (2003).
- [4] Теперик, Т.В., Попов, В.В., García de Abajo, F. J., Васильев, Л.А., Фатеев, Д.В., Нанопизика и Нанозлектроника: Материалы XI симпозиума, Нижний Новгород, 10-14 марта, 2007, Т.2, с.315-316.
- [5] Ono, A., Kato, J., Phys. Rev. Lett., **95**, 267407 (2005).
- [6] Feng, S., Li, Z.-Y., Feng, Z.-F., Cheng, B.-Y., Zhang, D.-Z., Appl. Phys. Lett., **88**, 031104 (2006).
- [7] Battula, A., Chen, S.C., Phys. Rev. B, **76**, 193408 (2007).
- [8] Teperik, T.V., Popov, V.V., García de Abajo, F.J., Phys. Rev. B, **71**, 085408 (2005).
- [9] Teperik, T.V., Popov, V.V., García de Abajo, F.J., Kelf, T.A., Sugawara, Y., Baumberg, J.J., Abdelsalem, M.E., Barlett, P.N., Opt. Express, **14**, 1965 (2006).

Особенности межминизонного туннелирования в СР с простой и сложной элементарной ячейкой

Ю.Ю. Романова, Ю.А. Романов

Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603950, Н. Новгород, Россия
e-mail: jul@ipm.sci-nnov.ru

Ранее [1] нами было показано, что для создания терагерцового блоховского генератора с непрерывно перестраиваемой электрическим полем частотой перспективны сверхрешетки (СР) с элементарной ячейкой, содержащей двойные квантовые ямы. Зонная структура таких СР может включать в себя две нижние близкорасположенные минизоны (энергетический зазор порядка 1-15 мэВ), значительно удаленные от остальных (>100 мэВ). Примеры двух таких СР с симметричной (а) и несимметричной (b) элементарными ячейками приведены на рис.1. В таких структурах возникает значительное туннелирование электрона между нижними минизонами уже в относительно слабых электрических полях (10^2 - 10^3 В/см), а ванье-штарковская лестница состоит из двойных энергетических ступенек. Интенсивность межминизонного туннелирования определяется величиной матричных элементов координаты $x_{nm}(k)$ по блоховским функциям электрона, значения которых для исследуемых нами СР приведены на рис.2. Видно, что туннелирование электрона происходит в значительной области квазиимпульсного пространства, а не только в окрестности точки максимальной близости минизон, как это имеет место в обычных полупроводниках. Уровни двойной ванье-штарковской лестницы определяются соотношениями:

$$\varepsilon_n^{1,2} = \text{const} + \hbar\Omega_c \left(n \mp \frac{\phi}{2\pi} \right),$$

$$\phi = \arccos \left(\sqrt{1-R^2} \cos \left(\varphi + \pi \frac{\bar{\Delta}_{21}(E)}{\hbar\Omega_c} \right) \right),$$

$$\bar{\Delta}_{21}(E) = \bar{\Delta}_{21} - eE(\bar{x}_{22} - \bar{x}_{11})$$

R^2 - вероятность межминизонного туннелирования электрона при прохождении им периода обратной СР, φ - фаза, $\bar{\Delta}_{21}$ - среднее расстояние между минизонами, E - величина статического электрического поля, $\Omega_c = eEd/\hbar$ - его блоховская частота, d - период СР. При $R^2 \ll 1$ расстояние между ближайшими ступеньками ванье-штарковской лестницы $\delta\varepsilon \approx \hbar\Omega_c R / \pi$. На рис 3 приведена зависимость

вероятности туннелирования R^2 от электрического поля для СР (рис.1a,b). Как показывают расчеты, разность диагональных матричных элементов координаты ($\bar{x}_{22} - \bar{x}_{11}$) в

СР с несимметричной элементарной ячейкой существенно меняет условие антикроссинга и дает заметный дополнительный вклад в расщепление ванье-штарковских уровней.

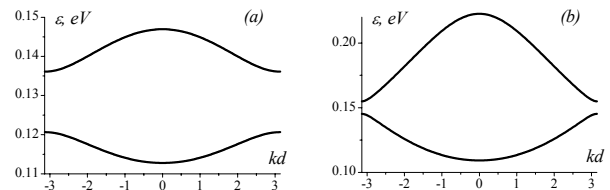


Рис.1 Энергетические диаграммы СР с симметричной (а) и несимметричной (b) элементарной ячейкой. (а): AlAs(4 d_{mL}) - Al_{0.05}Ga_{0.95}As(18 d_{mL}) - AlAs(4 d_{mL}) - GaAs (16 d_{mL}); (b): Al_{0.35}Ga_{0.65}As (7 d_{mL}) - GaAs(9 d_{mL}) - Al_{0.35}Ga_{0.65}As (8 d_{mL}) - Al_{0.05}Ga_{0.95}As (11 d_{mL}), $d_{mL}=2.83\text{\AA}$ -толщина одного монослоя

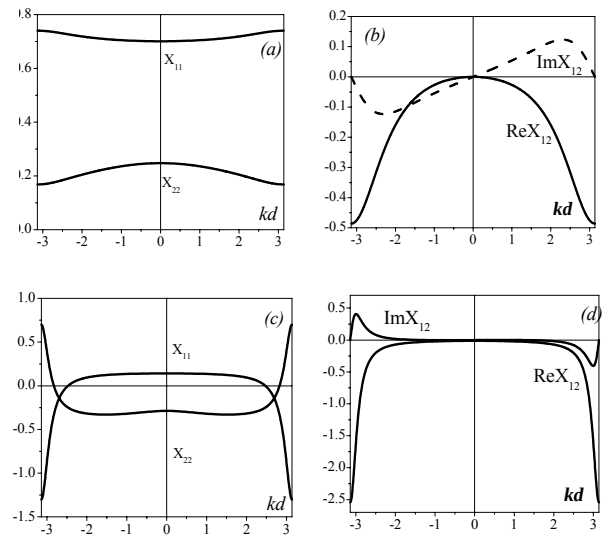


Рис.2 Диагональные (a,c) и недиагональные (b,d) матричные элементы координаты (x_m,d) для СР рис.1: а и b соответственно.

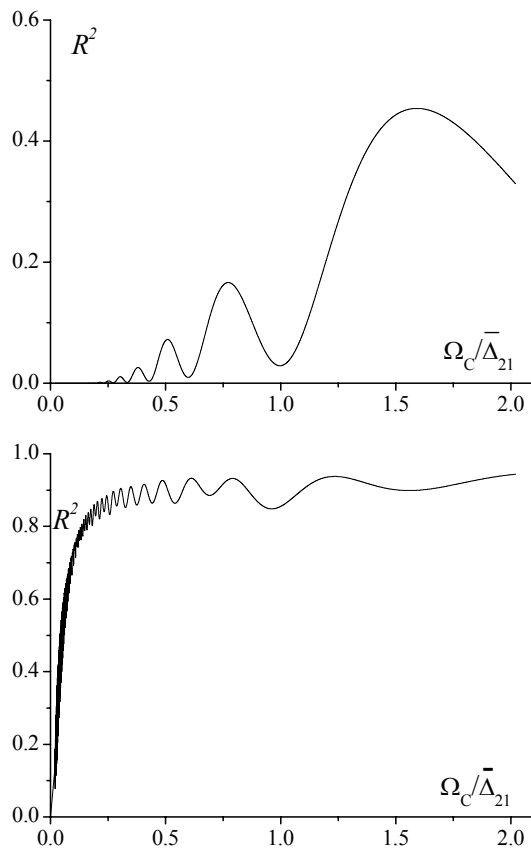


Рис.3 Вероятность электрона, находившегося при $k_0=0$ в нижней минизоне, оказаться при $k=2\pi/d$ в верхней минизоне. k - волновой вектор электрона. Для СР рис 1: a, b соответственно.

На рис.4 приведены временные эволюции вероятности нахождения электрона во второй минизоне при многократном прохождении им минизоны Бриллюэна из начального состояния $k_0=0$ первой энергетической минизоны (временная зависимость определяется связью $k = k_0 + \frac{\Omega_c}{d}(t - t_0)$). Эта вероятность имеет осцилляторный характер, обусловленный суперпозицией переходов электрона между всеми ванье-штарковскими - состояниями. Наименьшая частота осцилляций вероятности обусловлена переходами между ближайшими ступеньками двойной ванье-штарковской лестницы. В литературе [2] эти осцилляции стали называть осцилляциями Раби, которые первоначально были введены для описания поведения двухуровневых систем в резонансном поле. Мы считаем такое сопоставление неправомерным.

Методом матрицы плотности рассчитаны ВАХ СР с учетом межминизонного туннелирования электрона. Характерные зависимости приведены на рис.5. Их сложный осцилляторный характер обусловлен резонансными релаксационными переходами между ванье-штарковскими состояниями.

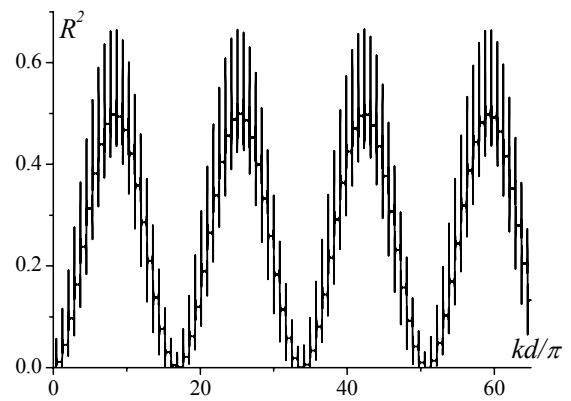


Рис. 4 Временная эволюция вероятности нахождения электрона (СР рис 1: b) во второй минизоне при многократном прохождении им минизоны Бриллюэна. из начального состояния $k_0=0$.

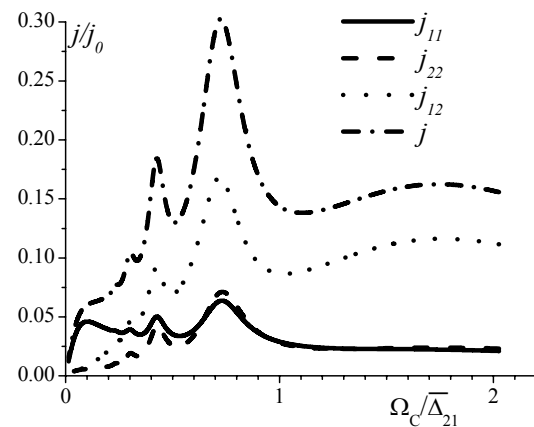


Рис.5 ВАХ СР (рис 1: a). j –полный ток, $j_{11,22}$ - токи в первой и второй минизонах соответственно, j_{12} – ток, обусловленный межминизонным туннелированием.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 07-02-01126, 06-02-16598) и Программы Президиума РАН «Квантовые наноструктуры»

- [1] Романов Ю.А., Романова Ю.Ю., ФТТ, 46, 162 (2004); ФТП **39**, 1, 162 (2005).
- [2] P. Abumov, D. W. L. Sprung., Phys. Rev. **B 75**, 165421 (2007).

Короткопериодные сверхрешетки InGaAs/InAlAs: особенности формирования и свойства

Ю.Л. Рябоштан¹, А.А. Мармалюк¹, К.Д. Щербачев²

¹ООО "Сигм Плюс", 117342, г. Москва, ул. Введенского, 3

² МИСиС (ТУ), 119049, г. Москва, Ленинский пр-т, 4

e-mail: Yu.Ryaboshstan@sipplus.ru

В настоящее время сверхрешетки (СР) полупроводников III-V широко используются как элементы гетероструктур для излучающих и приемных приборов.

Задача получения высококачественных короткопериодных СР InGaAs/InAlAs требует прецизионного контроля состава сопрягающихся пар для согласования их периода решетки с подложкой InP, обеспечения резкости гетерограниц, однородности и идентичности отдельных слоев, составляющих СР, постоянства периода по толщине СР и хорошей морфологии поверхности. Данная работа направлена на решение поставленной задачи в условиях МОС-гидридной эпитаксии.

СР InGaAs/InAlAs выращивалась на (100) подложках n-InP методом МОС-гидридной эпитаксии в горизонтальном реакторе щелевого типа. С целью повышения однородности по поверхности роста, применялось вращение подложкодержателя с вакуумным уплотнением ферромагнитной жидкостью. Для повышения резкости гетерограниц процесс роста проводился при пониженном давлении 60 мм.рт.ст. Источниками элементов III группы являются триэтилгаллий, триметилиндий и триметилалюминий. Источниками элементов V группы являются AsH₃ и PH₃. Температура роста составляла 660°C, а мольное отношение V/III=80

СР состояла из 350 чередующихся слоев In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As изопериодных InP (рис.1). Толщины слоёв, рассчитанные по скорости роста, составили 36 Å для In_{0.53}Ga_{0.47}As и 16 Å для In_{0.52}Al_{0.48}As.

Перед процессом роста СР были выращены отдельные эпитаксиальные слои InGaAs и InAlAs и изучены их характеристики. Образцы InGaAs продемонстрировали наличие пика фотолюминесценции на длине волны $\lambda=1.65$ мкм и рассогласование с подложкой InP на уровне -500 ppm. В свою очередь, образцы InAlAs характеризовались длиной волны фотолюминесценции $\lambda=0.83$ мкм и рассогласованием с подложкой InP -300 ppm. Видно, что указанные слои имели хорошее согласование с подложкой, что исключительно важно при создании СР с большим количеством периодов.

Образцы исследовались при помощи оптической и электронной микроскопии, рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения, фотолюминесцентных измерений.

По результатам оптической микроскопии СР характеризовалась зеркальной морфологией.

Фотолюминесцентные измерения проводились на установке RPM SIGMA при комнатной температуре. Для возбуждения люминесценции использовался полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 785 нм с выходной мощностью 50 мВт.

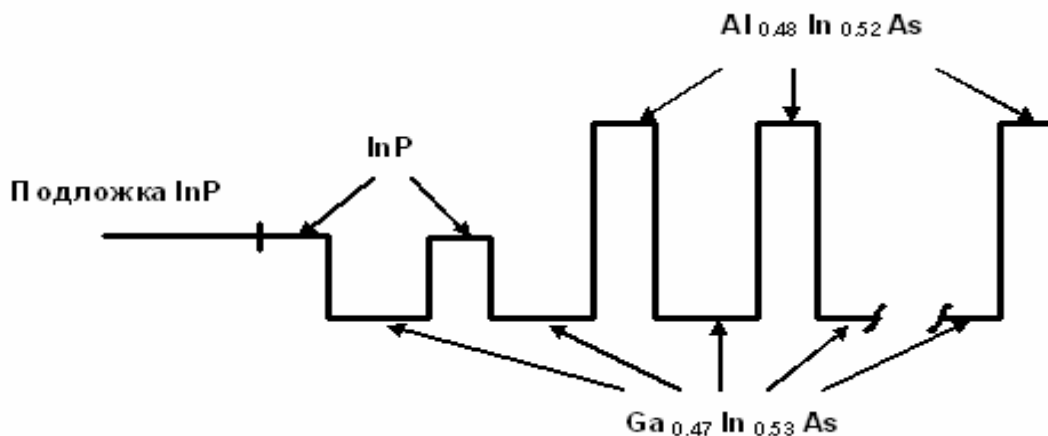


Рис.1 Схематическая зонная диаграмма СР InGaAs/InAlAs/InP

Исследования фотолюминесценции СР продемонстрировали наличие пика с длиной волны излучения 1355 нм (рис. 2), что хорошо соответствует теоретически рассчитанной величине 1360 нм. Разброс длины волны по пластине площадью 5 см² достигал ± 6 нм, что составляет 0.5 % стандартного отклонения от среднего значения (рис.3).

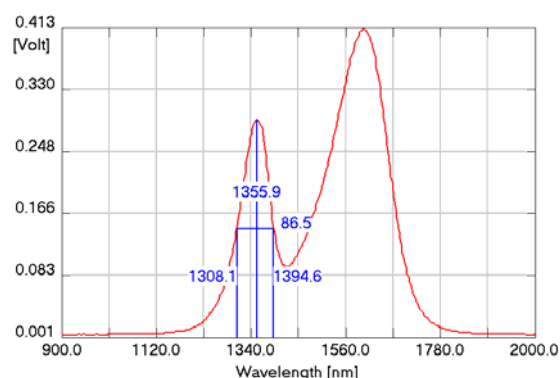


Рис.2 Положение максимума фотолюминесценции СР InGaAs/InAlAs/InP.

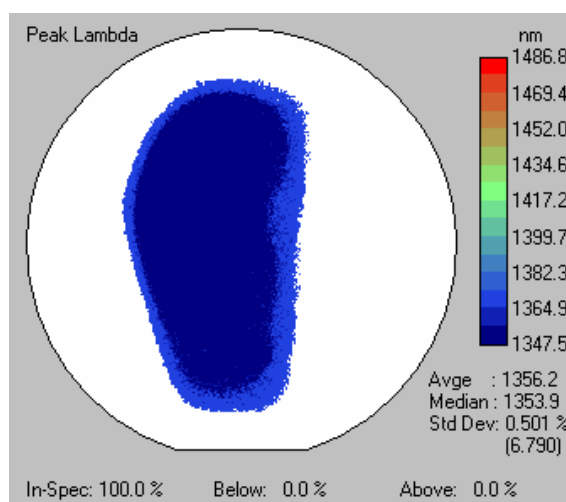


Рис.3 Карта распределения длины волны фотолюминесценции по поверхности образца.

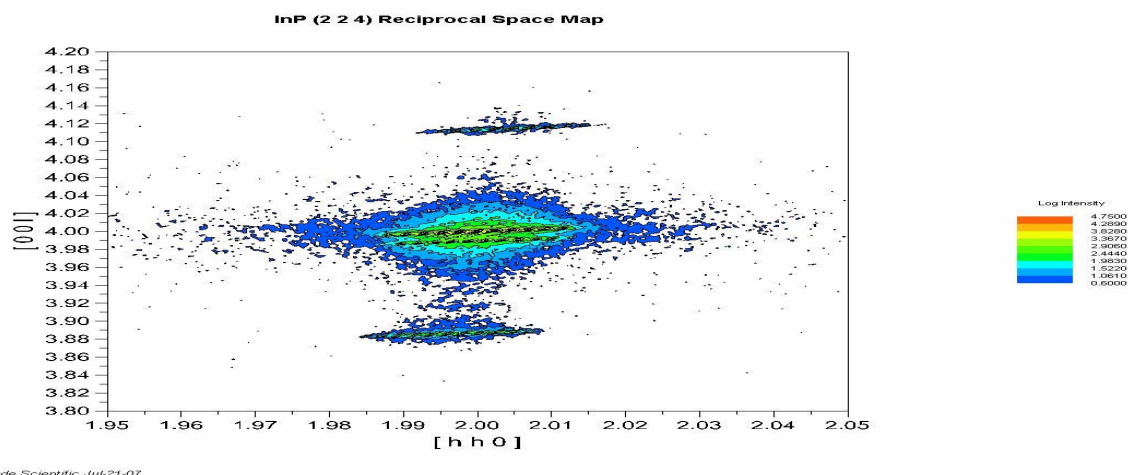


Рис.5 Карта обратного пространства СР InGaAs/InAlAs/InP

Рентгенодифракционные измерения проводили на дифрактометре Bede D1 System методом двухкristальной дифрактометрии. Для монохроматизации пучка использован двухкратный Ge(004) асимметричный монохроматор. К α 2 отделяли с помощью щели 0.2 мм.

Кривая дифракционного отражения, полученная в широком диапазоне углов (4 градуса по ω), продемонстрировала сателлиты ± 2 , ± 1 и 0 порядка, характерные для короткопериодной СР (рис. 4). Период СР, оцененный по среднему расстоянию между сателлитами, составляет 51 Å. Видно хорошее соответствие между заданными и полученными параметрами. Дополнительно, для оценки степени когерентности с подложкой была построена карта обратного пространства. Все максимумы (пик подложки и сателлитов) лежат на одной линии, что говорит о полной когерентности СР с подложкой (рис. 5).

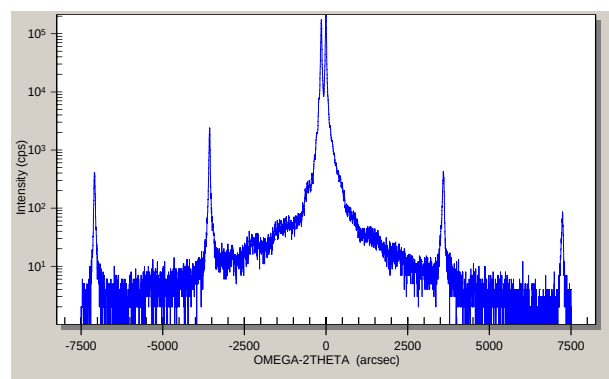


Рис.4 Кривая дифракционного отражения (КДО) InP(004), полученная в двухкristальной схеме с широко открытым детектором.

Проведенные исследования показали, что метод МОС-гидридной эпитаксии применим для получения короткопериодных СР с высоким кристаллическим и оптическим совершенством.

Получение пленок PDLC на основе акриловых мономеров и исследование влияния электрического поля на ориентационную структуру капель жидкого кристалла в пленках PDLC.

С.В.Сипрова¹, А.И.Машин¹, Дж.Кидикимо², Дж.Де Фильпо²,
А.В.Коробков¹, А.В.Нежданов¹

¹Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, пр-т. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

²Калабрийский университет, Козенца, Италия
e-mail: vikssi@yandex.ru

Одним из перспективных направлений развития современной оптоэлектроники является создание композитных материалов, объединяющих электрооптические свойства жидких кристаллов и механические свойства полимеров. Среди них наибольший интерес вызывают капсулированные полимером жидкие кристаллы (КПЖК, polymer dispersed liquid crystal (PDLC)), в связи с широкими возможностями их практического применения в LCD мониторах и телевизионных проекционных системах [1], в автомобильной промышленности (стекла с регулируемым анти-ослепляющим эффектом) и других электрооптических приборах. Оптические и электрооптические свойства такого материала определяются в основном ориентационным упорядочением (конфигурацией) директора внутри капель ЖК, которое в свою очередь, зависит от граничных условий, морфологии капли и внешних воздействий.

В данной работе были исследованы пленки PDLC полученные методом фазового разделения полимера и жидкого кристалла при УФ фотополимеризации [2]. Для получения пленок использовались следующие компоненты: мономеры 2-этилгексил акрилат (ЭГА), метакриловая кислота (МАК), фотоинициатор Irgacure 651 (Ciba, Франция), жидкий кристаллы E7 и TL202 (Merck, Германия).

Длинные цепи молекул полимера ЭГА:МАК «клубком» обворачивают капли жидкого кристалла. Задавая тем самым тангенциальные граничные условия - планарную ориентацию молекул нематика. В данном случае характерна *биполярная* конфигурация директора с двумя точечными дефектами (*буждужми*), расположенными на противоположных сторонах капель (рис.1а). В произвольных случаях молекула полимера образовывала нормальное (*гомеотропное*) сцепление нематика, тогда равновесной структурой является *радиальное* упорядочение директора с точечным дефектом (*ежом*) в центре капли или на ее поверхности (рис.1б)[3].



Рис.1. Конфигурация директора в каплях нематика: а – биполярная; б – радиальная.

На микрофотографиях текстуры основная часть капель имеет биполярную конфигурацию директора. При наблюдении в геометрии скрещенных поляризаторов на текстурах биполярных капель видны две симметрично расположенные полосы погасания в форме гипербол, которые исходят из полюсов капли (точечных дефектов), постепенно расширяясь. Если угол между осью симметрии капли и поляризатором 0° или 90° , то полосы формируют форму креста (рис.2а).

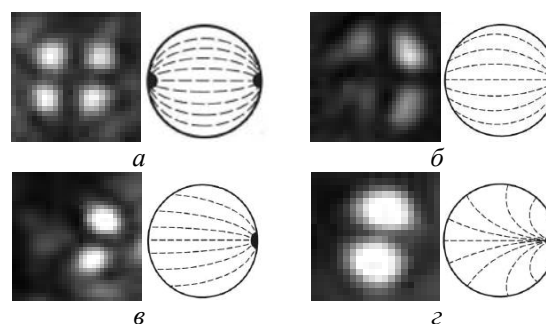


Рис.2. Текстуры и соответствующие им структуры капель нематического жидкого кристалла E7 ($C_{E7} = 25$ массовых %) в полимерной матрице. Конфигурация директора: а – биполярная; б – с одним разрушенным буждужмом; в – монополярная; г – пред-радиальная. Длина максимальной оси эллипсоидальной капли a , мкм: а – 2,68; б – 3,95; в – 3,44; г – 3,6. Эллиптичность капли $l = a/c$: а – 1,05; б – 1,03; в – 1,17; г – 1.

Вследствие редкого, но имеющего место нормального сцепления молекул нематика и полимера на фотографиях наблюдаются текстурные картины капель похожих на

биполярные, но имеющих явные отличия. В таких случаях образуются капли с одним разрушенным буджом (рис.2б), капли имеющие монополярную (рис.2в) и пред-радиальную (рис.2г) структуры. Так же нарушение в текстурные картины некоторых капель вносят эллиптичность и неправильная форма.

На микрофотографиях пленок снятых сразу после фотополимеризации преобладают капли имеющие нестабильные конфигурации. Такие как твист-биполярная и твист-тороидальная структуры. Все эти структуры с течением времени трансформируются в классические биполярные.

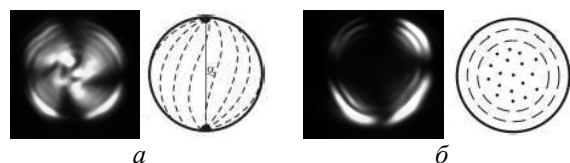


Рис.3. Текстуры и соответствующие им структуры капель нематического жидкого кристалла TL202 ($C_{TL202} = 30$ массовых %) в полимерной матрице. Конфигурация директора: *a* – твист-биполярная; *б* – твист-тороидальная. Длина максимальной оси эллипсоидальной капли *a*, мкм: *a* – 8,44; *б* – 8,63. Эллиптичность капли $l = a/c$: *a* – 1,08; *б* – 1,04.

При приложении и дальнейшем увеличении напряжения вследствие трансформации структуры директора капель текстурная картина меняется. В интервале напряжений от 0 до 18 В существенных видимых изменений не происходит.

Тенденция текстурных изменений зависит от формы и размера капли, но основной определяющей является угол (α) между осью симметрии капли и направлением поля. У капли с α близким к 90° текстурные изменения, вплоть до ее полного гашения, наблюдаются в некотором диапазоне. То есть идет медленный поворот директоров молекул капли и движение буджумов по её поверхности (рис.4).

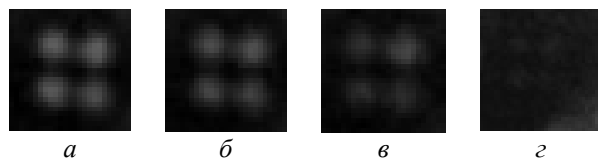


Рис.4. Текстуры картины капли с $\alpha = 90^\circ$. Направление поля перпендикулярно плоскости изображения. *E*, В/мкм: *a* – 6,1; *б* – 7,2; *в* – 8,8; *г* – 9,2. Длина максимальной оси эллипсоидальной капли *a* = 2,55 мкм. Эллиптичность капли $l = 1$. Толщина пленки 10 мкм.

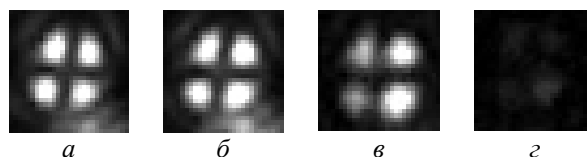


Рис.5. Текстуры картины капли с $\alpha = 0^\circ$. Направление поля перпендикулярно плоскости изображения. *E*, В/мкм: *a* – 5,6; *б* – 9,9; *в* – 13,1; *г* – 13,2. Длина максимальной оси эллипсоидальной капли *a* = 3,19 мкм. Эллиптичность капли $l = 1$. Толщина пленки 10 мкм.

Буджумы не перемещаются по поверхности у капель с α близким к 0° , т.к. ось симметрии капли изначально направлена по полю. И текстурные изменения не наблюдаются до достижения приложенным напряжением некоторого критического значения, при котором происходит скачкообразный поворот директоров молекул капли в направлении поля (рис.5).

Коэффициент пропускания света данных пленок *T* растет в интервале длин волн падающего света от 400 до 800. В выключенном состоянии *T* меняется от 25% до 50%, при этом напряжение выключения составляет 0,6 В/мкм. Во включенном состоянии – от 45% до 78%, при этом напряжение включения составляет 6,8 В/мкм (толщина пленки 10 мкм). Результаты исследования электрооптических и спектральных свойств соответствуют наблюдаемым текстурным изменениям массива капель пленки.

- [1] Lin, Y., Ren, Wu S., Appl. Phys. Lett, **84**, 4083 (2004).
- [2] Roussel, F., Phys. Rev E, **62**, N2, 2310-2316 (2000).
- [3] Прищепа, О.О., Шабанов, А.В., Зырянов, В.Я., ПЖЭТФ, **79**, вып.6, 315-319 (2004).

Рост упорядоченных GaAs ННК

И.П.Сошников^{1,2}, Г.Э.Цырлин^{1,2,3}, Ю.Б.Самсоненко^{1,2,3}, В.М.Устинов^{1,2},
С.А.Гусев⁴

¹Санкт-Петербургский Физико-Технологический Научно-образовательный Центр РАН ул.Хлопина 8, к.3,

С.-Петербург, Россия

²Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук, Политехническая ул. 26, 194021

С.-Петербург, Россия

³Институт Аналитического Приборостроения Российской академии наук, Рижский пр. 26, 190083
С.-Петербург, Россия

⁴Институт Физики Микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия

E-mail: ipsosh@beam.ioffe.ru

Упорядоченные массивы ННК представляют особый интерес для исследователей, что обусловлено перспективами исследований свойств и применения таких структур, например при создании нанoeлектронных приборов, фотонных кристаллов и различных сенсоров [1-4]. Поэтому в настоящей работе изучалась возможность получения упорядоченных массивов ННК с помощью электронной литографии.

Экспонирование проводилось на электронном микроскопе SUPRA 50 VP, оснащённом системой для электронно-лучевой литографии ELPHY PLUS. Нанесение слоя Au толщиной ~1 нм проводилось методом электронно-лучевого испарения в ВУП-5. Отметим, что для улучшения адгезии Au к подложке перед напылением проводилась обработка ионным пучком Ar^+ с энергией $E=0,5$ кэВ. Смыв резиста при «взрыве» (lift off) проводился в ацетоне.

Рост GaAs и InAs ННК осуществлялся на установке молекулярно-пучковой эпитаксии ЭП1203 в соответствии с методикой разработанной ранее [5,6]. Контроль образования ННК in situ осуществлялся методом дифракции быстрых электронов на отражение ДБЭО [7,8].

Исследование морфологии поверхности с ННК осуществлялся методами растровой электронной микроскопии на электронном микроскопе CamScan 4-90FE.

Для выявления особенностей роста ННК с использованием литографических методов при экспонировании формировались поля размером $100 \times 100 \mu m$ с затравками активатора Au с шагом 1, 3, 6 и 10 μm . Размер окон для затравочных площадок активатора составлял около ~50 нм и варьировался в результате вариации экспозиции под электронным пучком.

Примеры выращенных GaAs ННК приведены на рис.1. На изображении поверхностной морфологии (рис.1 слева) можно видеть, что ННК сформировались только в областях с литографическими окнами. В остальных областях наблюдаются отдельные ННК, которые могли образоваться в результате «проколов» резиста, либо спонтанной локальной автокаталитической активации поверхности. Отметим, что плотность «дефектных» ННК может составлять порядка 10^3 см^{-2} и зависит от чистоты литографического эксперимента.

Детальное исследование ННК в области полей показывает, что их морфология может меняться в зависимости от особенностей подготовки подложек, процессов литографии и роста, толщины слоя и размеров поля (окна) Au. Характерные размеры упорядоченных ННК диаметр и длина составляют от 10 до 80 нм и до 10000 нм, соответственно. Отметим, что характерная длина ННК, как и в случае роста на дисперсно-активированной поверхности [5],

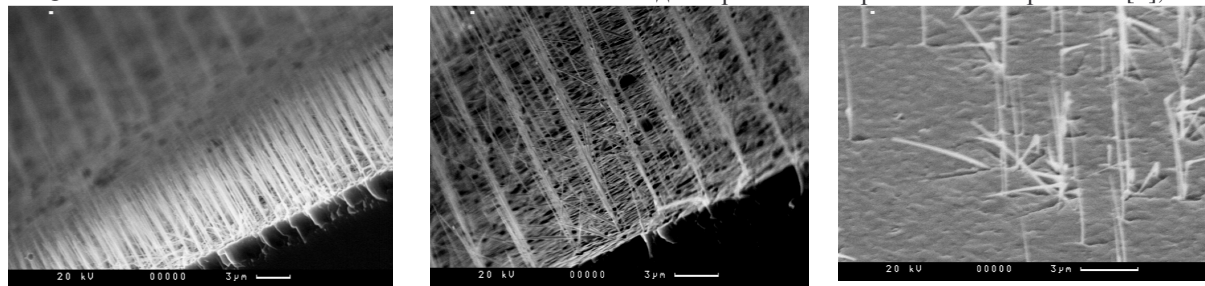


Рис.1. Электронномикроскопические изображения в изометрии участков поверхности образцов с GaAs ННК выращенными на подложке GaAs (111)В с сформированной электронной литографией системой окон катализатора Au с шагом 1 (слева), 3 (в центре) и 6 (справа) мкм.

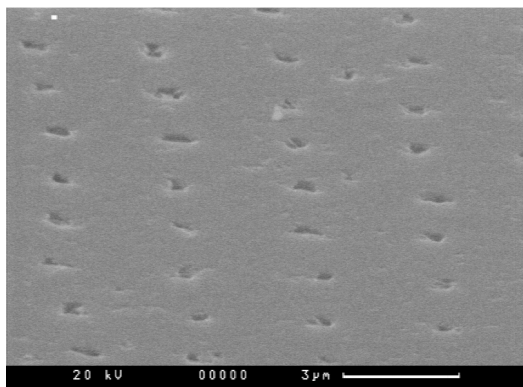


Рис.2. Электронномикроскопическое изображение участка поверхности с «отрицательными» GaAs ННК на подложке GaAs (111)В с сформированной электронной литографией системой окон катализатора Au

пропорциональна эффективной толщине осажденного слоя.

Отмечено, что в пределах полей окон существенно выше вероятность образования «случайных» ННК (рис.1 в центре), чем в свободных областях.

В ряде случаев, например, при повышенных толщинах слоя Au и/или малых временах отжига после напыления может наблюдаться рост двух и более ННК из одной ячейки в направлениях типа $\langle 111 \rangle$ В (рис.1 справа).

Такой рост может объясняться образованием нескольких нанокпель катализатора роста в результате коалесцентного формирования активационных нанокластеров AuGa. Кроме того, избыток Au может сказываться в виде образования дополнительных ветвей ННК (рис.1 справа).

Однако, при тщательно подобранных параметрах процессов можно получить морфологию из отдельно стоящих ННК диаметром ~ 30 нм и высотой до 10μ и более).

В ряде случаев наблюдался «отрицательный рост» ННК, т.е. на месте окон с катализатором наблюдается образование лунок (рис.2). Такой результат может объясняться влиянием следов полимера, оставшихся при проявке.

Т.о. в работе продемонстрирована возможность получения с помощью электронной литографии упорядоченных массивов GaAs и InAs ННК при МПЭ росте на подложках GaAs (111)В. Показано, что при превышении размеров литографических окон и/или толщины Au может наблюдаться образование множественных и/или дендритных ННК.

Авторы признательны В.Бусову и С.Трошкову за проведение электронномикроскопических исследований морфологии ННК.

Работа проводилась при частичной поддержке РФФИ.

- [1] Y.Cui and C.M.Lieber. Science 291, 851 2000
- [2] L.Samuelson. Nanotechnology 17 (11) 14 (2006)
- [3] T.Yasui, M.Yasuda, D.Nezaki, M.Takata, B.P.Zhang, Y.Segawa. Thin Solid Films 464, 273-276 (2004)
- [4] Q.Wan, Q.H.Li, Y.J.Chen, T.H.Wang, X.L.He, J.P.Li, C.L.Lin, Appl. Phys. Lett. **84**, 3654 (2004)
- [5] V.G.Dubrovskii, G.E.Cirlin, I.P.Soshnikov, N.V.Sibirev, A.A.Tonkikh, Yu.B. Samsonenko, V.M.Ustinov. Phys.Rev B **71**, 205325 (2005)
- [6] Г.Э.Цырлин, В.Г.Дубровский, Н.В.Сибирев, И.П.Сошников, Ю.Б.Самсоненко, А.А. Тонких, В.М.Устинов, ФТП, **39**, 587 (2005)
- [7] И.П.Сошников, Г.Э.Цырлин, А.А.Тонких, Ю.Б.Самсоненко, В.Г.Дубровский, В.М.Устинов, О.М.Горбенко, D.Litvinov, D.Gerthsen ФТТ **47**, 2121 (2005)
- [8] И.П.Сошников, Г.Э.Цырлин, А.А.Тонких, В.Н.Неведомский, Ю.Б.Самсоненко, В.М.Устинов ФТТ, **49**(8), 1373 (2007)

Плазменные волны в сверхрешетках металл-диэлектрик.

А.А. Андронов*, В.В. Курин*, А.П. Савикин⁺, А.А. Уткин*, В.В. Шарков⁺

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

⁺Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 21, Нижний Новгород, 603950, Россия

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

Возбуждение электромагнитным излучением коротковолновых плазмонов привлекает внимание исследователей в связи с развитием субдлинноволновой оптики. Использование плазменных волн, длина которых много меньше длины электромагнитных волн, открывает возможности для осуществления микроскопии и литографии с лучшим по сравнению с длиной волны света разрешением, построения нановолноводов и устройств плотного хранения информации. Одной из причин появления плазмонов в среде является пространственная дисперсия, которая приводит к появлению дополнительных корней дисперсионного уравнения [1]. Коротковолновые волны могут существовать также в периодической плоско-слоистой структуре. В этом случае взаимодействие между истинными поверхностными волнами приводит к наличию ненулевого интеграла перекрытия и появлению распространяющихся вдоль оси структуры волн, длина волны которых может быть сравнима с периодом структуры [2].

В настоящей работе мы экспериментально и теоретически изучили отражение света от слоистой пленки. Эксперимент ставился следующим образом. Электромагнитная волна оптического диапазона падала под углом на многослойную пленку, состоящую из чередующихся слоев вольфрама и кремния. Толщина одного кремниевого слоя составляла 26.532 Å, толщина вольфрамового слоя составляла 6.468 Å, общее число слоев в образце составляло 160. На рисунке 1 представлены экспериментальные зависимости отраженного сигнала от длины волны для случаев ТЕ и ТМ поляризаций. Видно, что в случае ТЕ поляризации амплитуда отраженной волны монотонно растет с увеличением длины волны, в то время как в случае ТМ поляризации отраженная от многослойного образца волна демонстрирует немонотонное поведение в зависимости от длины волны. Хорошо заметны осцилляции в красном краю спектра с характерной шириной резонанса ≈ 40 ангстрем, что приблизительно соответствует $\Delta\omega \approx 2 \times 10^{13} (\text{сек}^{-1})$ при центральной частоте $\omega \approx 3 \times 10^{15} (\text{сек}^{-1})$. Оценим характерную скорость волн, вовлеченных в процесс по формуле $v_{\text{char}} = \Delta\omega / \Delta k$, где $\Delta k = 2\pi / L$, а $L = 2400$ Å, толщина многослойной структуры.

Выполняя элементарные вычисления, находим $v_{\text{char}} \approx 0.8 \cdot 10^8 \text{ cm/sec}$. Это значение приблизительно совпадает со характерной скоростью Ферми в металлах, откуда можно сделать вывод, что в процессе отражения электромагнитного излучения

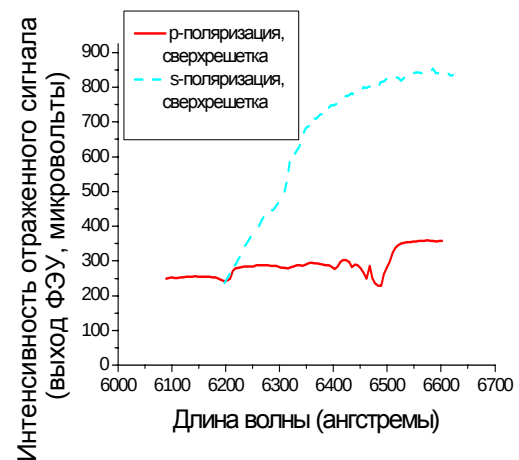


Рис. 1 Экспериментальная зависимость коэффициента отражения от длины волны света. Сплошная линия соответствует ТМ поляризации падающей волны, пунктирная—ТЕ поляризации.

происходит возбуждение плазменных волн. Поэтому при расчете отражения необходимо учитывать пространственную дисперсию и возможность возбуждения плазменных волн.

Выберем систему координат так, чтобы ось Oz была бы перпендикулярна слоям, а плоскость Oxz была бы плоскостью падения волны. При описании всех полей внутри пленки будем считать, что характерные масштабы их изменения много больше периода структуры. В этом случае можно рассматривать среду как однородную, и описывать ее некими эффективными параметрами. Пренебрежем затуханием Ландау и будем описывать электроны в структуре гидродинамическим образом. Пренебрегая также для простоты и столкновительным затуханием, запишем уравнения динамики электронной плазмы в структуре в виде:

$$\begin{cases} \vec{m}\vec{\dot{v}} + \frac{E_F}{n_0} \nabla n = e\vec{E} \\ \dot{n} + n_0 \text{div} \vec{v} = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь неизвестные $\vec{v}$ и n -- скорость электронов и отклонение их концентрации от равновесной n_0 , $\vec{m}$ -- тензор масс электронов, он имеет диагональный вид в нашей системе координат, но компонента m_{zz} отличается от компонент m_{xx} и m_{yy} , что связано с анизотропией структуры, E_F -- энергия Ферми, $\vec{E}$ -- электрическое поле. Первое уравнение этой системы -- это второй закон Ньютона для электронов с учетом сил давления, второе уравнение является уравнением непрерывности для электронного газа. Заметим, что учет давления приведет к появлению пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости. Система (1) совместно с системой уравнений Максвелла образуют замкнутую систему для поиска электромагнитного поля, а также скорости и концентрации электронов внутри структуры. Приступим к решению этой системы. Прежде всего, отметим, что если электрическое поле направлено перпендикулярно плоскости падения, то есть падающая волна обладает ТЕ поляризацией, то гидродинамическая часть системы имеет решение $n=0$, $v_x=v_z=0$, что приводит к обычной плазменной диэлектрической проницаемости вида $\epsilon = 1 - \frac{4\pi e^2 n_0}{m\omega^2}$. В такой среде волны будут

иметь волновой вектор порядка $\omega\sqrt{\epsilon}/c$, т. е. около $0.001 \text{ \AA}^{-1}$. Это значит, что произведение волнового вектора на общий размер структуры будет порядка единицы, поэтому при изменении длины волны на 10 процентов от 6000 до 6600 \AA никаких резких зависимостей на коэффициенте отражения быть не должно, что и наблюдается в эксперименте. В случае же ТМ поляризации ситуация сложнее, система (1) не имеет такого простого решения. Найдем собственные волны для этого случая. Находя из (1) тензор поляризуемости, подставляя его в уравнения Максвелла и рассчитывая собственные волны, получим, что при фиксированном k_x в среде существует два типа волн (см. рис 2). Одна, электромагнитная, имеет волновой вектор порядка $\omega\sqrt{\epsilon}/c$, а другая, плазменная, имеет волновой вектор порядка $\omega\sqrt{\epsilon}/v_F$. Появление плазменной волны связано с учетом пространственной дисперсии.

Для расчета коэффициента отражения при падении волны на такую среду были поставлены граничные условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей, а также равенства нулю нормальной компоненты тока на границах пленки. Получающаяся зависимость коэффициента отражения от длины волны приведена на рис. 3.

Данный график построен при следующих параметрах: $v_F/c = 0.07$, $\omega_p = 0.1 c/6000 \text{ \AA}$, размер структуры = 2400 \AA.

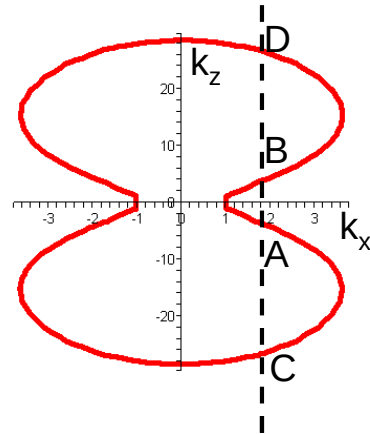


Рис. 2 Поверхность волновых векторов собственных волн анизотропной пленки с пространственной дисперсией. Точки А и В соответствуют электромагнитным волнам, точки С и D -- плазменным.

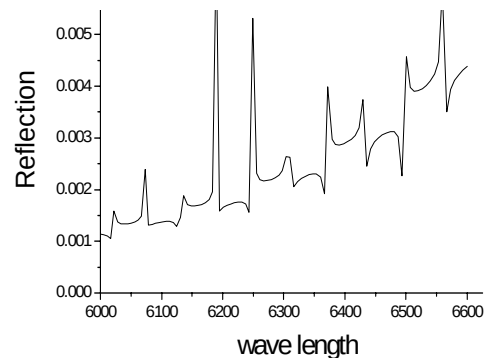


Рис. 3 Теоретическая зависимость коэффициента отражения и длины волны в случае ТМ поляризации.

Видно, что получающиеся резонансы по ширине приближенно совпадают с экспериментальными, однако в целом теоретическая зависимость не вполне объясняет эксперимент. Мы связываем это с тем, что в процессе решения было пренебрежено затуханием, которое в кремнии существенно усиливается при уменьшении длины волны. При учете затухания осцилляции могут исчезнуть при движении в коротковолновую часть спектра, что и наблюдается в эксперименте.

Работа поддержана грантами РФФИ № 08-02-00379, РФФИ № 06-02-16592.

[1] Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, курс теор. физики, том 8, глава 12.

[2] J. Lue and J. Shang Sheng, Phys. Rev. B, **43**, 14241 (1991).

Спектры терагерцового излучения в квантовых каскадных гетероструктурах GaAs/Al_{0.075}Ga_{0.925}As

В.И. Гавриленко¹, К.В. Маремьянин¹, Д.В. Ушаков²

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

²Белорусский государственный университет, Минск, 220030

e-mails: gavr@ipm.sci-nnov.ru; ushakovdv@bsu.by

В последнее время ведутся интенсивные исследования по созданию терагерцовых полупроводниковых источников излучения на основе квантовых каскадных гетероструктур [1-6]. Такие источники обладают потенциально широким спектром применения в высокоточном химическом анализе, открытой оптической связи в области телекоммуникации и локации, различных спектроскопических приложениях, а также в медицине и медицинской диагностике.

В настоящей работе проведены экспериментальные исследования и теоретические расчеты спектров излучения в терагерцовой области для квантовых каскадных гетероструктур на основе GaAs/Al_{0.075}Ga_{0.925}As.

Дизайн структуры и энергетическая диаграмма изображены на рис. 1 а. Один период структуры толщиной порядка 92 нм состоял из четырех квантовых ям GaAs (две – активная область, две – инжектор), разделенных тонкими барьерными слоями Al_{0.075}Ga_{0.925}As. Квантовые ямы 28 и 18 нм, разделенные 2.4 нм туннельным барьером, образуют активную область структуры. К образцу прикладывалось модулированное электрическое напряжение в виде меандра с частотой 30 Гц. Излучение регистрировалось с помощью кремниевого болометра, использовалась стандартная схема синхронного детектирования [7].

В работе проведен анализ спектров излучения как при малых, так и при больших приложенных напряжениях, соответствующих области множественных участков отрицательной дифференциальной проводимости на ВАХ, когда в структуре возможно установление неоднородного электрического поля и в части структуры, находящейся в области более сильного электрического поля, инжекция носителей происходит на более высокие уровни в активных квантовых ямах.

Результаты предварительных исследований [7, 8] показывают, что в этих условиях возможны усиление и генерация излучения на более высоких частотах терагерцового диапазона, причем увеличение приложенного напряжения приводит к «переключению» частоты генерации.

Интерпретация экспериментальных данных базируется на результатах численного расчета энергетической диаграммы, электронного транспорта и спектров спонтанного испускания в квантовых каскадных структурах при различных значениях электрического поля [9, 10]. Алгоритм расчета оптоэлектронных свойств включает в себя следующие этапы: определение уровней энергии и волновых функций на основе

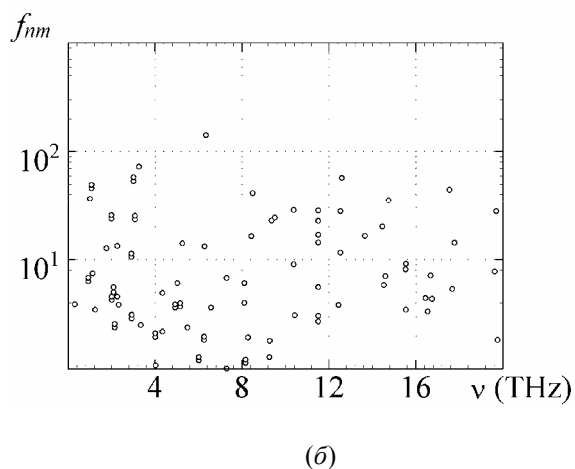
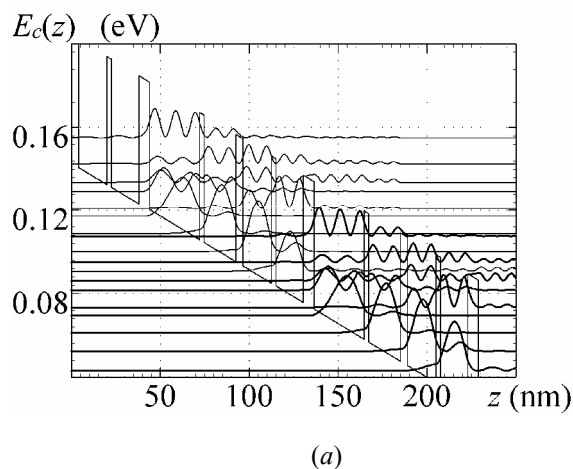


Рис. 1 (а) Диаграмма зоны проводимости, квадраты модулей волновых функций электронов, рассчитанные для двух каскадов GaAs/Al_{0.075}Ga_{0.925}As гетероструктуры и (б) сила осциллятора между уровнями n и m . $E = 5.15 \cdot 10^5$ В/м, $T = 20$ К. Толщины слоев в нм, начиная с инжекторного барьера равны /5.7/28/2.375/18/3.8/16/2.375/15.5.

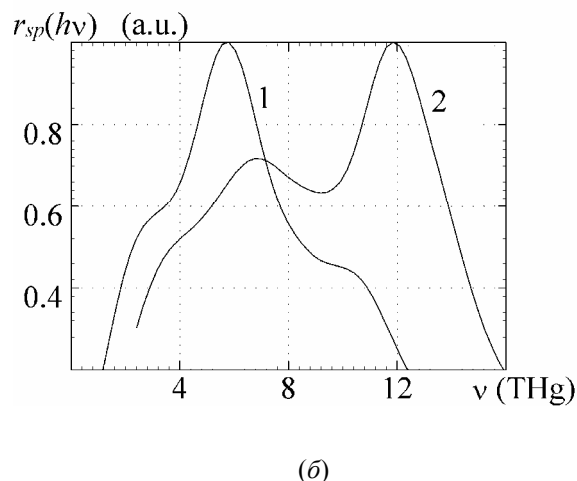
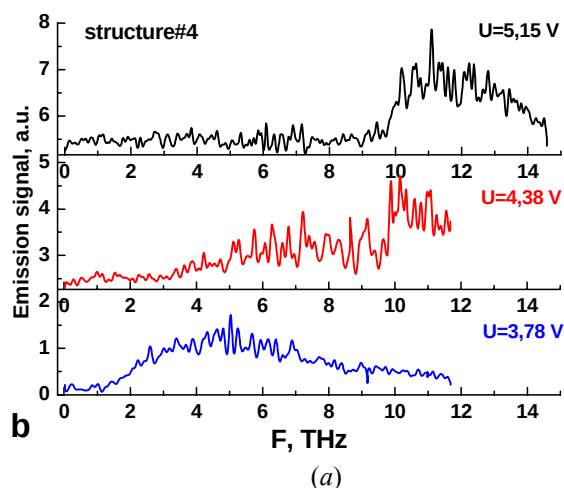


Рис. 2 (а) Спектры ТГц излучение из квантовой каскадной структуры при разных приложенных напряжениях: 3.78 В, 4.38 В и 5.15 В при температуре $T = 4.2$ и (б) расчетные спектры спонтанного испускания при различных напряженностях электрического поля $E = 4.5 \cdot 10^5$ (1) и $5.15 \cdot 10^5$ В/м (2).

решения уравнения Шредингера в расширенной модели Бастарда, расчет матричных элементов дипольных переходов, вычисление скоростей рассеяния на оптических фононах и электрон-электронного рассеяния, определение поверхностных концентраций носителей заряда и квазиуровней Ферми для соответствующих энергетических подзон из системы замкнутых балансных уравнений, расчет электрического тока и спектров усиления и испускания.

На рис. 1. представлены результаты численных расчетов диаграммы зоны проводимости $E_c(z)$, квадратов модулей волновых функций электронов, а также силы осциллятора для двух периодов $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.075}\text{Ga}_{0.925}\text{As}$ структуры, находящейся в электрическом поле $E = 5.15 \cdot 10^5$ В/м. При расчетах высота потенциальных барьеров в зоне проводимости полагалась равной $\Delta E_c = 61$ мэВ, при этом рассчитанные значения эффективных масс носителей заряда составляли $m^* = 0.071 m_0$ для барьерных слоев $\text{Al}_{0.075}\text{Ga}_{0.925}\text{As}$ и $m^* = 0.067 m_0$ для квантовых ям GaAs . Вычисления степени заполнения уровней подзон и соответствующих квазиуровней Ферми осуществлялись на основе численного решения системы балансных уравнений [9].

Расчет спектров спонтанного испускания выполнялся согласно [10] с учетом оптических переходов как между уровнями энергии в каждом периоде, так и между подзонами в различных периодах. Как показывают численные расчеты, при малых напряженностях электрического поля преобладает низкочастотное излучение (рис. 2 б). С ростом приложенного напряжения уровни энергии значительно трансформируются. Происходит перестройка уровней как в инжекторе так и в активных квантовых ямах, при этом инжекторные энергетические уровни настраиваются на более высокие уровни в

активной области. Поэтому начинает преобладать высокочастотное излучение, что качественно согласуется с экспериментальными данными на рис. 2 а.

- [1] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. Iotti, and F. Rossi, *Nature (London)* **417**, 156 (2002).
- [2] G. Scalari, L. Ajili, D. Hofstetter, M. Beck, J. Faist, H. E. Beere, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, and A. G. Davies, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3165 (2003).
- [3] B. S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, and Q. Hu, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 5142 (2003).
- [4] R. Köhler, A. Tredicucci, C. Mauro, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, and D. A. Ritchie, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1266 (2004).
- [5] S. Kumar, B. S. Williams, S. Kohen, and Q. Hu, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2494 (2004).
- [6] S. Barbieri, J. Alton, H. E. Beere, J. Fowler, E. H. Linfield, and D. A. Ritchie, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1674 (2004).
- [7] В.И. Гавриленко, К.В. Маремьянин, М.Л. Орлов, N. Dyakonova, W. Кнар, Y. Todorov, I. Sagnes, C. Minot. Материалы XI Междунар. Симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, ИФМ РАН, **2**, 543 (2007).
- [8] В.И. Гавриленко, К.В. Маремьянин, М.Л. Орлов, Д.В. Ушаков, N. Dyakonova, W. Кнар, Y. Todorov, I. Sagnes, C. Minot // Тез. докл. 8 Росс. конф. по физике полупроводников, Екатеринбург, 399 (2007).
- [9] Д.В. Ушаков, И.С. Манак, *ЖПС*, **74**, 801 (2007).
- [10] Д.В. Ушаков, И.С. Манак, *Оптика и спектроскопия*, (2008) принята в печать.

Гигантское электрострикционное усиление терагерцового фотоотклика в структуре полевого гетеротранзистора с решеточным затвором и неоднородным двумерным электронным каналом

Д. В. Фатеев¹, Т. Ю. Багаева¹, Г. М. Цымбалов¹, G. R. Aizin², В. В. Попов¹

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Зелёная 38, Саратов, Россия.

²Department of Physical Sciences, Kingsborough College of the City University of New York, 2001 Oriental Blvd., Brooklyn, NY 11235

e-mail: FateevDV@yandex.ru

В последнее время интенсивно исследуется резонансное детектирование терагерцового излучения плазменными колебаниями в двумерном (2D) электронном канале полевого гетеротранзистора с решеточным затвором большой площади [1-2], связанное с изменением проводимости канала транзистора на постоянном токе под действием падающего терагерцового излучения (явление терагерцовой фотопроводимости). За счет решеточного элемента связи такой детектор хорошо согласуется с падающим терагерцовым излучением и может перестраиваться по частоте в широком диапазоне с помощью изменения затворного напряжения. В принципе, в основе явления терагерцовой фотопроводимости в канале полевого транзистора с решеточным затвором могут лежать ряд различных физических механизмов: разогрев электронов терагерцовым электрическим полем, плазмонное увлечение электронов [3] и электрострикция неоднородной двумерной электронной плазмы [4]. В результате действия любого из этих механизмов фотоотклик должен значительно увеличиваться в условиях плазмонного резонанса вследствие резонансного роста величины индуцированного терагерцового электрического поля в плоскости 2D электронного канала. Однако сравнительная величина пика фотоотклика, вызванного действием того или иного механизма, будет, в общем случае, различной.

Динамику электронов в 2D электронной системе с периодически модулированной в плоскости системы электронной плотностью можно описать в рамках теории возмущений в гидродинамическом приближении с использованием уравнений баланса числа, импульса и энергии электронов. Гидродинамическая скорость электронов $v(x,t)$ и их концентрация $n(x,t)$ представляются в виде суммы равновесных составляющих $n^{(0)}(x)$, $v^{(0)}(x)$ и малых добавок $\delta n(x,t)$, $\delta v(x,t)$, индуцируемых продольным терагерцовым электрическим полем $\delta E(x,t)$ в плоскости 2D электронного канала. Плотность тока в канале транзистора, вызванного действием терагерцового излучения, равна

$$\delta j(x,t) = -e(n^{(0)}\delta v + v^{(0)}\delta n + \delta n\delta v),$$

где e – заряд электрона ($e > 0$). Для определения индуцированных терагерцовым полем поправок к концентрации и скорости электронов необходимо решить уравнение непрерывности и уравнение Эйлера, совместно с уравнениями электродинамики. Решение проводится с использованием фурье-преобразования всех физических величин с учетом их периодичности из-за наличия решеточного затвора. В ряде теории возмущений учитываются слагаемые до квадратичного слагаемого по терагерцовому электрическому полю включительно. Пространственно-временное усреднение индуцированной добавки к току приводит к следующему выражению для фототока

$$\delta j_{0,0} = -e \sum_{q \neq 0} \left(n_q^{(0)} \delta v_{0,-q}^{(2)} + v_q^{(0)} \delta n_{0,-q}^{(2)} \right) - 2e \operatorname{Re} \sum_{q \neq 0} \delta n_{\omega,q}^{(1)} \left(\delta v_{\omega,q}^{(1)} \right)^*,$$

где $\delta v_{\omega,q}^{(1)}$, $\delta v_{\omega,q}^{(2)}$ и $\delta n_{\omega,q}^{(1)}$, $\delta n_{\omega,q}^{(2)}$ – фурье-гармоники высокочастотных линейных и квадратичных поправок соответственно к скорости и концентрации, $\delta n_q^{(0)}$ и $\delta v_q^{(0)}$ – пространственные фурье-гармоники равновесных величин, $q = 2\pi m/L$ – волновое число, где L – период структуры, а m – целое число. Первое слагаемое в последнем уравнении описывает электрострикционный вклад в терагерцовый фотоотклик, а второе описывает ток увлечения электронов плазменными волнами в 2D электронном канале. Связь фурье-гармоник высокочастотного электрического поля и плотности индуцированного этим полем тока имеет матричный вид

$$\delta j_{\omega,q} = \sum_{q'} \sigma_{q,q'} \delta E_{\omega,q},$$

с матрицей проводимости

$$\sigma_{q,q'}(\omega) = \frac{ie^2\omega}{m^*} \sum_{q''} A_{q,q'}^{-1}(\omega) N_{q'',q'} A_{q'',q}^{-1}(\omega + i\gamma),$$

где $A_{q,q'}(\omega) = \omega \delta_{q,q'} - qv_{q-q'}^{(0)}$, $N_{q,q'} = n_{q-q'}^{(0)}$, $\gamma = 1/\tau$ (τ – характерное время рассеяния импульса

электронов), m^* – эффективная масса электрона, $\delta_{q,q'}$ – дельта-символ Кронекера.

Для вычисления фотоотклика, основанного на эффекте разогрева электронов терагерцовым электрическим полем, совместно решались уравнения баланса импульса и энергии электронов с учетом зависимости времен релаксации импульса и энергии от температуры электронов [5] в приближении однородного высокочастотного поля E , действующего в плоскости однородного 2D электронного канала:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{eE}{m^*} - \frac{v}{\tau_p(T_e)},$$

$$\frac{dT_e}{dt} = evE \frac{2}{3k_B} - \frac{T_e - T_0}{\tau_e(T_e)},$$

где T_0 – температура кристаллической решетки (термостата), T_e – температура электронов, τ_p и τ_e – соответственно времена рассеяния импульса и энергии электронов, k_B – постоянная Больцмана. При вычислении зависимости $\tau_p(T_e)$ была учтена зависимость рассеяния электронов на акустических и оптических фононах, а также пьезоэлектрическое рассеяние. При вычислении зависимости $\tau_e(T_e)$ учитывалось рассеяние электронов на акустических и оптических фононах. Фотоотклик вычислялся путем временного ус-

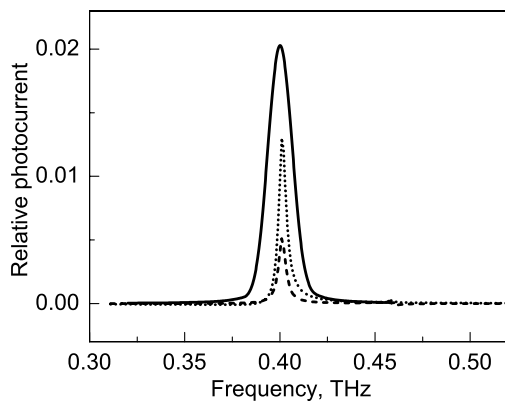


Рис. 1 Фототок, основанный на разогреве электронов (сплошная кривая), электрострикционном механизме (пунктирная кривая), и увлечении электронов плазмонами (точечная кривая), в зависимости от частоты. Концентрация электронов в 2D слое под полосками решеточного затвора равна $2.55 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а концентрация электронов между полосками решеточного затвора равна $2.57 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Величина фототока нормирована на величину постоянного тока смещения.

реднения гидродинамической скорости электронов $v(t)$, найденной в результате численного решения вышеуказанных уравнений баланса.

Сравнительный анализ резонансного фотоотклика для структуры полевого гетеротранзистора GaAs/AlGaAs с 2D электронным каналом и решеточным затвором, вызванного каждым из трех вышеуказанных механизмов терагерцовой фотопроводимости, показал, что при слабой неоднородности электронного канала (при нулевом и малых напряжениях на затворном электроде) доминирующим механизмом фотопроводимости является разогрев электронов (рис. 1). При увеличении пространственной модуляции электронной плотности в канале транзистора (с ростом величины отрицательного напряжения на затворном электроде) роль электрострикционного механизма становится доминирующей (рис. 2).

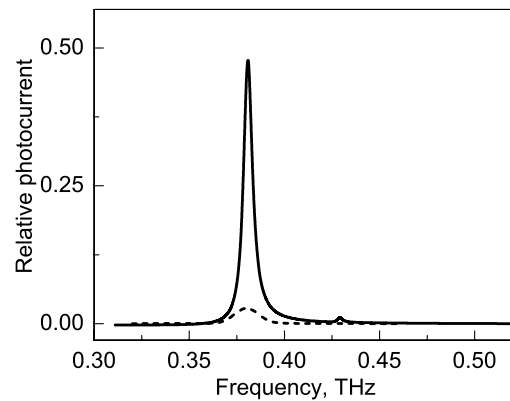


Рис. 2 Фототок, основанный на электрострикционном механизме (сплошная кривая) и разогреве электронов (пунктирная кривая), в зависимости от частоты. Концентрация электронов в 2D слое под полосками решеточного затвора равна $2.01 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а концентрация электронов между полосками решеточного затвора равна $2.57 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Фотоотклик, связанный с электрострикцией 2D электронной плазмы, может превышать фотоотклик, вызванный другими механизмами фотопроводимости более чем на порядок величины. Полученные результаты объясняют значительный рост резонансных пиков фотоотклика с увеличением пространственной модуляции концентрации электронов, наблюдаемый в экспериментах [2,3].

- [1] Peralta, X. G., et al., Appl. Phys. Lett., **81**, 1627 (2002).
- [2] Shaner, E. A., et al., Appl. Phys. Lett., **87**, 193507 (2005).
- [3] Aizin, G. R., Popov, V. V., Polischuk, O. V., Appl. Phys. Lett., **89**, 143512 (2006).
- [4] Aizin, G. R., Fateev, D. V., Tsymbalov, G. M., Popov, V. V., Appl. Phys. Lett., **91**, 163507 (2007).
- [5] Lee, H. P., et al, J. Appl. Phys., **57**, 4814 (1985).

Динамика волнового пакета в квантовой структуре со спин-орбитальным взаимодействием, находящейся в перпендикулярном магнитном поле

В.Я. Демиховский, Е.В. Фролова

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина 23, г. Н. Новгород, Россия
e-mail: demi@phys.unn.ru

Известно, что в отсутствии какого-либо внешнего поля в системе со спин-орбитальным (СО) взаимодействием Рашбы [1] электрон движется неравномерно, - центр волнового пакета осциллирует. Это явление было предсказано еще в релятивистской теории Шредингером (1930) и получило название "*Zitterbewegung*". В общих чертах можно сказать, что осцилляции связаны с присутствием в данном квантовом состоянии стационарных состояний гамильтониана Рашбы с различной киральностью. Как показано в работе [2], в случае 2D электронного волнового пакета, распространяющегося в направлении X центр пакета будет осциллировать в перпендикулярном направлении, т.е. по оси Y. Частота осцилляций в этом случае будет равна $\Omega = \frac{2\alpha k_{0x}}{\hbar}$, а амплитуда осцилляций есть $\frac{1}{2k_{0x}}$, где α - константа Рашбы, k_{0x} - средний импульс пакета. При концентрации носителей $N \approx 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $k_{0x} \approx 2,5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ и $\alpha = 3 \cdot 10^{-11} \text{ эВ} \cdot \text{м}$ частота осцилляций имеет порядок 10^{13} с^{-1} , а амплитуда 10^{-6} см .

Поскольку в магнитном поле свободный электрон движется по круговой орбите можно ожидать, что спин-орбитальное взаимодействие изменит траекторию таким образом, что наряду с циклотронным вращением будет происходить осцилляции центра пакета, связанные со СО взаимодействием. Стационарные квантовые состояния 2D электронного газа со спин-орбитальным взаимодействием в присутствии постоянного магнитного поля рассматривались, например, в [3,4].

В настоящем сообщении изучается динамика в 2D электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием, находящемся в перпендикулярном магнитном поле. Решаются гайзенберговские уравнения движения для операторов импульса $\hat{p}$, координат $\hat{r}$ и спина $\hat{S}_i(t) = \frac{\hbar}{2} \hat{\sigma}_i(t)$. Гамильтониан рассматриваемой системы можно представить в следующем

$$\text{виде } H = \frac{(\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A})^2}{2m} + H_R - \mu_B H, \text{ где}$$

$\vec{A} = (0, Hx, 0)$ - векторный потенциал, $H_R = \alpha(\hat{\sigma}_x \hat{p}_y - \hat{\sigma}_y \hat{p}_x)$ - спин-орбитальное взаимодействие Рашбы. Здесь m - эффективная масса, μ_B - эффективный магнетон, ω_c - циклотронная частота, ω - частота спиновой прецессии, H - напряженность магнитного поля, направленного по оси Z. Соответствующие гайзенберговские уравнения примут вид (1).

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\hat{x}} = \frac{\hat{p}_x}{m} - 2\alpha \hat{S}_y, \\ \dot{\hat{y}} = \frac{\hat{p}_y + m\omega_c \hat{x}}{m} + 2\alpha \hat{S}_x, \\ \dot{\hat{p}}_x = -(\hat{p}_y + m\omega_c \hat{x})\omega_c - 2\alpha m\omega_c \hat{S}_x, \\ \dot{\hat{p}}_y = \dot{\hat{p}}_z = 0, \\ \dot{\hat{S}}_x = -2\alpha \hat{p}_x \hat{S}_z + \mu_B H \frac{2}{\hbar} \hat{S}_y, \\ \dot{\hat{S}}_y = -2\alpha(\hat{p}_y + m\omega_c \hat{x})\hat{S}_z - \mu_B H \frac{2}{\hbar} \hat{S}_x, \\ \dot{\hat{S}}_z = 2\alpha(\hat{p}_x \hat{S}_x + (\hat{p}_y + m\omega_c \hat{x})\hat{S}_y). \end{array} \right. \quad (1)$$

Поскольку точного решения системы гайзенберговских уравнений нам не известно, был проведен анализ в рамках теории возмущений. За нулевое приближение было принято решение системы (1) при $\alpha = 0$, в качестве параметра

разложения было взято выражение $\frac{m\alpha}{p_{0x}} \ll 1$.

Система для получения решения в первом порядке теории возмущений распадается на две независимые, откуда легко получить выражения для координат, импульсов и пространственных компонент спина. Т. о., в первом порядке теории возмущений операторы координат выглядят следующим образом:

$$\begin{cases} \hat{x}^1(t) = -\frac{2\alpha}{\hbar} \frac{1}{\omega + \omega_c} (\hat{S}_x(0)(\cos \omega t - \cos \omega_c t) \\ + \hat{S}_y(0)(\sin \omega t + \sin \omega_c t)), \\ \hat{y}^1(t) = -\frac{2\alpha}{\hbar} \frac{1}{\omega + \omega_c} (\hat{S}_y(0)(\cos \omega t - \cos \omega_c t) \\ - \hat{S}_x(0)(\sin \omega t + \sin \omega_c t)) \end{cases}$$

Эволюция волнового пакета в координатном пространстве, который в начальный момент времени описывается функцией

$$C(\vec{p}) = A \exp\left(-\frac{(\vec{p} - \vec{p}_0)^2}{4\hbar^2} d^2\right) \cdot \exp\left(-i \frac{p_y y_0}{\hbar}\right) \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix},$$

представляет собой траекторию заключенную между двумя концентрическими окружностями с радиусами R_1 и R_2 , которые легко могут быть найдены из её уравнения:

$$\begin{aligned} x^2 + y^2 &= \left(\frac{p_{0x}}{m\omega_c}\right)^2 + \left(\frac{\alpha}{\omega + \omega_c}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\omega + \omega_c}{2} t\right) \\ &- 2 \frac{p_{0x}}{m\omega_c} \frac{\alpha}{\omega + \omega_c} \sin(\omega + \omega_c) t \end{aligned}$$

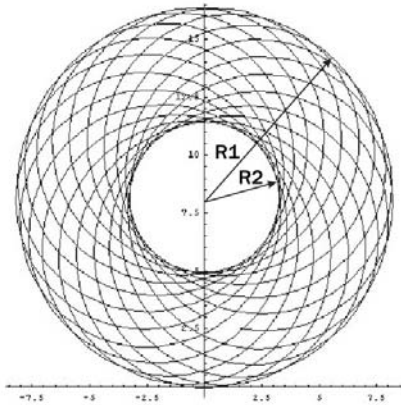


Рис. 1 Траектория движения центра пакета в магнитном поле в присутствии спин-орбитального взаимодействия.

Динамика спина так же может быть найдена из решения системы (1) в рамках теории возмущений. Найденные выражения для операторов компонент спина в первом порядке выглядят следующим образом:

$$\begin{cases} \hat{S}_x^1(t) = -\frac{2\alpha}{\hbar} \frac{\hat{S}_z^1(0)}{\omega + \omega_c} ((m\omega_c \hat{x}(0) + \hat{p}_y(0))(\cos \omega_c t \\ - \cos \alpha t) + \hat{p}_x(0)(\sin \omega_c t + \sin \alpha t)), \\ \hat{S}_y^1(t) = -\frac{2\alpha}{\hbar} \frac{\hat{S}_z^1(0)}{\omega + \omega_c} ((m\omega_c \hat{x}(0) + \hat{p}_y(0))(\sin \omega_c t \\ + \sin \alpha t) + \hat{p}_x(0)(\cos \alpha t - \cos \omega_c t)), \\ \hat{S}_z^1(t) = \frac{2\alpha}{\hbar} \frac{1}{\omega + \omega_c} ((m\omega_c \hat{x}(0) + \hat{p}_y(0))\hat{S}_y(0) \\ + \hat{p}_x(0)\hat{S}_x(0)\sin(\omega + \omega_c)t + (m\omega_c \hat{x}(0) \\ + \hat{p}_y(0))\hat{S}_x(0) - \hat{p}_x(0)\hat{S}_y(0))(\cos(\omega + \omega_c)t - 1)) \end{cases}$$

Рис. 2 иллюстрирует эволюцию проекций спина во времени, причем в начальный момент спин направлен по оси Z. В плоскости (S_x, S_y) траектория представляет собой окружность. Z-компонента при подобном расположении спина в начальный момент времени не меняется в присутствии спин-орбитального взаимодействия.

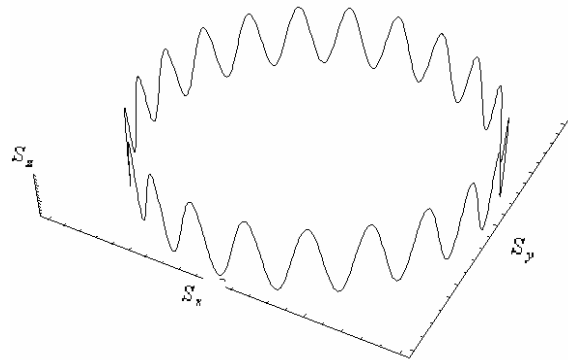


Рис. 2 Эволюция проекций спина во времени. В момент $t = 0$ спин ориентирован по оси Z.

В докладе так же будут рассмотрены физические эффекты, обусловленные нестандартной динамикой электрона в присутствии СО взаимодействия и постоянного магнитного поля.

- [1] Ю.А. Бычков, Э.И.Рашба, Письма в ЖЭТФ, **39**,66 (1984).
- [2] John Schliemann, Daniel Loss, and R. M. Westervelt, PRL **94**, 206801 (2005)
- [3] X.F. Wang and P. Vasilopoulos, Phys.Rev. B **67**, 085313(2003).
- [4] M. Zarea and S.E. Ulloa, Phys. Rev. B **72**, 085342(2005)

ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В ГЕТЕРОНАНОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ И ЯМАМИ In(Ga)As/GaAs

И.А. Карпович, О.Е. Хапугин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

Исследовано влияние на фотомагнитный эффект (ФМЭ) в эпитаксиальных слоях n-GaAs встраивания квантово-размерных слоев (КРС): квантовых точек (КТ) InAs и комбинированных слоев квантовая яма (КЯ)/КТ In_{0.2}Ga_{0.8}As/InAs.

Гетеронаноструктуры выращены на поверхности (100) полуизолирующего GaAs методом ГФЭ МОС при атмосферном давлении водорода. На буферный слой n-GaAs толщиной ~ 0.8 мкм с концентрацией электронов ~ 10¹⁶ см⁻³ наносился слой КТ или КЯ/КТ и зарастивался покровным слоем GaAs разной толщины d_c = 0, 5, 20, 100 и 300 нм. Изменением d_c варьировалось положение КРС от вершины поверхностного барьера до его границы с квазинейтральной областью (высота барьера ~ 0.6 эВ, ширина ~ 250 нм). Измерялись спектры ФМЭ в магнитном поле с индукцией до 1.8 Тл при 300 К. Поскольку электрическое сопротивление подложки GaAs очень велико, ФМЭ практически определялся процессами в относительно тонком буферном слое n-GaAs.

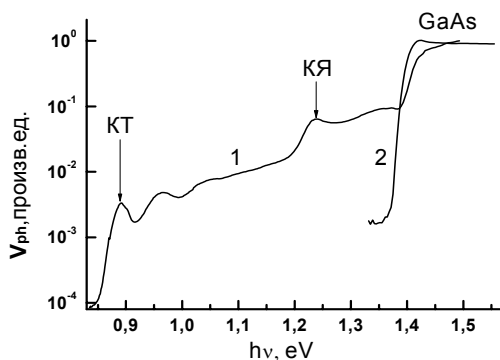


Рис. 1. Спектры поверхностной фотоэдс (ФПЭ) и ФМЭ структуры со слоем КЯ/КТ (d_c = 20 нм): 1 – ФПЭ, 2 – ФМЭ.

На рис. 1. приведены типичные спектры поверхностной фотоэдс (кривая 1), измеренной в системе полупроводник/электролит [1], и спектр ФМЭ структуры с комбинированным слоем КЯ/КТ. На спектре ФПЭ хорошо выявляется полоса фоточувствительности от КТ с энергией основного перехода ~ 0.8 эВ и двумя уровнями возбуждения, а также полоса от квантовой ямы с экситонным пиком. Наличие такой тонкой структуры спектра свидетельствует о высоком качестве структур. Влияние толщины

покровного слоя и встраивания КЯ на спектры исследовано в [2].

В отличие от ФПЭ, ФМЭ наблюдался только в области собственного поглощения GaAs (кривая 2). Это связано с малым коэффициентом поглощения КРС и действием поля поверхностного барьера, направляющего эмитированные из КРС электроны и дырки в разные стороны, что приводит к компенсации ФМЭ. Зависимости фотоэдс и тока короткого замыкания ФМЭ от интенсивности освещения и магнитного поля были линейными.

На рис. 2. показано влияние встраивания КРС КЯ/КТ на разных расстояниях от поверхности на спектры ФМЭ структур.

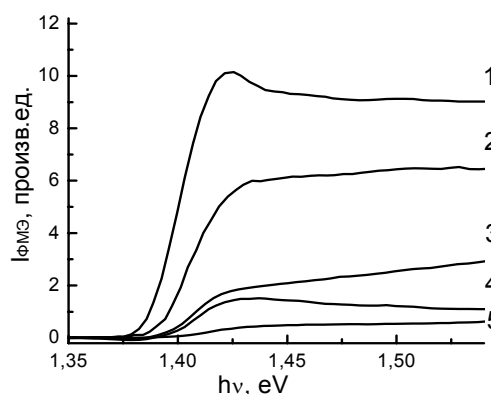


Рис. 2. Влияние толщины покровного слоя на спектр ФМЭ структур с КРС КЯ/КТ. d_c, нм: 1 – 20; 2 – 5; 3 – 100; 4 – 300; 5 – спектр ФМЭ в однородном слое GaAs.

В однородном слое GaAs (кривая 5) ФМЭ был относительно мал. Встраивание КРС КЯ/КТ в структуру приводило к значительному увеличению ФМЭ (кривые 1 – 4), имевшему немонокотный характер. Максимальный ФМЭ наблюдался при толщине покровного слоя 20 нм. Форма спектра ФМЭ также зависела от d_c. Влияние встраивания одиночного слоя КТ на ФМЭ качественно было таким же, как при встраивании слоя КЯ/КТ, но эффект увеличения ФМЭ был меньше.

Малая величина ФМЭ в однородном слое GaAs обусловлена его малой толщиной, сравнимой с эффективной глубиной проникновения излучения и длиной диффузии неосновных носителей. Это приводит к небольшому перепаду значений концентрации

неравновесных носителей между освещаемой и внутренней (слой-подложка) поверхностями слоя, определяющий нормальную диффузионную компоненту ФМЭ [3]. Наличие обедненного слоя на поверхности n-GaAs, ширина которого также сравнима с толщиной слоя GaAs, приводит к возникновению аномальной по знаку компоненты ФМЭ, связанной с дрейфом неосновных носителей (дырок) в поле ОПЗ к поверхности и рекомбинацией их с электронами через поверхностные состояния (ПС). Она дополнительно уменьшает нормальный ФМЭ в проводящих слоях GaAs и при некоторых условиях приводит даже к смене знака ФМЭ [4]. Эти механизмы ФМЭ иллюстрирует рис. 3.

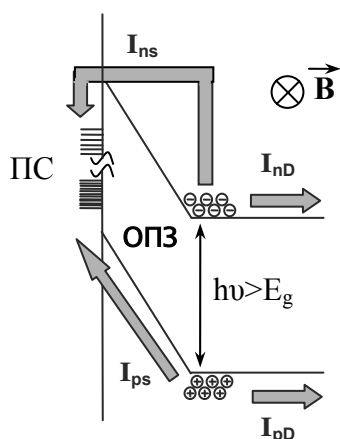


Рис. 3. Энергетическая диаграмма поверхности однородного GaAs и механизмы возникновения диффузионной и аномальной (дрейфовой) компоненты ФМЭ. I_{ns} , I_{ps} – рекомбинационные потоки неравновесных носителей на ПС. I_{nd} , I_{pd} – диффузионные потоки неравновесных носителей в объем полупроводника.

Встроенный вблизи поверхности КРС (рис.4) захватывает часть направленных к поверхности рекомбинационных потоков неравновесных электронов и дырок. Однако, если дырки в результате последующей их эмиссии из КРС все равно направляются на поверхность, то эмитированные электроны в поле поверхностного барьера направляются в объем полупроводника.

Это означает, что встроенный вблизи поверхности КРС должен уменьшать скорость поверхностной рекомбинации, т.е. пассивировать поверхность подобно гетероэпитаксиальной пассивации при нанесении на поверхность

тонкого слоя более широкозонного полупроводника [5]. Этот эффект должен проявляться тем сильнее, чем ближе к поверхности находится КРС. Однако при слишком тонком покровном слое ($d_c \sim 5$ нм) захваченные в КРС носители могут туннельно рекомбинировать через ПС и поэтому пассивирующее действие КРС уменьшается.

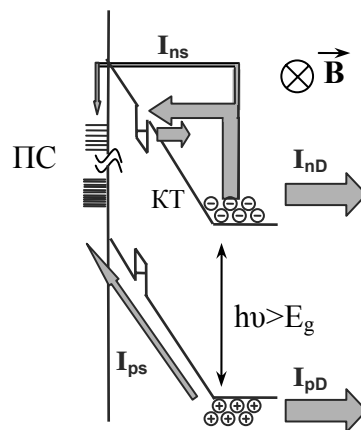


Рис. 4. Энергетическая диаграмма структуры с встроенным КРС.

Уменьшение скорости поверхностной рекомбинации при встраивании КРС должно приводить к увеличению наблюдаемого ФМЭ, не только в результате уменьшения аномальной компоненты ФМЭ, но и в результате увеличения абсолютной величины нормальной диффузионной компоненты. Более слабое влияние на ФМЭ одиночного слоя КТ по сравнению с комбинированным слоем КЯ/КТ, вероятно, обусловлено меньшим сечением захвата таким слоем.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 06-02-16159) и Минобрнауки РФ (проект РНП.2.1.1.2741).

1. И.А. Карпович, А.П. Горшков, Б.Н. Звонков и др. **35**, 546, (2001).
2. И.А. Карпович, Б.Н. Звонков, С.Б. Левичев и др. **ФТП**, **38**, 448, (2004).
3. Ю.И. Равич. Фотомагнитный эффект в полупроводниках и его применение. М. Сов. Радио. 1967.
4. И.А. Карпович, М.В. Степихова, **ФТП**, **32**, 182 (1998).
5. И.А. Карпович, М.В. Степихова, **ФТП**, **30**, 1785, (1996).

Влияние терагерцового излучения на спиновую плотность в сверхрешетке со спин-орбитальным взаимодействием

Д.В. Хомицкий

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия
e-mail: : khomitsky@phys.unn.ru

Управление спиновыми степенями свободы носителей заряда в наноструктурах является одной из главных задач спинтроники [1]. В настоящее время интенсивно исследуются возможности оптического управления спиновыми свойствами электронов. В частности, предсказано появление неравновесной спиновой плотности и спиновых токов при оптическом возбуждении носителей в квантовых ямах, где существенную роль играет спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) [2]. Дополнительный контроль над параметрами зонной структуры в таких системах может быть осуществлен с помощью внешнего периодического электрического потенциала, формирующего одномерную сверхрешётку со СОВ [3]. Показано, что в такой структуре, в частности, возможно формирование стоячих волн спиновой плотности, возникающих при рассеянии на сверхрешетке электронных состояний, поляризованных по спину [4]. В данной работе исследуется распределение возбуждённой неравновесной спиновой плотности в одномерной сверхрешетке со СОВ Рашбы. Неравновесная спиновая плотность, возникает при воздействии на структуру терагерцового электромагнитного излучения. Обнаружено, что при этом появляются эффективные переходы между минизонами сверхрешетки, где формируется пространственное распределение возбужденной спиновой плотности на ее периоде, причём форма самого распределения зависит в том числе и от положения уровня Ферми [5]. Терагерцовый диапазон волн выбран из резонансного условия равенства частоты и расстояния между минизонами сверхрешетки и является интенсивно исследуемым в настоящее время диапазоном в приложениях к наноструктурам.

Типичный энергетический спектр электронов в сверхрешетке с периодом $a = 60 \text{ nm}$ и амплитудой $V_0 = 10 \text{ meV}$ над двумерным газом на основе InAs с $m = 0.036 m_0$ и параметром Рашбы $\alpha = 2 \cdot 10^{-9} \text{ eVcm}$ представлен на Рис.1 [3,5]. На Рис.1 показана также энергия кванта электромагнитного излучения, вызывающего эффективные переходы между двумя низшими

минизонами, расщепленными вкладом Рашбы в СОВ.

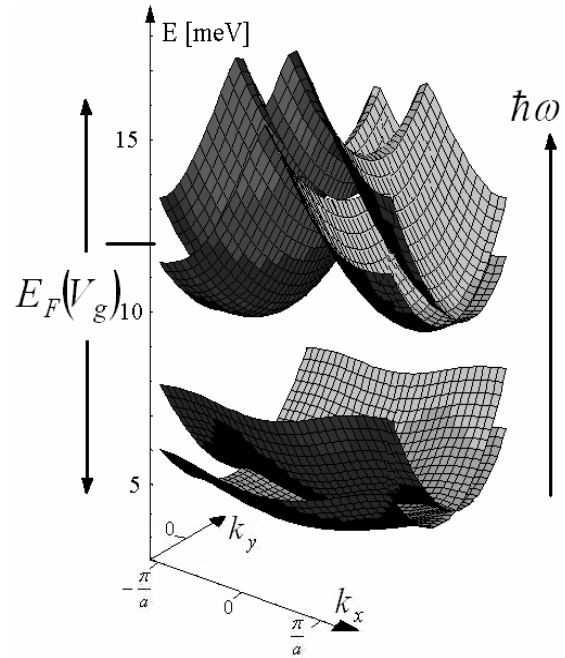


Рис.1 Энергетический спектр электронов в сверхрешетке с периодом 60nm на основе InAs с эффективной массой $0.036 m_0$ и параметром спин-орбитального взаимодействия Рашбы $2 \times 10^{-11} \text{ эВм}$, с внешним периодическим потенциалом амплитуды 10 мэВ.

Неравновесное распределение компонент спиновой плотности $S_i(x, y)$ на периоде сверхрешетки при воздействии на двумерный электронный газ электромагнитного излучения с амплитудой E_ω на частоте ω и поляризацией $\mathbf{e} = (e_1, e_2, e_3)$ может быть найдено в рамках теории возмущений по формуле [2]

$$S_i(x, y) = \frac{\pi e^2 E_\omega^2}{\omega^2} \int d^2 k \sum_{jl} \xi_i^{jl}(\mathbf{k}) \overline{e_j} e_l,$$

где величина $\xi_i^{jl}(\mathbf{k})$ в единицах с $\hbar = 1$ имеет следующий вид:

$$\xi_i^{jl}(\mathbf{k}) = \sum_{c,m,m'} (\psi_m^+ \sigma_i \psi_m) \overline{v_{m'c}^j} v_{mc}^l \times \\ \times [\delta(\omega_{mc}(\mathbf{k}) - \omega) + \delta(\omega_{m'c}(\mathbf{k}) - \omega)]$$

В этом выражении $\omega_{mc} = E_m - E_c$ обозначают частоты переходов между минизонами, а операторы скорости вычисляются по формуле $v^i = \partial H / \partial k_i$. При расчете $S_i(x, y)$ выяснено, что в данном диапазоне излучений и параметров электронного газа появляются эффективные переходы между минизонами на Рис.1, где формируется пространственное распределение возбужденной спиновой плотности на периоде сверхрешетки. Форма самого распределения зависит в том числе и от положения уровня Ферми в электронном газе. На Рис.2 даны примеры такого распределения как векторного поля ($S_x(x)$, 0, $S_z(x)$) для излучения, линейно поляризованного в направлении сверхрешетки и циркулярно поляризованного в плоскости гетероструктуры. Интенсивность излучения находится в пределах 0.3 Вт/см^2 , что является доступным для современной экспериментальной техники изучения оптических свойств наноструктур [6]. Амплитуда спиновой плотности на Рис.2 пропорциональна поверхностной плотности оптически возбужденных носителей заряда, которую по данным экспериментов можно оценить в $10^{10} \dots 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [6]. Различные части Рис.2, расположенные сверху вниз, отвечают различным значениям уровня Ферми. При низко лежащем уровне Ферми (верхние графики на Рис.2) возбужденная спиновая плотность имеет сравнительно низкую амплитуду в силу малого числа переходов из-за низкого фактора заполнения. Сходная картина наблюдается и для больших значений энергии Ферми (нижние графики на Рис.2), что объясняется заполнением обеих групп близко расположенных минизон на Рис.1 и наличием переходов в основном в вышележащие минизоны, интенсивность которых для рассматриваемых параметров излучения ниже. Как видно из Рис.2, наиболее эффективно спиновая плотность может быть возбуждена при положении уровня Ферми между двумя группами минизон на Рис.1. Указанные значения энергии Ферми в верхней электронной зоне размерного квантования являются типичными для реальных наноструктур. Поскольку положением уровня Ферми можно управлять при помощи затвора, определяющего концентрацию двумерного электронного газа, предложенная модель представляется перспективной для экспериментальной реализации оптического механизма управления спиновыми степенями

свободы в наноструктурах со спин-орбитальным взаимодействием.

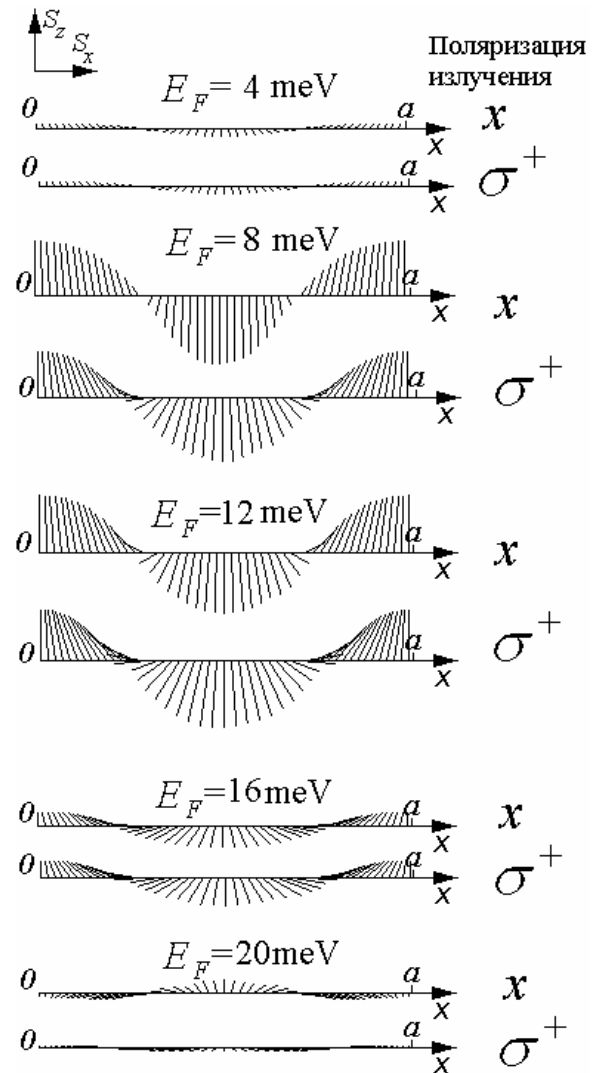


Рис.2 Распределение возбужденной спиновой плотности как векторного поля ($S_x(x)$, 0, $S_z(x)$) для линейно и циркулярно поляризованных электромагнитных волн при различных значениях уровня Ферми электронного газа в сверхрешетке со спин - орбитальным взаимодействием.

Работа выполнена при поддержке Программы РНП Министерства образования и науки РФ, фондов РФФИ, CRDF, а также фонда «Династия».

- [1] I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
- [2] R.D.R. Bhat, F. Nastos, Ali Najmaie, and J.E. Sipe, Phys. Rev. Lett. **94**, 096693 (2005).
- [3] V.Ya. Demikhovskii, D.V. Khomitsky, Письма в ЖЭТФ, т.83, вып.8, с.399 (2006).
- [4] D.V. Khomitsky, Phys. Rev. B. **76**, 033404 (2007).
- [5] D.V. Khomitsky, arXiv:0708.2595 (2007).
- [6] J.T. Olesberg et al, Phys. Rev. B **64**, 201301(R) (2001).

Исследование магнитохирального эффекта в кристаллах.

А.А. Хышов, М.А. Новиков

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

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

Оптические явления, обусловленные проявлением пространственной дисперсии, составляют важный раздел кристаллооптики и в настоящее время интенсивно изучаются в различных аспектах. Особый интерес в этой области представляет исследование оптических явлений пространственной дисперсии при наличии внешних воздействий, например, магнитного поля. В присутствии магнитного поля в нецентросимметричных средах возникает магнитохиральный эффект (невзаимное магнитооптическое линейное двупреломление), впервые экспериментально измеренный в работе [1]. Это явление позволяет исследовать особенности энергетического спектра электронных состояний в кристаллах, связанные с отсутствием центра инверсии, которые не проявляются при исследовании традиционными методами. Особенно интересным оказывается исследование этого явления в наноструктурах с нарушенной пространственной четностью и временной симметрией и материалах на их основе.

Среди нерешенных проблем магнитохиральной оптики с одной стороны стоит проблема ее проявления в неоднородных средах вообще и на границе в частности. С другой стороны в магнитохиральной оптике в целом ряде работ, как экспериментальных, так и теоретических отсутствует учет квадрупольного вклада. Особенно это касается работ, посвященных хиральной оптике фотонных кристаллов. Здесь почти во всех работах используются симметричные материальные уравнения, в которых в правой части отсутствуют квадрупольные члены.

В настоящем докладе показывается, что такой подход для описания магнитохиральности в общем случае не точен. Показано, что в ряде кристаллов для правильного описания магнитохиральности необходимо использовать несимметричную форму записи материальных уравнений в следующем виде:

$$D_i = \varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{H}^{ext})E_j, \quad B_i = H_i,$$

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{H}^{ext}) = \varepsilon_{ij}(\omega) + ie_{ijm}\alpha_{mk}(\omega)k_k + ie_{ijm}\beta_{mk}(\omega)H_k^{ext} + \gamma_{ijkl}(\omega)k_kH_l,$$

где $\mathbf{H}^{ext}$ - вектор внешнего магнитного поля, $\mathbf{k}$ - волновой вектор электромагнитной волны, α_{mk} - аксиальный тензор, ответственный за естественную оптическую активность, β_{mk} - полярный тензор, описывающий эффект Фарадея, γ_{ijkl} - аксиальный тензор, симметричный по первым двум индексам, описывающий магнитохиральный эффект. В докладе показано, что здесь тензор γ_{ijkl} для ряда кристаллов имеет дополнительные компоненты, которым нет соответствия в симметричной форме. Одним из таких кристаллов является кристаллический кварц. С использованием кварца и других кристаллов были поставлены эксперименты, которые подтвердили выше сказанное.

В данной работе проведено также теоретическое исследование магнитохирального эффекта на основе тензорного метода возмущений в кристаллах различной симметрии при различных конфигурациях внешнего магнитного поля и направления распространения света, позволяющего учесть все вышеотмеченные эффекты. Предложена также грубая микроскопическая теория этого эффекта (модель анизотропных осцилляторов).

В докладе также обсуждается вопрос о связи магнитохирального эффекта с оптической активностью и эффектом Фарадея. Показывается, что при исследовании магнитохирального эффекта в большинстве случаев необходимо учитывать мультипликативный вклад этих эффектов (каскадный механизм) [2], который при измерении неотличим от магнитохиральности.

В докладе подробно описываются различные оптические методы исследования магнитохиральности. С использованием двухпроходной оптической схемы [3] и кольцевого поляризационного интерферометра [4], проведены эксперименты по измерению прямого и мультиплика-

[1] Маркелов В.А., Новиков М.А., Туркин А.А. Письма в ЖЭТФ, **25**(9), 404 (1977)

[2] Новиков М.А. Кристаллография, **34**(6), 1354 (1989)

[3] Новиков М.А., Хышов А.А. Письма в ЖТФ, **24**(4), 13 (1998)

[4] Новиков М.А. Опт. и спектр., **61**(2), 424 (1986)

Влияние легирования элементами V группы на рост и свойства Ge(Si) самоформирующихся островков

М.В. Шалеев^{1,2}, А.В. Новиков^{1,2}, Д.Н. Лобанов^{1,2}, З.Ф. Красильник¹,
N.Sustersic², J.Kolodzey²

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

² University of Delaware, Newark, Delaware, USA

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

Введение. Полупроводниковые гетероструктуры с самоформирующимися нанобъектами (островками и квантовыми точками) являются перспективным классом структур для новых приборных применений. Для работы большинства приборных устройств необходимо наличие в них легированных слоев, в том числе в той области структуры, где происходит формирование островков. Присутствие примеси в растущей структуре может существенно повлиять на параметры самоформирующихся островков, такие как размеры, компонентный состав, поверхностную плотность. Таким образом, важной задачей для последующих приборных применений структур с самоформирующимися островками является исследование влияния примеси на рост и параметры островков. Ранее влияние примеси V группы на рост Ge(Si)/Si(001) островков было достаточно подробно исследовано на примере сурьмы [1–3]. В то же время к настоящему времени имеется лишь несколько работ по исследованию влияния фосфора – другой широко используемой в технике МПЭ примеси – на рост Ge(Si) островков [4].

Настоящая работа посвящена исследованию влияния легирования фосфором Si буферного слоя под островками на параметры Ge(Si) самоформирующихся островков.

Методика эксперимента. Структуры с Ge(Si) островками были выращены методом МПЭ при температуре 600°C. Для исследований использовались структуры, в которых Ge(Si) островки были выращены на легированном фосфором Si буферном слое. Легирование Si буфера фосфором осуществлялось в процессе роста. Для получения потока фосфора использовалась эффузионная ячейка, в которой при нагреве проходило разложение GaP. При используемой температуре роста (600°C) фосфор обладает сильными сегрегационными свойствами, и его концентрация на поверхности растущего Si буферного слоя может быть гораздо больше равновесной объемной

концентрации. Параметры полученных островков анализировались с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ).

Результаты и их обсуждение. Проведенные АСМ исследования позволили выявить два основных отличия в росте Ge(Si) островков на легированных фосфором Si буферных слоях по сравнению с ростом островков на нелегированном кремнии. Первым характерным отличием является изменение параметров островков в случае их роста на Si:P буферных слоях (рис. 1 и 2). При всех использованных уровнях легирования Si буферного слоя ($N = 6 \times 10^{15} - 5.4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) на поверхности, как и в случае роста на нелегированном Si слое, наблюдаются как куполообразные (dome), так и пирамидальные (pyramid) островки (рис. 1). Обнаружено, что при увеличении уровня легирования Si буферного слоя существенно уменьшается доля пирамидальных островков по отношению к куполообразным (рис. 2а). Известно [5], что куполообразные островки характеризуются значительно меньшим разбросом по размерам, по сравнению с пирамидальными островками. Таким образом, рост доли куполообразных Ge(Si) островков на Si:P буферных слоях позволяет уменьшить разброс островков по размерам.

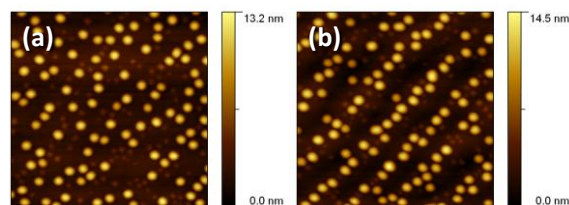


Рис. 1. АСМ снимки поверхности структур с Ge(Si) островками, выращенными на (а) нелегированном Si слое и (б). на Si:P слое с концентрацией фосфора $N \sim 6 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Размер снимков $1 \times 1 \text{ мкм}^2$.

Также проведенные АСМ исследования показали, что при увеличении легирования Si:P слоев увеличивается средняя высота куполообразных островков (рис. 2б), при

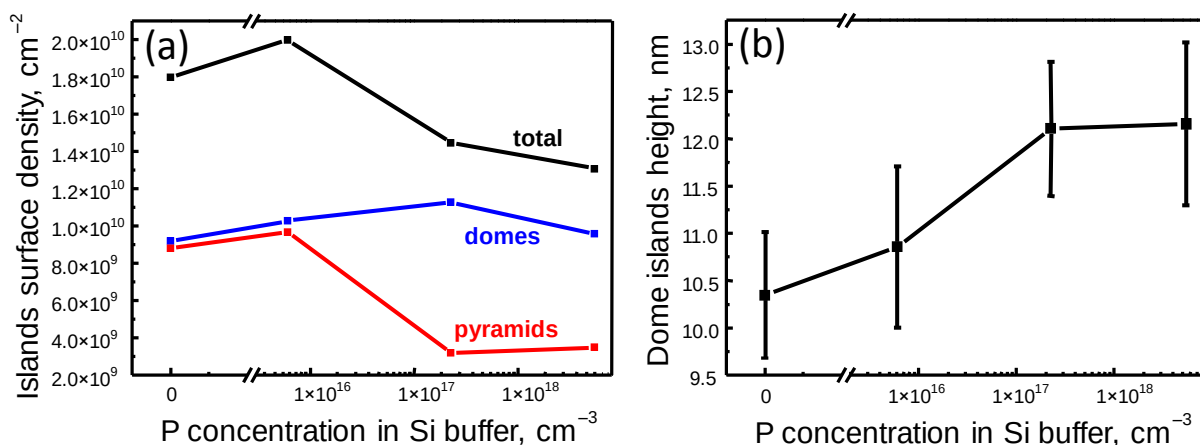


Рис. 2. Зависимости (a) поверхностной плотности островков и (b) высоты dome островков от концентрации фосфора в Si буферном слое под островками.

неизменном (в отличие от данных работы [4]) латеральном размере. Схожее изменение параметров островков экспериментально наблюдалось нами в случае осаждения δ -слоев сурьмы перед формированием островков. Рост

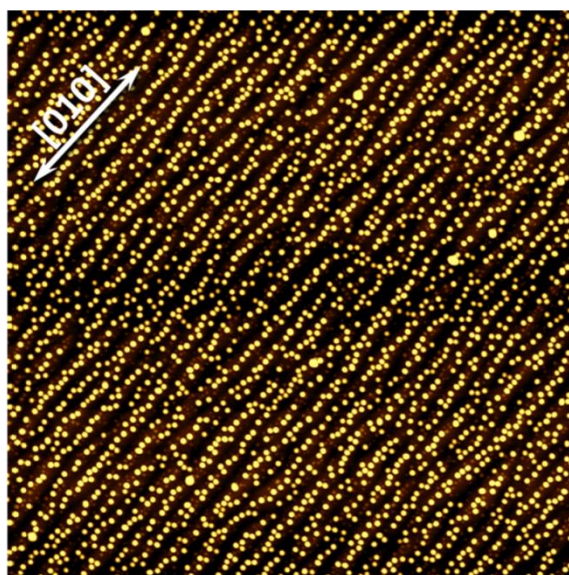


Рис. 3. АСМ снимок (5×5 μm^2) поверхности структуры с Ge(Si) островками, выращенными на Si:P слое. Линии островков выстроены вдоль кристаллографического направления [010]. Цветовая шкала подобрана таким образом, чтобы выделить упорядоченные цепочки островков.

высоты островков при неизменном латеральном размере ведет к увеличению отношения высоты островков к их латеральному размеру (aspect ratio), и может быть связано с появлением новых боковых граней и изменением формы островков. Для точного установления типа новых боковых граней и причины их образования необходимо проведение дополнительных исследований.

Второй отличительной особенностью исследованных структур с легированным фосфором Si буферным слоем является обнаруженное латеральное упорядочение островков (рис. 3). Из АСМ снимка поверхности структуры с Ge(Si) островками, выращенными на Si:P буферном слое, видно, что Ge(Si) островки образуют на поверхности цепочки, вытянутые вдоль кристаллографического направления [010]. Предполагается, что обнаруженное латеральное упорядочение Ge(Si) островков вызвано развитием шероховатости ростовой поверхности в случае роста Si:P буфера при используемых ростовых условиях. Для однозначного установления физических причин возникновения упорядочения Ge(Si) островков необходимы дополнительные исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-90424-Укр_а) и CRDF (грант программы BRHE № Y5-P-01-07).

Список литературы:

- [1] А.А.Тонких, Г.Э.Цырлин, В.Г.Дубровский, В.М.Устинов, P.Werner, ФТП, **38**(10), 1239–1244 (2004).
- [2] D.J.Eaglesham, F.C.Unterwald, and D.C.Jacobson, Phys. Rev. Lett. **70**(7), 966–969 (1993).
- [3] C.S.Peng, Q.Huang, W.Q.Cheng, J.M.Zhou, Y.H.Zhang, T.T.Sheng, C.H.Tung, Appl. Phys. Lett. **72**(20), 2541–2543 (1998).
- [4] T.I.Kamins, G.Medeiros-Ribeiro, D.A.A.Ohlberg, and R.Stanley Williams, J. Appl. Phys., **94**(6), 4215–4242 (2003).
- [5] Z.F.Krasil'nik, I.V.Dolgov, Yu.N.Drozдов, D.O.Filatov, S.A.Gusev, D.N.Lobanov, L.D.Moldavskaya, A.V.Novikov, V.V.Postnikov, N.V.Vostokov, Thin Solid Films, **367**, 171–175 (2000).

Терагерцовое стимулированное излучение мелких доноров в SiGe/Si структурах

В.Н. Шастин¹, Р.Х. Жукавин¹, Н.А. Бекин¹, В.В. Цыпленков¹,
S.G. Pavlov², Н.-W. Hübers²

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

² Institute of Planetary Research, German Aerospace Center (DLR), D-12489 Berlin, Germany
e-mail: shastin@ipm.sci-nnov.ru

Введение. В данной работе обсуждается возможность стимулированного излучения электромагнитных волн терагерцового диапазона частот донорами пятой группы в гетероструктурах SiGe/Si с селективным легированием слоев кремния. Предлагается перенести четырехуровневую схему лазера на донорах в объемном кремнии при оптической накачке [1] на кремний-германиевые гетероструктуры с легированными слоями кремния.

При этом важно, что гетероструктуры SiGe/Si должны быть выращены на релаксированном буфере так, чтобы обеспечить встроенную деформацию кремниевых слоев, а также частичную или полную компенсацию упругой энергии в гетероструктурах. В отличие от кремниевого лазера [1], в котором рабочими являются внутрицентровые оптические переходы, в одноосно деформированном кремнии можно рассчитывать на генерацию и на примесно-зонных оптических переходах, т.е. на переходах между континуумом зоны проводимости и возбужденными состояниями доноров (например, возбужденными состояниями $1s$ мультиплета). Этому способствует относительное смещение долин зоны проводимости. Так встроенная деформация кремниевых слоев в гетероструктурах SiGe/Si, выращенных на плоскости (001), расщепляет шестикратно вырожденные минимумы в Δ -долинах на отщепленные вниз двукратно вырожденные 2Δ -долины и отщепленные вверх четырехкратно вырожденные 4Δ -долины. Очевидно, это приводит к трехкратному снижению плотности состояний континуума и соответствующему увеличению чисел заполнения его состояний при ионизации центров легирования.

Эксперимент. Измерения проводились на гетероструктурах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ (20 нм)/Si (10 нм), выращенных на подложке толщиной 500 мкм с использованием технологии виртуальной подложки. Толщина соответствующего буферного слоя $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ (001) составляла 0.6-0.8 мкм. Образцы охлаждались жидким гелием, и при их облучении ТЕА CO_2 лазером регистрировалось ТГц излучение. В качестве приемника этого излучения использовался Ge:Ga. Для отсечки накачки перед приемником ставилась пластинка сапфира толщиной ~1 мм.

Было исследовано несколько многослойных (49 периодов) гетероструктур, которые отличались композиционным составом, т.е. содержанием германия в буфере и слоях активной

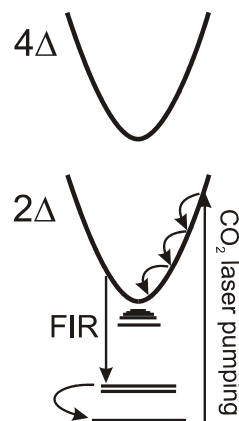


Рис. 1 Схема возбуждения лазера на примесно-зонных оптических переходах в деформированном кремнии.

сверхрешетки, а также расположением области селективного легирования внутри периода. Легирование фосфором ($\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$) производилось либо в центре кремниевых слоев (область толщиной ~3.5 нм), либо в двух областях толщиной ~3 нм в растворе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ на расстоянии около 3 нм от гетерограниц [2].

В сверхрешетке с легированными слоями кремния ($x = y = 0.04$) была обнаружена суперлинейная зависимость интенсивности терагерцовой (8-9 ТГц) люминесценции от мощности накачки при возбуждении с интенсивностью $\sim 100 \text{ кВт/см}^2$ и более (рис. 2). Такая зависимость интерпретируется как проявление усиления спонтанного излучения с эффективным значением коэффициента 2-3 см^{-1} . С учетом фактора перекрытия активной среды (толщина активного слоя ~5 мкм) с модой электромагнитного поля, которая преимущественно занимает область подложки (~500 мкм) указанное значение соответствует коэффициенту усиления активной среды $\sim 200\text{-}300 \text{ см}^{-1}$.

Для сравнения, подобные измерения, выполненные на структуре с параметром буфера $y = 0.06$ и другим составом барьера с $x = 0.08$, не

обнаружили признаков усиления. То же можно сказать и об измерениях, выполненных на образце монокристаллического кремния однородно легированного фосфором с концентрацией $N_p = 3.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3).

Обсуждение результатов эксперимента.

Предполагается, что при $x = y = 0,04$ встроенная одноосная деформация сжатия вдоль оси [100] приводит к смещению 2Δ долин вниз на величину 8-12 мэВ, что эквивалентно давлению в

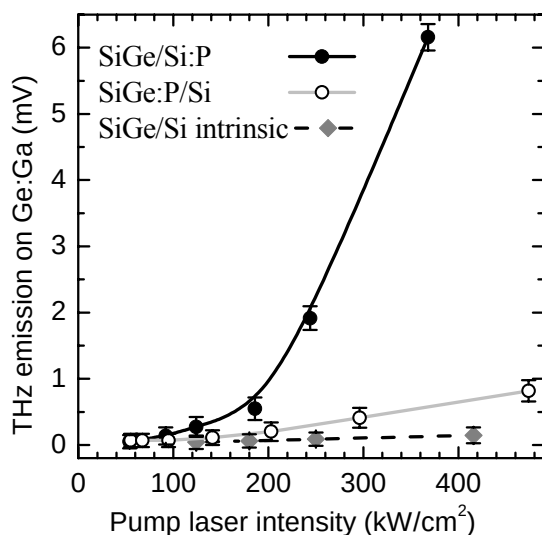


Рис. 2 Терагерцовое излучение выращенных на буфере $\text{Si}_{0.96}\text{Ge}_{0.04}$ многопериодных гетероструктур $\text{Si}_{0.96}\text{Ge}_{0.04}/\text{Si}$, отличающихся расположением областей селективного легирования, а также номинально нелегированной гетероструктуры (intrinsic).

1-1.5 кбар. Соответственно нижним возбужденным состоянием донора становится состояние $1s(B_2)$, которое выше по энергии основного состояния $1s(A)$ на зависящую от деформации величину ~ 10 -11 мэВ и располагается ниже континуума на 33.9 мэВ. К сожалению, проведенный рентгено-структурный анализ не позволил уточнить величину встроенной деформации по причине ее малости. В результате оказывается, что населенности состояний континуума зоны проводимости и состояний доноров определяются лишь нижней парой долин. Оценки показывают, что в предполагаемом интервале смещения долин время жизни состояния $1s(B_2)$ остается столь же малым $(1.5-2) \cdot 10^{-11} \text{ с}$, как и в недеформированном кремнии благодаря излучению междолинных ТА-g фононов. Однако при большем расщеплении долин релаксация на ТА-g фононах подавляется из-за сближения состояний $1s(A)$ и $1s(B_2)$. В то же время времена жизни электронов континуума, скорее всего, контролируются излучением длинноволновых акустических фононов (внутридолинный процесс релаксации)

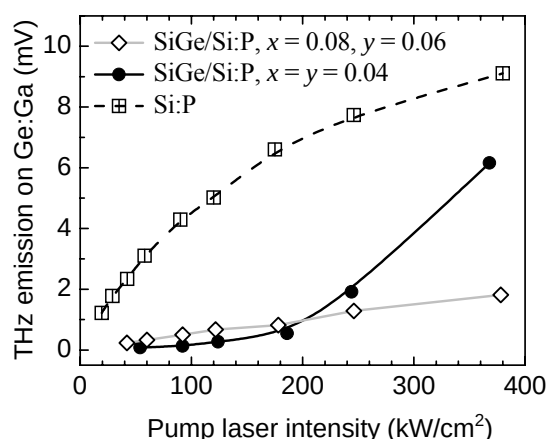


Рис. 3 Терагерцовое излучение гетероструктур $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ с легированными слоями кремния (10^{17} см^{-3}) и однородно легированного ($3.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) кристаллического кремния в сравнении.

и они близки к 10^{-10} с . Таким образом, при темпе накачки 10^{10} с^{-1} ($I \geq 10^{25} \text{ квант/см}^2 \cdot \text{с}$, 200 кВт/см^2) большинство доноров ионизовано и при температурах не превышающих 10 К ($kT \approx 1 \text{ мэВ}$) числа заполнения дна зоны проводимости сравнимы с единицей. Заметим, что полное число состояний электронов континуума с энергией менее 1 мэВ составляет $\sim 0.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В результате оптическое возбуждение доноров при низких температурах решетки приводит к инверсной заселенности состояний 2Δ континуума относительно состояния $1s(B_2)$ и соответствующему усилению на частотах 8-9 ТГц ($\sim 36 \text{ мкм}$). Очевидно, что с ростом интенсивности накачки коэффициент усиления на примесно-зонных переходах растет и достигает максимума при полной ионизации доноров. Если допустить, что сечение поглощения/усиления света на $\text{cont-}1s(B_2)$ переходах на указанных частотах близко к 10^{-15} см^2 , то коэффициент усиления при концентрации доноров 10^{17} см^{-3} может достигать значений $\sim 100 \text{ см}^{-1}$. В рамках точности информации относительно параметров сечения усиления, концентрации легирования и т.д. полученная оценка хорошо совпадает с данными измерений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-16136) и РФФИ-ННИО (№ 08-02-91951).

- [1] S.G. Pavlov, H.-W. Hübers, E.E. Orlova, R.Kh. Zhukavin, H. Riemann, H. Nakata, and V.N. Shastin, *phys. stat. sol. (b)*, **235**, 126 (2003).
- [2] S.G. Pavlov, H.-W. Hübers, N.V. Abrosimov, H. Riemann, H.H. Radamson, N.A. Bekin, A.N. Yablonsky, R.Kh. Zhukavin, Yu.N. Drozdov and V.N. Shastin, *Terahertz Emission from Phosphor Centers in SiGe and SiGe/Si Semiconductors, Solid State Phenomena*, **131-133**, 613 (2008).

Оптимизация условий осаждения низкотемпературного буферного слоя для эпитаксии нитрида галлия

О.И. Хрыкин, Н.В. Востоков, Е.А. Вopilкин, В.М. Данильцев,
Ю.Н. Дроздов, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, 603950 Россия

Исследования последнего десятилетия показали, что рост методом металлоорганической газовой эпитаксии слоев GaN с хорошей морфологией непосредственно на подложке сапфира невозможен. Поэтому обычно используются промежуточные, выращенные при низкой температуре подслои GaN или AlN [1]. Как правило, эти буферные слои представляют собой отдельные островки - зародыши, поверх которых при высокой температуре формируются эпитаксиальные нитридные слои. Чаще всего используют буферные слои AlN, поскольку они более стабильны на стадии повышения температуры для эпитаксии, что облегчает поиск оптимальных параметров их создания. Однако, за счет диффузии или сегрегации алюминия из буферного слоя, при последующем выращивании GaN может наблюдаться протяженный переход $Al_xGa_{1-x}N$ переменного состава [3], что не всегда допустимо при изготовлении полупроводниковых приборов. Использование буфера GaN в такой ситуации является более предпочтительным, но, с другой стороны, и более сложным решением.

В данной работе отрабатывались режимы роста низкотемпературных буферных слоев GaN для дальнейшего их использования для роста высокотемпературного GaN. Исследована также природа трудностей, возникающих при использовании буфера GaN. Рост эпитаксиальных слоев осуществлялся в установке МОГФЭ, подробно описанной в работе [2]. Нарастивание осуществлялось на с-срезе сапфира с отклонением от плоскости (0001) на 0.1° . Процедура эксперимента была следующая. В реактор эпитаксиальной установки загружалось по

три части одной и той же подложки. После выращивания буферного слоя GaN, первый из образцов (серия I) доставался из реактора. Затем два других образца отжигались в атмосфере водорода и аммиака за время стандартного нагрева до температуры эпитаксии и последующего быстрого охлаждения. На этом этапе из реактора доставался второй образец (серия II). Наконец, только на третьем образце (серия III) проводился рост эпитаксиального слоя GaN. После этого поверхности образцов для всех трёх серий (I, II и III) изучались методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). В ходе исследований варьировали температуру осаждения буферного слоя ($550 - 650^\circ\text{C}$) и температуру эпитаксии основного слоя GaN ($1100 - 1150^\circ\text{C}$). Из данных АСМ по образцам серии I видно, что размеры островков-зародышей увеличиваются при повышении температуры осаждения буферного слоя от 550 до 600°C (рис.1а, б) с одновременным уменьшением их числа на единице площади. Буферные слои GaN, выращенные при 650°C (рис. 1в), имели большой разброс зародышей по размерам при значительной неоднородности плотности распределения их по поверхности. Наблюдаемое снижение общей плотности заполнения поверхности, вероятно, связано с существенным перераспределением и десорбцией GaN при повышенной температуре осаждения буферного слоя. Таким образом, с точки зрения однородности и шероховатости поверхности буферного слоя, предпочтительными для осаждения буферного слоя представляются температуры $550-600^\circ\text{C}$.

Анализ образцов II серии показал, что отжиг во время повышения температуры до ростовой

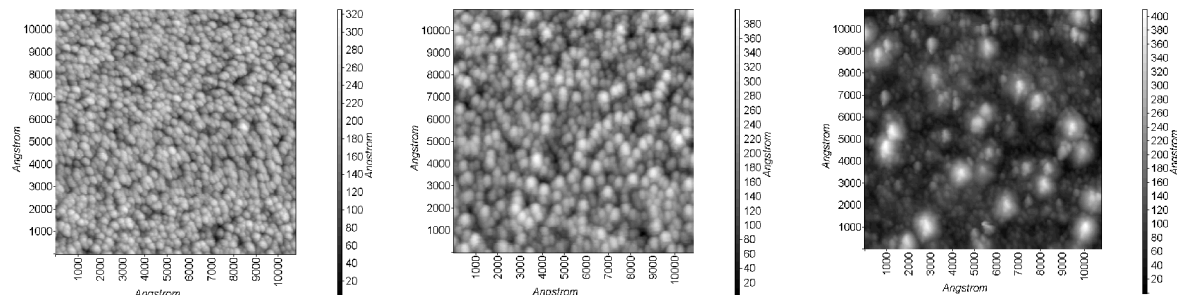


Рис.1. АСМ- изображение поверхности буферных слоев GaN на подложке Al_2O_3 при различных температурах осаждения: а- 550°C , б- 600°C , в- 650°C (серия I).

(1100°C) приводит к интенсивному испарению буферного слоя GaN, что иллюстрирует рис.2а. Видно, что существенно уменьшается плотность

эпитаксиального слоя GaN не выглаживается даже при существенном увеличении толщины эпитаксиального слоя. Вместе с тем, для

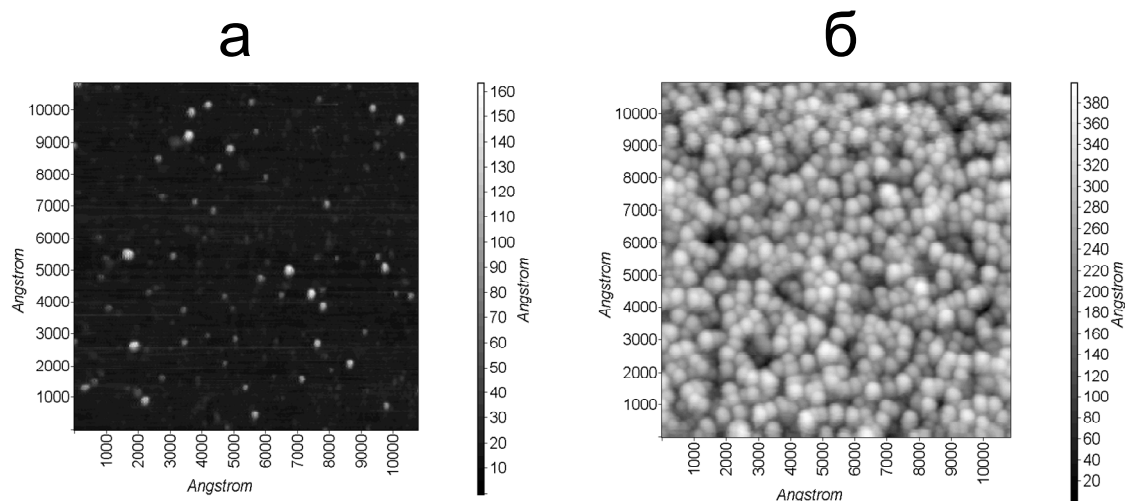


Рис.2. АСМ- изображение отожженных буферных слоев GaN: а- температура отжига буферного слоя 1100°C, б- температура отжига буферного слоя 800°C(стадия II).

зародышей GaN. Этот эффект серьезно ограничивает время и температуру отжига буферного слоя GaN. В то же время, при правильном выборе толщины буферного слоя и температуры осаждения, отожженный образец сохраняет высокую плотность и однородность в распределении размеров зародышей (рис.2б).

Анализ образцов III стадии показал, что на неоднородных, частично испарённых буферных

оптимальных буферных слоёв поверхность образцов является зеркально-гладкой и на АСМ-изображении видны террасы (рис.3а), свидетельствующие о послойно-слоевом механизме роста. В зависимости от скорости роста эпитаксиального слоя высота террас изменяется, что свидетельствует об эшелонировании монокристаллических ступеней роста. Хорошую морфологию образца на больших масштабах (~1 мм²) подтверждают также данные оптической интерференционной микроскопии белого света.

Таким образом, в работе показано, что существует достаточно узкий интервал температур роста и режимов отжига буферных слоев GaN, при которых буферные слои остаются однородными и не испаряются, что обеспечивает эпитаксию слоёв GaN с хорошей морфологией.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН «Новые материалы и структуры»

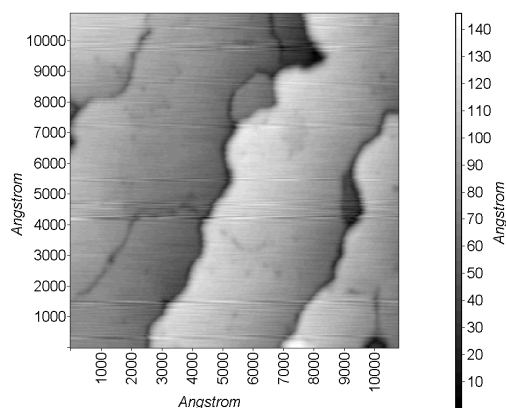


Рис.3. АСМ- изображение эпитаксиального слоя GaN с буферным слоем GaN, выращенным при оптимальных условиях.

слоях, подобных изображенному на рис.2а, образование эпитаксиальных слоев GaN с хорошей морфологией не происходит. Из-за сильной неоднородности слоя зарождения поверхность

- [1] Nakamura, S., Japan. J. Appl. Phys. **30**, L1705 (1991).
- [2] Хрыкин О.И., Бутин А.В., Гапонова Д.М., Данильцев В.М., Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Мурель А.В., Шашкин В.И., ФТП, **39**, №1, 21 (2005).

Дефектные комплексы как причина $1/f$ шума в приборах на основе GaAs

Е.И.Шмелев, А.В.Якимов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950, ГСП-20, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия
e-mail: yakimov@rf.unn.ru

В настоящей работе для выявления природы фликкерного ($1/f$) шума в GaAs структурах исследуются строение и потенциально возможный механизм неустойчивости парных точечных дефектов, образованных донорно-акцепторными парами.

Модель бистабильных дефектов

На сегодняшний день для объяснения $1/f$ шума в полупроводниках широко используется модель бистабильных дефектов, располагающихся в кристаллической решетке образца.

Согласно данной модели бистабильный дефект образует двухуровневую систему (ДУС), характеризующуюся двумя метастабильными состояниями “1” и “0” (рис. 1а), разделенными относительно низким потенциальным барьером E_b , см., например, [1].

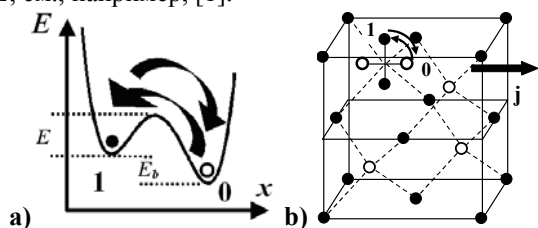


Рис. 1 (а) Энергетическая диаграмма бистабильного дефекта, (б) иллюстрация переключения ориентации дефекта.

Под действием тепловых колебаний кристаллической решетки дефекты способны спонтанно изменять ориентацию в пространстве (см. рис. 1б), совершая переходы между своими метастабильными состояниями. Изменение ориентации бистабильного дефекта проявляется через модуляцию подвижности носителей тока случайным телеграфным процессом. Ансамбль “вращающихся” дефектов, при известных

условиях, приводит к $1/f$ шуму подвижности ($\delta\mu$ шум) и, следовательно, $1/f$ шуму в удельном сопротивлении прибора.

Потенциальная структура бистабильных дефектных комплексов в n-GaAs:Si

Совместный анализ [2] электрофизических и шумовых характеристик в эпитаксиальных пленках и планарных субмикронных полевых транзисторах с плоским затвором Шотки (ПТШ), выполненных на основе GaAs, показал, что бистабильные дефекты могут быть образованы некими нейтральными дефектными комплексами парного типа. Данные комплексы определены как нейтральные, так как выявленное изменение количества дефектов не приводит к изменению концентрации электронов в зоне проводимости. Простейшим примером такого комплекса является дипольно-организованная структура.

Среди наиболее соответствующих данному критерию и экспериментально обнаруженных в n-GaAs:Si [3, 4], необходимо отметить, например, такие анизотропно рассеивающие донорно-акцепторные пары (см. рис. 2), как:

$\text{Si}_{\text{As}}\text{Si}_{\text{Ga}}$ – комплекс, состоящий из мелкого кремниевого донора, замещающий атом галлия (Si_{Ga}) и мелкого кремниевого акцептора, замещающий ближайший атом мышьяка (Si_{As});

$\text{V}_{\text{Ga}}\text{Si}_{\text{Ga}}$ – комплекс, содержащий вакансию галлия (V_{Ga}) и мелкий кремниевый донор, замещающий ближайший атом галлия (Si_{Ga}).

Также могут быть дефекты, включающие в себя междоузельные атомы, например, кремния (I_{Si}), формирующие пару $\text{Si}_{\text{As}}\text{I}_{\text{Si}}$.

Бистабильность таких комплексов может проявляться при спонтанном изменении ориентации дефектов вследствие перехода одного из дефектов пары в соседний потенциальный минимум.

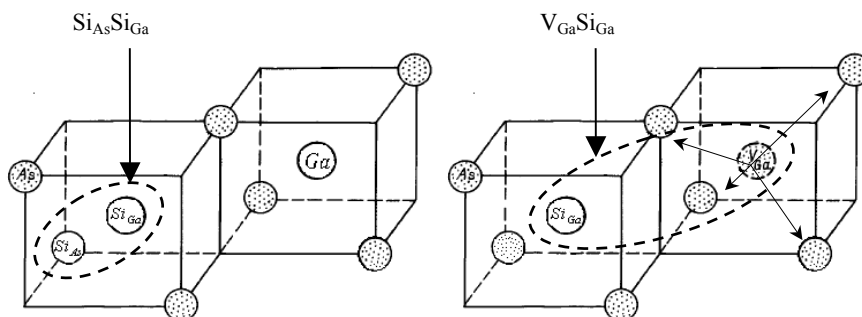


Рис. 2 Пространственная структура $\text{Si}_{\text{As}}\text{Si}_{\text{Ga}}$ и $\text{V}_{\text{Ga}}\text{Si}_{\text{Ga}}$ комплексов.

Дополнительную информацию о природе бистабильных дефектов можно получить из исследования энергий E , необходимых для их пространственной переориентации (см. рис. 1). Известно, что спектр процесса имеет вид $1/f$, если высоты локальных барьеров E равномерно распределены в достаточно широком диапазоне от E_1 до E_2 . В случае симметричной ДУС (разница глубин $E_b = 0$) нижняя и верхняя частоты спектра определяются соотношением:

$$f_{low,high} = f_T \exp\left(\frac{-E_{2,1}}{kT}\right),$$

где f_T – частота тепловых колебаний решетки.

Так как в исследуемых ПТШ [2] спектр вида $1/f$ наблюдался в диапазоне 3 Гц – 250 кГц, то для объяснения формы измеренного спектра необходим набор ДУС с E от $E_1=0,32$ эВ до $E_2=0,6$ эВ. Поэтому наиболее вероятны бистабильные дефекты с энергией переориентации в диапазоне 0,3 – 0,6 эВ.

Возможный механизм формирования стохастической бистабильности дефектных комплексов

При исследовании возможных дефектных структур в GaAs, способных образовать систему, как минимум, с двумя метастабильными состояниями (ДУС), необходимо выделить в первую очередь дефекты, подверженные влиянию эффекта Яна-Теллера.

Суть эффекта Яна-Теллера заключается в том, что под действием электронно-ядерного взаимодействия высокосимметричная конфигурация многоатомной системы при наличии ориентационного электронного вырождения становится неустойчивой и самопроизвольно деформируется [5]. В частности, для GaAs на данный момент отмечаются такие ян-теллеровские дефекты, как Cu_{Ga} , Ag_{Ga} , Au_{Ga} , V_{Ga} [6].

Так, позиции компонент комплекса $V_{Ga}Si_{Ga}$ (рис. 2) смещены из узлов решетки идеального кристалла благодаря существованию искажения, связанного с ян-теллеровской дисторсией V_{Ga} . В [7] показано, что у V_{Ga}^{-2} (на вакансионных орбиталях локализовано 7 электронов и одна дырка) должно существовать четыре направления смещения, изображенные на рис. 2 стрелками. В случае изолированной вакансии данные 4 локально-стабильные состояния энергетически эквивалентны. Наличие же рядом с V_{Ga} донора Si_{Ga} , влияет на положение и глубину минимумов энергии, тем самым нарушая их первичную эквивалентность.

Из результатов обобщения теоретических и экспериментальных данных, приведенных в [7] и [8], следует, что для комплекса $V_{Ga}Si_{Ga}$ в качестве энергии стабилизации ян-теллеровских искажений E_{JT} , необходимой для переориентации комплекса как целого, формируемых за счет

присутствия в комплексе вакансии галлия, можно использовать оценку $E_{JT} > 200$ мэВ.

Сравнивая результат полученный для E_{JT} с оценками $E_{1,2}$ для ДУС, лежащих в диапазоне от 0,3 до 0,6 эВ, можно сделать вывод, что $V_{Ga}Si_{Ga}$ структура предположительно является одним из бистабильных дефектов, способных участвовать в формировании наблюдаемого спектра фликкерного шума в анализируемых ПТШ.

Следует подчеркнуть, что рассмотренный эффект Яна-Теллера, как один из источников бистабильности в многоатомных системах, носит весьма общий характер.

В связи с этим, целесообразно проведение дополнительных исследований, направленных на изучение энергии ян-теллеровских искажений, необходимой для переориентации различных нейтральных дефектных комплексов.

Работа выполнена в ОНЦ “Информационно-телекоммуникационные системы: физические основы и математическое обеспечение”, созданном в рамках Приоритетного национального проекта “Образование”.

- [1] Якимов, А.В., Известия ВУЗов. Радиофизика, 42, 6, 590 (1999).
- [2] Моряшин, А.В., Шмелев, Е.И., Якимов, А.В., Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Серия Радиофизика, 1, 78 (2007).
- [3] Куницин, А.Е., Чалдышев, В.В., Вуль, С.П., ФТП, 33, 10, 1187(1999).
- [4] Бобровникова, И.А., Вилисова, М.Д., Ивонин, И.В., ФТП, 37, 9, 1072 (2003).
- [5] Берсукер И.Б. Электронное строение и свойства координационных соединений. Введение в теорию (Л., Химия, 1971).
- [6] Аверкиев, Н.С., Гуткин, А.А., Решиков, М.А., ФТП, 33, 11, 1323 (1999).
- [7] Аверкиев, Н.С., Гуткин, А.А., Ильинский, С.Ю., ФТТ, 42, 7, 1196 (2000).
- [8] Гуткин А.А., Питровский Т., Пулторак Е. и др., ФТП, 32, 1, 40 (1998).

Резонансы Фано в спектрах примесного фототока

В.Б. Штенберг¹, А.М. Сатанин^{1,2}

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, 603950, Н. Новгород, Россия.

² Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, 603950, Н. Новгород, Россия.
e-mail: shtenberg@yandex.ru

В спектрах фототока полупроводников, легированных мелкими донорами и акцепторами, ранее наблюдались характерные асимметричные резонансы (« λ - контуры»), связанные с интерференцией прямых оптических переходов и переходов с участием фононов. Подобные асимметричные резонансы, обусловленные квантовой интерференцией с участием оптических фононов, наблюдались также методами рамановской спектроскопии, IR-поглощения и т.д.

Интерес к резонансам Фано обусловлен тем, что в тех ситуациях, когда они имеют место, открывается дополнительная возможность измерения параметра связи между каналами. В свою очередь, это позволяет определить некоторые важные параметры полупроводников.

$$\hat{H} = \frac{p^2}{2m^*} + U(r) + \sum_{\vec{q}} v_{\vec{q}} (b_{\vec{q}} e^{i\vec{q}\vec{r}} + b_{\vec{q}}^+ e^{-i\vec{q}\vec{r}}) + \sum_{\vec{q}} \hbar \omega_{\vec{q}} b_{\vec{q}}^+ b_{\vec{q}}, \quad v_{\vec{q}} = i \sqrt{\frac{2\pi e^2 \hbar \omega_{\vec{q}}}{V} \left(\frac{1}{\epsilon_{\infty}} - \frac{1}{\epsilon_0} \right)} \frac{1}{|\vec{q}|}, \quad (1)$$

где $b_{\vec{q}}^+$ и $b_{\vec{q}}$ – операторы рождения и уничтожения фононов. Нас будет интересовать вероятность фотовозбуждения под действием циркулярно-поляризованного электромагнитного поля. Для расчета вероятности перехода используется нестационарная теория возмущения.

Полная волновая функция невозмущенной системы может быть записана в виде

$$\langle r | \Psi \rangle = \psi_0 | 0 \rangle + \sum_{\vec{q}} \psi_{1\vec{q}}(r) b_{\vec{q}}^+ | 0 \rangle + \dots \quad (2)$$

Полагая взаимодействие между электронами и фононами слабым, учтем только однофононные процессы, тогда задача сводится к двум связанным уравнениям Шредингера

$$\begin{cases} \left(\frac{p^2}{2m^*} + U(r) \right) \psi_0 + \sum_{\vec{q}} v_{\vec{q}} e^{i\vec{q}\vec{r}} \psi_{1\vec{q}} = E \psi_0, \\ \left(\frac{p^2}{2m^*} + U(r) + \hbar \omega_{\vec{q}} \right) \psi_{1\vec{q}} + v_{\vec{q}}^* e^{-i\vec{q}\vec{r}} \psi_0 = E \psi_{1\vec{q}}. \end{cases} \quad (3)$$

Система уравнений (3) решается методом, описанным в работах [3,4]. Предварительно производится разложения по сферическим гармоникам и выделяется угловая зависимость волновой функции. Затем рассматриваются связанные уравнения для радиальных функций и

В недавних работах [1,2] аналогичные резонансы наблюдались в спектрах фототока легированных GaAs и InP. Авторы этих работ попытались дать интерпретацию наблюдаемым пикам и провалам. Однако, чтобы получить согласие с экспериментом, в цитированных работах были сделаны модельные предположения, обоснованность которых требует дополнительного анализа.

Мы исходим из гамильтониана, включающего слагаемые, описывающие электронное состояние в поле кулоновского центра $U(r) = -e^2 / \kappa r$, гамильтониан оптических фононов и взаимодействие между электронами и фононами (гамильтониан Фрёлиха):

находится приближенная амплитуда конечного состояния.

Если начальное состояние электрона есть s-состояние донорного центра, то конечное состоит из двух слагаемых, одно из которых есть возбужденное состояние электрона в поле кулоновского центра, а другое обусловлено виртуальными переходами с участием фонона и фотона. Интерференция этих слагаемых и приводит к возникновению резонанса Фано в фототоке.

Таким образом, в рассматриваемой ситуации имеет место обычный сценарий формирования резонансов Фано: состояние, соответствующее дискретному уровню, который лежит ниже $\hbar \omega_{\vec{q}}$ (решение второго уравнения системы (3) при малом $v_{\vec{q}}$) интерферирует с состоянием континуума (решением первого уравнения системы (3) при малом $v_{\vec{q}}$).

- [1] K.J. Jin et al., Phys.Rev. B 64, 205201 (2001).
- [2] V.Ya. Aleshkin et al., Phys.Rev. B 75, 125201(2007).
- [3] А.М.Сатанин, В.Б. Штенберг, Письма в ЖЭТФ, т. 75, 175 (2002).
- [4] Ч.С. Ким, Сатанин А.М., О.Н.Рознова, В.Б.Штенберг, ЖЭТФ, т.121, 1157 (2002).

Влияние упругих напряжений в подслоях на критическую толщину перехода по Странскому-Крастанову в системе GeSi/Si(001)

Ю.Н.Дроздов¹, Д.Н. Лобанов¹, А.И. Никифоров²,

А.В. Новиков¹, В.В.Ульянов², Д.В.Юрасов¹

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

² Институт физики полупроводников СО РАН, 630090 Новосибирск, Лаврентьева 13, Россия
e-mail: drozdyu@ipm.sci-nnov.ru

Оптические и электронные свойства гетеросистем с квантовыми точками (КТ) зависят от ряда параметров КТ, таких как их размеры, форма, компонентный состав и поверхностная плотность. Они, в свою очередь, связаны с механизмом 2D-3D перехода, известного как переход по Странскому-Крастанову (СК) [1], в частности, зависят от критической толщины этого перехода (h_c). В недавней работе [2] была предложена новая оценка для критической толщины перехода по Странскому-Крастанову при эпитаксиальном росте в системах $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}(001)$ с учетом сегрегации атомов во время ростового процесса. В качестве критерия перехода использован баланс между выигрышем в упругой энергии системы за счет релаксации островка и проигрышем в поверхностной энергии системы из-за увеличения площади поверхности. Величина упругой энергии (U) вычисляется с учетом всех неодинаковых между собой по составу нанесенных монослоев (МС), а не только верхнего. Состав слоев изменяется при росте из-за сегрегации крупных атомов ростовым фронтом, что описано моделью термоактивационного обмена атомов поверхность - верхний слой. Сравнение с экспериментом вычисленных значений критической толщины для различного состава наносимого твердого раствора показало достаточно хорошее совпадение для обеих гетеросистем, SiGe/Si и InAs/GaAs , см. [2].

Фактически, в расчете [2] предполагается, что перестройка при переходе СК происходит по всей толщине смачивающего слоя. В этой модели критическая толщина должна зависеть от упругих напряжений в слоях твердого раствора, выращенных до образования КТ. Однако такой подход не может быть распространен на случай структур, где смачивающий слой отделен от буферного ненапряженным материалом подложки, так называемым спейсерным слоем, см. рис. 1. Из условий такого ростового эксперимента ясно, что, начиная с некоторой толщины спейсера, рост должен идти так же, как на подложке без "захороненного" напряженного буфера. Модель перехода СК в этих условиях должна учитывать

конечную глубину слоя, влияющего на переход СК.

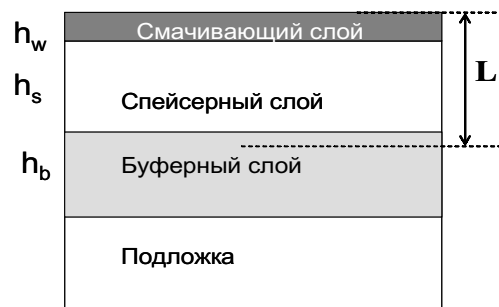


Рис. 1. Схема структуры с напряженным буферным слоем и ненапряженным спейсерным слоем, на которые наносится смачивающий слой.

В настоящей работе предлагается простейшая модель такого рода, где в дополнение к модели [2] вводится "глубина затухания" (L), на которой упругие напряжения перестают влиять на переход СК. При вычислении накопленной упругой энергии, U , вводится весовой множитель $W = \exp(-z/L)$, где z — расстояние монослоя от поверхности. В этом случае для каждой концентрации твердого раствора, x , можно вычислить предельное значение упругой энергии, $U_{lim}(x)$, накопленной в бесконечно толстом однородном слое. Глубину L можно оценить, предположив, что переход СК не происходит, когда U_{lim} не достигает критического значения U_c . Из литературы известно $x_c \sim 20\%$, ниже которого не происходит переход СК для обеих систем, тогда, при численных параметрах из [2], получаем оценку $L(\text{GeSi}) = 37 \text{ МС}$; $L(\text{InGaAs}) = 9 \text{ МС}$.

Для экспериментальной проверки предложенной модели, методом МЛЭ, "Катунь-С", была выращена серия образцов с напряженным буфером $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, $x=15\%$, $h_b=70 \text{ МС}$, и Si-спейсером переменной толщины. Сверху наносился слой чистого Ge. Момент перехода к островкам, $h_w = h_c$, фиксировался по изменению картины дифракции электронов в процессе роста, а время роста пересчитывалось в толщину нанесенного слоя Ge. Скорость осаждения $\text{Ge} \sim 0,1 \text{ МС/с}$, температура подложки $T_g = 700^\circ\text{C}$. На рис. 2

показаны результаты сравнения. Там же показаны результаты для системы InAs/GaAs-спейсер/InAs-буфер, $h_b = (h_c - 0.25 \text{ МС})$. Экспериментальные точки взяты из [3], вычисленные линии - для двух значений предельной величины накопленной упругой энергии, сплошная линия - $U_c = 0,12 \text{ Дж/м}^2$, пунктир - $U_c = 0,06 \text{ Дж/м}^2$, как в [2].

Видно, что предлагаемый подход позволяет правильно описать общий характер зависимостей. Нарастание h_c с увеличением h_b более медленное для Ge/Si, чем для InAs/GaAs, что соответствует $L(\text{GeSi}) > L(\text{InGaAs})$ в наших оценках. Вариация параметра U_c позволяет добиться хорошего количественного согласия с экспериментом. Основанием для вариации h_c служит заметное различие экспериментальных и вычисленных значений h_c в начальной точке - без буфера, а также и то, что использованные в расчетах [2] численные параметры не точно известны.

Экспериментальный материал в настоящее

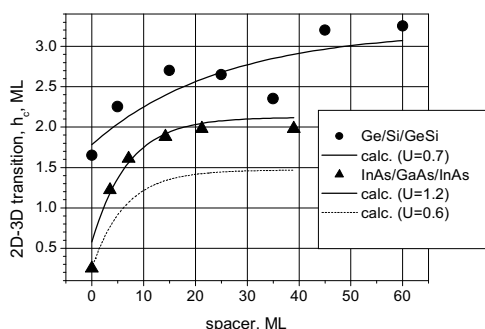


Рис.2. Сравнение теоретических зависимостей (линии) и экспериментальных данных (точки).

время недостаточен для проверки предсказываемых моделью зависимостей h_c от температуры, скорости роста и других параметров, что, несомненно, необходимо для оценки работоспособности модели.

Введение характерной глубины затухания представляется простым и достаточно естественным способом приведения теории в согласие с экспериментом. Важным вопросом остается интерпретация величины L с точки зрения микромеханизма перехода СК. Наиболее простой подход: L - это глубина перестройки слоя в островок. В частности, к этому типу относится предположение [2], что весь смачивающий слой по глубине преобразуется в островок, хотя и локально по площади. Этому соответствует ступенчатая весовая функция $W(0 < z < L) = 1$; $W(z > L) = 0$, где z - отсчитывается от поверхности. Однако такая интерпретация сталкивается с противоречием при рассмотрении перехода СК с буферными и спейсерными

слоями. Перестройка слоя толщиной L в островок должна была бы приводить к составу островка, такому же, как в слое толщиной L . Эксперимент не подтверждает сильную зависимость состава островков от наличия буфера и спейсеров.

Второй возможный подход к интерпретации величины L связан с силой Мюллера-Керна, которую вводят для описания перехода СК [4]. Эта сила взаимодействия экспоненциально убывает с расстоянием атома от подложки при гетероэпитаксии, например, атома Ge от подложки Si. Однако характерная глубина взаимодействия здесь равна 1 ML, что много меньше, чем величина L , используемая в наших расчетах, поэтому нет оснований считать эти два явления связанными.

Третья возможная интерпретация связана с эффектом «выглаживания» поверхности при наращивании толстого ненапряженного слоя поверх напряженного, поверхность которого была волнистой. Основой служит представление о неустойчивости напряженных слоев, которая проявляется в виде волнистости слоя и при своем накоплении может приводить к образованию островков, либо дислокаций несоответствия [5]. Наращивание ненапряженного слоя постепенно снижает волнистость поверхности, приводя к затуханию влияния захороненных напряженных слоев. К сожалению, в настоящее время недостаточно экспериментальных данных для проверки этой гипотезы, и нужны дополнительные исследования в этом направлении.

Т.о. предложена теоретическая оценка критической толщины слоя при переходе СК с учетом некоторой глубины затухания упругих напряжений, характерной для каждой из систем. Сравнение с экспериментом показало, что этот подход приводит к разумным оценкам момента перехода СК в системах с захороненными напряженными и ненапряженными (разделительными) спейсерными слоями.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 07-02-00163, 06-02-17412, 06-02-17275 и Программ Российской АН.

[1] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Щукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алферов, Д. Бимберг. ФТП, **32**, 385 (1998).

[2] Юрасов Д.В., Дроздов Ю.Н. ФТП **42** (2008), в печати.

[3] P. Howe, E.C. Le Ru, E. Clarke, R. Murray, T.S. Jones. J. Appl. Phys. **98**, 113511 (2005).

[4] P. Muller, R. Kern. Appl. Surf. Science, **102**, 6 (1996).

[5] J. Stangl, V. Holý, G. Bauer. Reviews of Modern Physics, **76**(3), 726 (2004).

Критический ток магнитно-сверхпроводящей гетероструктуры: диодный эффект

Р.М. Айнбиндер, И.Л. Максимов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород 603950, Россия

Изучение взаимодействия явлений сверхпроводимости и магнетизма в магнитно-сверхпроводящей системе вызывает заметный интерес, как с экспериментальной, так и с теоретической точек зрения [1 - 3]. Такие системы, как правило, состоят из ферромагнетика и сверхпроводника, разделенных тонким слоем изолирующего оксида для избежания эффекта близости. В подобных структурах экспериментально изучались эффекты намагничивания, такие, как рождение и пиннинг вихрей Пирла-Абрикосова. Неоднородно намагниченный ферромагнетик создает в окружающем пространстве магнитное поле, которое проникает в сверхпроводник, индуцируя сверхток и изменяя результирующее магнитное поле. Для изучения величины пиннинга магнитного потока сверхпроводящих пленок несколькими экспериментальными группами были изготовлены периодические массивы магнитных точек (антиточек), помещенных над или под сверхпроводящей пленкой. Оказывается, что пиннингом и динамикой вихрей в тонких сверхпроводящих пленках можно управлять, изменяя конфигурацию массива магнитных точек. Решетка магнитных точек или намагниченная ферромагнитная полоска, помещенные над сверхпроводящей пленкой, могут быть использованы для увеличения критического тока сверхпроводника. При этом существует так называемый диодный эффект – зависимость величины критического тока от направления транспортного тока, связанный с асимметрией вольт-амперных характеристик данных гетероструктур [2, 3].

В данной работе теоретически вычислен критический ток магнитно-сверхпроводящей гетероструктуры. Сверхпроводящая пленка ширины w и толщины $d \leq \xi \ll \lambda$ ($w \leq \lambda_{\perp} = \lambda^2 / d$, ξ – длина когерентности, λ – Лондоновская глубина проникновения) с транспортным током $I = (0, I, 0)$ находится во внешнем неоднородном магнитном поле, созданном ферромагнитной полоской. Ферромагнетик представляет собой тонкую

полоску высоты H , расположенную на высоте z_0 над сверхпроводником, с вектором намагниченности $\vec{M}$, лежащем в плоскости сверхпроводящей пленки. Показано, что максимальная величина диодного эффекта составляет порядка 50 %, что хорошо согласуется с экспериментальными данными [2, 3]. При малых амплитудах намагниченности ферромагнитной полоски критический ток демонстрирует линейное поведение, что связано с индивидуальной динамикой вихрей, тогда как при больших амплитудах в сверхпроводнике формируется коллективная вихревая структура, и зависимость критического тока становится нелинейной.

[1] S. Erdin, A.F. Kayali, I.F. Lyuksyutov and V.L. Pokrovsky, "Interaction of mesoscopic magnetic textures with superconductors", Phys.Rev.B, **66**, 014414 (2002).

[2] M. Morelle, V.V. Moshchalkov, "Enhanced critical current through field compensation with magnetic strips", Appl.Phys.Lett., **88**, 172507 (2006).

[3] D.Yu. Vodolazov, B.A. Gribkov, S.A. Gusev, A.Yu Klimov, Yu.N. Nozdrin, V.V. Rogov, and S.N. Vdovichev, "Considerable enhancement of the critical current in a superconducting film by a magnetized magnetic strip", Phys.Rev.B, **72**, 064509 (2005).

Свойства джозефсоновского контакта в неоднородном магнитном поле ферромагнитной наночастицы

С.Н. Вдовичев, 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

В работе представлены результаты исследования транспортных свойств джозефсоновского контакта малой площади в неоднородном магнитном поле одной ферромагнитной частицы.

Была решена задача изготовления частиц с управляемыми и устойчивыми магнитными состояниями, индуцирующими принципиально разные магнитные поля. Для однослойных частиц найдены размеры частиц, когда однодоменное (квазиоднородное) и вихревое магнитные состояния устойчивы. Эти состояния интересны тем, что частица с однодоменным состоянием индуцирует большие магнитные поля, которые могут достигать сотен эрстед на расстоянии нескольких десятков (сотни) нанометров от частицы, а частица с вихревым распределением намагниченности, наоборот, индуцирует магнитное поле с амплитудой близкой к нулю. Также впервые предложено использовать в качестве управляемого источника магнитного поля многослойную частицу с архитектурой “спинтронного элемента”, т.е. частицу, состоящую из магнито жесткого и магнитомягкого слоя, разделенного диэлектрическим слоем. Интерес к подобным частицам вызван следующими причинами:

1. при латеральном размере однослойных частиц Co порядка одного микрона состояние с однородной намагниченностью является обычно неустойчивым, и в частицах реализуются так называемые C или S состояние – когда вблизи краев частицы намагниченность начинает повторять форму частицы, что уменьшает магнитостатическую энергию.

2. Даже небольшие нарушения формы однослойной частицы Co приводят к тому, что в частице могут реализовываться многодоменные состояния, что редко наблюдается при субмикронных размерах частиц.

3. При одном из латеральных размеров частиц Co порядка одного микрона и толщиной более 30 нм трудно получить существование мульти-стабильных состояний – частица будет находиться только в вихревом или только в квазиоднородном состоянии намагниченности.

Были изготовлены многослойные частицы Co/Si/Co с характерными латеральными размерами 800*500 нм и толщинами слоев: 20(Co)/5(Si)/15(Co) нм.

По численным расчетам, создаваемый магнитный поток при ферромагнитном упорядочивании однородно намагниченных слоев – $3.5 \Phi_0$, при антиферромагнитном упорядочивании – $0.3 \Phi_0$. Измерения такой частицы в магнитосиловом микроскопе показывают, что сигналы в случаях ферромагнитного и антиферромагнитного упорядочивания магнитных слоев частицы отличаются в 5 раз. Таким образом, подобная многослойная магнитная частица может выступать в виде «магнитного ключа», создающего или не создающего магнитное поле (магнитный поток).

Для исследования возможности создания сверхпроводящего ключа на основе джозефсоновского контакта, управляемого магнитным полем ферромагнитной частицы была изготовлена и исследована серия образцов, представляющих из себя джозефсоновский контакт overlap геометрии малой площади ($2 \times 2 \mu\text{m}$), на верхнем электроде которого была сформирована одна ферромагнитная наночастица, различных вышеописанных конфигураций (трехслойной ферромагнитной частицей (размеры 850*500 нм; толщины слоев - 20(Co)/5(Si)/15(Co) нм.), см.рис.1.

Измерения критического тока проводились при температуре 4.2 К, магнитное поле прикладывалось в плоскости контакта, вдоль сверхпроводящего тока в электродах. Результаты измерений представлены на рис.2. Видно следующее: в случае ферромагнитного упорядочивания частица существенно влияет на транспортные свойства контакта, и не влияет в случае антиферромагнитного упорядочивания. Далее, критический ток контакта существенно подавлен, что совпадает с теорией.

Проведены расчеты, показывающие, что при определенных положениях и размерах частицы переход становится p_i -контактом или обычным контактом в зависимости от магнитного состояния частицы.

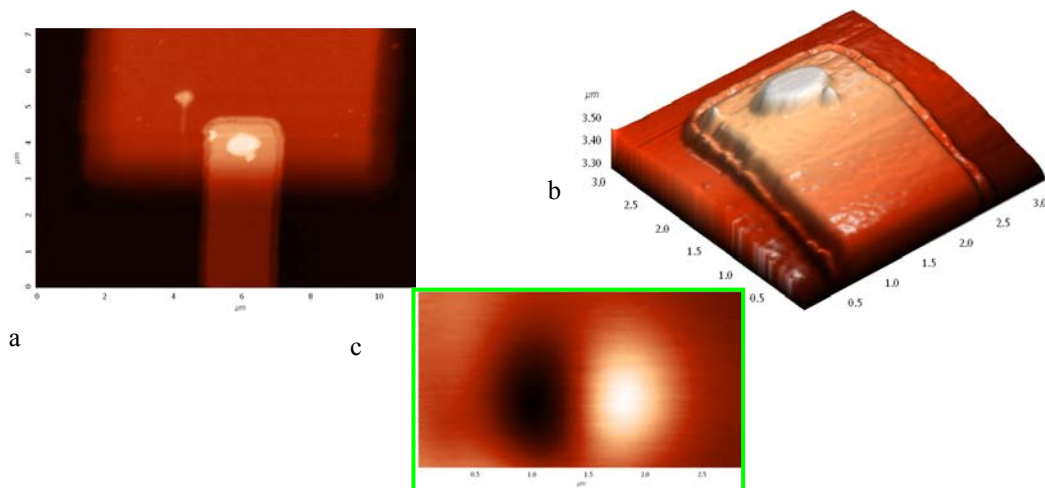


Рис.1. а) АСМ изображение джозефсоновского контакта с частицей; б) 3-х мерное АСМ изображение контакта с частицей; в) МСМ изображение контакта

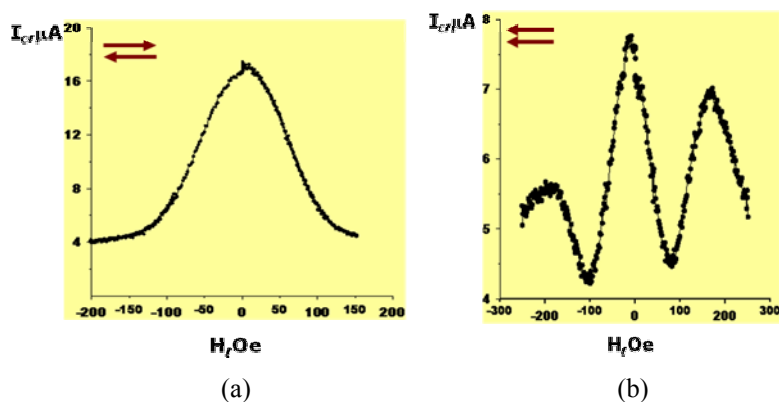


Рис.2. Фраунгоферова картина для случая (а) антиферромагнитного и (б) ферромагнитного упорядочивания намагниченности слоев частицы.

В качестве заключения можно сделать следующие выводы:

1. Установлен эффект влияния одной ферромагнитной частицы на планарный джозефсоновский переход.
2. Показана возможность создания сверхпроводящего ключа на основе джозефсоновского контакта, управляемого полем ферромагнитной частицы.
3. Предложено использовать в качестве управляемого источника магнитного поля многослойную частицу с архитектурой “спинтронного элемента”, т.е. частицу, состоящую из магнитомягкого и магнитожесткого слоя, разделенного диэлектрическим слоем.

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

- [1]. J.I. Martin et al. J. Mag. Mag. Mat., 256, p.449, 2003.
- [2]. S.N.Vdovichev et al. J. Mag. Mag. Mat., 300, p.202, 2006.
- [3]. A.A.Fraerman et al. Phys. Rev. B 73, p.100503R, 2006.

Перестройка вихревой решетки Абрикосова, вызванная неустойчивостью вязкого течения вихрей.

Д.Ю. Водолазов¹, F.M. Peeters²

¹Институт Физики Микроструктур РАН, ГСП-105, г. Н. Новгород, Россия.

²University of Antwerp, Groenenborgerlaan 171, B-2020, Antwerp, Belgium
e-mail: vodolazov@ipm.sci-nnov.ru

В 1975 Ларкин и Овчинников [1] предсказали существование неустойчивости вихревого движения, связанное с отклонением квазичастичной функции распределения $f(E)$ от равновесия вблизи кора вихря. Когда вихрь движется со скоростью v , параметр порядка вблизи его кора изменяется за времена порядка $\tau_{|v|} \sim \xi/v$ которое может быть меньше чем время релаксации неравновесных квазичастиц τ_{in} (благодаря неупругому электрон-фононному или электрон-электронному взаимодействию). В результате $f(E)$ становится сильно неравновесной и кор вихря сжимается. Эффект главным образом связан с «вымыванием» квазичастиц из вихревого кора за счет индуцированного электрического поля [2] и в некотором отношении похож на динамическое усиление сверхпроводимости в «слабых» сверхпроводящих связях [2,3].

Аналитические вычисления, выполненные в «грязном» пределе, предсказали уменьшение коэффициента трения движения вихря v и существование критической скорости $v_c \sim 1/\tau_{in}^{1/2}$ при достижении которой, сила вязкого трения $F = -vv$ действующая на вихрь достигает своего максимального значения. Макроскопически это приводит к нелинейной вольт-амперной характеристике $V \sim v(I)I$ с сильным гистерезисом в слабых магнитных полях. Такое поведение ВАХ было экспериментально обнаружено во многих низко- и высокотемпературных сверхпроводниках [2,4,5]. Из найденного в эксперименте критического напряжения $V_c = v_c BL$ (B – величина магнитной индукции, L – расстояние между вольтвыми контактами) были оценены критическая скорость v_c и время релаксации τ_{in} .

Несмотря на большое количество работ в этой области все еще существует фундаментальный вопрос: что происходит с вихревой структурой когда ее скорость достигает или превышает критическое значение? В оригинальной статье Ларкина и Овчинникова предполагалось, что вихревая решетка не претерпевает никаких структурных изменений и переходит в состояние с сопротивлением близким к нормальному значению при $v > v_c$ (в режиме приложенного тока). Однако эксперименты с низко- и высокотемпературными сверхпроводниками показали другой тип. Например, переход в состояние с линиями проскальзывания фазы был экспериментально

обнаружен в [6] для низкотемпературных сверхпроводников и похожие ВАХ были обнаружены в высокотемпературных сверхпроводниках в режиме приложенного напряжения [7]. Эти экспериментальные результаты поддерживают идею о фазовом переходе, который происходит в вихревой решетке в точке неустойчивости и появлением областей с быстрым и медленным движением вихрей в образце [8,9].

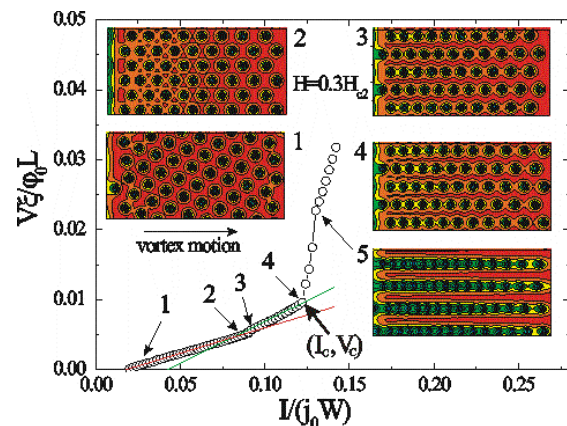


Рис.1 Вольт-амперные характеристики сверхпроводящей плиты ширины $w=50\xi$, $\gamma=2\tau_{in}\Delta/\hbar=10$ ($\Delta(T)$ -параметр порядка) и $H=0.3H_{c2}$. Ток увеличивается от нуля до некоторого конечного значения. На вставках показаны мгновенные значения параметра порядка при различных значениях тока.

В данной работе на основе численного решения временных уравнений Гинзбурга-Ландау исследовалась перестройка вихревой решетки Абрикосова. В качестве модельной системы мы выбрали сверхпроводник конечной ширины, бесконечный в двух других направлениях. В направлении приложенного тока мы использовали периодические граничные условия и предполагали, что все величины не зависят от третьего направления (направления вдоль вихревой нити). Данная модель позволяет достаточно просто учесть наличие транспортного тока в сверхпроводнике и внешнего магнитного поля через граничные условия для векторного потенциала, а также учесть влияние неоднородного распределения плотности тока по ширине сверхпроводника.

На рис. 1 представлены структуры вихревой решетки нашей модельной системы в зависимости от приложенного тока и типичная

вольт-амперная характеристика (ВАХ). Из представленного видно, что движущаяся треугольная вихревая решетка Абрикосова изменяет свою структуру на параллельные ряды движущихся вихрей, при достаточно больших значениях транспортного тока. При этом каждая перестройка вихревой решетки ведет к особенностям (изломам) на вольт-амперных характеристиках (см. рис. 1). При больших значениях тока, линии проскальзывания фазы появляются в сверхпроводнике (приводя к скачкам напряжения на ВАХ), которые, при определенных параметрах сверхпроводника могут сосуществовать с медленным движением вихрей (см. рис. 2).

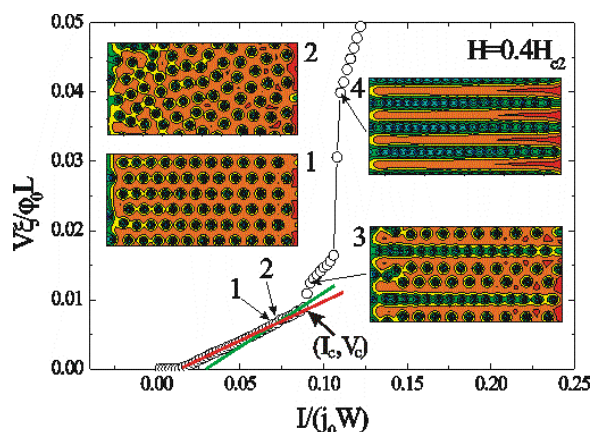


Рис.2 Вольт-амперные характеристики сверхпроводящей плиты ширины $w=50\xi$, $\gamma=10$ и $H=0.4H_{c2}$. Видно сосуществование линий проскальзывания фазы и медленно движущихся вихрей.

Обнаруженный эффект перестройки вихревой решетки связан с изменением формы движущегося вихря, вызванным неравновесными эффектами. Движущийся вихрь создает дефицит квазичастиц перед вихрем и избыток квазичастиц позади вихря (см. рис. 3). Это приводит к возникновению «хвоста» позади движущегося вихря, который представляет из себя область с подавленным параметром порядка. В результате появляется эффективное слабое притяжение между вихрями, зависящее от направления их движения, которое и приводит к появлению линий, вдоль которых вихри двигаются. При скорости вихрей больше некоторой критической, линии проскальзывания фазы появляются в сверхпроводнике, которые представляют из себя линии (ширины порядка 2ξ) где сверхпроводимость сильно подавлена, и вдоль которых вихри могут двигаться быстро.

Полученные результаты строго справедливы только в области температур, где длина релаксации неравновесных квазичастиц $L_{in} \sim (D\tau_{in})^{1/2} < \xi(T)$ (D -коэффициент диффузии), однако позволяют качественно объяснить многие недавние эксперименты [7] (имеющие другую интерпретацию) по неустойчивости вихревого движения, полученные в области слабых

магнитных полей, когда среднее расстояние между вихрями удовлетворяет неравенству $a \gg L \gg \xi(T)$.

В работе [10] появление «хвоста» позади движущегося вихря было предсказано теоретически, используя анализ линеаризованных уравнений Гинзбурга-Ландау. Изменение в форме вихря было также обнаружено в работе [11] на основании численного решения временных уравнений Гинзбурга-Ландау. Такие вихри были названы кинематическими вихрями из-за их большой скорости. Однако в обоих работах не была исследована структура вихревой решетки в зависимости от приложенного тока и не были обнаружены перестройки вихревой структуры.

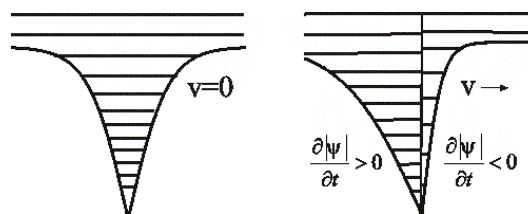


Рис. 3 Деформация кора вихря из-за движения вихря (показано схематично). Плотность горизонтальных линий соответствует плотности квазичастиц при различных энергиях. В случае, когда длина неупругой релаксации L_{in} меньше, чем длина когерентности $\xi(T)$, диффузия квазичастиц не эффективна и локально существует «переохлаждение» и «перегрев» квазичастиц.

- [1] А. И. Ларкин и Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ, **68**, 1915 (1975).
- [2] W. Klein, R. P. Huebener, S. Gauss, and J. Parisi, J. Low Temp. Phys., **61**, 413 (1985).
- [3] M. Tinkham, *Introduction to superconductivity*, (McGraw-Hill, NY, 1996).
- [4] Л. Е. Мусиенко, И. М. Дмитренко, В.Г. Волотцкая, Письма в ЖЭТФ, **31**, 603 (1980).
- [5] S.G. Doettinger, R.P. Huebener, R. Gerdemann, A. Kuhle, S. Anders, T.G. Trauble, and J.C. Villegier, Phys. Rev. Lett., **73**, 1691 (1994).
- [6] В.Г. Волотцкая, И. М. Дмитренко, Л. Е. Мусиенко, А. Г. Сиваков, ФНТ, **7**, 383 (1981).
- [7] M. N. Kunchur, Phys. Rev. Lett., **89**, 137005 (2002).
- [8] В.Г. Волотцкая, И. М. Дмитренко, Л. Е. Мусиенко, А. Г. Сиваков, ФНТ, **7**, 383 (1981).
- [9] V. M. Dmitriev, I. V. Zolochevskii, T.V. Salenkova, and E. V. Khristenko, Low Temp. Phys., **31**, 127 (2005).
- [10] Л.И. Глазман, ФНТ, **12**, 688 (1986).
- [11] A. Andronov, I. Gordion, V. Kurin, I. Nefedov, and I. Shereshevsky, Physica C, **213**, 193 (1993).

Исследование эффектов выпрямления и Литтла-Паркса в структурах из множественных асимметричных сверхпроводящих колец

В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов, В.А. Тулин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,
142432 г. Черноголовка, Россия
e-mail: gurtovoi@ipmt-hpm.ac.ru

В экспериментах Литтла-Паркса (ЛП) [1] и работах по квантованию потока впервые наблюдались эффекты квантования в сверхпроводниках, существование которых следует из теории Гинзбурга-Ландау и квантования флюксонида, постулированного Лондоном для объяснения эффекта Мейсснера. Для одномерного сверхпроводящего кольца из второго уравнения теории Гинзбурга-Ландау и требования однозначности волновой функции следует, что скорость куперовских пар v в кольце периодически зависит от магнитного потока $v = (\hbar / mr)(n - \Phi / \Phi_0)$, где r радиус кольца, m эффективная масса пары, n целое число, Φ_0 квант потока.

Следует отметить, что осцилляции ЛП $R(\Phi/\Phi_0) = V(\Phi/\Phi_0)/I_B \approx (-dR/dT_c)\Delta T_c(\Phi/\Phi_0)$, где I_B - измерительный ток, как правило, измеряются при $I_B > I_p$ (I_p устойчивый ток) и никогда не измерялись при $I_B < I_p$ из-за недостаточной чувствительности при измерениях одиночных колец. В то же время, в теоретическом рассмотрении [2] подразумевается, что $I_B \rightarrow 0$. Поэтому изучение осцилляций ЛП в режиме $I_B < I_p$ является чрезвычайно актуальным. Нужно обратить внимание еще на одну особенность измерений при малых токах. Если I_p подобен обычному току и имеет направление, то из рис. 1 следует, что при $I_B < 3I_p$ общий ток $I_B/3 - I_p$ в одном из плеч кольца будет течь навстречу электрическому полю $E = -\nabla V$.

Для изучения осцилляций ЛП в режиме $I_B < I_p$ использовалась структура из 110 асим-

метричных алюминиевых колец, Рис.2, что позволило компенсировать недостаток чувствительности благодаря аддитивности вклада в сигнал от каждого кольца. Асимметрия колец не меняет осцилляции ЛП [3,4], но дает возможность исследовать эффекты выпрямления, что позволяет решить вопрос о направлении устойчивого тока. Структура была изготовлена с помощью электронно-лучевой литографии и lift-off процесса, термически напыленной на Si подложку, пленки алюминия толщиной 30 нм. Кольца имели одинаковый внутренний диаметр $2r = 1.9$ мкм, причем, ширина полуколец была различной $w_w = 400$ нм и $w_n = 200$ нм, что и определяло асимметрию колец, Рис.2. Длина и ширина, соединяющих кольца полосок равнялась 500 нм. Середина резистивного перехода соответствовала температуре $T_c = 1.36$ К, ширина перехода $\Delta T_c(0.1 \div 0.9 R_n) = 0.035$ К, максимальный наклон $dR/d(T - T_c) = 30$ кОм/К. Сопротивление структуры в нормальном состоянии $R_n = 960$ Ом, сопротивление на квадрат $R_n = 1.4$ Ом/ и отношение сопротивлений $R(300\text{K})/R(4.2\text{K}) = 1.72$.

На рис.3 представлены осцилляции ЛП при $I_B = 100\text{--}600$ нА с шагом 100 нА. Для оценки величины устойчивого тока в критической области $T \approx T_c$ использовался факт эквивалентности влияния устойчивого и измерительного тока на величину смещения резистивного перехода. Измерения $R(T)$ для I_B от 20 нА до 2 мкА показали, что смещение резистивного перехода не заметно при $I_B < 100$ нА, а при $I_B > 100$ нА переход начинает сдвигаться ($\Delta T_c(I_B = 200$ нА,

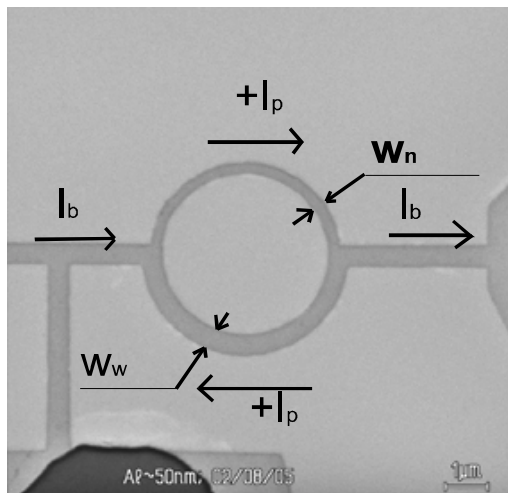


Рис.1. Асимметричное Al кольцо ($w_w/w_n = 2$).

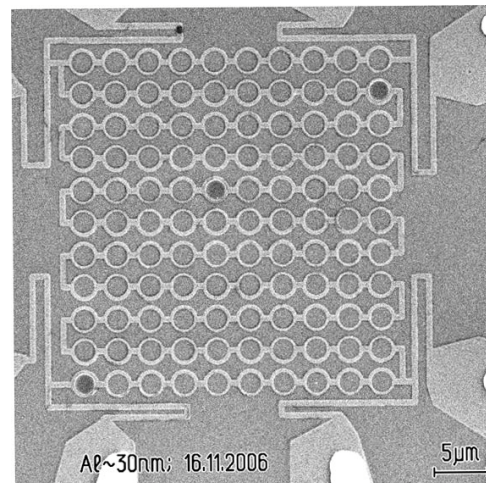


Рис.2. Исследуемая структура из 110 последовательно соединенных колец.

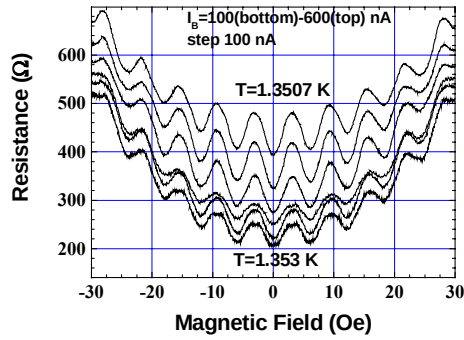


Рис. 3. Осцилляции ЛП при различных значениях измерительного тока: 100 нА (низ)-600 нА (верх), шаг 100 нА. Для трех нижних кривых $T = 1.353$ К, для верхних $T = 1.351$ К.

$\Phi=0$) ≈ 0.001 К). Из рис. 3 видно, что увеличение сопротивления при изменении I_B от 100 до 300 нА ($\Phi=0$) равно амплитуде осцилляций $R(\Phi/\Phi_0)$. Таким образом, $I_{p,A} \approx 200$ нА при температуре $T = 1.353$ К, соответствующей $0.2R_n$.

Осцилляции ЛП качественно не меняются от соотношения величины I_B и устойчивого тока $I_{p,A} \approx 200$ нА, Рис.3. Увеличение амплитуды осцилляций ΔR_A от 50 Ом при $I_B = 100$ нА до 90 Ом при $I_B = 600$ нА связано с разным наклоном резистивного перехода при $0.2R_n$ и $0.4R_n$ и соответствует примерно одинаковой амплитуде осцилляций критической температуры $\Delta T_{c,A} = \Delta R_A [dR/d(T-T_c)]^{-1} \approx 0.003$ К. Несмотря на неоднородность структуры из-за достаточно большой ширины резистивного перехода 0.035 К, экспериментальное значение $\Delta T_{c,A}/T_c = 0.0023$ находится в хорошем соответствии с теоретическим $\Delta T_c/T_c = (\xi(0)/r)^2 (n - \Phi/\Phi_0)^2 = (\xi(0)/r)^2 (1/4) = 0.0036$ [2], при радиусе кольца $r = 1$ мкм и типичной корреляционной длине $\xi(0) = 120$ нм. Таким образом, удалось измерить осцилляции ЛП до 20 нА, что на порядок меньше I_p .

При $I_B < 10$ нА положение экстремумов осцилляций меняется (рис. 4). Это связано с наличием осцилляций выпрямленного напряжения $V(\Phi/\Phi_0)$ при отсутствии измерительного

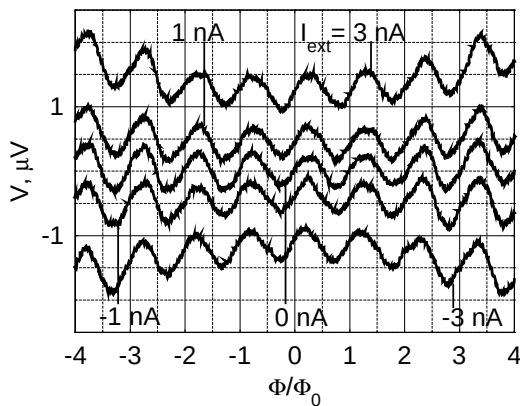


Рис.4. Осцилляции выпрямленного напряжения $V(\Phi/\Phi_0)$ при разных величинах и направлениях постоянного тока ($T = 1.358$ К)

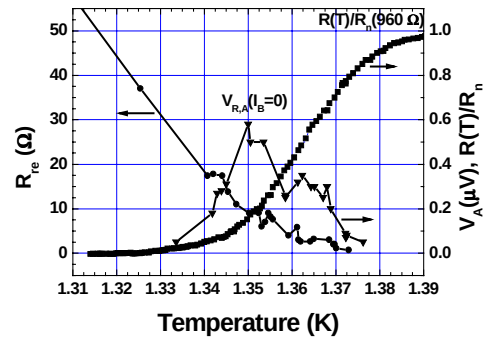


Рис.5. Температурные зависимости амплитуды V_A осцилляций напряжения $V(\Phi/\Phi_0)$ шума при $I_B = 0$ и эффективности выпрямления R_{re} в области резистивного перехода R/R_n .

тока $I_B = 0$ (рис. 4) [5], когда кольца выпрямляют неравновесный шум в магнитном поле. Для анализа шумов в системе измерялись температурные зависимости амплитуды V_A осцилляций напряжения $V(\Phi/\Phi_0)$ шума при $I_B = 0$ и эффективности выпрямления структуры R_{re} как шумового детектора в области резистивного перехода R/R_n , рис. 5. Распределение $V_A(T)$ имеет максимум (~ 0.6 мкВ) при $T = 1.35$ К. Выше $T = 1.35$ К, отношение $V_A(T)/R_{re}(T) \approx 60$ нА практически не зависит от температуры из-за уменьшения обеих зависимостей и определяет амплитуду тока шумов в нашей системе $I_N = 60$ нА. При этом, эффективная мощность шума при $T = 1.35$ К и сопротивлении $0.15R_n$ равна $0.15R_n I_N^2 = 5.2 \times 10^{-13}$ Вт. Таким образом, впервые измерена эффективность выпрямления сверхпроводящих асимметричных колец во флуктуационной области и продемонстрирована работа структуры как детектора шумов при $I_B = 0$.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОИТВС РАН в рамках проекта "Квантовый бит на основе микро и наноструктур с металлической проводимостью", и программы Президиума РАН «Квантовые наноструктуры».

- [1] W.A. Little and R.D. Parks, Phys.Rev.Lett. **9**, 9 (1962).
- [2] М. Тинкхам, Введение в сверхпроводимость, Атомиздат 1980.
- [3] В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, С.В. Карпий и др., ЖЭТФ **132**, 297 (2007).
- [4] В.Л. Гуртовой и др., ЖЭТФ **132**, 1320 (2007).
- [5] V. Gurtovoi et al., Proc. SPIE Vol. **6260**, Micro- and nanoelectronics – 2005, p. 62600T1 (2006).

Управление переходом из 0 в π -состояние в S-(FNF)S джозефсоновских переходах.

Т.Ю. Карминская, М.Ю. Куприянов

Научно-исследовательский институт ядерной физики, Московский государственный университет, Москва, Россия.
e-mail: janaph@gmail.com

В последнее время наблюдается значительный интерес к джозефсоновским переходам, представляющим собой два сверхпроводника (S), соединённые ферромагнитной плёнкой (F) [1-3]. В таких переходах критический ток может принимать отрицательные значения (π -переходы). При изменении толщины ферромагнитной прослойки наблюдаются затухающие осцилляции критического тока. Большое значение обменной энергии H ферромагнетиков (850 K÷2300 K) приводит к тому, что эффективный масштаб затухания критического тока I_C в такой структуре составляет всего несколько нанометров $\xi_{F1} \approx 1.2 \div 4.6$ nm, а период пространственных осцилляций критического тока $\xi_{F2} \approx 0.3 \div 2$ nm, что существенно меньше характерной длины проникновения сверхпроводимости в нормальный металл (N) $\xi_N \approx 10 \div 100$ nm. Это обстоятельство сильно затрудняет возможность практического использования таких переходов. Так же существенной проблемой является отсутствие механизмов управления величиной критического тока путём изменения внешних параметров.

В представленной работе показано, что эти проблемы могут быть решены для переходов S-(FNF)-S типа (см. Рис.1), в случае задания сверхтока в направлении, параллельном FN границе области слабой связи.

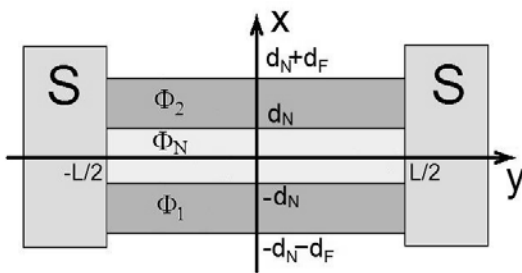


Рис.1 S-(FNF)-S джозефсоновский переход.

Было предположено, что во всех материалах выполняются условия “грязного” предела и что подавлением сверхпроводимости в S электродах можно пренебречь вследствие большого сопротивления SN и SF границ. Намагниченность нижнего ферромагнетика параллельна NF границе, а намагниченность верхнего может изменяться по величине и по знаку, составляя с осью составляя с осью y угол 0 или π . В таком случае в системе отсутствует триплетная часть конденсатной функции $\sim \langle \psi_\downarrow \psi_\downarrow \rangle \sim \langle \psi_\uparrow \psi_\uparrow \rangle$ и переход описывается

ся линейризованными уравнениями Узалея в Ф-параметризации [4]:

$$\xi_N^2 \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \Phi_N - |\Omega| \Phi_N = 0,$$

$$\xi_F^2 \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \Phi_{1,2} - \tilde{\Omega}_{1,2} \Phi_{1,2} = 0,$$

где $\Phi_N, \Phi_{1,2}$ - параметризованные функции Грина в N и в F слоях, $\Omega = T/T_C(2n+1)$ - нормированные мацубаровские частоты, $\tilde{\Omega}_{1,2} = |\Omega| + iH_{1,2} \text{sign} \Omega / \pi T_C$, n - целое число, $\xi_{F,N}^2 = D_{F,N} / 2\pi T_C$ - длины когерентности материалов. Граничные условия [5-6]:

$$\gamma_{BN} \xi_N \frac{\partial}{\partial y} \Phi_N = \pm G_S \Delta \exp(\pm i\phi/2), y = \pm L/2,$$

$$\gamma_{BF} \xi_F \frac{\partial}{\partial y} \Phi_{1,2} = \pm G_S \Delta \exp(\pm i\phi/2), y = \pm L/2,$$

$$\frac{\xi_N}{|\Omega|} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_N = \gamma \frac{\xi_F}{\tilde{\Omega}_{1,2}} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{2,1}, x = \pm d_N,$$

$$\mp \Phi_{2,1} + \gamma_{BF} \xi_F \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{2,1} = \frac{\tilde{\Omega}_{1,2}}{|\Omega|} \Phi_N, x = \pm d_N.$$

Здесь введены обозначения: $G_S = \omega / \sqrt{\omega^2 + \Delta^2}$ - функция Грина в сверхпроводящих электродах, Δ - модуль параметра порядка сверхпроводящих электронов, параметры подавления

$$\gamma_{BN,BF} = R_{BN,BF} A_{BN,BF} / \rho_{N,F} \xi_{N,F} R_{BN,BF},$$

$A_{BN,BF}$ - сопротивления и площади SN и SF границ.

Краевая задача решалась в приближении малых толщин N и F плёнок: $d_N \ll \xi_N, d_F \ll \xi_F$. Из решения краевой задачи и выражения для сверхпроводящего тока перехода:

$$I_S = \frac{i\pi TS}{2e\rho} \sum_{\omega} \frac{1}{\omega} \left(\Phi_{-\omega}^* \frac{\partial}{\partial y} \Phi_{\omega} - \Phi_{\omega} \frac{\partial}{\partial y} \Phi_{-\omega}^* \right)$$

было получено аналитическое выражение для критического тока перехода. Зависимости критического тока перехода от обменной энергии и от расстояния между сверхпроводящими электродами представлены на Рис.2 и Рис.3. Было показано, что взаимодействие между F и N плёнками вследствие эффекта близости может привести к увеличению масштаба затухания критического тока и периода пространственных осцилляций до величины ξ_N . Таким образом, такое решение позволяет

фактически перевести проблему исследований взаимодействия ферромагнетизма и сверхпроводимости из чисто фундаментальной в практическую плоскость.

Также нами была изучена зависимость критического тока S-(FNF)-S переходов от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных плёнок. Показано, что при переходе от параллельной к антипараллельной конфигурации векторов намагниченности ферромагнетиков можно получить не только существенное увеличение абсолютного значения критического тока I_C , но и изменение его знака. Таким образом, можно управлять переходом из 0 в π -состояние, изменяя взаимную ориентацию векторов намагничивания ферромагнитных плёнок.

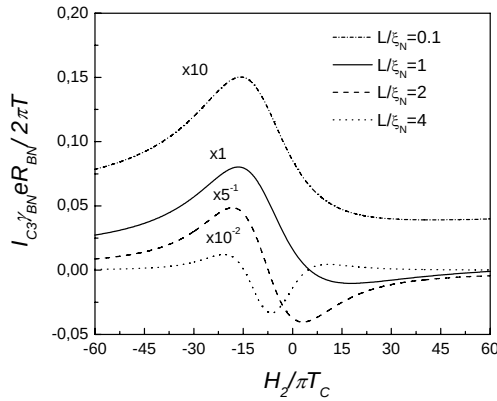


Рис.2 Зависимость критического тока S-(FNF)-S перехода от значения обменной энергии $H_2/\pi T_C$ при $H_1/\pi T_C=30$ для различных расстояний между сверхпроводящими электродами.

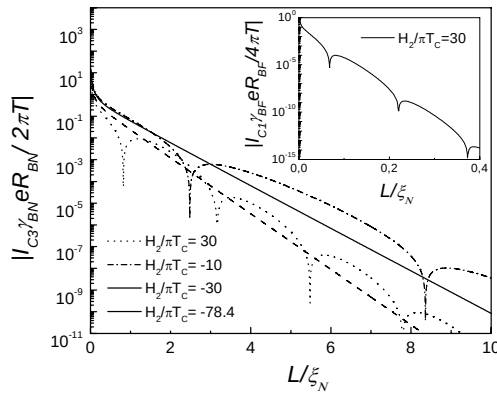


Рис. 3 Зависимость критического тока S-(FNF)-S перехода от расстояния между сверхпроводящими электродами L/ξ_N при $H_1/\pi T_C=30$ для различных обменных энергий верхнего ферромагнетика.

В случае поворота вектора намагниченности в плоскости NF границы возникает триpletная часть конденсатной функции $\sim \langle \psi_\downarrow \psi_\downarrow \rangle \sim \langle \psi_\uparrow \psi_\uparrow \rangle$ и переход описывается линеаризованными уравнениями Узаделя в матричном виде [3]:

$$\begin{aligned} \xi_F^2 \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \hat{f} - |\Omega| \hat{f} + \frac{i}{2} (\hat{f} \hat{H}_1^* + \hat{H}_1 \hat{f}) &= 0, \\ \xi_F^2 \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \hat{p} - |\Omega| \hat{p} + \frac{i}{2} (\hat{p} \hat{H}_2^* + \hat{H}_2 \hat{p}) &= 0, \\ \xi_N^2 \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \hat{n} - |\Omega| \hat{n} &= 0, \end{aligned}$$

где $\hat{H}_1 = \hat{\sigma}_2 \sin \alpha + \hat{\sigma}_3 \cos \alpha$, $\hat{H}_2 = \hat{\sigma}_3$ (вектор намагниченности верхнего ферромагнетика повернут на угол α к оси y , а вектор нижнего ферромагнетика направлен вдоль оси y). Результат вычисления критического тока перехода при развороте вектора намагниченности ферромагнитной плёнки представлен на Рис. 4.

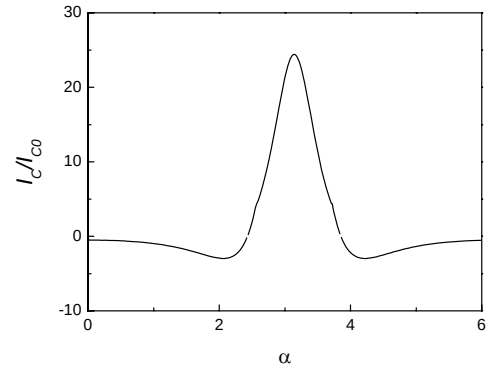


Рис.4 Зависимость критического тока S-(FNF)-S перехода от угла поворота вектора намагниченности ферромагнитной пленки α .

Видно, что при выбранных параметрах перехода критический ток сильно зависит от угла α , он изменяется как по величине, так и по знаку. Переход из 0 в π -состояние осуществляется при некотором угле поворота вектора намагниченности, лежащем между параллельной и антипараллельной конфигурацией. Также видно, что можно добиться увеличения критического тока в π -состоянии по сравнению с его значением при параллельной ориентации намагниченностей.

- [1] A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and 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, K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
- [4] L. Usadel, Phys. Rev. Lett. **25**, 507 (1970).
- [5] M. Yu. Kupriyanov and V. F. Lukichev, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 94, 139 (1988) [Sov. Phys. JETP 67, 1163 (1988)].
- [6] Koshina : E. A. Koshina and V. N. Krivoruchko, Fiz. Nizk. Temp. 26, 157 (2000) [Low Temp. Phys. 26, 115 (2000)].

Квантовые осцилляции постоянного напряжения как функции магнитного поля в двух связанных сверхпроводящих циркулярно-асимметричных кольцах.

В.И. Кузнецов, А.А. Фирсов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН,
Черноголовка 143432, Московская область, Россия
e-mail: kvi@ipmt-hpm.ac.ru

Впервые, ненулевое выпрямленное постоянное напряжение $V_{dc}(B)$ было измерено в сверхпроводящем циркулярно-асимметричном кольце, помещенном в перпендикулярное магнитное поле и смещенном синусоидальным током (без постоянной составляющей) с амплитудой порядка критической и с частотами вплоть до 1 МГц при температурах чуть ниже сверхпроводящей критической температуры T_C . Это напряжение осциллирует с периодом $\Delta B = \Phi_0/S$, где Φ_0 - сверхпроводящий квант магнитного потока, S - есть эффективная площадь кольца [1].

Асимметричное кольцо является очень эффективным выпрямителем переменного напряжения. Такое кольцо с очень малой шириной линий, возможно, может быть использовано как элемент для нового типа сверхпроводящего флукс кубита с квантовыми центрами проскальзывания фазы [2].

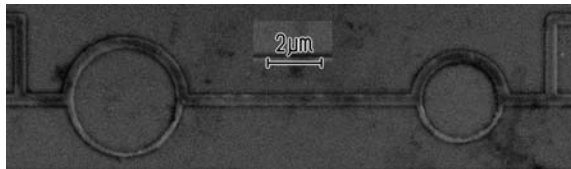


Рис. 1. СЭМ изображение структуры. Продольная метка равна 2 μm .

Измерение осцилляций выпрямленного $V_{dc}(B)$ напряжения в сверхпроводящей алюминиевой 8-подобной микроструктуре, состоящей из двух прямо сцепленных циркулярно-асимметричных колец [3,4] с различными площадями, позволило определить квантовый резистивный отклик каждого кольца и обнаружить взаимодействие между кольцами.

Для понимания масштабов и механизмов этого взаимодействия, в этой работе квантовые магнито-резистивные свойства системы, состоящей из двух последовательно соединенных колец, были изучены. Расстояние между кольцами значительно превышало длину сверхпроводящей когерентности (рис.1). Выпрямленное $V_{dc}(B)$ напряжение при смещении структуры переменным током (без постоянной составляющей) и $V(B)$ напряжение на постоянном токе

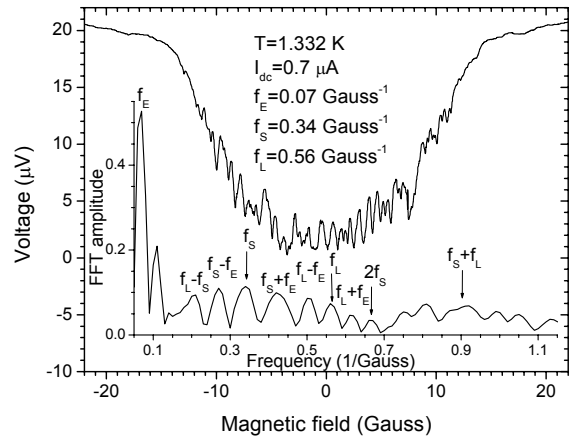


Рис. 2. $V(B)$ напряжение на структуре. Вставка. FFT-спектр этой $V(B)$ функции.

(без какой-либо переменной составляющей) были измерены при различных значениях тока и температурах чуть ниже T_C . В данном докладе представлены только $V(B)$ осцилляции напряжения.

Структура толщиной 45 nm представляет собой два последовательно соединенных циркулярно-асимметричных кольца разной площади. Она изготовлена путем термического напыления алюминия на кремниевую подложку, используя lift-off процесс электронно-лучевой литографии. СЭМ изображение структуры помещено на рис.1. Структура имеет параметры: $R_{4.2} = 32 \Omega$, $R_{300}/R_{4.2} = 2$, $T_C = 1.350 \text{ K}$.

На рисунках 2-4 представлены кривые $V(B)$ напряжения, измеренные на структуре. Значения постоянного тока и температуры указаны на этих рисунках. Результаты Фурье-преобразования (FFT) этих $V(B)$ функций показаны на вставках. Фурье-спектры были получены при использовании 2^{14} равномерно распределенных точек в интервале от -50 Gauss до $+50 \text{ Gauss}$.

Найдено, что спектры $V(B)$ функций содержат фундаментальные частоты f_S и f_L , соответствующие периодическим откликам на магнитное поле меньшего и большего колец с эффективными площадями S_S и S_L , соответственно. Эти частоты обратно пропорциональны к периодам осцилляций в наименьшем и наибольшем кольцах, т.е. $f_S = 1/\Delta B_S = S_S/\Phi_0$ и $f_L = 1/\Delta B_L = S_L/\Phi_0$.

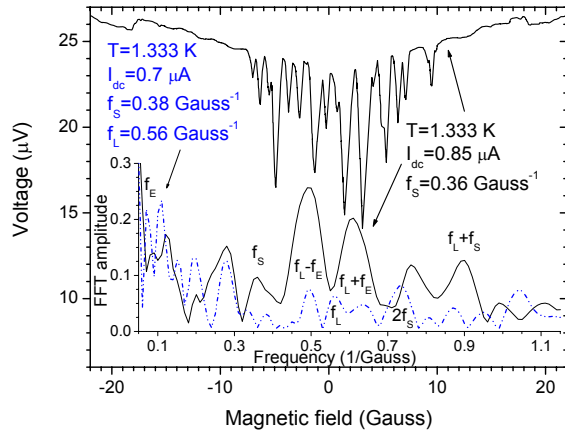


Рис. 3. $V(B)$ напряжение на структуре. Вставка. Непрерывная линия: FFT-спектр этой $V(B)$ функции. Штрих-пунктирная линия: FFT-спектр $V(B)$ кривой (не показана здесь) на этой структуре при $T=1.333$ K и $I_{dc}=0.7$ μ A.

Значения фундаментальных частот, полученные из спектров, были: $f_s = 0.33 \pm 0.38$ Gauss $^{-1}$, $f_L = 0.54 \pm 0.58$ Gauss $^{-1}$. Фундаментальные частоты, вычисленные из средних геометрических значений площадей колец, входят в эти интервалы. На вставке в рис.2 виден спектральный пик большой амплитуды на низкой частоте $f_E = 0.07$ Gauss $^{-1}$. Эта f_E частота определяется неким критическим магнитным полем $1/f_E$, при котором $V(B)$ осцилляции существенно загасают.

Кроме фундаментальных f_s и f_L частот, спектры содержат высшие гармоники этих частот, разностную $f_\Delta = f_L - f_s$ и суммарную $f_\Sigma = f_L + f_s$ частоты. В спектрах присутствуют также другие комбинационные частоты, определяемые как $f_L \pm f_E$ и $f_s \pm f_E$. Ранее комбинационные частоты f_Δ и f_Σ , указывающие на взаимодействие между кольцами, были обнаружены в Фурье-спектре выпрямленного $V_{dc}(B)$ напряжения в 8-подобной несимметричной структуре [3,4]. Частоты, являющиеся комбинациями фундаментальной частоты кольца и низкой фоновой частоты, были ранее найдены в Фурье-спектре $V_{dc}(B)$ напряжения, измеренного в одиночном слабо асимметричном кольце [5].

Видно, что отклик на магнитное поле различных колец структуры и взаимодействие между кольцами зависит от направления поля. Впервые, похожая магнитная асимметрия была наблюдаема в 8-подобной структуре [4].

С уменьшением температуры и увеличением тока амплитуда (от пика к пику) $V(B)$ осцилляций приближается к максимально возможной величине, близкой к напряжению на этой структуре в нормальном состоянии (рис.4). Эта амплитуда значительно превосходит амплитуду осцилляций Литтла-Паркса [6].

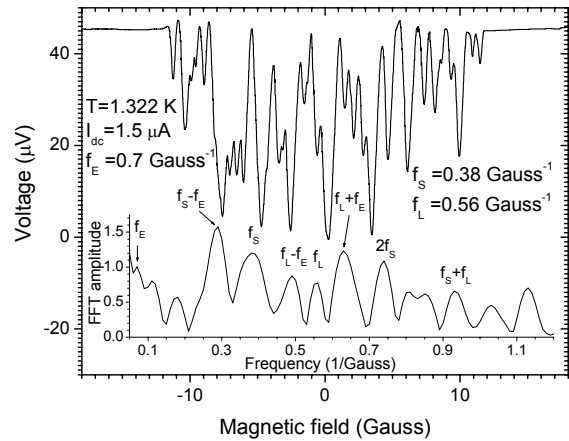


Рис. 4. $V(B)$ напряжение. Вставка. FFT-спектр этой $V(B)$ функции.

Вклады обоих колец в полное напряжение изменяются как по абсолютной величине, так и по отношению друг к другу при изменении тока и температуры. Так, например, на вставке в рис.3 в Фурье-спектре (штрих-пунктирная линия) амплитудный пик, соответствующий фундаментальной частоте большого кольца при незначительном увеличении постоянного тока становится неразрешимым в спектре (непрерывная линия).

Наибольший вклад кольца реализуется, когда усредненное по времени резистивное состояние этого кольца будет соответствовать середине сверхпроводящего-нормального перехода. Анализ поведения $V_{dc}(B)$ осцилляций в этой структуре, взамен анализа $V(B)$ осцилляций, дает похожие результаты.

Итак, установлено, что несимметричные кольца, находящиеся на значительном расстоянии, превышающем сверхпроводящую длину когерентности, взаимодействуют. Более вероятным механизмом для связи колец является электродинамическое взаимодействие через внешний ток. Максимальный масштаб этого взаимодействия определяется проникновением неоднородного электрического поля.

Работа финансово поддержана программой «Организация вычислений на новых физических принципах» (ОНИИТ РАН) и программой Президиума РАН «Квантовая макрофизика».

- [1]. S. V. Dubonos et al., JETP Lett. **7**, 371 (2003).
- [2]. J. E. Mooij, and C.J.P.M. Harmans, New J. Phys **7**, 219 (2005).
- [3]. V. I. Kuznetsov et al., arXiv:0710.5246.
- [4]. В.И. Кузнецов и др., Изв. РАН. сер. Физическая **71**, 1118 (2007).
- [5]. В.И. Кузнецов, А.А. Фирсов, С.В. Дубонос, Изв. РАН. сер. Физическая **71**, 1116 (2007).
- [6]. W.A. Little and R.D. Parks, Phys. Rev. Lett. **9**, 9 (1962).

Смешанное состояние тонкопленочной двухслойной системы ферромагнетик-сверхпроводник II рода

Г.М.Максимова, Р.М. Айнбиндер

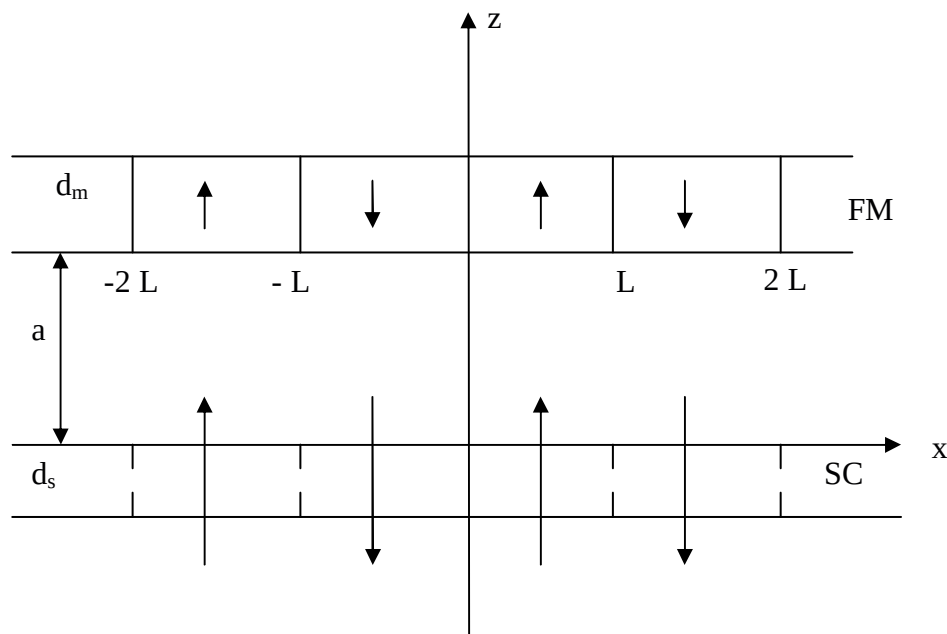
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород 603950, Россия

В последние годы интенсивно изучаются гетероструктуры, состоящие из тонкопленочного сверхпроводника (SC) и нанесенного на его поверхность ферромагнетика (FM), разделенных пространственно (например, слоем окисла) [1]. В этом случае эффект близости подавлен и взаимодействие между подсистемами является электромагнитным: сверхпроводящие электроны взаимодействуют с неоднородным полем, создаваемым магнитным моментом ферромагнетика. При этом влияние ферромагнетика на возникновение, распределение и движение вихрей в сверхпроводящей подсистеме может быть различным в зависимости от геометрии структуры.

В данной работе мы рассматриваем смешанное состояние, возникающее в сверхпроводящей пленке под действием поля

рассеяния полосовой доменной структуры тонкой одноосной ферромагнитной пленки. Подобная задача, в которой составными частями двухслойной SC/FM системы являются тонкие пленки, ставилась ранее в [2]. В этой работе показано, что SC пленка также разбивается на домены, в которых могут возникать вихри различной полярности. Однако, в [2] пренебрегалось толщиной буферного слоя между пленками, что приводило, в частности, к расхождению плотности вихрей вблизи доменных границ. Кроме того, плотность вихрей, найденная в этой работе, оказывалась отличной от нуля всюду внутри доменов.

Нами рассмотрена двухслойная SC/FM система, в которой пленки находятся на некотором расстоянии a друг от друга (или разделены слоем окисла конечной ширины), как показано на рисунке.



Показано, что плотность тока $i(x)$ в сверхпроводящей пленке и плотность вихрей $n(x)$ определяются уравнением

$$\frac{4\pi\lambda}{c} \frac{di}{dx} + \frac{2\pi}{cL} \int_0^L \frac{i(t) dt}{\sin \frac{\pi(t-x)}{L}} = -H_z(x) + \Phi_0 n(x),$$

где L - ширина домена, $\lambda = \lambda_L^2/d_s$, λ_L - лондоновская длина, d_s - толщина SC пленки, Φ_0 - квант потока, H_z - магнитное поле, создаваемое ферромагнитной пленкой с намагниченностью m (на единицу площади)

$$H_z(x) = \frac{4\pi m ch \frac{\pi a}{L}}{L} \frac{\sin \frac{\pi x}{L}}{\sin^2 \frac{\pi x}{L} + \text{sh}^2 \frac{\pi a}{L}}$$

Найдено аналитическое решение (1) для случаев узкодоменной ($L < \lambda$) и широкодоменной ($L \gg \lambda$) структур (в последнем случае расстояние между пленками не должно быть слишком малым). Так, плотность тока в мейснеровском состоянии имеет вид

$$i_M(x) = \begin{cases} \frac{c m}{2\pi\lambda} \ln \frac{ch \frac{\pi a}{L} + \cos \frac{\pi x}{L}}{ch \frac{\pi a}{L} - \cos \frac{\pi x}{L}}, & L < \lambda \\ \frac{2 c m \text{sh} \frac{\pi a}{L}}{L} \frac{\cos \frac{\pi x}{L}}{\sin^2 \frac{\pi x}{L} + \gamma^2}. & L \gg \lambda \end{cases}$$

Определены условия возникновения и стабильности простейшей вихревой структуры - цепочки вихрей (1 вихрь в домене) с чередующейся полярностью. Показано, что зарождение пары вихрь - антивихрь на границе домена происходит при $m \geq m_s$, где

$$m_s = \begin{cases} \frac{\Phi_0}{8\pi\xi} \left(\ln \text{cth} \frac{\pi a}{2L} \right)^{-1}, & L < \lambda \\ \frac{\Phi_0 L \text{sh} \frac{\pi a}{L}}{16\pi^2\lambda\xi}, & L \gg \lambda \end{cases}$$

Для развитого смешанного состояния, когда число вихрей в доменах достаточно велико, найдены функции плотности вихрей и плотности тока. Вычислены критические значения намагниченности, определяющие границы метастабильности смешанного состояния с заданным магнитным потоком.

[1] I.F. Lyuksyutov, V.L. Pokrovsky, "Ferromagnet-superconductor hybrids", *Advances in Physics*, **54**, 67 (2005).

[2] S. Erdin, I.F. Lyuksyutov, V.L. Pokrovsky, and V. M. Vinokur, "Topological textures in a ferromagnet - superconductor bilayer", *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 017001 (2001).

Электронная структура вихря, захваченного на протяженном дефекте в сверхпроводнике второго рода

М.Н.Зубарев, А.С.Мельников, А.В.Самохвалов

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

В данной работе теоретически изучена электронная структура вихревых линий, захваченных на протяженных дефектах в сверхпроводниках второго рода. В простейшем случае, позволяющем проанализировать основные особенности спектра квазичастиц, дефект представляет собой идеальный непроводящий цилиндр радиуса R , а ось цилиндра совпадает с осью вихревой линии. Нормальное рассеяние квазичастиц на поверхности цилиндра вызывает существенную перестройку аномальной ветви энергетического спектра квазичастиц, подобно тому, как это происходит в задачах об электронной структуре вихря в присутствии точечного рассеивателя [1] или в мезоскопическом сверхпроводнике [2]. Рассмотренная в докладе задача представляет собой еще один пример перестройки подщелевого спектра сверхпроводящего состояния, возникающего из-за конкуренции нормального и андреевского механизмов отражения.

Использованный нами подход для расчета энергетического спектра квазичастиц основан на решении уравнений Боголюбова – де Жена, полученном в квазиклассическом приближении. Электронно- и дырочно- подобные компоненты волновой функции квазичастиц $\hat{\Psi} = (u, v)$ в этом случае могут быть представлены в виде:

$$\hat{\Psi} = \frac{e^{ik_z z}}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{ik_{\perp} r \cos(\theta_p - \theta)} \hat{\psi}(r \cos(\theta_p - \theta), \theta_p) d\theta_p. \quad (1)$$

Здесь $k_{\perp} = \sqrt{k_F^2 - k_z^2}$, k_z - импульс квазичастиц вдоль оси вихревой линии, (r, θ, z) - цилиндрическая система координат, $\vec{k}_{\perp} = k_{\perp}(\cos \theta_p, \sin \theta_p)$. Функции $\hat{\psi} = e^{i\mu\theta_p + i\hat{\sigma}_z\theta_p/2} \hat{f}(s)$ являются решениями одномерных уравнений вдоль квазиклассических траекторий, которые лежат в плоскости, перпендикулярной оси вихря, и задаются прицельным параметром $b = \mu/k_{\perp}$ относительно центра вихря и углом θ_p :

$$\hat{H} \hat{f} = E \hat{f} \quad (2)$$

$$\hat{H} = -i\hbar V_{\perp} \hat{\sigma}_z \frac{\partial}{\partial s} + \hat{\sigma}_x \Delta_0 s \frac{\delta_v(\sqrt{s^2 + b^2})}{\sqrt{s^2 + b^2}} - \hat{\sigma}_y \Delta_0 b \frac{\delta_v(\sqrt{s^2 + b^2})}{\sqrt{s^2 + b^2}}$$

Здесь сверхпроводящий параметр порядка выбран в виде: $\Delta = \Delta_0 \delta_v(r) e^{i\theta}$. Для траекторий с прицельным параметром превышающим радиус цилиндра спектр локализованных состояний совпадает со спектром вихревой линии в однородном сверхпроводнике [3]. В случае же достаточно малых прицельных параметров $b < R$ спектр сильно искажается из-за нормального отражения траекторий, показанного на Рис.1. Указанное зеркальное отражение квазичастиц можно описать, используя нулевое граничное условия для волновых функций на поверхности цилиндра: $\hat{\Psi}(R) = 0$.

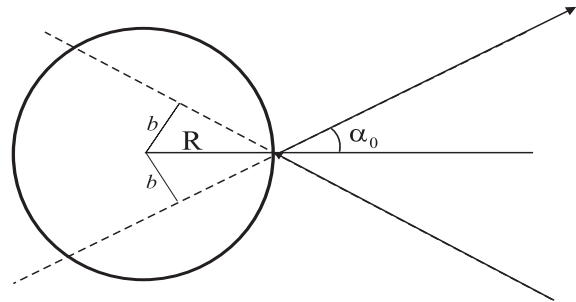


Рис. 1. Квазиклассические траектории, зеркально отражающиеся от поверхности цилиндрического дефекта.

Используя метод стационарной фазы для вычисления соответствующего интеграла типа (1) можно получить условие сшивки для огибающих волновых функций на квазиклассических траекториях. С учетом симметрии уравнения (2) при изменении знака координаты s ($\hat{f}(-s) = \text{const} \cdot \hat{\sigma}_y \hat{f}(s)$) граничное условие для функций $\hat{f} = (f_u, f_v)$ принимает вид:

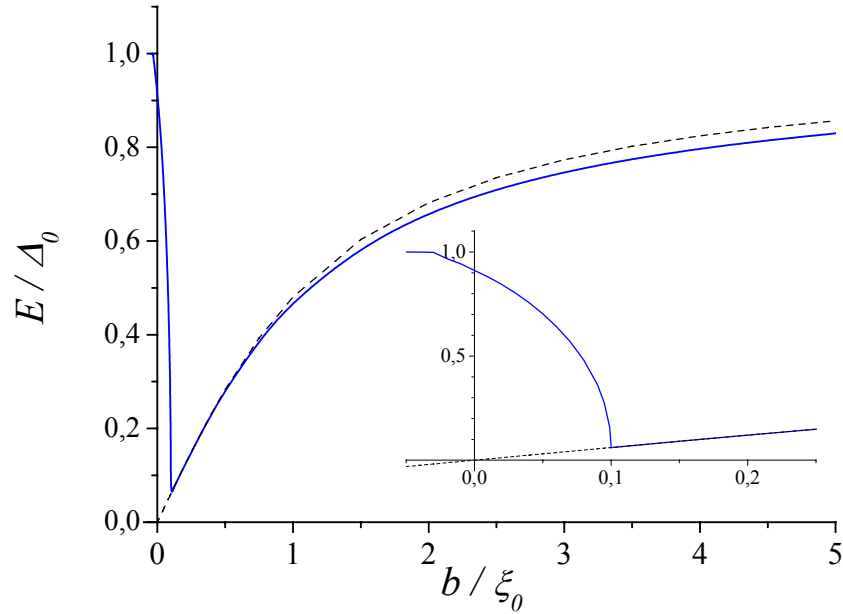


Рис. 2. Энергетический спектр подщелевых состояний квазичастиц в вихре, запиннигрованном на цилиндрическом дефекте ($R = 0.1\xi_0$, $\delta_v(r) = r/\sqrt{r^2 + \xi_0^2}$, $\xi_0 = \hbar V_F / \pi \Delta_0$, $k_z = 0$).

$$f_u(\sqrt{R^2 - b^2}) = \pm i e^{-i\alpha_b} f_v(\sqrt{R^2 - b^2}), \quad (3)$$

где $\alpha_b = -\arcsin(b/R) + \pi \operatorname{sign} b/2$. Для траекторий квазичастиц, испытывающих отражение от поверхности цилиндра, в спектре подщелевых возбуждений появляется новая ветвь, на которой энергия локализованных состояний убывает, как функция растущего прицельного параметра траектории b . Данные подщелевые состояния возникают из-за ненулевой разности фаз $\Delta\varphi = 2\alpha_0$ сверхпроводящего параметра порядка, набегавшей вдоль траектории, отраженной от поверхности цилиндра. Заметим, что в отличие от вихря в однородном сверхпроводнике, разность фаз $\Delta\varphi$ в общем случае не равна π , и соответствующий спектр может быть получен из аналогии с задачей о подщелевых возбуждениях в джозефсоновском контакте [4]:

$$E = \Delta_0 \operatorname{sign} b \cos \Delta\varphi/2 = \Delta_0 \operatorname{sign} b \sqrt{1 - b^2/R^2},$$

где Δ_0 - величина сверхпроводящей щели далеко от оси вихря. Данное выражение описывает лишь качественный вид спектра и естественно не учитывает поправки к энергии, связанной с доплеровским сдвигом, зависящим от координаты вдоль траектории, а также зависимости модуля сверхпроводящей щели от координат в коре вихря. Последовательный учет этих факторов был выполнен нами в рамках

численного решения уравнения (2) для положительных s с граничным условием (3). Пример рассчитанного таким образом спектра приведен на Рис.2.

Таким образом, с увеличением радиуса дефекта появляется нарастающий разрыв в аномальной ветке спектра вихря, увеличивается минимум в спектре возбуждений, что в свою очередь, приводит к подавлению плотности состояний на уровне Ферми. В области прицельных параметров b порядка радиуса цилиндра R спектр квазичастичных возбуждений трансформируется в аномальную ветвь, характеризующую вихрь в однородном сверхпроводнике. Указанная модификация спектра может быть измерена, например, в экспериментах по непосредственному определению туннельной плотности состояний (СТМ).

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, Программы «Квантовая макрофизика» РАН и Фонда поддержки отечественной науки.

- [1] A.I. Larkin, Yu.N. Ovchinnikov, Phys.Rev.B, **57**, 5457 (1998)
- [2] N.B.Kopnin et al., Phys.Rev.Lett. **95**, 197002 (2005).
- [3] C. Caroli, P.G. de Gennes, J. Matricon, Phys. Lett. **9**, 307 (1964).
- [4] C.Beenakker, Phys.Rev.Lett. **67**, 3836 (1991).

Слабая локализация в неоднородном магнитном поле

А.С. Мельников, С.В. Миронов, С.В. Шаров

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
e-mail: svmironov@ipm.sci-nnov.ru

Гибридные системы ферромагнетик – двумерный электронный газ привлекают интерес в связи с возможностью управления электронным транспортом посредством изменения распределения намагниченности в ферромагнитной подсистеме [1-3]. При низких температурах существенное влияние на величину проводимости электронного газа в таких системах могут оказывать эффекты слабой локализации.

Локализационная поправка $\Delta\sigma$ к классической проводимости Друде σ двумерного электронного газа во внешнем магнитном поле определяется на основании решения уравнения для куперона [1]:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t_f} + D \left(-i \frac{\partial}{\partial \vec{r}_f} - \frac{2e}{\hbar c} \vec{A}(\vec{r}_f) \right)^2 + \frac{1}{\tau_\phi} \right] W = \frac{1}{a} \delta(t_f - t_i) \delta(\vec{r}_f - \vec{r}_i), \quad (1)$$

где $W = W(\vec{r}_f, t_f, \vec{r}_i, t_i)$ – функция Грина, $\vec{A}(\vec{r})$ – векторный потенциал магнитного поля, τ_ϕ – время релаксации фазы, обусловленное неупругими процессами рассеяния, D – коэффициент диффузии электронов, a – толщина образца. При этом выражение для поправки к проводимости записывается следующим образом:

$$\Delta g(\vec{r}) = \Delta \sigma(\vec{r}) a = -\frac{2e^2}{\pi \hbar} D a \int_{\tau}^{\infty} W(\vec{r}, t_0) dt_0. \quad (2)$$

Здесь $\vec{r} \equiv \vec{r}_f = \vec{r}_i$, $t_0 = t_f - t_i$, τ – время релаксации импульса электрона. В отсутствии магнитного поля поправка к проводимости имеет следующий вид:

$$\Delta g(0) = -\frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \ln \frac{\tau_\phi}{\tau}. \quad (3)$$

Для однородного магнитного поля, приложенного по нормали к образцу, поправка к проводимости не зависит от координат и определяется выражением

$$\Delta g = -\frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \left\{ \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar c}{4eBD\tau} \right) - \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar c}{4eBD\tau_\phi} \right) \right\}. \quad (4)$$

где ψ – дигамма функция.

В настоящей работе представлены результаты исследований влияния эффектов слабой локализации на величину проводимости двумерного электронного газа в модельных пространственно неоднородных магнитных полях, направленных по нормали к плоскости образца. Рассмотрены случаи периодического поля, пространственное среднее от которого равно нулю; произвольного слабого поля; а также линейного и ступенчатого профилей магнитного поля.

В случае периодического магнитного поля, пространственное среднее от которого равно

нулю, считалось, что нормальная относительно плоскости образца компонента поля B_z зависит от одной координаты x в плоскости образца: $B_z(x) = B \cos kx$. При $B \ll \hbar c / eL_\phi \lambda_H$ ($\lambda_H = 1/k$ – масштаб неоднородности поля; $L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}$ – длина релаксации фазы) уравнение (1) решалось методом возмущений по амплитуде магнитного поля B , в результате чего было получено аналитическое выражение для поправки к проводимости. Для удобства рассматривалась только часть поправки, обусловленная магнитным полем: $\Delta \tilde{g}_H = \Delta g(H) - \Delta g(0)$. Величина $\Delta \tilde{g}_H$ определяется потоком магнитного поля через классические электронные траектории с самопересечениями; характерный размер таких траекторий равен L_ϕ . Основным параметром, определяющим поправку $\Delta \tilde{g}_H$, является безразмерный параметр $\alpha = k\sqrt{D\tau_\phi} \sim L_\phi / \lambda_H$. Зависимость величины $\Delta \tilde{g}_H$ от фазы поля kx и безразмерного параметра α представлена на рис. 1.

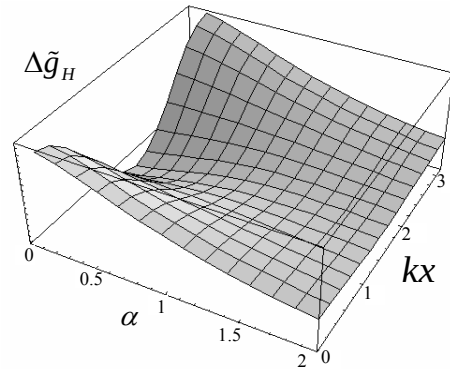


Рис. 1. Зависимость величины $\Delta \tilde{g}_H$ от параметров магнитного поля.

На рис. 2 отдельно показана зависимость величины $\Delta \tilde{g}_H$ от α в случаях $kx = 0$ и $kx = \pi/2$.

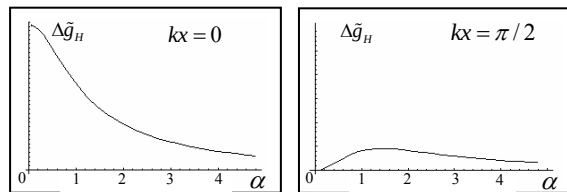


Рис. 2. Зависимость величины $\Delta \tilde{g}_H$ от параметра α в случаях (а) – $kx = 0$ и (б) – $kx = \pi/2$.

В случае $kx = 0$ (максимум поля) с уменьшением λ_H (увеличением α) средний поток магнитного поля через замкнутые траектории размера L_ϕ уменьшается, что приводит к уменьшению $\Delta\tilde{g}_H$. В случае же $kx = \pi/2$ (в точке, где поле обращается в ноль) максимум наблюдается, когда масштабы λ_H и L_ϕ примерно равны друг другу. В этом случае средний модуль потока магнитного поля через замкнутые траектории максимален.

Анализ асимптотик выражения для $\Delta\tilde{g}_H$ показал, что в пределе $\alpha \gg 1$, соответствующем быстрым осцилляциям поля,

$$\Delta\tilde{g}_H \approx \frac{e^4 B^2 \tau_\phi^2}{\pi^2 \hbar^3 c^2} \cdot \frac{1}{\alpha^2} \rightarrow 0.$$

В случае же плавного изменения поля ($\alpha \ll 1$), с точностью до членов второго порядка по параметру α , получается:

$$\Delta\tilde{g}_H = \frac{e^4 B^2 D^2 \tau_\phi^2}{6\pi^2 \hbar^3 c^2} \left((1 + \cos 2kx) - \frac{\alpha^2}{5} (1 + 7 \cos 2kx) \right). \quad (5)$$

Выражение (5) имеет существенное отличие от случая однородного поля: даже в тех точках, где поле обращается в ноль, величина $\Delta\tilde{g}_H$ положительна. Это связано с тем, что поправка к проводимости определяется средним значением модуля потока магнитного поля через всевозможные замкнутые траектории, которое, очевидно, в рассматриваемых точках отлично от нуля.

Полученные результаты для величины $\Delta\tilde{g}_H$ могут быть легко обобщены на случай произвольного магнитного поля

$$H_z = \int_{-\infty}^{\infty} b_k e^{ikx} dk,$$

у которого все пространственные гармоники b_k малы: $b_k \ll \hbar c \lambda_H / e L_\phi^2$. В этом случае также удастся развить теорию возмущений, в результате чего получается аналитическое выражение для величины $\Delta\tilde{g}_H$. В случае, когда в конечном образце размера L_0 вдоль оси x протекает постоянный ток, величина которого не зависит от координаты y , возникающая разность потенциалов между торцами образца $x = L_0/2$ и $x = -L_0/2$ определяется усредненной по пространству поправкой к проводимости $\langle \Delta\tilde{g}_H \rangle$. При этом размер образца L_0 считается много больше всех характерных размеров задачи. Тогда для $\langle \Delta\tilde{g}_H \rangle$ получается следующее выражение:

$$\langle \Delta\tilde{g}_H \rangle = \frac{4e^4 D}{\pi \hbar^3 c^2 L_0} \int_{-L_0/2}^{L_0/2} dt_0 e^{\frac{t_0}{\tau_\phi}} \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{b_k b_{-k}}{k^2} \left(1 - \frac{2}{k\sqrt{Dt_0}} e^{-\frac{k^2 Dt_0}{4}} \Phi\left(\frac{k\sqrt{Dt_0}}{2}\right) \right).$$

Отдельно рассмотрен случай магнитного поля, имеющего узкий пространственный спектр. В случае, когда $b_k \neq 0$ только в области $|k| \ll L_\phi^{-1}$, усредненная величина $\Delta\tilde{g}_H$ определяется следующим выражением:

$$\langle \Delta\tilde{g}_H \rangle = \frac{2e^4 D^2 \tau_\phi^2}{3\pi \hbar^3 c^2 L_0} \int_{-\infty}^{\infty} b_k b_{-k} dk = \frac{e^4 D^2 \tau_\phi^2}{3\pi^2 \hbar^3 c^2 L_0} \int_{-L_0/2}^{L_0/2} B^2(x) dx.$$

Уравнение (1) было также численно решено для случая линейного пространственного распределения поля. При этом рассматривалась координатная зависимость поля вида $H_z = \nabla B \cdot x$, где $\nabla B = \text{const}$. Полученные зависимости полной локализационной поправки к проводимости от продольной координаты представлены на рис. 3 (а). Увеличению номера зависимости соответствует увеличение величины ∇B .

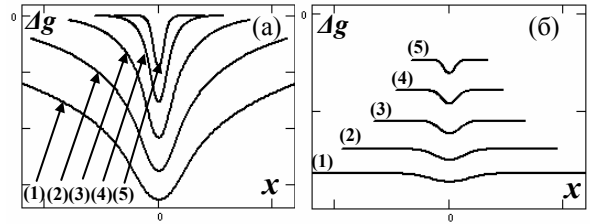


Рис. 3. Координатная зависимость локализационной поправки для линейного (а) и ступенчатого (б) профилей магнитного поля.

Из рис. 3 (а) видно, что с увеличением градиента поля полная локализационная поправка к проводимости по модулю уменьшается, и, кроме того, уменьшается область пространства, в которой поправка к проводимости отлична от нуля.

Также на основании численных расчетов были построены координатные зависимости полной локализационной поправки для ступенчатой конфигурации магнитного поля:

$$B_z(x) = \begin{cases} B & \text{при } x > 0, \\ -B & \text{при } x < 0. \end{cases}$$

Полученные координатные зависимости поправки к проводимости при различных значениях B показаны на рис. 3 (б) (здесь также увеличение номера зависимости соответствует увеличению B). При увеличении x локализационная поправка перестает зависеть от координаты и выходит на уровень, соответствующий однородному полю. Этот факт позволяет достаточно просто «сконструировать» координатную зависимость поправки для последовательности ступеней в случае, когда расстояние между ними много больше L_ϕ . При этом каждому скачку поля будет соответствовать провал на координатной зависимости локализационной поправки.

[1] S. Shakravarty and A. Schmid, Physics Reports 140, No.4, 1986.

[2] J. Rammer, and A.L. Shelankov, Phys. Rev. B 36, 3135 (1987).

[3] Xiao-Bing Wang, Phys. Rev. B 65, 115303 (2002).

Свойства Джозефсоновских контактов с ферромагнитной прослойкой и неоднородной прозрачностью межслойных границ

М.Ю. Куприянов¹, Н.Г. Пугач², А.В. Ведяев²

¹НИИ Ядерной Физики им. Д.В. Скобелева, Ленинские Горы, МГУ, Москва, Россия

²Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские Горы, Москва, Россия
e-mail: pugach@magn.ru

В течение последних лет значительно выросло число публикаций посвященных исследованию контактов Джозефсона с ферромагнитной прослойкой (F), которые могут находиться в «0» или «π» основном состоянии [1,2]. Новым предметом активного изучения стали контакты, неоднородные в плоскости, у которых, при определенных условиях, одна часть контакта может находиться в «0», а другая в «π» фазе [3-8]. Благодаря своим необычным свойствам такие структуры могут найти широкое применение в микроэлектронике. В частности, они считаются перспективными для создания кубитов (единиц записи и хранения информации) на их основе [9].

Наша работа посвящена изучению контакта, состоящего из сверхпроводящих берегов (S), разделенных двухслойной прослойкой из ферромагнетика (F) и немагнитного металла (N), покрытой тонким слоем диэлектрика (I) со стороны ферромагнитного металла. При этом прозрачность N/S границы считалась неоднородной, предполагалось, что она изменялась скачком вдоль контакта (см. рис.1).

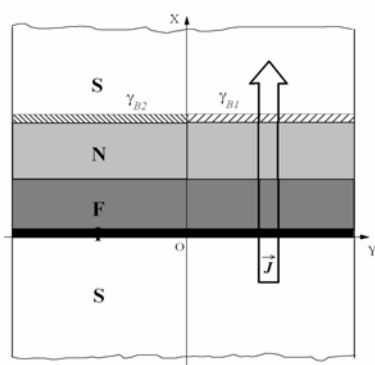


Рис.1 SIFS контакт Джозефсона с неоднородной N/S границей.

Расчет проводился в рамках линеализованного уравнения Узаделя. Он показал, что неоднородность границы приводит к неоднородному распределению плотности критического тока вдоль контакта (рис.2). Причем характерный размер этой неоднородности порядка ξ_N , и может значительно превышать масштаб неоднородности в SIFS контакте, который

определяется величиной ξ_F [10]. (ξ_N , ξ_F — длина когерентности в немагнитном или магнитном металле, соответственно). Это результат корреляции в плоскости контакта, наведенной в ферромагнетике благодаря соседству с нормальным металлом.

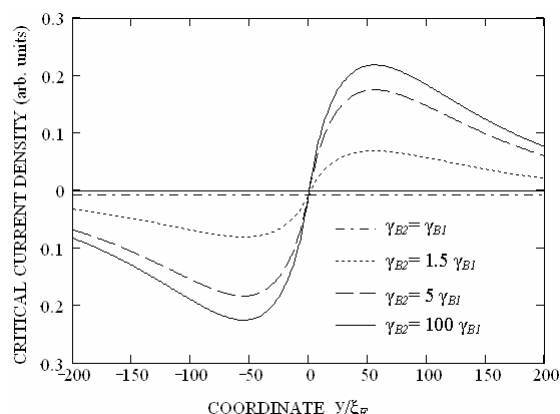


Рис.2 Распределение плотности критического тока (в условных единицах) вдоль плоскости неоднородного контакта Джозефсона. Соотношение обратных коэффициентов прозрачности N/S границы γ_{B2}/γ_{B1} приведено на графике, $\xi_N/\xi_F=30$, толщина нормального слоя $d_N=10\xi_F$, толщина ферромагнитной прослойки $d_F=1.3334 \xi_F$. Температура $T=0.1T_C$, энергия обменного магнитного поля $I=25\pi k_B T_C$.

Эта неоднородность приводит к тому, что при определенной толщине ферромагнетика, зависимость максимального Джозефсоновского тока I_{max} через контакт от внешнего магнитного поля имеет не Фраунгоферову форму, характерную для однородного контакта Джозефсона.

Для SIFS Джозефсоновского контакта характерным масштабом неоднородности критического тока является длина когерентности ферромагнетика ξ_F . При толщине ферромагнетика, при которой плотность критического тока обращается в нуль (т.е. вблизи 0-π перехода), в районе неоднородности может формироваться миникontakt длины порядка ξ_F , который проводит сверхпроводящий ток при наличии внешнего магнитного поля [10]. Этот эффект может быть использован для создания чувствительных магнитных датчиков, пригодных для измерения не только

относительного изменения магнитного поля (как СКВИД), но и его абсолютной величины.

Для контакта, содержащего слой нормального металла, плотность критического тока гораздо медленнее изменяется в пространстве (на длине ξ_N , которая может быть гораздо больше ξ_F), что, естественно, влияет на поведение контакта во внешнем магнитном поле. Зависимости максимального тока Джозефсона I_{max} от магнитного потока Φ через контакт приведены на рис.3.

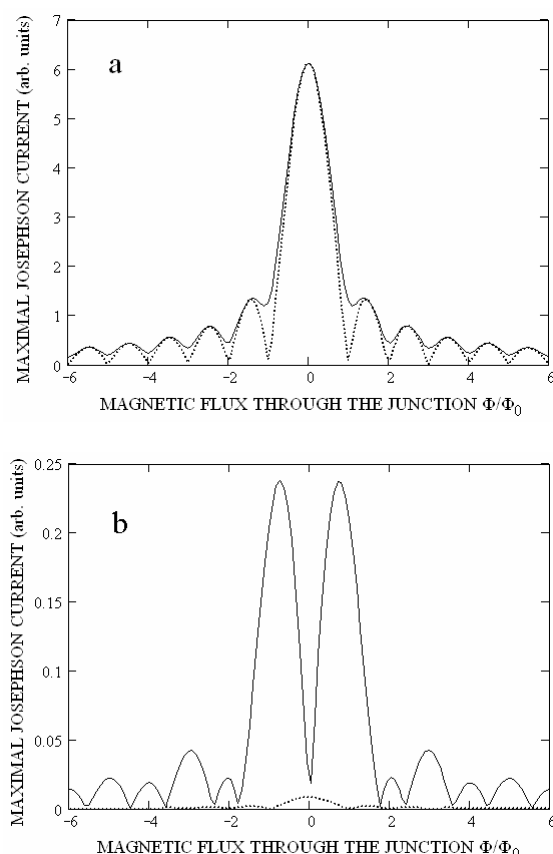


Рис.3 Зависимость максимального сверхпроводящего тока (в условных единицах) от магнитного потока через контакт при разной толщине ферромагнитного слоя $d_F=1.333\xi_F$ (a), $d_F=1.3334\xi_F$ (b). Соотношение обратных коэффициентов прозрачности N/S границы $\gamma_{B2}/\gamma_{B1}=5$, $\xi_N/\xi_F=30$, толщина нормального слоя $d_N=10\xi_F$, температура $T=0.1T_C$, энергия обменного магнитного поля $I=25\pi k_B T_C$. Пунктиром выделен Фраунгоферов член этой зависимости.

При изменении толщины ферромагнитной прослойки плотность критического тока вдали от неоднородности границы проходит через нуль (при выбранных нами значениях параметров это происходит при $d_F=1.3334\xi_F$ рис.3b). Тогда в зависимости $I_{max}(\Phi/\Phi_0)$ Фраунгоферов член с синусом подавляется и играет роль член пропорциональный $\cos(\pi\Phi/\Phi_0)/(\pi\Phi/\Phi_0)$, где Φ_0 - квант магнитного потока. Такое поведение обычно характерно

для возникновения микровихря сверхтока, связанного с неоднородностью [7]. Этот вихрь может существовать благодаря большому (порядка ξ_N) размеру неоднородности критического тока из-за наведенной в ферромагнетике корреляции с нормальным слоем, в то время как при отсутствии нормального слоя, неоднородность слишком мала по размеру и образование вихря энергетически невыгодно.

Работа была выполнена при поддержке фонда РФФИ, гранты 08-02-90105-мол_a, 07-02-00918-a.

- [1] A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
- [2] I. Buzdin, Rev. Mod. Phys., 2005, v.77, p. 935.
- [3] Frolov S. M. and Van Harlingen D. J., Bolginov V. V., Oboznov V. A., and Ryazanov V. V., Phys. Rev. B **74**, 020503(R) (2006).
- [4] Buzdin A.I., Koshelev A.E., Phys. Rev. B **67**, 220504 (2003).
- [5] A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, M. Siegel, Pis'ma v ZhETF **81**, 217 (2005).
- [6] M.Yu. Kupriyanov, A.A. Golubov, M. Siegel, Nanoscale Devices – Fundamentals and Applications, 173 (2006).
- [7] Weides M., Kemmler M., Kohlstedt H., Waser R, Koelle D., Kleiner R., and Goldobin E., Phys. Rev. Lett. **97**, 247001 (2006).
- [8] Zenchuk A., Goldobin E., Phys. Rev. B **69**, 24515 (2004).
- [9] Ioffe L.B., Geshenbein V.B., Feigelman M.V. et al., Nature (London) **398**, 679 (1999).
- [10] Куприянов М.Ю., Пугач Н.Г., Хапаев М.М., Ведяев А. В., Голдобин Э.Б., Кёлле Д., Кляйнер Р., Известия РАН. Сер. Физ. N2 (2008) в печати.

Вихревые состояния в мезоскопических сверхпроводниках: электронная структура и тепловой транспорт

А.С.Мельников, Д.А.Рыжов, М.А.Силаев

Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.
e-mail: ryzhov@ipm.sci-nnov.ru

Изучение свойств смешанного состояния мезоскопических сверхпроводников (с размерами несколько длин когерентности ξ) вызывает большой интерес экспериментаторов и теоретиков. В таких системах могут существовать экзотические вихревые состояния (многоквантовые (гигантские) вихри (см., напр., [1] и сильно сжатые вихревые кластеры), нереализуемые в массивных сверхпроводниках. Магнитное поле позволяет управлять структурой вихревых состояний мезоскопических сверхпроводников. В работе анализируется модификация спектра квазичастиц, происходящая при изменении магнитного поля в таких системах, и соответствующие изменения плотности состояний и теплового кондуктанта вдоль магнитного поля.

Рассмотрим трансформацию спектра квазичастиц, происходящую при образовании многоквантового вихря из отдельных одноквантовых вихрей при увеличении магнитного поля на примере двухквантового вихря. Если расстояние a между вихрями велико ($a \gg \xi$), то, пренебрегая туннелированием квазичастиц между вихрями, мы получим двукратно вырожденный спектр Кароли–де Жена–Матрикона [2] $\varepsilon \approx \mu\omega$, где μ – угловое квантовое число, $\omega = \omega_0 k_F / k_r$, ($k_r^2 = k_F^2 - k_z^2$, k_F – фермиевский волновой вектор, k_z – его проекция вдоль магнитного поля, $\omega_0 \approx \Delta_0 / (k_F \xi)$ – минимальное расстояние между уровнями, Δ_0 – амплитуда сверхпроводящей щели). Определяя угловой момент относительно точки лежащей посередине между вихрями, мы получим две пересекающиеся классические орбиты на плоскости (μ, θ_p) , где θ_p – угол, определяющий направление импульса Ферми (пунктирные линии на Рис.1).

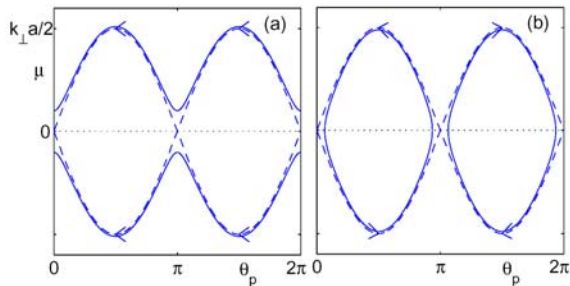


Рис.1 Классические орбиты на плоскости (μ, θ_p) с $\varepsilon \approx 0$ для системы двух вихрей (а), вихря вблизи плоской границы (б) и двух невзаимодействующих вихрей (пунктирные линии).

Эти орбиты соответствуют траекториям квазичастиц в реальном пространстве, проходящим че-

рез коры вихрей. Вблизи точек пресечения орбит необходимо учитывать конечную вероятность перехода квазичастиц с одной траектории на другую, т.е. туннелирование между вихрями, приводящее к расщеплению по μ орбит в (μ, θ_p) –пространстве. Расщеплённые орбиты изображены сплошными линиями на Рис.1(а). В рамках теории Боголюбова–де Жена (БДЖ) с учётом туннелирования Ландау–Зинера [3] между орбитами в (μ, θ_p) –пространстве нами получено выражение для спектра квазичастиц (см. также Рис.2):

$$\cos(\pi\varepsilon/\omega) = \pm e^{-\pi p^2/4} \sqrt{2 \sinh(\pi p^2/2)} \sin \chi. \quad (1)$$

Здесь $p = J / [\omega(k, a/2)^{1/2}]$, $J = \Delta_0 \exp(-K_0(a/2)) / \Lambda$,

$$\Lambda = \frac{2k_F}{k_{\perp} \xi} \int_0^\infty e^{-K_0(s)} ds, K_0(s) = \frac{2m}{\hbar^2 k_{\perp}} \int_0^s \Delta(t) dt \quad (2)$$

$$\chi = k_{\perp} a + p^2 \ln(\theta^* \sqrt{k_{\perp} a}) + \arg \Gamma(1 - ip^2/2) + \pi/4, \quad (3)$$

параметр $\theta^* \sim \xi/a$ определяет ширину области углов ориентации траектории для которых важно учитывать туннелирование квазичастиц между вихрями. Когда расстояние становится меньше критического $a < a_c \approx \xi \ln(k_F \xi)$, уровни энергии начинают соприкасаться, появляются квазичастичные состояния на уровне Ферми [Рис. 2(б)] и при дальнейшем уменьшении межвихревого расстояния происходит переход к спектру многоквантового вихря.

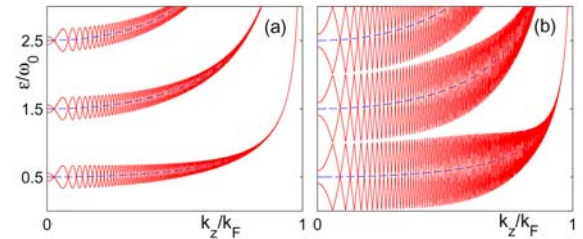


Рис.2 Квазичастичный спектр для системы двух вихрей, находящихся на расстоянии $a = 5\xi$ (а) и $a = 3.5\xi$ (б). Спектр Кароли–де Жена–Матрикона показан пунктирными линиями.

С увеличением магнитного поля вихри сближаются, расщепление изоэнергетических линий по μ увеличивается, и необходимо учитывать большее число угловых гармоник. В этом случае ($a \leq a_c$) проще получить спектр квазичастиц для близко расположенных вихрей по теории возмущений, решая задачу о распаде многоквантового вихря. Пользуясь квазиклассическим описанием движения квазичастиц по прямолинейным траекториям в рамках теории БДЖ можно получить спектр как функцию непрерывной переменной μ . Дискретный спектр квазичастиц, учитывающий

некоммутативность μ и θ_p , можно получить используя правило квантования Бора–Зоммерфельда:

$$S(\varepsilon, k_z) = \int_0^{2\pi} \mu(\varepsilon, k_z, \theta_p) d\theta_p = 2\pi(n + \{M/2\}), \quad (4)$$

где $S(\varepsilon, k_z)$ – площадь под линией $\mu(\varepsilon, k_z, \theta_p)$, M – общая завихренность вихревого состояния (в рассматриваемом случае $M=2$), n – целое число, $\{\dots\}$ – дробная часть. Формула (4) применима когда расстояния между вихрями настолько мало, что величины всех расщеплений $\Delta\mu \gg \delta\mu$, где $\delta\mu$ – квантовая неопределенность углового момента, то есть, когда можно пренебречь туннелированием Ландау–Зинера.

В мезоскопических сверхпроводниках необходимо учитывать нормальное отражение квазичастиц от границ образца, также приводящее к модификации спектра квазичастиц. Эффекты, связанные с нормальным отражением, становятся важными когда вихри находятся вблизи границы образца. В случае плоской границы можно использовать метод отражений, рассматривая задачу о спектре квазичастиц для пары вихрь–антивихрь во всём пространстве. Для антивихря движение по орбите в (μ, θ_p) –пространстве происходит в обратную сторону. Расщепление орбит в этом случае происходит по углу θ_p [см. Рис.1(b)]. Правило квантования Бора–Зоммерфельда нужно применять к обеим замкнутым траекториям, но при этом половина решений для спектра окажутся фиктивными, поскольку они соответствуют волновым функциям чётным относительно границы. Накладывая соответствующие правила отбора и учитывая туннелирование Ландау–Зинера мы получаем спектр, изображённый на Рис.3. Таким образом, когда расстояния становится меньше критического $\xi < d < d_c \approx (\xi/2) \ln(k_F \xi)$, спектр трансформируется так же, как и при сближении двух вихрей, когда d становится меньше ξ , заметным образом начинает увеличиваться расстояние между уровнями и при выходе вихря из образца аномальные ветки подщелевого спектра исчезают.

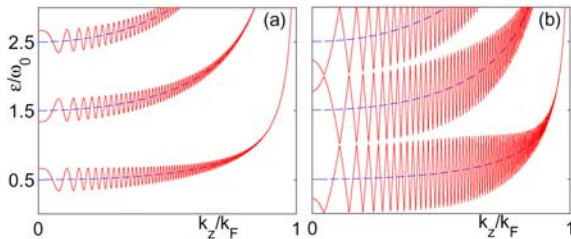


Рис.3 Квазичастичный спектр для вихря, находящегося на расстоянии $d=2.5\xi$ (a) и $d=1.75\xi$ (b) от плоской границы. Спектр Кароли–де Жена–Матрикона показан пунктирными линиями.

Экспериментально модификация аномальных веток спектра квазичастиц может быть изучена, например, с помощью сканирующей туннельной микроскопии или измерении характеристик низкотемпературного теплового транспорта.

На основе полученных спектров мы рассчитали плотность квазичастичных состояний и зависимость теплового контактанса вдоль вихрей от магнитного поля и температуры. С ростом магнитного поля (уменьшением расстояния между вихрями) плотность состояний эволюционирует от состояний Кароли–де Жена–Матрикона к плотности состояний двухквантового вихря $v_2=2v_0=k_F/(2\omega_0)$. В случае малых расстояний между вихрями, когда можно пренебречь туннелированием Ландау–Зинера, можно вычислять плотность состояний по формуле

$$\nu(\varepsilon) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-k_F}^{k_F} \left| \frac{\partial S}{\partial \varepsilon} \right| dk_z. \quad (5)$$

Основываясь на теории Ландауэра [4], мы рассчитали тепловой контактанс системы двух вихрей и вихря вблизи границы мезоскопического сверхпроводника в баллистическом режиме для полученных дискретных спектров:

$$\kappa = \frac{1}{4\pi\hbar T^2} \sum_n \int_0^\infty \frac{\varepsilon_n^2}{\cosh^2(\varepsilon_n/2T)} \left| \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial k_z} \right| dk_z \quad (6)$$

где T – температура. В расчетах мы пренебрегли эффектами рассеяния квазичастиц на границах сверхпроводник/нормальный металл. Тепловой контактанс может быть выражен в единицах $\kappa_0 = \pi T/(3\hbar)$ (что соответствует контактансу одной моды в нормальном состоянии): $\kappa = \kappa_0 N_{eff}$, где эффективное число мод N_{eff} можно интерпретировать как число распространяющихся в сверхпроводнике волн, переносящих тепло. Было получено, что при увеличении расстояния между вихрями эффективное число мод убывает от величины $k_F \xi$, что соответствует числу мод с нулевой энергией в спектре двухквантового вихря до величины порядка T/ω_0 , определяющей число эффективных мод для одноквантового вихря. Для случая малых расстояний между вихрями, пренебрегая туннелированием Ландау–Зинера, тепловой контактанс может быть вычислен следующим образом:

$$\kappa = \frac{1}{8\pi^2\hbar T^2} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^2 |S(\varepsilon, k_z = 0)|}{\cosh^2(\varepsilon/2T)} d\varepsilon. \quad (7)$$

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] 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] Caroli C., de Gennes P.G., Matricon J., Phys. Lett., **9**, 307 (1964).
- [3] A.S.Mel'nikov, M.A.Silaeв, Письма в ЖЭТФ, **83**, 675-680 (2006)
- [4] Kopnin N.B., et al., Phys. Rev.B, **75**, 024514 (2007).

Природа самоорганизации критического состояния в дискретных сверхпроводниках

С.Л.Гинзбург, А.В.Накин, Н.Е.Савицкая

Петербургский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова РАН
188300, Россия, Гатчина, Орлова роща, ПИЯФ РАН
e-mail savitska@thd.pnpi.spb.ru

В настоящей работе мы теоретически и с помощью компьютерного моделирования рассматриваем самоорганизованное критическое состояние одномерного дискретного сверхпроводника с внутренней пространственной стохастичностью (многоконтактного СКВИДа), помещенного во внешнее магнитное поле H_{ext} (рисунок 1).

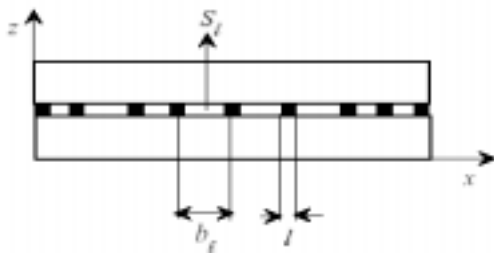


Рисунок 1. Сечение одномерного многоконтактного СКВИДа.

Самоорганизованным называется критическое состояние системы, представляющее собой набор метастабильных состояний, переходящих друг в друга посредством динамических процессов, лавин [1]. Лавина проявляется себя как изменение полного магнитного потока в СКВИДе, а размеры возникающих лавин, то есть величины изменений магнитного потока, демонстрируют степенное распределение [2]. Мы покажем, что возможность реализации самоорганизации в изучаемой системе обуславливается формированием в критическом состоянии таких конфигураций токов и полей в ячейках системы, при которых образуются ячейки-«ловушки», а также «скользящие конфигурации» и «возвратные» лавины. Возникновение данных явлений становится возможным благодаря наличию в системе внутренней пространственной стохастичности, которая выражается в разбросе величины межконтактных расстояний.

«Ячейки-ловушки» - это ячейки системы, величина магнитного потока в которых такова, что, даже после перехода квантов потока с соседних ячеек, ток в соответствующих узлах не превышает критический, это приводит к ограничению области распространения лавины, эффективно уменьшая ее размер. «Возвратные» лавины, т. е. динамические процессы, в которые вовлекаются ячейки не только расположенные сле-

ва, но и справа от критической, наоборот, увеличивают число ячеек, вовлеченных в лавину. Также увеличивают размеры возникающих лавин «скользящие конфигурации».

Рассматриваемый многоконтактный СКВИД описывается следующей системой уравнений для калибровочно-инвариантной разности фаз на контактах φ_i .

$$V \sin \varphi_i + \tau \frac{d\varphi_i}{dt} = J_{i-1}(\varphi_{i-1} - \varphi_i) - J_i(\varphi_i - \varphi_{i+1});$$

$$V = \frac{16\pi^2 a l \lambda_L j_c}{\Phi_0}; \quad J_i = \frac{a}{b_i}$$

$$h_{ext} = \frac{2\lambda_L a}{\Phi_0} H_{ext}; \quad \tau = \frac{8\pi a l \lambda_L}{\rho}$$

где j_c — плотность критического тока в контактах, a — характерный размер ячейки, ρ — поверхностное сопротивление контактов.

В случае, когда параметр V велик ($V \gg 1$), данную систему уравнений можно заменить системой отображений для безразмерного тока в контактах z_i и безразмерного магнитного поля в ячейках системы h_i , которая подобна алгоритмам, описывающим модели типа «кучи песка», классические модели для демонстрации явления самоорганизации [1,3]. Динамические процессы в системе возбуждаются изменением внешнего магнитного поля:

$$h_{ext} \rightarrow h_{ext} + \delta h$$

что приводит к изменению токов в граничных контактах:

$$z_i = h_i - h_{i-1}$$

$$z_1 \rightarrow z_1 - 1$$

$$z_N \rightarrow z_N + 1$$

Если в каком-либо контакте происходит превышение критического значения тока Z_c , то возникает динамический процесс перераспределения токов:

$$z_i \rightarrow z_i - (J_i + J_{i-1})$$

$$z_{i+1} \rightarrow z_{i+1} + J_i$$

$$z_{i-1} \rightarrow z_{i-1} + J_{i-1}$$

В случае, когда ток становится меньше отрицательного критического значения, действуют аналогичные правила перераспределения.

Наша модель отличается от классических не только наличием второго порога, но, самое главное, наличием внутренней пространственной стохастичности, выражающейся в том, что коэффициенты J , зависящие от размера ячейки — случайны. Если рассматривать регулярную систему, как это делается в классических моделях, например, в [3, 4], то там для возникновения в системе самоорганизации, необходимо было искусственное введение случайности. В противном случае в системе не возникает лавин различных размеров. В работе [3], например, самоорганизация возникала только в случае, когда $\delta h < J_i$, кроме того, необходимо было, чтобы возмущение системы производилось каждый раз в случайной ячейке, а не на границах, как в нашем случае. Случайность в систему вводилась также и с помощью меняющихся во времени правил перераспределения [4]. Однако, подобные способы внесения в модель случайности, необходимой для возникновения самоорганизации, нефизичны, в то время как наличие внутренней стохастичности является прямым следствием физических свойств реальных дискретных сверхпроводников.

В настоящей работе мы демонстрируем, что внутренняя пространственная стохастичность успешно заменяет искусственно вводимую ранее в модели систем с самоорганизацией случайность и является решающим фактором для реализации в системе самоорганизованного критического состояния. Для примера мы рассматриваем систему небольшого размера $N=10$ с безразмерным критическим током $z_c=3$, в которой лишь одна ячейка (пятая) имеет размер, отличающийся от остальных.

Рисунок 2 иллюстрирует процесс возникновения «ячейки-ловушки». На рисунке видно, что в системе сформировалась такая конфигурация магнитных полей в ячейках, что после перехода одного кванта потока из седьмой в шестую ячейку, величина тока в шестом контакте все равно не превосходит критического значения, что тормозит возникшую лавину.

Рисунок 3 иллюстрирует прохождение по системе «возвратной» лавины. На рисунке видно, что после попадания кванта потока в «дефектную» (пятую) ячейку, имеющую размер, отлич-

ный от остальных, в лавину вовлекается не только ячейка, находящаяся слева от «дефектной», что естественно, но и шестая ячейка, которая находится справа от «дефектной». Это эффективно увеличивает размер возникающей лавины. Таким образом, можно сделать вывод, что наличие у дискретного сверхпроводника внутренней пространственной стохастичности приводит к возникновению большого числа метастабильных состояний и лавин различных размеров.

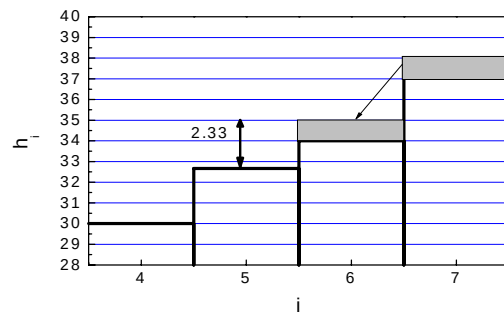


Рисунок 2. Возникновение ячейки-«ловушки».

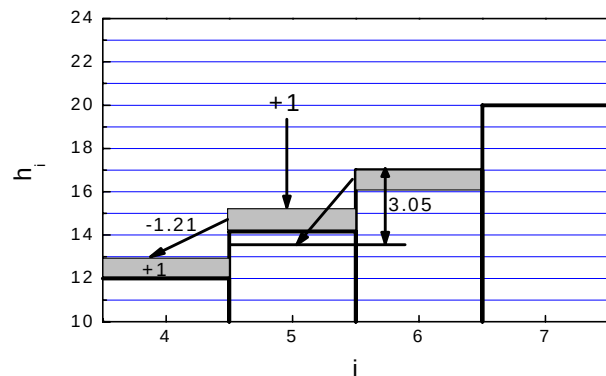


Рисунок 3. Прохождение «возвратной» лавины.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-17626), ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах», ОФН РАН «Макрофизика».

- [1] P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld, Phys. Rev. Lett. **59**, 381 (1987).
- [2] Ginzburg S.L., Nakin A.V., Savitskaya N.E., Physica C, **436/1**, 17(2006).
- [3] S.T.R. Pinho, C.P.C.Prado, S.R.Salinas, Phys. Rev. E **55** (1997) 2159--2165.
- [4] S.S. Manna J. Phys. A **24** (1992) L363.

Приемники инфракрасного и терагерцового излучения на основе тонкопленочных сверхпроводниковых наноструктур.

К.В. Смирнов^{1, 2, *}, Ю.Б.Вахтомин^{1, 2}, Р.В.Ожегов^{1, 2},
И.В.Пентин¹, Е.В.Сливинская², Г.Н.Гольцман¹

¹ Московский педагогический государственный университет, 119992 Москва, ул. М.Пироговская 29;

² ЗАО «Сверхпроводниковые нанотехнологии», 119021 Москва, ул. Россолимо 5/2, www.scontel.ru

* e-mail: smirnov@scontel.ru

Развитие техники и технологий осаждения ультратонких сверхпроводниковых пленок, создание сверхпроводниковых структур нанометрового масштаба является основой значительного прогресса в области сверхпроводниковых приемных систем, наблюдаемого в настоящее время. Сверхпроводниковые детекторы находят применение в приемных системах для радиоастрономических наблюдений [1,2], используются в квантово-криптографических линиях связи [3] и в телекоммуникации [4], в установках для тестирования СБИС [5] и пр.

В этой работе мы представляем результаты создания приемных систем инфракрасного и терагерцового излучения на основе сверхпроводниковых детекторов на эффекте электронного разогрева в тонких пленках MoRe, NbN [2,6]. Сверхпроводниковые пленки с характерными толщинами 3-4 нм были получены методом магнетронного распыления и имели высокие значения критической температуры (10-11 К) и плотности критического тока ($\sim 5 \cdot 10^6$ А/см²). Технологический процесс создания детекторов, подробно представленный в [7], состоял из последовательности нескольких электронных литографий, термического осаждения контактной металлизации и плазмохимического травления сверхпроводниковой пленки.

В таблице 1 представлены основные типы и характеристики приемников терагерцового диапазона, созданных с использованием гелиевых оптических криостатов.

Для приемников терагерцового излучения нами было разработано и реализовано

несколько типов детекторов. В случае приемной системы, оптимизированной на частотный диапазон 0.3-3 ТГц, чувствительный элемент детектора – полоска сверхпроводника длиной 0.2 мкм и шириной 1.7 мкм – был интегрирован с планарной широкополосной спиральной антенной (тип детектора 1/1а в таблице 1). Для дополнительной фокусировки принимаемого излучения в рассматриваемом приемнике была использована кремниевая вытянутая полусферическая линза.

Для реализации приемника более высокочастотной области спектра, диапазона 0.1-30 ТГц (тип детектора 3/3а в таблице 1), чувствительный элемент детектора изготавливался в виде параллельных полосок шириной 2 мкм, заполняющих площадку 500×500 мкм² с плотностью заполнения 0.5. Фокусировка излучения в такой системе осуществлялась с помощью рупорной антенны – конуса Винстона.

Для работы приемной системы в области 25-70 ТГц (тип детектора 2/2а в таблице 1) в качестве детектора использовалась площадка сверхпроводника площадью 10×10 мкм² с омическими контактами. Для фокусировки излучения использовалась вытянутая полусферическая линза из германия, прозрачного в этой области спектра.

Предельное быстродействие представленных приемных систем определяется скоростью остывания нагретого электронного газа, в нашем случае - темпом электрон-фононного взаимодействия, более эффективного для тонких пленок NbN по сравнению с пленками MoRe.

Таблица 1.

Тип детектора	1/1а	2/2а	3/3а
Диапазон частот, ТГц	0.3-3	25-70	0.1-30
Эквивалентная мощность шума (NEP), Вт·Гц ^{-0.5}	$5 \cdot 10^{-14} / 3 \cdot 10^{-13}$	$1 \cdot 10^{-12} / 4 \cdot 10^{-12}$	$4 \cdot 10^{-11} / 1 \cdot 10^{-10}$
Время отклика, нс	1/0.05	1/0.05	1/0.05
Динамический диапазон, μ Вт	1	50	10^5
Фокусирующий элемент	Кремниевая вытянутая полусферическая линза, спиральная антенна	Германиевая вытянутая полусферическая линза	Рупорная антенна – конус Винстона

Приемники ИК излучения (см. таблицу 2) были реализованы на основе однофотонных сверхпроводниковых детекторов видимого и инфракрасного диапазонов (superconducting single photon detector – SSPD) [6] и оптимизированы для телекоммуникационных и квантово-криптографических применений с использованием оптоволоконной техники.

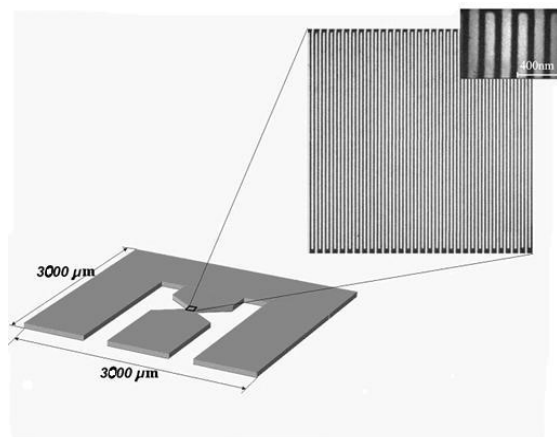


Рис.1. Фотография SSPD полученная на электронно-сканирующем микроскопе. Темные участки – полоски сверхпроводника, светлые – зазор между полосками.

Основу SSPD детектора составляет пленка NbN толщиной в 4 нм. При изготовлении детектора из пленки формируется узкая (~100 нм) и длинная (~0,5 мм) полоска в виде меандра, заполняющая приемную площадку размером $10 \times 10 \text{ мкм}^2$ (Рис. 1). Рабочий режим детектора достигается тогда, когда плотность тока

протекающего по полоске в любом ее сечении при рабочей температуре детектора $T = 2-4.2 \text{ К}$, близка к критической. Указанное условие предполагает создание сверхпроводниковой полоски, ширина которой испытывает отклонения не более чем на 5 нм [6].

В рабочем состоянии при температуре ниже T_c детектор смещается постоянным током близким к критическому. Поглощение фотона и последующее электрон – электронное взаимодействие, сопровождающееся диффузией горячих электронов, образует горячее пятно, содержащее несколько сотен квазичастиц. Это подавляет сверхпроводимость в области пятна и выталкивает сверхток смещения на периферию, где его плотность становится больше критической. Все сечение сверхпроводниковой полоски переходит в нормальное состояние и возникает падение напряжения, которое может быть легко зарегистрировано. Продолжающаяся диффузия горячих квазичастиц приводит к быстрому остыванию горячего пятна и возврату в сверхпроводящее состояние.

Основной решенной задачей при создании приемников ИК излучения с использованием SSPD и оптоволоконной техники являлось оптическое согласование используемого одномодового волокна (диаметр световедущей жилы 9 мкм) с приемной площадкой SSPD размером $10 \times 10 \text{ мкм}^2$. Таблица 2 содержит характеристики приемной системы приведенные к оптическому входу. Отметим, что приемники имеют один или два идентичных канала (в случае проведения корреляционных измерений) и выполнены в виде вставки в гелиевый транспортный сосуд Дьюара.

Таблица 2.

Квантовая эффективность, приведенная к оптическому входу (отношение количества импульсов напряжения на выходе системы к количеству фотонов на входе): на длине волны 1.3 мкм на длине волны 1.55 мкм	$\geq 10\%$ $\geq 4\%$
Уровень ложных срабатываний (количество импульсов напряжения на выходе системы при отсутствии излучения на входе)	$\leq 1 \text{ с}^{-1}$
Длительность выходного импульса напряжения	$\leq 5 \text{ нс}$
Временная нестабильность переднего фронта выходного импульса напряжения	$\leq 40 \text{ пс}$

[1] TELIS home page: <http://telis.af.op.dlr.de/>;

HERSCHEL home page:

[http://astro.estec.esa.nl/SA-](http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Herschel/)

general/Projects/Herschel/; SOFIA home page:

<http://sofia.arc.nasa.gov/>

[2] Финкель М.И., Масленников С.Н.,

Гольцман, Г.Н. Известия ВУЗов. Радиофизика, т.48, №10-11, стр.964, (2005).

[3] H. Takesue, S. Nam, Q.Zhang et al., Nature Photonics, vol.1, 343-348 (2007).

[4] I Milostnaya^{1,4}, A Korneev¹, I Rubtsova¹ et al., "Superconducting single-photon detectors designed for operation at 1.55-mm telecommunication wavelength", Journal of Physics: Conference Series 43, 1334–1337 (2006).

[5] J. Zhang, N. Boiadjeva, G. Chulkova et al., "Non-invasive CMOS circuit testing with NbN superconducting single-photon detectors," Elect. Lett. 39, 1086–1088. (2003).

[6] G. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova et al. "Picosecond superconducting single-photon optical detector" App.Phys.Lett., v.79, p. 705-707, (2001).

[7] G.N. Gol'tsman, K. Smirnov, P. Kouminov et al. "Fabrication of Nanostructured Superconducting Single-Photon Detectors" IEEE Trans. Appl. Supercon., v.13, no.2, pp.192-195, (2003); A.D. Semenov, H.-W. Hübers, H. Richter et al., IEEE Transactions on Applied Superconductivity, v.13, No.2, pp.168-171 (2003).

Динамика замкнутых вихрей Абрикосова в сверхпроводниках второго рода

И.В. Тихомиров, К.Н. Югай

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, пр. Мира 55а, Омск, Россия.

e-mail: Lab223@mail.ru

Вихри Абрикосова появляются в сверхпроводниках 2-го рода при достижении нижнего критического поля H_{C1} , при этом возникает смешанное состояние, в котором магнитное поле проникает внутрь в виде вихрей Абрикосова, образуя решетку в плоскости, перпендикулярной внешнему магнитному полю. Картина с неподвижными вихрями в узлах треугольной решетки справедлива, однако, только при $T=0$. При $T>0$ эта картина оказывается несправедливой, поскольку из-за тепловых флуктуаций вихри будут случайно отклоняться от своих положений равновесия.

На данный момент существует множество моделей, пытающихся описать аномальное поведение вихревой жидкости вблизи T_c . Одной из первых таких моделей была ХУ-модель [1], основанная на определенном построении гамильтониана системы [2]. Именно при помощи этой модели был впервые продемонстрирован фазовый переход первого рода в треугольной решетке вихрей – плавление [3]. В дальнейшем проводилась доработка и усложнение модели, в частности была замечена аналогия между взаимодействием вихрей и взаимодействием двумерных бозонов [4,5]. Это привело к возникновению двумерной (2D) Бозе-модели, которая в дальнейшем также усложнялась. Тем не менее, описательная способность данных моделей не охватывает все флуктуационные эффекты [6]. В сверхпроводнике даже в отсутствие внешнего поля могут появляться более сложные вихревые структуры, такие как замкнутые (кольцевые) вихри Абрикосова [7-10]. Такие вихри могут образовываться в результате достаточно сильных токовых флуктуаций. Расчеты показывают, что токи, достаточные для образования замкнутого вихря, значительно меньше критического тока [11]. Это говорит о том, что замкнутые вихри начинают влиять на сверхпроводящие свойства при значительно меньшей температуре, чем температура, при которой сверхпроводимость разрушается чисто флуктуационным образом. Иными словами, в сверхпроводнике появляется дополнительный и эффективный канал сброса энергии – через генерацию системой замкнутых вихрей Абрикосова.

До сих пор в литературе замкнутый вихрь рассматривался, как одиночный объект, не взаимодействующий с другими объектами, находящимися в сверхпроводнике. Однако, как

уже говорилось ранее, при достижении нижнего критического поля H_{C1} , в сверхпроводнике появляется решетка линейных вихрей. Поскольку с линейными и замкнутыми вихрями связано магнитное поле, это не может не привести к взаимодействию этих систем. Рассмотрим энергию пары – линейный плюс замкнутый вихрь. Она будет состоять из собственных энергий вихрей и энергии их взаимодействия. Энергия взаимодействия будет определяться магнитными полями линейного и замкнутого вихрей, проникающими друг в друга

$$F_{\text{int}} = \frac{\Phi_0}{8\pi} \left(\int_0^h \int_{\mathbf{r}_1}^{\mathbf{r}_2} H_1(\mathbf{r}_2) \mathbf{e}_2 dz_2 + R_s \int_0^{2\pi} \int_{\mathbf{r}_1}^{\mathbf{r}_2} H_2(\mathbf{r}_1) \mathbf{e}_1 d\phi_1 \right). \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$ – направляющие магнитных полей.

Индексы 1 и 2 соответствуют замкнутому и линейному вихрям.

Поскольку линейный вихрь связан с внешним магнитным полем, его положение фиксировано относительно решетки вихрей, т.е. и сверхпроводника в целом. Замкнутый вихрь подвержен флуктуациям, поэтому его форма будет отличаться от кольцевой. Однако в дальнейшем будем пренебрегать флуктуациями и считать замкнутый вихрь кольцевым. Расположение замкнутого вихря относительно линейного можно задать тремя геометрическими параметрами: расстоянием до линейного вихря и двумя углами, характеризующими вращение замкнутого вихря в пространстве. Варьируя энергию взаимодействия по этим параметрам, можно определить динамическое поведение замкнутого вихря при сближении с линейным. На рис. 1 показано вращение замкнутого вихря. Как видно из рисунка, оба движения приводят к тому, что замкнутый вихрь разворачивается в определенное положение, когда магнитное поле ближнего плеча замкнутого вихря и магнитное поле линейного вихря параллельны и противоположно направлены.

Варьирование по параметру, характеризующему расстояние между вихрями, показывает, что замкнутый вихрь, развернувшись в положение, определяемое его вращением, будет притягиваться к линейному. Энергию этого состояния, включающего отдельно линейный вихрь и кольцо, E_I , определим следующим образом:

$$F_I = F_{\text{lin}} + F_{\text{loop}} + F_{\text{int}}, \quad (2)$$

где F_{lin} и F_{loop} – энергии линейного и кольцевого вихрей, а $F_{int} < 0$.

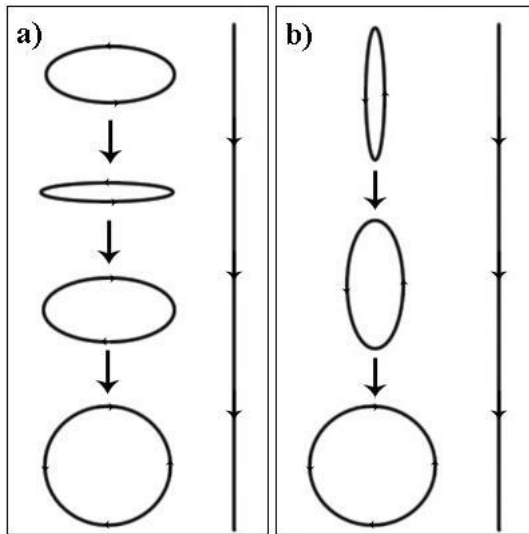


Рис. 1. Вращение замкнутого вихря, находящегося вблизи линейного относительно осей $\perp$ -ой (a) и $\parallel$ -ой (b) линейному вихрю.

Притяжение между линейным вихрем и кольцом приведет к тому, что в определенный момент времени вихри могут соприкоснуться своими сердцевинами (точка A на Рис. 2).

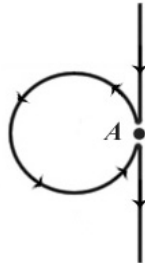


Рис. 2. Соприкосновение вихрей.

В точке соприкосновения A магнитное поле равно нулю и непрерывность силовых линий линейного вихря обеспечивается их продолжением через разорванное в точке A кольцо. Энергия этого состояния будет равна:

$$F_{II} = F_{lin} + F_{loop}. \quad (3)$$

Здесь мы учли, что длина разрыва мала, т.е. выражение (3) не содержит энергий взаимодействия и состоит только из собственной энергии единого линейного вихря, удлинённого на величину $2\pi R_s$. Энергия в состоянии I меньше энергии в состоянии II, $F_I < F_{II}$. Следовательно, состояние II, т.е. поглощение кольца линейным вихрем, термодинамически менее выгодное, чем I. Другими словами, кольцо будет находиться как можно ближе к линейному вихрю, но не будет поглощаться им. Замкнутые вихри, появляясь в

сверхпроводнике, стремятся присоединиться к линейным, образуя «гроздь» (Рис. 3).

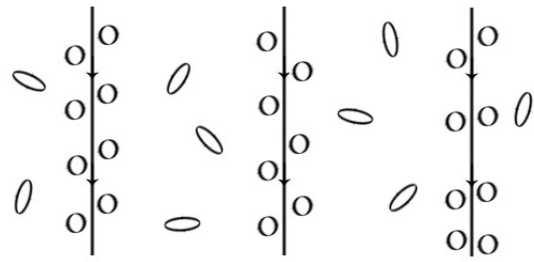


Рис. 3. Общая картина взаимодействия.

Таким образом, общая картина вблизи T_c выглядит так: в сверхпроводнике помимо решетки линейных вихрей присутствуют замкнутые вихри, которые флуктуационным образом появляются в сверхпроводнике, при этом их энергетическая неустойчивость приводит к постепенному уменьшению их радиуса вплоть до полного уничтожения. За время их существования они разворачиваются определенным образом, присоединяясь к линейным вихрям, находящимся поблизости.

- [1] Teitel S., Jayaprakash C., Phys. Rev. B., **27**, 598 (1983).
- [2] Shih W.Y., Ebner C., Stroud D., Phys. Rev. B., **30**, 134 (1984).
- [3] Hetzel R.E., Sudbø A., Huse D.A., Phys. Rev. Lett., **69**, 518 (1992).
- [4] Nelson D.R., Phys. Rev. Lett., **60**, 1973 (1988).
- [5] Nelson D.R., Seung H.S., Phys. Rev. B., **39**, 9153 (1989).
- [6] Blatter G., Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Vinokur V.M., Rev. Mod. Phys., **66**, 1125 (1994).
- [7] Козлов В.А., Самохвалов А.В., Письма в ЖЭТФ, **53**, 150 (1991).
- [8] Kozlov V.A., Samokhvalov A.V., Physica C., **213**, 103 (1993).
- [9] Samokhvalov A.V., Physica C., **308**, 74 (1998).
- [10] Kozlov V.A., Samokhvalov A.V., J. Superconductivity., **6**, 63 (1993).
- [11] Tešanović Z., Phys. Rev. B., **59**, 6449 (1999).

Особенности процесса проскальзывания фазы в однородной и неоднородной сверхпроводящей нанопроволоке

С.В. Николаев, К.Н. Югай

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, пр.Мира 55А, Омск, Россия
e-mail: 25sergeyn@mail.ru

В настоящее время уделяется большое внимание процессам, протекающим в сверхпроводящих квазиодномерных объектах. Встречается много работ посвященных исследованию сверхпроводящих нанопроволок и изучению процесса проскальзывания фазы в различных физических ситуациях [1, 2]. К квазиодномерным сверхпроводникам интерес проявляется на протяжении нескольких десятков лет [3, 4].

Весьма актуальной является задача объяснения хода вольтамперных кривых сверхпроводящих нанопроволок при токах выше критического. Экспериментально известно, что при увеличении тока на всех ВАХ периодически происходят скачки напряжения [5]. Причем, некоторые из них сопровождаются изменением сопротивления, а некоторые нет. Феноменологические теории могли только объяснить поведение первого случая, когда сопротивление меняется, причем, на некоторую кратную величину. Второй случай в рамках таких моделей не описывался.

В данной работе проводится исследование однородных и неоднородных сверхпроводящих нанопроволок. Основные результаты работы получены путем численного решения одномерного нестационарного уравнения Гинзбурга-Ландау, в которое был введен параметр u , характеризующий "чистоту" сверхпроводящего материала [6,7].

Эволюцию параметра порядка в сверхпроводящей нанопроволоке можно описать нестационарным одномерным уравнением Гинзбурга-Ландау в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \psi + i\mu\psi &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi + \psi - |\psi|^2 \psi, \\ j &= \text{Im} \left(\psi^* \frac{\partial}{\partial x} \psi \right) - u \frac{\partial}{\partial x} \mu, \end{aligned} \quad (1)$$

где использованы следующие нормировки:

$$\begin{aligned} x &\rightarrow \frac{x}{\xi}, \quad \psi \rightarrow \frac{\Delta}{\Delta_0}, \quad t \rightarrow \frac{t}{t_0}, \\ t_0 &= \frac{\pi \hbar}{8k(T_c - T)}, \quad \mu \rightarrow \frac{\mu}{\mu_0}, \\ j &\rightarrow \frac{j}{j_0}, \quad j_0 = \frac{eN\hbar}{2m\xi}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь ξ – длина когерентности, Δ_0 – равновесное значение энергетической щели, t_0 – время релаксации параметра порядка, μ – 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. Параметр u определяется следующим образом:

$$u = 0.46 \frac{l}{\xi_0} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right) \quad (3)$$

В такой записи становится понятен физический смысл этого параметра. Случай $u < 1$ ($l \ll \xi_0$) соответствует "грязному" сверхпроводнику, а $u > 1$ ($l \gg \xi_0$) соответствует "чистому" сверхпроводнику.

Локальное тепловое возмущение можно ввести, используя еще один параметр, входящий в уравнение Гинзбурга-Ландау – температуру. Первое уравнение в (1) можно записать в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi + i\mu\psi = \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi + (1 - \Delta\tau)\psi - |\psi|^2 \psi \quad (4)$$

где

$$\Delta\tau = \frac{\Delta T}{T_c - T_0} \quad (5)$$

– относительная величина локального теплового возмущения. В этом случае функция температуры имеет следующий вид (от времени не зависит):

$$T = \begin{cases} T_0 + \Delta T, & a < x < b; \\ T_0, & x > b, x < a. \end{cases} \quad (6)$$

Численные расчеты показали, что изменения сопротивления при очередном скачке напряжения в однородных образцах не происходит (см. Рис.1). Анализируя распределения сверхпроводящего тока по нанопроволоке и ход вольт-амперных характеристик после каждого скачка напряжения неизменность сопротивления на физическом уровне можно описать следующим образом:

Обычно предполагалось, что появление нового ЦПФ приводит не только к появлению скачка напряжения, но и к прибавке некоторого кванта сопротивления R_0 к сопротивлению нанопроволоки до скачка. Такая ситуация реализуется только в случае неоднородного сверхпроводника и начинается при плотностях тока ниже критического, когда постепенно включаются

области с подавленным критическим значением плотности тока (см. Рис.2). В случае $j > j_{cl}$ (однородный образец) такая ситуация не имеет места. Численные расчеты показывают, что в областях между ЦПФ в нанопроволоке сохраняется сверхпроводящее состояние, и сверхпроводящая плотность тока не превышает критического значения j_{cl} , а так как полная плотность тока j выше этого значения, то разность этих значений и определяет величину плотности тока j_n , переносящую нормальную компоненту. При этом в области самого ЦПФ сверхпроводящий ток является периодической функцией времени, и изменяется от нуля до j_{cl} .

Перейдем к математическому описанию этого процесса. Разложим напряжение на нано-

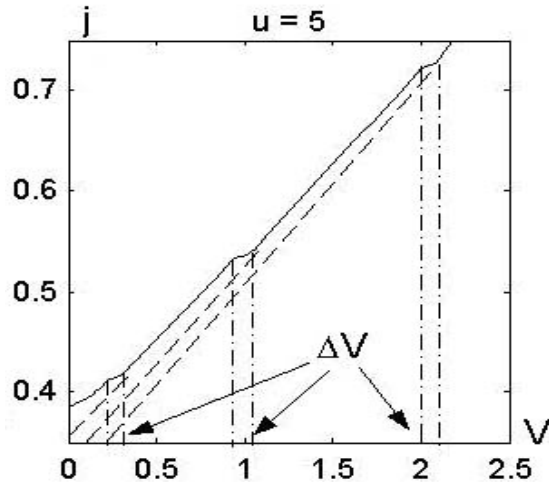


Рис.1. Вольтамперные характеристики вблизи критической плотности тока j_{cl} при значениях параметра $u = 5$ (однородный образец). Штриховыми линиями показан ход ВАХ при появлении очередного ЦПФ. Штрихпунктирные линии отмечают точки напряжения до появления ЦПФ и после. ΔV – величина скачка напряжения при увеличении числа ЦПФ на единицу

проволоке на две компоненты

$$V = V_1 + V_2, \quad (7)$$

где V_1 – напряжение, даваемое от участков между ЦПФ, V_2 – падение напряжения на всех ЦПФ. Используя вышеизложенные рассуждения, можно записать

$$\bar{V} = \rho L (j - j_{cl}) + \rho \delta L j_{cl} (1 - \eta). \quad (8)$$

Здесь предполагается, что среднее значение плотности сверхпроводящего тока

$$\langle j_s \rangle = \eta j_c, \quad \text{где } 0 < \eta < 1 \quad (9)$$

(в феноменологической теории предполагают $\eta \sim 0.5 j_c$). δL является ступенчатой функцией плотности полного тока, так как она пропорциональна числу ЦПФ в нанопроволоке. Следовательно, второе слагаемое в (8) не зависит от j (кроме особых точек, связанных с появлением нового ЦПФ). Тогда вся зависимость от полного тока лежит в первом слагаемом, которое пропорционально ему. Если взять производную по току,

то мы получим постоянное сопротивление, равное полному сопротивлению нанопроволоки в нормальном состоянии. Но так как с увеличением тока при новом появлении ЦПФ будет происходить добавка в среднее напряжение от второго слагаемого в (8), то на ВАХ при этих значениях плотности полного тока будет наблюдаться скачок по напряжению.

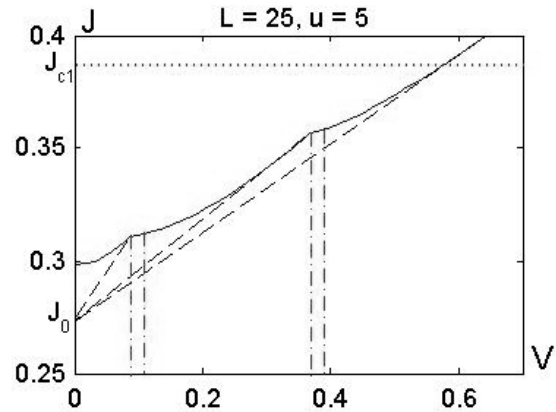


Рис.2. Вольтамперная характеристика неоднородной сверхпроводящей нанопроволоки вблизи критической плотности тока j_{cl} . Длина нанопроволоки $L = 25$, параметр $u = 5$, ширина областей неоднородности $\Delta L = 1$. Величины неоднородных областей $\Delta \tau = 0.6, 0.45, 0.7$

Если предположить случайный разброс тепловых неоднородностей по нанопроволоке и, причем, учесть, что параметры этих неоднородностей отличаются в широком диапазоне, то увеличение тока будет постепенно «включать» все неоднородные области, что будет сопровождаться скачками напряжения на ВАХ (см. Рис.2). Но при этом будет также наблюдаться и скачки сопротивления после «включения» новой неоднородности. Под «включением» мы понимаем возбуждение процесса проскальзывания фазы. Но этот процесс происходит при токах ниже критического, т.е. когда нет собственных ЦПФ. Подобный характер поведения тепловых неоднородностей хорошо согласуется с прежними феноменологическими представлениями о резистивном состоянии. Но никакого отношения не имеет к резистивному состоянию в однородной сверхпроводящей нанопроволоке (см. Рис.1).

- [1] Fu H.C., Seidel A. et al., Phys. Rev. Lett., **96**, 7005 (2006).
- [2] Altomare F., Chang A.M. et al., Phys. Rev. Lett., **97**, 7001 (2006).
- [3] Галайко В.П., ЖЭТФ, **66**, 379 (1974).
- [4] Ивлев Б.И., Копнин Н.Б., УФН, **142**, 435 (1984).
- [5] Kuznetsov V.I., Tulin V.A., Cond-mat/0407464 (2004).
- [6] Nikolaev S.V., Yugay K.N., Kim J.U., and Huh Y., J. Superconductivity, **18**, 261 (2005).
- [7] Николаев С.В., Югай К.Н., ЖЭТФ, **129**, 371 (2006).

Вычисление плотности состояний двумерных нанокластеров алюминия

Н.В.Тиховская¹, К.Н. Югай¹

¹ Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского, пр.Мира 55а, Омск, Россия
e-mail: yugay@omsu.ru, tihovsk@omsu.ru

Огромная чувствительность свойств наносистем от числа составляющих их частиц является одним из фундаментальных вопросов нанофизики и определяет огромное разнообразие их необычных свойств, отличающихся от свойств отдельных атомов и молекул, а также от свойств объемного материала. Как известно [1, 2], плотность состояний физической системы оказывает огромное влияние на ее физические и химические свойства, а значит, плотность состояний наносистемы должна отличаться от плотности состояний как микро-, так и макрообъектов [2]. Плотность состояний наночастицы зависит, прежде всего, от числа входящих в нее атомов, а также и от типа этих атомов [2]. В данной работе рассматривается двумерный нанокластер атомов алюминия, образующих квадратную решетку размером $N \times N$, т.е. наночастица содержит $n = N^2$ атомов. Кроме того, рассматривается также квадратный кластер алюминия с внедренным атомом примеси – атомом кислорода.

Для простоты пренебрежем тепловыми колебаниями атомов. Тогда гамильтониан такой системы в рамках приближения модели сильной связи имеет вид [3]:

$$H = \sum_{l=1}^n E_l c_l^+ c_l + t \sum_{j>l} \sum_{l=1}^n (c_j^+ c_l + c_l^+ c_j), \quad (1)$$

где E_l – энергия s -состояния l атома квадратной решетки, $t_{ij} = t_{ji} \equiv t$ – кинетическая энергия перескока между соседними узлами решетки l и j . В рамках приближения ближайших соседей локальная плотность состояний на атом для узла l определяется следующей формулой [3]:

$$g(\epsilon, r_l) = -\frac{G_{ll}^R(\epsilon) - G_{ll}^A(\epsilon)}{2\pi i}, \quad (2)$$

где $G^{R(A)}(\epsilon)$ – запаздывающая (опережающая) функции Грина, для вычисления которых использовался MCF-метод (Matrix Continued Fraction method) [4].

Для удобства выделим отдельно *вершинные*, *реберные* и *объемные* атомы. В нашей модели влияние каждого соседа на энергию связи электрона одинаково для всех атомов. Тогда различие в значениях энергии будет вызвано только лишь изменением количества ближайших соседей. Т.к. увеличение числа соседей атома понижает энергию связи электрона [5], то

$$\begin{aligned} E_{top} &= E_0 - E_{bond} (k=2), \\ E_{edge} &= E_0 - E_{bond} (k=3), \\ E_{bulk} &= E_0 - E_{bond} (k=4), \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$E_{bond} = \frac{(n-1)(n+k)}{n^2} \xi E_i, \quad \xi = \frac{E_0 - A}{A} \quad (4)$$

где E_{top} – энергия связи электрона с кластером относительно атома вершины, E_{edge} – энергия связи электрона с кластером относительно атома ребра, E_{bulk} – энергия связи электрона с кластером относительно атома в объеме, E_0 – энергия ионизации атома, E_{bond} – энергия связи электрона с атомом, которая зависит от числа ближайших соседей k , а также от полного числа частиц в кластере [5, 6], E_i – энергии ионизации кластеров алюминия, измеренные экспериментально в [5].

Согласно расчетам для квадратных кластеров алюминия размером $N \times N$ атомов ($N = 3 \div 30$) локальная плотность состояний $g(\epsilon)$ зависит от общего числа атомов и положения атома в кластере. Так, на рис.1 приведена поверхность плотности состояний для $N=10$ и $N=30$ при одной и той же энергии, но разной энергии перескока: $t = 0.0$ eV (молотковский диэлектрик) и $t = 0.9$ eV (металл).

Видно, что при $t = 0.0$ eV можно четко выделить указанные выше группы атомов – вершинные, реберные и объемные, т.к. основное влияние на плотность состояний здесь оказывает число ближайших соседей (см. рис.1 (а, с)). Когда же энергия перескока отлична от нуля ($t = 0.9$ eV), проявляется влияние более удаленных от узла атомов, поэтому поверхность локальной плотности состояний становится более сложной (см. рис.1 (b, d)). Отметим, что во всех случаях плотность состояний зависит от того, в какой части кластера находится выбранный атом и сколько атомов содержит кластер.

Кроме того, анализ полученных данных показал, что значения $g(\epsilon)$, заметно отличающиеся от нуля, лежат в некоторой области энергий, размер и границы которой зависят от числа частиц в кластере.

Максимальное значение плотности состояний $g_{max}(\epsilon)$ для каждого значения N неодинаково и зависит от типа атома и энергии перескока. Для $t = 0.0$ eV эта зависимость немонотонна и имеет вид чередующихся максимумов и минимумов, причем зависимости $g_{max}(N)$ для атомов алюминия, находящихся на вершине, ребре и в объеме, различаются при малых N и становятся

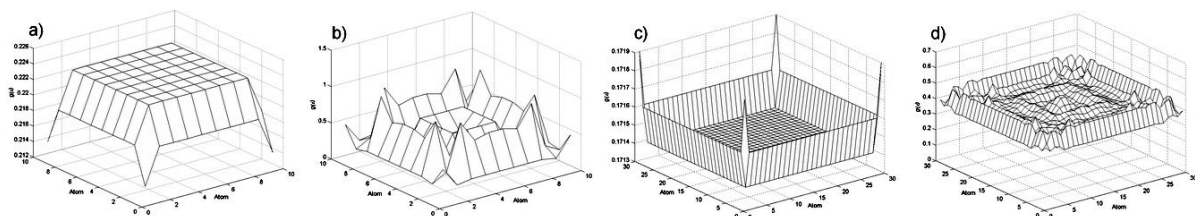


Рис.1. Зависимость $g(\epsilon)$ при $N=10$ (a, b) и $N=30$ (c, d), $t = 0.0$ eV (a, c), $t = 0.9$ eV (b, d), $\epsilon = 4.185$ eV для кластеров алюминия

практически идентичными для всех типов атомов, начиная с $N = 12$. Для $t = 0.9$ eV максимальные значения $g_{\max}(\epsilon)$ уменьшаются с увеличением N , проявляя сильную зависимость от N при малых значениях числа частиц, и выходят на насыщение при некотором $N \equiv N_{\text{sat}} \approx 25$.

Выделим некоторые особенности изменения плотности состояний от числа частиц в зависимости от энергии ϵ . При $t = 0.0$ eV для каждого типа атомов наблюдается характерный максимум, вне которого значение плотности состояний близко к нулю как при малых, так и при больших N . Кроме того, с увеличением энергии ϵ этот максимум смещается в сторону больших значений числа частиц.

Для $t = 0.9$ eV зависимость $g(N)$ более сложная. Для одного значения энергии ϵ здесь имеют место несколько максимумов, значения которых уменьшаются с увеличением числа частиц.

Кроме этого, были проведены расчеты с атомом примеси, в качестве которого рассматривался атом кислорода. Для каждого из двух случаев ($t = 0.0$ eV, $t = 0.9$ eV) были рассмотрены следующие *положения атома кислорода*: на вершине, в центре ребра и в центре кластера. Расчеты показали, что чем меньше частиц содержит кластер, тем большее влияние на его свойства оказывает наличие атома кислорода. При этом основной вклад в плотность состояний вносит зависимость энергии связи электрона с атомом от числа частиц в кластере (3, 4).

Плотность состояний электрона в случае замены одного атома алюминия на атом кислорода имеет те же закономерности, что и в случае алюминиевого кластера. При этом плотность состояний на атоме кислорода зависит от общего числа частиц в кластере примерно так же, как и на атомах алюминия. Однако, пики на атоме кислорода выше, чем пики на соответствующих атомах кластера алюминия без примеси, причем при увеличении N пики плотности состояний на атоме кислорода становятся более существенными.

Зависимость максимальных значений плотности состояний от числа частиц при наличии атома кислорода для $t = 0.0$ eV также как и для кластера при отсутствии примеси, имеют вид чередующихся нерегулярных пиков.

Однако при $t = 0.9$ eV насыщение не достигается даже при $N=30$.

При $t = 0.0$ eV зависимость плотности состояний от энергии и числа частиц для атома кислорода аналогична зависимости для атомов алюминия: здесь тоже возникает характерный максимум, величина которого зависит от числа частиц N , а расположение – от энергии ϵ .

Для $t = 0.9$ eV зависимость $g(N)$ более сложная. Для одного значения энергии ϵ здесь имеют место несколько максимумов, значения которых, для атомов алюминия, расположенных на вершине или в центре кластера (в отличие от атома в центре ребра), стремятся к некоторому постоянному значению, выходя на насыщение уже при $N \approx 20$. Для атома кислорода в данном случае наблюдается слабо выраженный «размытый» максимум, в отличие от четко выраженного максимума в случае при $t = 0.0$ eV.

Таким образом, в рамках модели Хаббарда с гамильтонианом (1) для квадратного нанокластера алюминия размером $N \times N$ показано, что локальная плотность состояний такой системы зависит от общего числа частиц в кластере, причем имеет значение, где именно в кластере находится рассматриваемый атом. Введение атома примеси (кислорода) в целом не изменяет характер распределения плотности состояний от общего числа атомов в кластере, однако изменяются численные значения пиков, характер насыщения плотности состояний. Расчеты показали, что в случае $t = 0.9$ eV для кластеров с малым числом частиц нерегулярное поведение плотности состояний с чередующимися максимумами и минимумами более отчетливо, чем для кластеров с большим числом частиц.

- [1] Пул Ч., Оуэнс Ф. Нанотехнологии. М.: Техносфера, 2005. – 336 с.
- [2] Суздалев И.П. Нанотехнология: физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов. М.: КомКнига, 2006. – 592 с.
- [3] Gascon J.A., Pastawski H.M., cond-mat/0512160 (2005).
- [4] Pastawski H.M., Weisz J.F. and Albornoz S., Phys.Rev., B, **28**, 6896 (1983).
- [5] Schtiver K.E., Persson J.L., Honea E.C., and Whetten R.L., Phys.Rev.Lett., **64**, 21, 2539 (1990).
- [6] Wood D.M., Phys. Rev. Lett., **46**, 11, 749 (1981)

Теория сверхпроводимости в 2D-системах с сильными взаимодействиями

К.Н. Югай

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, пр. Мира 55а, Омск 644077, Россия

e-mail: yugay@omsu.ru

В настоящей работе сделана попытка построения теории сверхпроводимости исходя только из двух фундаментальных фактов: двумерности системы и сильных взаимодействий между частицами.

1. В теории БКШ условием появления сверхпроводимости является образование куперовских пар в результате электрон-фононного взаимодействия. В металлах сверхпроводящее состояние исчерпывающе объясняется наличием куперовских пар.

Известно, что электрон, находящийся в связанном состоянии в атоме, не излучает, если это состояние является стационарным. На это основополагающее свойство квантовой системы было впервые указано Нильсом Бором в его удивительной по силе интуиции и красоте работе 1913 года, посвященной атому водорода [1]. Важно подчеркнуть здесь весьма важное обстоятельство: движение электрона в стационарном состоянии в атоме – это бездиссипативное движение. Можно предположить, что с этой точки зрения любая теория сверхпроводимости должна опираться именно на этот факт, т.е. для бездиссипативного, сверхпроводящего движения, электрон должен находиться в связанном состоянии. Но это связанное состояние, безусловно, должно принципиально отличаться от связанного состояния, возникающего при мотовской или андерсоновской локализации, приводящей к потере подвижности электронов и переходу в диэлектрическое состояние [2,3]. Т.е. это должен быть особый вид связанного состояния, при котором, однако, подвижность сохраняется. Мы будем полагать, что такое состояние может существовать, и называть его «мобильной» локализацией. Очевидно, что подобная локализация не должна происходить на отдельном атоме или ионе. «Мобильная» локализация может иметь место только на некотором эффективном потенциале, обусловленном взаимодействием электрона с большим числом окружающих частиц.

Постановка вопроса, когда в качестве основы сверхпроводящего состояния рассматривается «мобильное» связанное состояние, существенно смещает акценты при поиске теории сверхпроводимости, способной

описать круг явлений, касающийся, в частности, купратов. Задача состоит в том, чтобы определить условия, при которых возможна «мобильная» локализация.

2. Отличительной особенностью двумерных систем является то, что в них в любой мелкой потенциальной яме возможно образование связанного состояния [4]. Двумерность системы при определенных условиях, а именно, при низких плотностях электронов, способствует локализации электронов по мотовскому или андерсоновскому сценарию и переходу в диэлектрическое состояние. Однако, как показано в настоящей работе, в двумерной системе возможна и «мобильная» локализация, не приводящая к потере подвижности при плотностях электронов выше некоторого критического значения. Более того, именно она является необходимым и достаточным условием перехода в сверхпроводящее состояние.

Эффективный потенциал может быть определен с помощью поляризационного оператора $\Pi(\vec{k}, \omega)$:

$$V_{\text{eff}}(\vec{k}, \omega) = V(\vec{k}) [1 - V(\vec{k}) \Pi(\vec{k}, \omega)]^{-1}. \quad (1)$$

Отсюда вытекает условие, при выполнении которого эффективный потенциал будет иметь притягивательный характер:

$$V(\vec{k}) \Pi(\vec{k}, \omega) > 1. \quad (2)$$

Условие (2) будет заведомо выполнено, если поляризационный оператор обладает полюсами. Действительно, запишем поляризационный оператор в следующем виде:

$$\Pi(\vec{k}, \omega) = -2i \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \int \frac{d\varepsilon}{2\pi} G(\varepsilon - \omega, \vec{k} + \vec{p}) \times G(\varepsilon - \omega, \vec{k}), \quad (3)$$

где одночастичные функции Грина определяются обычным образом:

$$G^{-1}(\varepsilon, \vec{k} + \vec{p}) = (\varepsilon - \omega - \Sigma(\vec{k} + \vec{p}, \varepsilon) + i\delta), \quad (4)$$

$\Sigma(\vec{k}, \varepsilon)$ – собственно энергетическая часть. Таким образом, полюса поляризационного оператора совпадают с полюсами функций Грина. В полюсах поляризационного оператора условие (2) заведомо выполняется. Поскольку

полюса функции Грина (4) могут принадлежать квазичастице типа, например, полярона, то определим условие, при котором полюс функции Грина будет соответствовать связанному состоянию. Разлагая собственно энергетическую часть вблизи полюса, получаем условие связанного состояния:

$$\left. \frac{\partial \Sigma(\vec{k}, \omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega=E_k} > 0, \quad (5)$$

где энергия электрона в связанном состоянии E_k определяется эффективной массой m^* :

$$E_k = \frac{k^2}{2m^*} - \mu. \quad (6)$$

Можно показать, что при выполнении условия (5) эффективная масса $m^* < m$, что имеет место только в случае связанного состояния. Для двумерной системы условия (2) и (5) эквивалентны. Энергия связанного состояния E_k в данном случае может быть как меньше, так и больше единицы, если иметь в виду, что химический потенциал в нашей задаче имеет смысл глубины эффективной потенциальной ямы. Очевидно, что во втором случае $E_k > 0$ мы имеем дело с «мобильной» локализацией.

Вывод о наличии связанного состояния можно сделать также с помощью t – оператора [5], определяемого следующим образом:

$$t(\vec{k}, \omega) = V_{eff}(\vec{k}) + V_{eff}(\vec{k}) G(\vec{k}, \omega) V_{eff}(\vec{k}). \quad (7)$$

Здесь учтено, что рассеяние происходит на эффективном потенциале $V_{eff}(\vec{k})$. Известно, что каждому связанному состоянию отвечает полюс t – оператора. Видно, что полюсы t – оператора совпадают с полюсами функции Грина. Для t – оператора можно записать уравнение Липпмана-Швингера:

$$t(\vec{k}, \omega) = V_{eff}(\vec{k}) + V_{eff}(\vec{k}) G_0(\vec{k}, \omega) t(\vec{k}, \omega), \quad (8)$$

которое в импульсном представлении для двумерной системы имеет вид:

$$t(\vec{k}, \omega) = V_{eff}(\vec{k}) + \frac{2m}{h^2} \int \frac{V_{eff}(\vec{k} - \vec{q}) t(\vec{k}, \omega)}{k^2 - q^2 + i\delta} \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} \quad (9)$$

Рассмотрим двумерную систему. Положим, $V_{eff}(\vec{k}) = -Ua^2$, где a – характерный размер потенциальной ямы. Из уравнения (9) можно получить энергию связанного состояния, соответствующего полюсу $t(\vec{k}, \omega)$:

$$E_0 \approx -\frac{h^2}{ma^2} \exp\left(-\frac{2\pi h^2}{ma^2 U}\right). \quad (10)$$

Видно, что появление связанного состояния возможно при любой малой глубине эффективной потенциальной ямы. При достаточной глубине V_{eff} в принципе возможно появление в ней двух и более уровней.

3. Волновую функцию основного состояния такой системы электронов можно записать в следующем виде:

$$|GS\rangle = A \sum_k a_{1,k\uparrow}^+ a_{2,-k\downarrow}^+ \dots a_{n,-k\downarrow}^+ |0\rangle, \quad (11)$$

где $n=N/2$, N – число электронов системы. Удобно записать выражение (11), объединив попарно операторы рождения с противоположными спинами. Тогда мы получаем выражение, в точности совпадающее с соответствующим выражением теории БКШ с тем различием, что нашем случае оператор $a_{k\uparrow}^+ a_{k\downarrow}^+$ не связан с рождением куперовской пары и объединение попарно этих операторов является чисто формальным, это просто удобство обозначения.

Целевая функция определяется также как и в БКШ аномальной функцией Грина, и уравнение согласования имеет вид:

$$\Delta_0 = V_{eff} \sum_k u_k v_k. \quad (12)$$

Здесь u_k и v_k – функции Боголюбова. Критическая температура $T_c \approx \Delta_0$ и определяется глубиной потенциальной ямы V_{eff} :

$$T_c \approx V_{eff} / k_B, \quad (13)$$

где k_B – постоянная Больцмана. В соответствии с (13) температура перехода достигает значения 100 К уже при $V_{eff} \approx 8 \cdot 10^{-3}$ эВ. Поскольку T_c не определяется напрямую дебаевской частотой, то изотопический эффект будет выражен слабо. Электрон-фоонное взаимодействие включено в V_{eff} , но оно в нашем случае не является определяющим.

4. Объем данных тезисов не позволяет сделать хотя бы краткий обзор современных работ по теории ВТСП, большая часть которых посвящена модели Хаббарда и её модификаций (см., например, [6]).

- [1] Bohr, N., Phil. Mag., **26**, 1-25, 476-502, 857-875 (1913).
- [2] Мотт, Н.Ф., Переходы металл-изолятор. М.: Наука, 1979.
- [3] Anderson, P.W., Phys. Rev. **109**, 1492 (1958).
- [4] Ландау, Л.Д., Лифшиц, Е.М., Квантовая механика. М., Наука, 1989.
- [5] Taylor, J.R., Scattering Theory. The Quantum Theory on Nonrelativistic Collisions. NY: John Wiley & Sons, 1972.
- [6] Lee, P.A., Nagaosa, N., and Wen, X.-G., Rev. Mod. Phys., **78**, 17 (2006).

Исследование способов получения углеродных нанотрубок из смесей углеродных материалов

О.А. Агеев¹, В.В. Петров¹, А.А. Федотов¹, Э.Г. Раков², А.В. Малых²

¹ Технологический институт Южного федерального университета, пер. Некрасовский 44, Таганрог, Россия

² Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Миусская пл. 9, Москва, Россия

e-mail: ageev@fep.tsure.ru

Современные направления использования углеродных нанотрубок (УНТ) чрезвычайно разнообразны. Одним из основных направлений является создание элементной базы наноэлектроники и наносистемной техники. Однако широкому распространению устройств, основанных на использовании УНТ, препятствует высокая стоимость их производства, что связано с особенностями существующих технологий их получения.

В настоящее время существует большое количество методов получения УНТ, которые различаются по параметрам получаемых материалов. Особенностью большинства методов получения УНТ является то, что получаемый исходный материал представляет собой углеродные структуры с гарантированным содержанием УНТ. При этом, для селекции УНТ необходимо разрабатывать технологические процессы выделения УНТ из исходного материала и их позиционирования по месту применения.

Целью работы является разработка технологических процессов выделения УНТ из исходного материала, а также проведение сравнительного экспериментального анализа особенностей получения УНТ различными методами.

Для выявления особенностей структуры получаемых УНТ проводились экспериментальные исследования режимов выделения углеродных наноструктур полученными методами: лазерной абляции, холодной деструкции графита разделения углеродной смеси высокой реакционной способности и пиролизом метана на порошкообразных катализаторах Ni/MgO, Co/MgO. Особенностями представленных методов являются получение исходного материала, содержащего УНТ в виде смеси или раствора.

Морфология поверхности получаемых структур содержащих УНТ, исследовалась с помощью сканирующего зондового микроскопа Solver P-47H PRO (изготовитель - ЗАО «Нанотехнология – МДТ», г. Зеленоград) в полуконтактном режиме атомно-силовой микроскопии. Полуконтактный режим сканирования был выбран, чтобы свести к

минимуму разрушающее воздействие зонда АСМ на нанообъект.

На рисунках 1-3 представлены результаты АСМ сканирования УНТ полученных различными методами:

1) УНТ, полученные методом лазерной абляции показывают, что на поверхности присутствуют нанотрубки длиной от 5 до 10 мкм и диаметром до 50 нм (рис. 1). Размерные характеристики позволяют сделать вывод о том, что в исследуемом материале содержатся нанотрубки как однослойные, так и многослойные.

Выход годных УНТ составляет ~ 90%;

2) УНТ, полученные разделением углеродной смеси высокой реакционной способности (УСВР) показывают, что получаемые нанотрубки имели длину от 0,5 до 1 мкм и диаметр до 100 нм (рис. 2). Размерные характеристики позволяют сделать вывод о том, что в исследуемом материале содержатся преимущественно многослойные нанотрубки и нановолокна.

Выход годных УНТ составил ~ 20- 25%;

3) УНТ, полученные пиролизом метана на порошкообразных катализаторах Ni/MgO и Co/MgO показывают, что длина УНТ составляла 30-40 мкм, диаметр - 15- 20 нм (рис. 3).

Выход годных УНТ составил ~ 80 - 85%.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что методы имеют тенденцию образовывать смеси углеродсодержащих материалов, состоящих из нанотрубок, фуллеренов и нановолокон, аморфного углерода и углеродных частиц. Для выделения нанотрубок из исходного материала и размещения их на элементах и устройствах наносистемной техники необходимо осуществлять процесс селекции и манипуляции с помощью АСМ, либо применять дополнительные достаточно сложные механические методы, основанные на процессах самоориентации УНТ в растворах с использованием диэлектрофореза. В связи с этим, существует необходимость в разработке эффективных технологий получения УНТ, в которых нанотрубки с заданными параметрами могут выращиваться непосредственно в структуре приборов наносистемной техники.

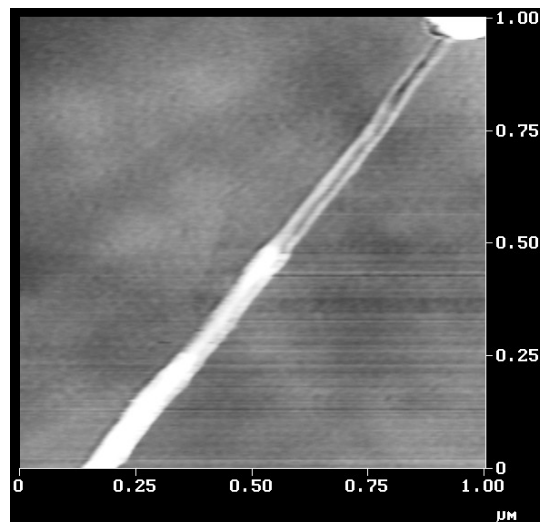
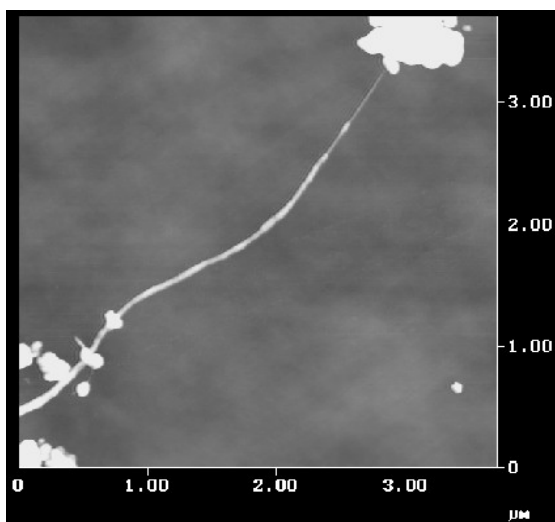


Рис. 1 – ACM изображение углеродных нанотрубок, полученных методом лазерной абляции графита

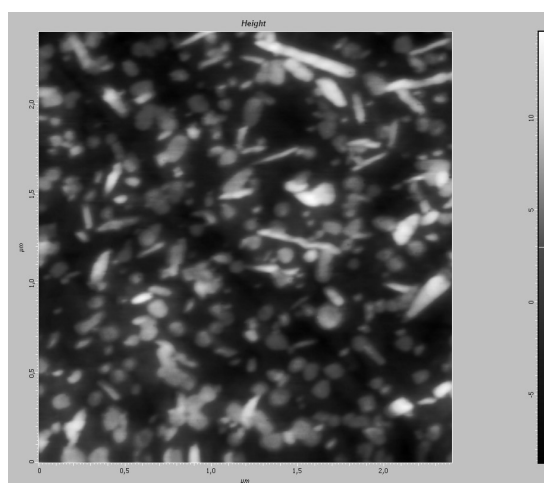
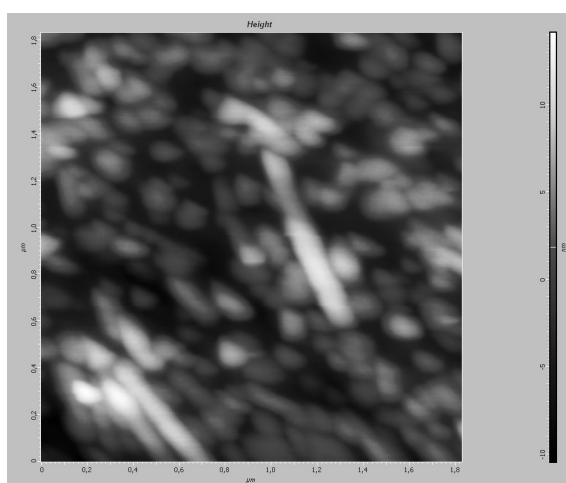


Рис. 2 – ACM изображения углеродных нанотрубных структур, полученных разделением УСВР

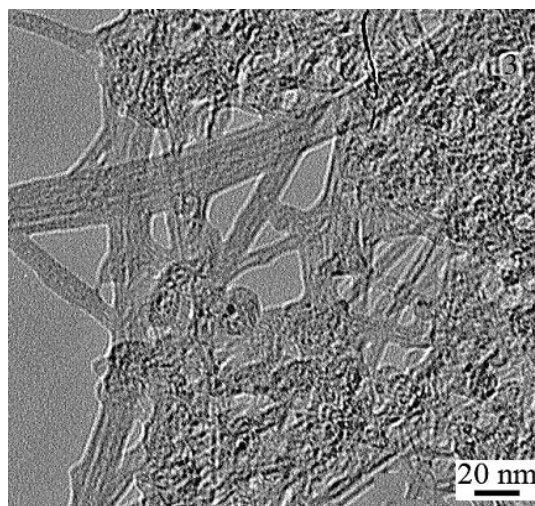
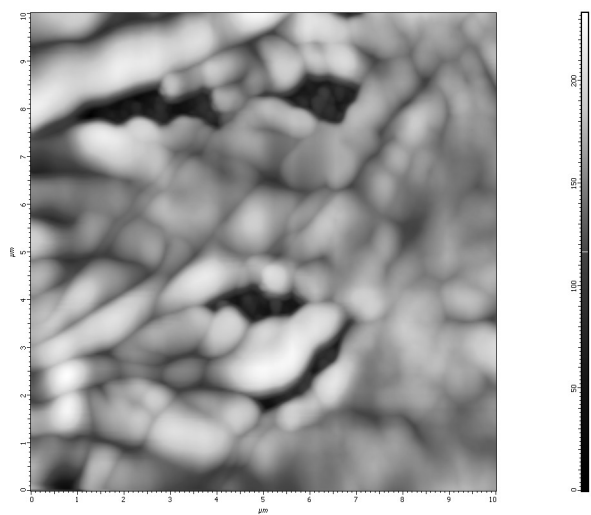


Рис. 3 – Скопление углеродных нанотрубок, полученных из функционализованного раствора УНТ:
ACM изображение (а); ПЭМ изображение (б)

Исследование термической активации зондовой нанолитографии методом локального анодного окисления пленки титана

Агеев О.А., Поляков В.В., Светличный А.М., Смирнов В.А.

Технологический институт Южного федерального университета, пер. Некрасовский 44, Таганрог, Россия
e-mail: ageev@fep.tsure.ru

Зондовая нанолитография методом локального анодного окисления (ЛАО) с помощью сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) является многофункциональным методом и позволяет формировать диэлектрические барьеры, резистивные маски для селективного травления, а также шаблоны разной формы, комбинируя которые можно производить различного рода электронные и механические элементы нанoeлектроники. К таким элементам относятся нанопроводники, полупроводниковые наноструктуры с квантоворазмерными эффектами на основе двумерного электронного газа, запоминающие устройства с высокой плотностью записи информации, одноэлектронные транзисторы, квантовые точки и т.д. [1].

При проведении ЛАО зонд атомно-силового микроскопа (АСМ) находится в контакте с поверхностью подложки, при этом между зондом и образцом формируется мениск из пленки адсорбата. Размер этого мениска будет зависеть от влажности воздуха в технологической камеры. При повышении относительной влажности происходило увеличение ширины оксидных наноразмерных структур в сочетании с меньшим временем роста оксида в высоту [1]. Также из экспериментальных исследований установлено, что на кинетику процесса ЛАО кроме параметров импульсов напряжения (длительности, амплитуды) и влажности, влияние оказывают внешние воздействия, в частности фотонное излучение [2].

Целью работы является исследование термической активации процессов формирования оксидных наноразмерных структур (ОНС) в пленке титана методом ЛАО.

Экспериментальное исследование проводилось на сканирующем зондовом микроскопе Solver P47 Pro (производитель - ЗАО «Нанотехнология-МДТ», г. Зеленоград) с использованием поставляемых в комплекте принадлежностей и программного обеспечения. Кремниевая подложка с нанесенной пленкой титана, толщиной порядка 7 нм, подвергалась нагреву с помощью температурного столика в диапазоне от 25 до 110°C. Влажность в технологической камере контролировалась с помощью цифрового измерителя влажности Oregon Scientific ETHG913R и составляла 80±1%. Нанолитография выполнялась векторным

методом в динамическом режиме атомно-силовой микроскопии, с применением пакета прикладных программ Nova RC1 (1.0.26.1238). Используя кремниевые кантилеверы NSG 11 с проводящим W₂C покрытием, при приложении импульсов напряжения (длительность - 100 мс, амплитуда – 10 В, SetPoint - 0,1 нА, скорость сканирования - 0,5 мкм/с), в пленке титана формировались оксидные наноразмерные структуры в виде линий, АСМ-изображение и профиль которых представлено на рис. 1.

Затем, используя программный пакет Image Analysis 2.0, производилась статистическая обработка полученных АСМ-изображений. По полученным данным была построена зависимость высоты ОНС от температуры проведения процесса ЛАО, представленная на рис. 2.

Анализ зависимости показывает, что при повышении температуры подложки от 25 до 55°C происходит постепенное увеличение высоты ОНС с 4,6±0,4 до 5,6±0,2 нм. Дальнейшее повышение температуры подложки до 70°C характеризуется резким снижением высоты ОНС до 3,8±0,3 нм. Зависимость геометрических размеров ОНС от температуры в диапазоне от 70 до 110°C является линейной, при этом высота ОНС при 110°C увеличивалась до 5,8±0,3 нм.

В результате проведенных исследований показано, что геометрические размеры оксидных наноразмерных структур, сформированных в пленке титана с помощью зондовой нанолитографии методом локального анодного окисления, зависят от температуры подложки. Формирование ОНС при температуре 100°C и выше говорит о том, что вероятно наличие пленки воды на поверхности подложки не является единственным ограничивающим фактором проведения ЛАО. Активные частицы, участвующие в формировании оксида, могут поставляться в зазор зонд-подложка из парогазовой смеси за счет действия электрического поля.

Полученные результаты могут быть использованы при анализе механизмов локального анодного окисления. Для выявления механизмов термической активации процесса ЛАО необходимо проведение дополнительных экспериментальных исследований.

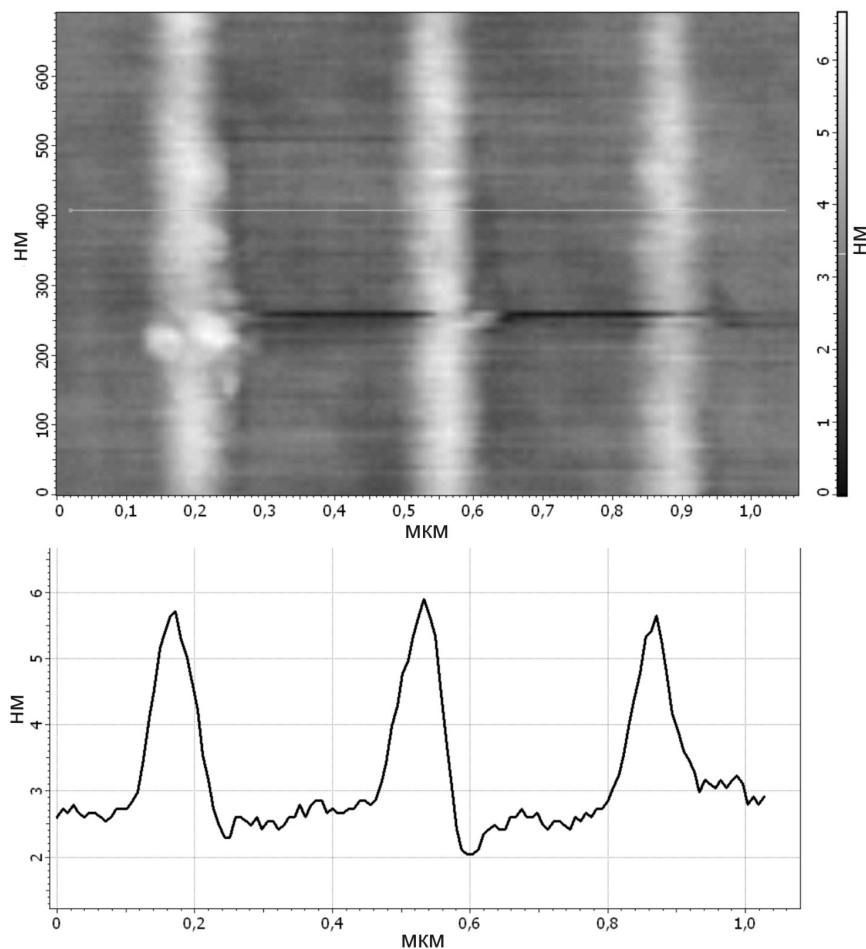


Рис. 1 – АСМ-изображение и профиль поверхности пленки титана после проведения ЛАО при температуре 110°C

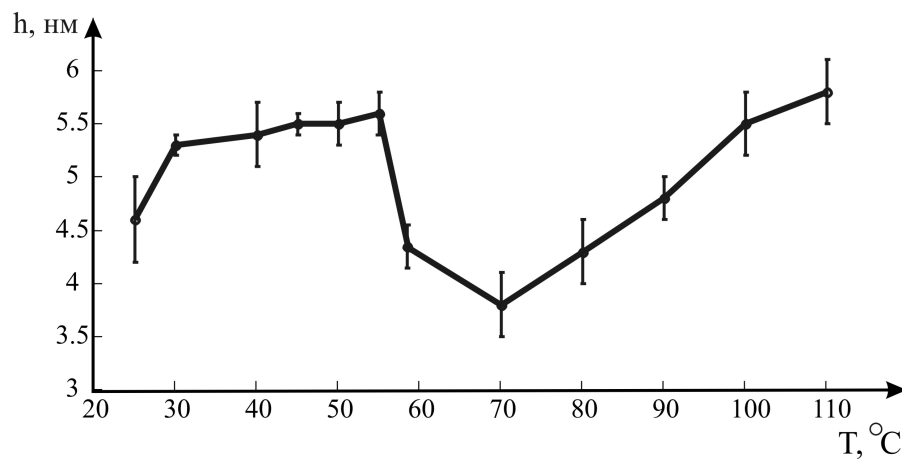


Рис. 2 – Влияние температуры подложки на высоту ОНС при проведении ЛАО

[1] Чаплыгин, Ю.А. Нанотехнологии в электронике: сб. ст. [Текст] / под ред. Ю.А. Чаплыгина // - М.: Техносфера, 2005. - 448 с.

[2] Агеев, О.А. Исследование режимов фотонностимулированной зондовой нанолитографии методом локального анодного

окисления [Текст] / О.А. Агеев и др. // Материалы XI Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника» - Нижний Новгород. Изд-во: ИФМ РАН, 2007. - Том 2, - С. 448-449

Properties of thin-film magnetic cantilevers made by plasma-ion deposition

A.M. Alekseev^{1,2}, A.B. Shubin², F.A. Pudonin³, N.A. Duzhev⁴

¹Eindhoven University of Technology, The Netherlands

²NT-MDT Co, Moscow, Russia

³Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia

⁴Lukin State Institute for Physical Problems, Moscow, Russia

e-mail: alexander@ntmdt.ru

Reliable and consistent magnetic force microscopy (MFM) measurements need reproducible and well characterized magnetic cantilevers. A standard magnetic cantilever used for MFM is commercial nonmagnetic probe covered by thin magnetic film. Here we present results of study of the magnetic cantilevers made by plasma-ion deposition. The silicon cantilevers with CoNi (90:10) alloy and cobalt coatings were studied. An important point strongly influencing MFM result is the magnetic state of the tip. In order to study influence of tip magnetic state on MFM image, the tip was preliminarily magnetized in different directions by permanent SmCo magnet. The results obtained on hard disc are shown on Fig.1. The five

cross-sections of magnetic signal along track direction correspond to five different directions of tip magnetization. The increase of in-plane component of tip magnetization leads to significant changes of measured magnetic signal. Measurements with tip magnetized parallel to the sample surface always show only attractive interaction. Such situation doesn't depend on in-plane direction of magnetic moment. It means that magnetization reversal is happening during scanning. It can be concluded from Fig. 1 that vertical component of the tip magnetic moment doesn't change its direction, while in-plane component is always directed along the sample field.

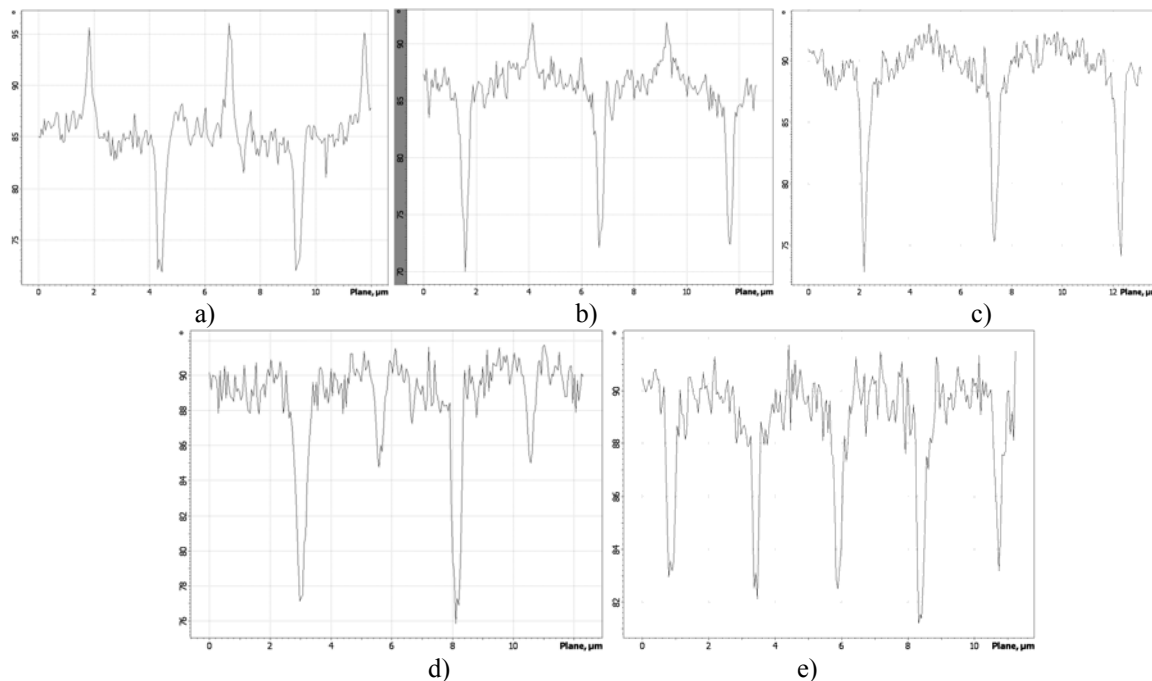


Fig.1. The MFM signal obtained on the hard disk by the same tip magnetized in different directions: a) vertical tip magnetization; b)-d) tip magnetization at certain angle to vertical direction, the angle is increasing from b) to d); c) horizontal tip magnetization.

The qualitative interpretation of obtained images can be performed with the model of point-dipole tip having all three components of magnetization. The vertical component of tip magnetization is fixed and horizontal component is directed along sample field. The MFM signal for tip placed perpendicularly to the surface is proportional to the magnetic force derivative:

$$F' = m_x \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + m_y \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + m_z \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2},$$

where m is tip magnetization and H is sample field. By using model of hard disk from [1] we have obtained results of numerical simulation that are shown on Fig. 2. It is seen that tip model used in our study qualitatively explains MFM results. The

different domain structure inside magnetic tip is responsible for changes of MFM contrast. Only part (~20%) of CoNi tips made by plasma-ion deposition keep direction of preliminary magnetization. Some of tips always have vertical magnetization in the rest state, which can not be changed by external magnet.

About 10% of CoNi tips have horizontal magnetization. Number of tips with horizontal magnetization is much large for cobalt coatings that can be explained by reduced coercivity of cobalt in comparison with that of CoNi.

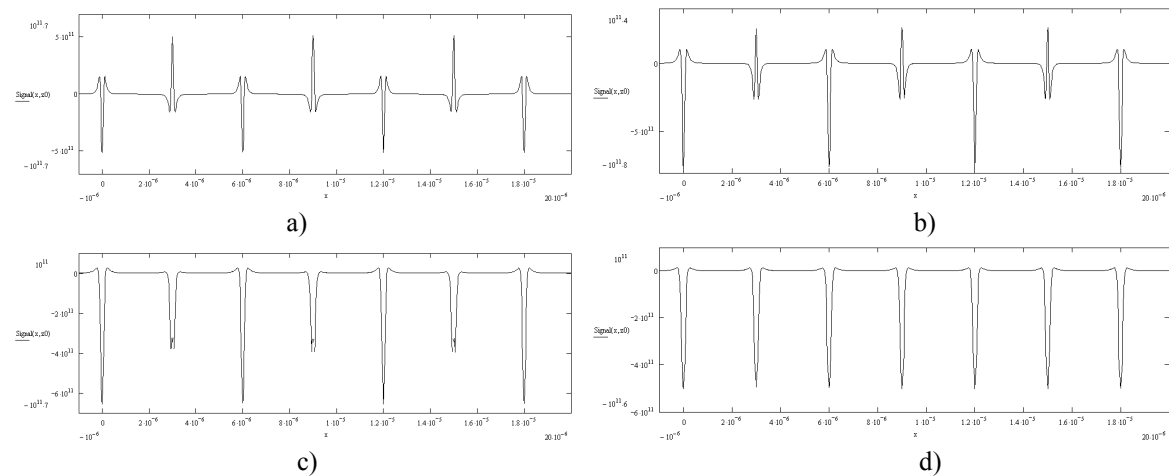


Fig. 2. Results of numerical simulation: a) vertical tip magnetization; b)-c) tip magnetization at certain angle to vertical direction; d) horizontal tip magnetization.

This work was supported by EC through the NANOSPIN project (contract NMP4-CT-2004-013545).

[1] Rugar, D., *et al.* J. Appl. Phys. **68**(3), 1169 (1990).

Нанотомография композиционных материалов посредством комбинации СЗМ и микротом

А. Алексеев^{1,2}, А. Ефимов², Й. Лоос¹

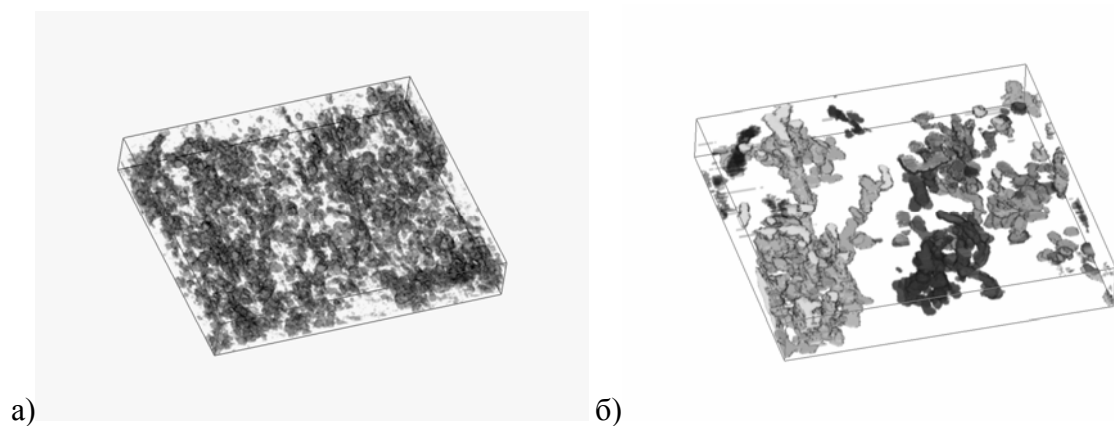
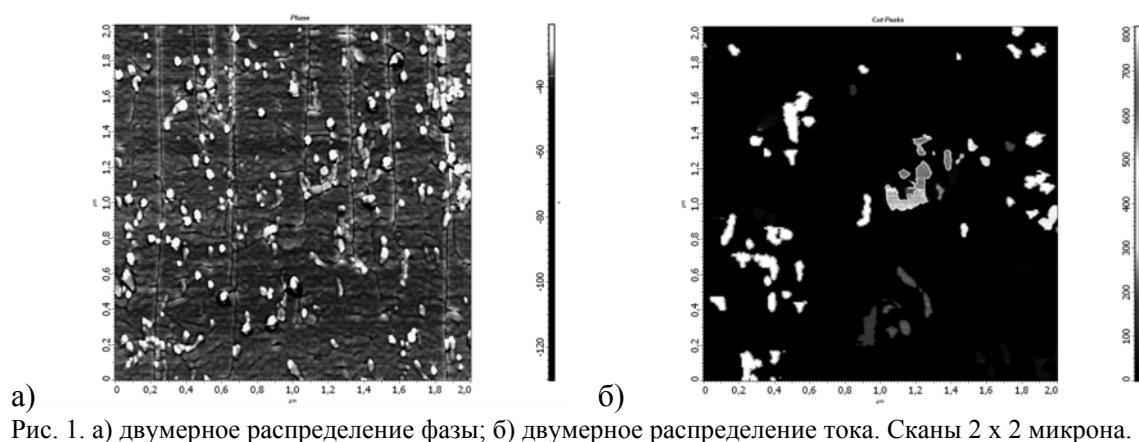
¹Технический Университет г. Эйндховен, Нидерланды

²ЗАО «НТ-МДТ», Москва

e-mail: a.alekseev@tue.nl

До настоящего времени СЗМ измерения давали информацию только о поверхности образца. Для 3-D измерений образцов с помощью СЗМ недавно был разработан новый прибор, представляющий собой комбинацию СЗМ и микротом [1]. Конструкция прибора представляет собой СЗМ, сканирующий кантилевером, помещенный на стандартный коммерческий микротом. Осуществляя последовательно срезы и сканирование одного и того же участка поверхности, можно получить трехмерную картину распределения измеряемого свойства образца (фазы колебаний кантилевера, распределения тока, потенциала поверхности и т.д.). Минимальный размер шага в направлении перпендикулярном срезу определяется техническими характеристиками микротом, качеством ножа и свойствами

образца. Для микротом Leica EM UC6, использованном в данной работе, минимальный шаг равен приблизительно 10 нм. В настоящей работе исследовался образец, представляющий собой сеть нанотрубок, помещенную в полистироловую матрицу. На рис. 1а представлено распределение фазы, полученное на одном из срезов. Светлые области соответствуют нанотрубкам. Рис. 1б демонстрирует распределение тока, полученное проводящим кантилевером на той же области образца, что и Рис. 1а. В общей сложности были получены 26 сканов для распределения фазы колебаний кантилевера и столько же для распределения тока. Сформированные из этих сканов трехмерные изображения показаны на Рис. 2.



Шаг в направлении перпендикулярном поверхности приблизительно равен 12 нм (около 300 нм вся вертикальная шкала на Рис. 2). Вариации цвета на Рис. 1б и 2б соответствуют различным значениям тока. Из приведенных

результатов следует, что только часть нанотрубок формирует проводящую сеть. Типичная вольт-амперная характеристика, полученная в месте выхода нанотрубок на поверхность образца показана на Рис. 3.

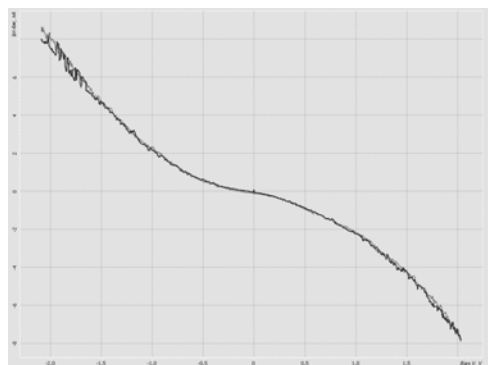


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика, полученная в месте выхода нанотрубки на поверхность.

[1] Efimov, A.E., Tonevitsky, A.G., Dittrich, M., Matsko, N.B., Journal of Microscopy, **226**, 207 (2007).

Экспериментальное исследование резонансного туннелирования и кулоновской блокады на нанокластерах Au в сверхтонких слоях SiO₂.

Д.А. Антонов¹, Д.О. Филатов¹
Ю.Ю. Лебединский², А.В. Зенкевич²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского,
603950 Россия, Нижний Новгород, пр-т Гагарина, 23

e-mail: antonov@phys.unn.ru

² Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

e-mail: a.zenkevich@mephi.ru

В настоящее время проявляется большой интерес к исследованию нанокластеров металлов, сформированных в объеме тонких диэлектрических пленок [1]. Такой интерес обусловлен тем, что двумерные системы нанокластеров, сформированные в тонких диэлектрических слоях могут быть использованы в качестве функциональной основы энергонезависимых устройств памяти следующего поколения (нано-флэш), а также в развитии более емких систем магнитной и оптической памяти [2]. Одновременно, такие системы интересны для наблюдения и использования одноэлектронных эффектов, таких как кулоновская блокада туннелирования и резонансное туннелирование [3-5].

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование электронных свойств туннельного контакта металлизированного АСМ зонда к сверхтонким слоям SiO₂, с внедренными нанокластерами Au, сформированными на поверхности n⁺⁺-Si (100). В частности, выяснялась связь между геометрическими параметрами расположения металлического кластера в диэлектрике (расстояние от кластера до Si-подложки, толщины покровного слоя) и видом вольт-амперной характеристики (ВАХ). В работе сделаны попытки сформулировать физические условия, приводящие к получению определенного типа особенностей на ВАХ, характерных либо для кулоновской блокады туннелирования, либо для резонансного туннелирования через дискретные уровни в кластере.

Для формирования двумерных массивов металлических кластеров Au в сверхтонкой «матрице» SiO₂ методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) из элементных мишеней первоначально формировался слой Au-Si, который в дальнейшем окислялся в плазме тлеющего разряда при комнатной температуре. В результате, были сформированы структуры с однослойными массивами кластеров Au нанометровых размеров в сверхтонких слоях SiO₂ различной толщины, на подложках из n⁺⁺-Si. Контроль за толщиной осажденных слоев осуществлялся in situ методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии по затенению сигнала от подложки. Общая толщина всех слоев структуры не превышала 5,4 нм. На рисунке 1 представлено ПЭМ изображение

кластеров Au в сверхтонком слое SiO₂ с латеральными размерами 2-3,5 нм, выращенные при аналогичных условиях на подложке из NaCl.

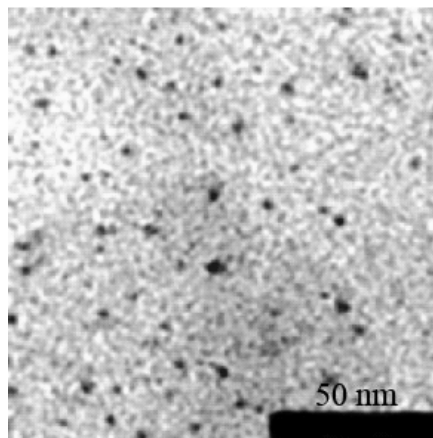


Рис. 1 ПЭМ изображение структуры (SiO₂/Au/SiO₂/NaCl), с нанокластерами Au в слое SiO₂, выращенной на подложке из NaCl.

Исследования морфологии и электрофизических свойств поверхности образцов проводились методом комбинированной атомно-силовой / сканирующей туннельной микроскопии (АСМ/СТМ) [V] в условиях сверхвысокого вакуума на установке Omicron UHV AFM/STM LF1. Использовались АСМ зонды (NT-MDT NSG-01_Pt) с покрытием из платины. Поверхность плёнок сканировалась в режиме контактной АСМ, одновременно измерялись ВАХ туннельного контакта между проводящим АСМ зондом и n⁺⁺-Si подложкой. Амплитуда сигнала шума во всех измерениях ВАХ не превышала 0,02 nA.

На токовых изображениях поверхности наблюдались области повышенной проводимости округлой формы с размерами 7-15 нм (рис. 2), которые мы связываем с туннелированием электронов из зонда в n⁺⁺-Si подложку через кластеры Au в тонком слое SiO₂. На ВАХ туннельного контакта АСМ зонда к таким областям были обнаружены характерные особенности, в виде резких пиков (рис 3а,3б) и ступеней (рис. 3в), типичных для резонансного туннелирования электронов через дискретные уровни в кластере и кулоновской блокады туннелирования.

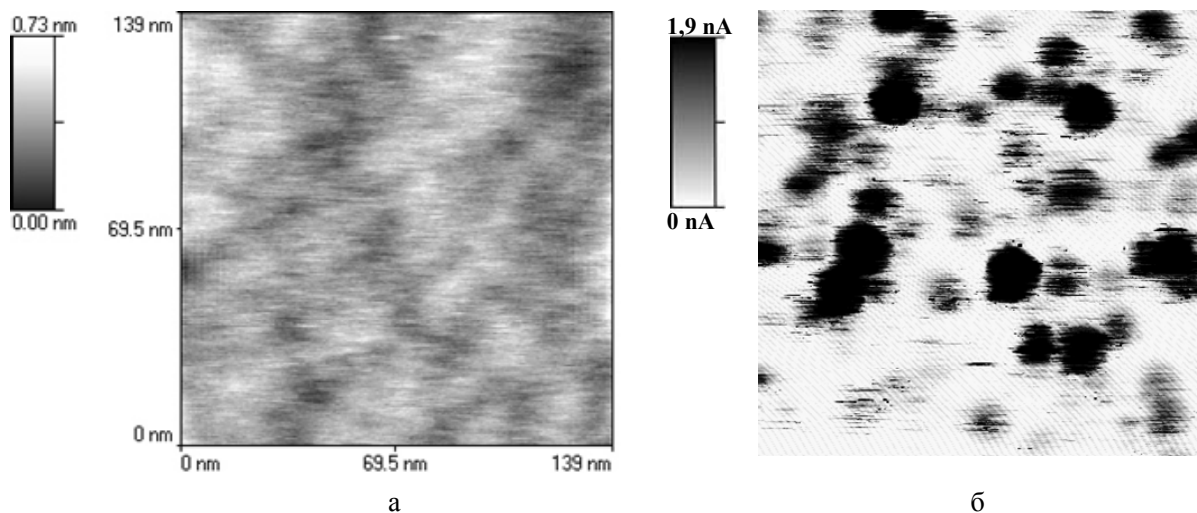


Рис. 2 Морфология (а) и токовое изображение (б) поверхности структуры $\text{SiO}_2(1,8 \text{ nm})/\text{Au}:\text{Si}(2,1 \text{ nm})/\text{SiO}_2(1,5 \text{ nm})/\text{n}^{++}\text{-Si}(100)$ выращенной методом ИЛО; напряжение между зондом и подложкой 4В.

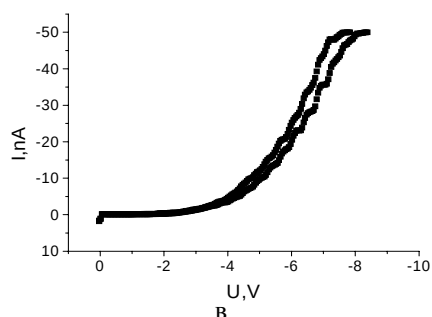
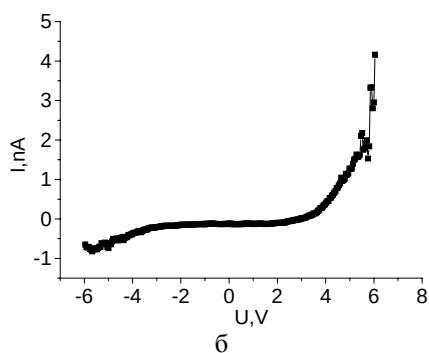
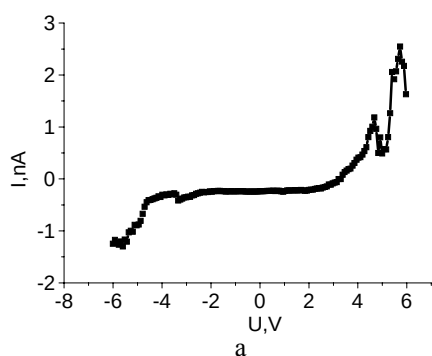


Рис. 3 Типичные ВАХ туннельного контакта АСМ зонда к сверхтонким наноструктурированным пленкам SiO_2 с различным расположением кластеров Au относительно границ пленки: а,б - для структуры $\text{SiO}_2(1,8 \text{ nm})/\text{Au}:\text{Si}/\text{SiO}_2(1,5 \text{ nm})/\text{n}^{++}\text{-Si}$; в-для $\text{SiO}_2(2,1 \text{ nm})/\text{Au}:\text{Si}/\text{SiO}_2(1,0 \text{ nm})/\text{n}^{++}\text{-Si}$.

В работе приводятся и анализируются экспериментальные ВАХ, измеренные на структурах с различным геометрическим расположением нанокластеров Au относительно границ слоя SiO_2 . На основе экспериментальных данных оценивается характер особенности на ВАХ (резкие пики или ступени) в зависимости от толщины покровного диэлектрика.

Работа поддержана Федеральным агентством по образованию РФ (РНП2.1.1.6055).

- [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.* 2002. **76**. p. 615.
- [2] Cerofolini, G. F., Arena, G., Camalleri, M., Galati, C., Reina, S., Renna, L., Mascolo, D., and Nosik, V., // *Microel. Eng.* 2005. № 81, p. 405.
- [3] Imamura, H., Chiba, J., Mitani, S., Takanashi, K., Takahashi, S., Maekawa, S., and Fujimori, H., // *Phys. Rev. B.* 2000. № 61. p. 46.
- [4] Дранунов, В. П., Неизвестный, И. Г., Гридчин, В. А. Основы наноэлектроники. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2000.
- [5] Antonov D.A., Gorshkov O.N., Kasatkin A.P., Maximov G.A., Saveliev D.A., Filatov D.O. // *Physics of low – dimensional structures.* 2004. №1/2, p. 139.

Визуализация локальной плотности состояний в квантовых точках InAs/GaAs методом комбинированной АСМ/СТМ

П.А.Бородин¹, А.А.Бухараев¹, Д.О.Филатов², Д.А.Воронцов²,
М.А.Лапшина²

¹ Казанский физико-технический институт КНЦ РАН, Сибирский тракт 10/7, Казань, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр-т Гагарина 23,
Нижний Новгород, Россия
e-mail filatov@phys.unn.ru

Методы сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ), в том числе сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), атомно-силовой микроскопии (АСМ) широко применяются для исследования морфологии, атомной структуры и энергетического спектра кванторазмерных полупроводниковых структур. В [1] метод СТМ на поперечных сколах в сверхвысоком вакууме (СВВ) был применён для измерения локальной плотности состояний (ЛПС) в квантовых ямах (КЯ) GaSb/InAs. В [2] методом СВВ СТМ исследовано пространственное распределение ЛПС $\rho(x, y)$, где x, y — координаты в плоскости поверхности образца, в поверхностных квантовых точках (КТ) InAs/GaAs(001), выращенных *in situ* методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ).

В настоящей работе для туннельной спектроскопии размерно-квантованных состояний в поверхностных КТ InAs/GaAs применен метод комбинированной СТМ/АСМ в СВВ [3].

Исследованные структуры были выращены на подложках n^+ -GaAs(001) методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении Б.Н.Звонковым в Научно-исследовательском физико-техническом институте Нижегородского государственного университета (НИФТИ ННГУ). Схема структуры показана на рис.1. Номинальная толщина слоя InAs составляла ≈ 5 монослоёв (МС), температура роста — 540°C.

АСМ/СТМ исследования проводились на СВВ СЗМ Omicron VT AFM/STM в составе СВВ комплекса Omicron Multiprobe P при 300К. Схема эксперимента показана на рис.1. Поверхность образца, покрытая естественным окислом, скани-

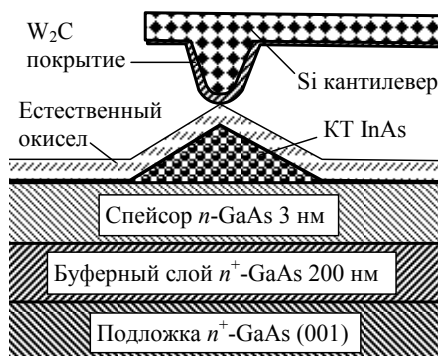


Рис.1 Схема измерения токового изображения поверхностных КТ InAs/GaAs.

ровалась АСМ зондом с проводящим покрытием (W_2C). Одновременно с изображением топографии поверхности образца измерялось пространственное распределение электрического тока, протекающего через контакт АСМ зонда с поверхностью образца, $I(x, y)$ (токовое изображение) при фиксированном значении напряжения между зондом и образцом V_g .

На рис. 3а приведено АСМ изображение отдельной КТ, а на рис.3б — её токовые изображения, полученные при различных значениях V_g , соответствующих максимумам на дифференциальных ВАХ контакта зонда к поверхности КТ, приведённых на рис.4.

Наблюдаемое увеличение тока I в местах, соответствующих контакту зонда с поверхностью КТ InAs/GaAs, связано с резонансным туннелированием электронов из АСМ зонда в подложку через размерно-квантованные электронные состояния в КТ [2]. Систему АСМ зонд — КТ — подложка можно рассматривать как резонансно-туннельный диод, в котором металлическое покрытие АСМ зонда играет роль эмиттера, буферный слой n^+ -GaAs — роль коллектора, а потенциальные барьеры образованы соответственно плёнкой естественного окисла на поверхности КТ и частью области пространственного заряда контакта зонд — образец, находящейся между буферным слоем и КТ (рис.5).

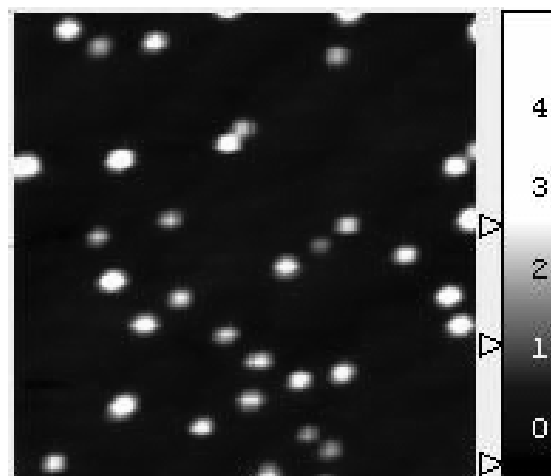


Рис.2 АСМ изображение поверхностных КТ InAs/GaAs. Размер кадра $750 \times 750 \text{ нм}^2$, диапазон высот 5,9 нм.

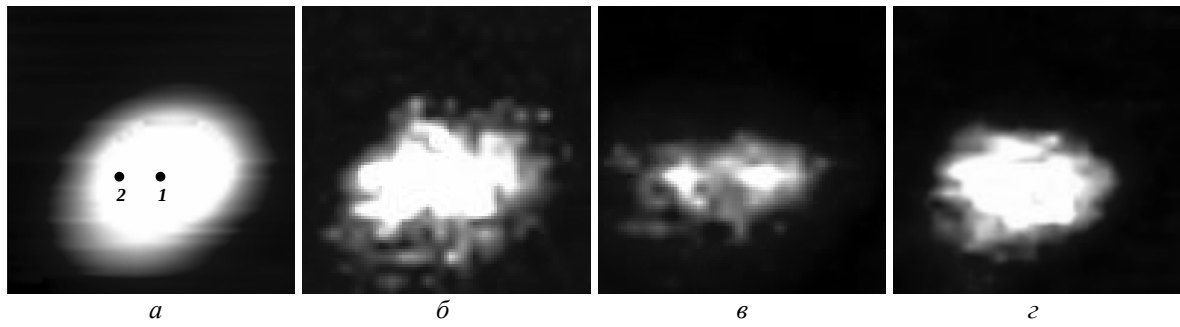


Рис.3 АСМ изображение (а) и токовое изображения (б — г) КТ InAs/GaAs. V_g , В: б — 2,3; в — 3,1; г — 3,5. Размер кадра $90 \times 90 \text{ nm}^2$.

Резонансный характер туннелирования электронов из зонда в подложку через КТ проявляется на ВАХ контакта АСМ зонда к поверхности КТ (рис.4), на которых наблюдается серия пиков (отмечены стрелками).

Полученные токовые изображения $I(x, y)$, показанные на рис.3б — г отражают пространственное распределение ЛПС в плоскости поверхности образца (x, y) [2]

$$\rho_E(x, y) \propto \sum_{n_1 n_2 n_3=0}^{N_1 N_2 N_3} |\psi_{n_1 n_2 n_3}(x, y)|^2, \quad (1)$$

где $\psi_{n_1 n_2 n_3}$ — огибающие волновых функций размерно-квантованных электронных состояний в КТ $|n_1 n_2 n_3\rangle$ (здесь мы считаем волновые функции $\psi_{n_1 n_2 n_3}$ вырожденными по спину). Суммирование в (1) ведётся по состояниям, энергия которых $E_{n_1 n_2 n_3} < E_F + eV_g$, т.е. лежащими ниже уровня Ферми в материале зонда (см. рис.5). Токовое изображение на рис. 3б имеет округлую форму, соответствующую симметрии основного электронного состояния в пирамидальных КТ InAs/GaAs(001) [4]. Изображение на рис. 3 в имеет два выраженных максимума и может быть сопоставлено одному из возбуждённых состояний в КТ, которые, согласно расчётам [4], имеют p -симметрию. Изображение на рис. 3 г имеет более сложную структуру.

Асимметрия волновых функций основного и возбуждённых состояний в КТ, имеющих форму четырёхгранной пирамиды, ограниченной

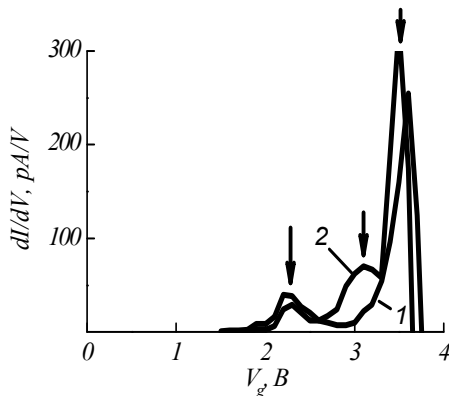


Рис.4 Дифференциальные ВАХ контакта АСМ зонда к поверхности КТ в точках 1 и 2 (рис.3а).

плоскостями (101), в направлениях $\langle 110 \rangle$ и $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ объясняется в [4] влиянием пьезополя, которое понижает симметрию квантующего потенциала в КТ с C_{4v} до C_{2v} . В исследованной структуре, однако, КТ были вытянуты в направлении $\langle 110 \rangle$ (см. рис.2 и 3а), перпендикулярном направлению разориентации подложки. Подобная асимметрия КТ (которая наблюдалась также и в [2]), очевидно, в первую очередь обуславливает пространственное распределение ЛПС $\rho(x, y)$ в КТ. Также следует отметить, что огранка КТ не заметна, что, по-видимому, обусловлено эффектом конволюции вследствие конечного радиуса закругления острия АСМ зонда [5].

Работа выполнена при поддержке ФЦКП «Физико-химические исследования веществ и материалов».

- [1] Suzuki, K., Kanisawa, K., Janer, C., Perraud, S., Takashina, K., Fujisawa, T., and Hirayama, Y., Phys. Rev. Lett., **98**, 136802 (2007).
- [2] Maltezopoulos, T., Bolz, A., Meyer, C., Heyn, C., Hansen, W., Morgenstern, M., and Wiesendanger, R., Phys. Rev. Lett., **91**, 196804 (2003).
- [3] Антонов, Д. А., Филатов, Д. О., Зенкевич, А. В., Лебединский, Ю. Ю., Изв. АН: Сер. Физ., **71**, 61 (2007).
- [4] Stier, O., Grundmann, M., and Bimberg, D., Phys. Rev. B, **59**, 5688 (1999).
- [5] Бухараев, А. А., Бердунов, Н.В., Овчинников, Д.В., Салихов, К.М., Микроэлектроника, **26**, 163 (1997).

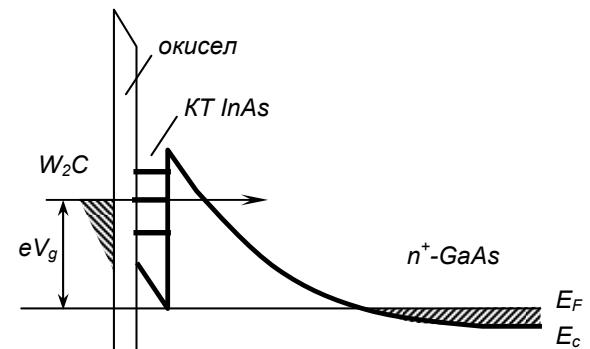


Рис.5 Зонная диаграмма металлизированного АСМ зонда с поверхностью КТ InAs/ n^+ -GaAs.

Создание микродоменов в сегнетоэлектрических кристаллах ниобата бария-стронция методом атомно-силовой микроскопии

Р.В. Гайнутдинов¹, Т.Р. Волк¹, А.Л. Толстихина¹, Л.И. Ивлева², О.А. Лысова¹

¹Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова РАН, Ленинский проспект 59, Москва, Россия

²Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, Москва, Россия

Привлекательность метода атомно-силовой микроскопии для контролируемой записи доменов в сегнетоэлектрических кристаллах, например, для создания регулярных 1D- и 2D-доменных структур для преобразования оптических частот в режиме фазового квазисинхронизма обусловлена принципиальной возможностью создания структур на наноскопическом уровне, т.е. с масштабами, определяемыми диаметром зонда. Традиционными материалами для исследования АСМ-записи доменов являются триглицинсульфат (ТГС) и BaTiO_3 , не представляющие интереса для упомянутых применений, и "жесткие" сегнетоэлектрики LiNbO_3 и LiTaO_3 . Последние материалы наиболее перспективны для этих целей, но обладают существенным недостатком - исключительно высокими коэрцитивными полями $E_c \sim (2.1-2.2) \cdot 10^5$ В/см. Кристаллы ниобата бария-стронция SBN являются привлекательным объектом для решения этих задач, поскольку характеризуются весьма высокими значениями практически интересных параметров, в частности, нелинейной восприимчивости, и обладают сравнительно низкими коэрцитивными полями $E_c \sim (1-2) \cdot 10^3$ В/см. Кроме того, эти кристаллы принадлежат к классу сегнетоэлектрических релаксоров, в которых процессы поляризации фундаментально отличаются от модельного сценария, что обещает специфику процесса АСМ-записи доменов.

Локальная переполаризация кристалла SBN осуществлялась в режиме векторной (точечной) литографии при контакте острия зонда с поверхностью кристалла. В выбранной точке поверхности к острию прикладывалось постоянное напряжение с заданной амплитудой и длительностью импульса, после чего в режиме микроскопии пьезоэлектрического отклика проводилось исследование данного участка поверхности. На рис. 1а приведено исходное распределение потенциала поверхности полидоменного кристалла SBN. Оно обусловлено характерной для SBN приповерхностной доменной структурой с высокой плотностью. Оценка поперечного размера исходных приповерхностных доменов дает значения 100-150 нм. На Рис. 1б приведено изображение доменов противоположного знака, записанных в двух точках поверхности

кристалла путем приложения к острию зонда напряжения противоположной полярности и равной амплитуды $U_t = \pm 9$ В (различие контраста обусловлено противоположным знаком спонтанной поляризации P_s). В работе было проведено исследование зависимости площади созданного домена S от амплитуды напряжения U_t при постоянном времени экспозиции $t_p = \text{const}$ (рис. 2а) и от длительности импульса t_p при постоянном напряжении $U_t = \text{const}$ (рис. 2б). Запись домена для каждого значения t_p (при $U_t = \text{const}$) и каждого U_t (при $t_p = \text{const}$) проводилась в новой (близкорасположенной) точке поверхности. Анализ зависимостей площади домена S от времени экспозиции t_p и от амплитуды напряжения U_t показал, что в обоих случаях зависимость может быть охарактеризована степенной функцией $S = (a \cdot t_p)^n$ и $S = (a \cdot U_t)^n$ ($n < 1$). Это хорошо согласуется с зависимостями, полученными макроскопическими методами. Также изучалась релаксация индуцированных доменов после выключения поля и было показано, что они медленно распадаются с временами релаксации порядка десятков минут. Возвращение к полидоменному "фону" происходит в течение периода не менее нескольких часов. Зависимость релаксации площади индуцированных доменов S от времени t (рис. 2в) после выключения поля хорошо аппроксимируется степенной функцией $S = 1/(1 + t/a)^n$. Что говорит о взаимосвязи релаксационных процессов, обнаруженных в этих кристаллах макроскопическими методами, и наблюдаемой на наноскопическом уровне кинетикой деструкции микродоменов. Итогом представленной работы является первое получение кинетических характеристик АСМ-записи доменов в кристаллах SBN. Насколько известно, данных по измерению кинетики релаксации сегнетоэлектрических доменов, записанных методом АСМ, в литературе не имеется. SBN представляется привлекательным объектом для экспериментального исследования сегнетоэлектрических процессов на микро- и наноскопическом уровне и для "доменной архитектуры" в полях зонда АСМ. Возможность использования стандартных АСМ потенциалов для записи доменов в SBN определяет его технологическую перспективность для этих целей. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект 06-02-16644) и Госконтракта 02.513.11.3266.

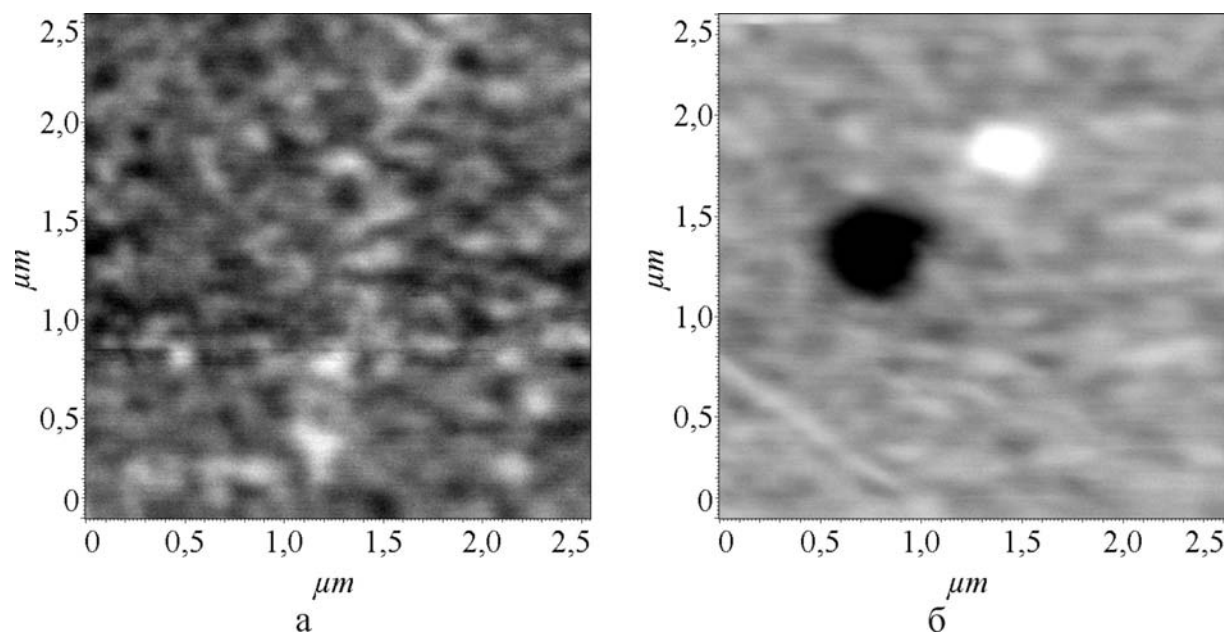


Рис. 1. а – исходное распределение поверхностного потенциала в полидоменном кристалле SBN и б – изображение доменов, созданных в двух точках поверхности приложением напряжения $U_t = \pm 9$ В, $t_p = 5$ мин к острию зонда

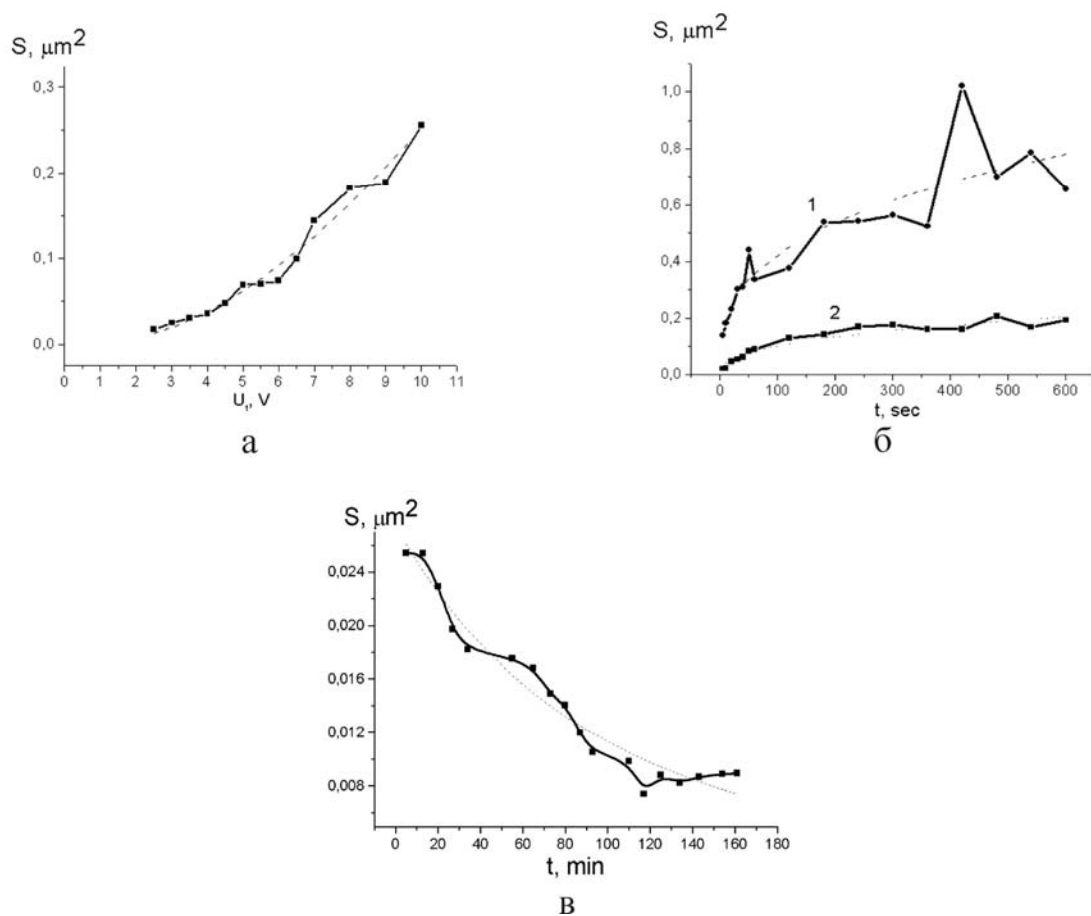


Рис. 2. а – зависимость площади домена от напряжения на острие зонда ($t_p = 5$ мин) (штриховая кривая – аппроксимация степенной функцией), б – зависимости площади домена от времени экспозиции в двух кристаллах ($U_t = 10$ В) (штриховые кривые - аппроксимация степенной функцией), в – кинетика распада домена, записанного при $U_t = -10$ В, $t_p = 5$ мин, после выключения поля (штриховая кривая – аппроксимация функцией $S=1/(1+t/a)^n$)

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ПОЛИПАРАКСИЛИЛЕНА: ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОНОМЕРА И АТОМОВ НАПОЛНИТЕЛЯ

С.А. Завьялов¹, А.Н. Пивкина², Р.В. Гайнутдинов³, Й. Схоунман⁴

¹ГНЦ НИФХИ им. Л.Я.Карпова, ул. Воронцово Поле 10, Москва, Россия

²ИХФ РАН, ул. Косыгина 4, Москва, Россия

³ИК РАН им. А.В. Шубникова, ул. Ленинский проспект 59, Москва, Россия

⁴Дельфтский Технологический Университет, Институт Возобновляемых Источников Энергии, 2628 BL, Юлианалаан 136, Дельфт, Нидерланды
e-mail: zavyalov@cc.nifhi.ac.ru

Интерес к тонкопленочным наноккомпозитам на основе полимерных матриц из полипараксилилена (ППК), полученных методом вакуумной соконденсации мономера и наполнителя, определяется возможностями их практического применения в химических источниках тока, солнечных батареях, сенсорах, катализаторах и т.д.

Синтез наноккомпозитов проводился по методике вакуумной соконденсации мономера и наполнителя на охлаждаемую жидким азотом подложку. Такая методика позволяет получать пленки с разнообразными наполнителями – металлами, оксидами, сульфидами, фталоцианинами, порфиринами [1]. В работе исследованы структура и свойства наноккомпозитов с наночастицами оксида олова, оксида титана, палладия, фталоцианина.

После завершения конденсации необходимого количества мономера и наполнителя производится разогрев конденсата до комнатной температуры. Полимеризация мономера происходит в течение короткого промежутка времени при достижении температуры порядка 200К. Вследствие сильно неравновесных условия синтеза тонкопленочных покрытий и различия скоростей роста полимерной матрицы и коалесценции наночастиц формируется структура наноккомпозита с упорядоченным расположением неорганических наночастиц в полимерной матрице. Полимерная матрица состоит из достаточно однородных по форме элементов – глобул. Размеры глобул зависят от природы наполнителя. Для чистых полимерных пленок (без наполнителя) размеры глобул составляют 100-200 нм. Если частицы наполнителя (олово, палладий, фталоцианин) слабо взаимодействуют с мономером и матрицей в процессах конденсации и полимеризации, то полимерные глобулы и наночастицы в конденсате формируются независимо. Вследствие этого в матрице формируются монокристаллические наночастицы с характерной огранкой.

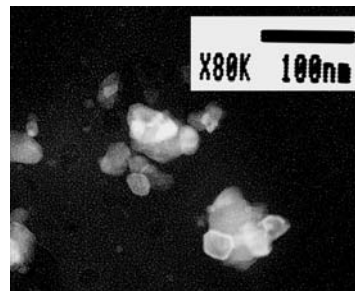


Рис. 1. ПЭМ-изображение частиц палладия в тонкой пленке наноккомпозита Pd/ППК.

Для активных наполнителей – титан (оксид титана), размер глобул уменьшается в зависимости от концентрации и природы наночастиц наполнителя до размеров 50 – 100 нм. Такой результат связан со значительным влиянием наполнителя на обрыв и инициирование полимерных цепей в ходе полимеризации ППК. Сильное взаимодействие атомов титана с мономером приводит к ограничению роста полимерных цепей и наночастиц, а также к захвату отдельных атомов матрицей. В результате такие покрытия характеризуются малыми размерами частиц матрицы, малой степенью кристалличности оксида титана, а также большим временем релаксации состояний на границе раздела матрица – наночастица (рис. 2).

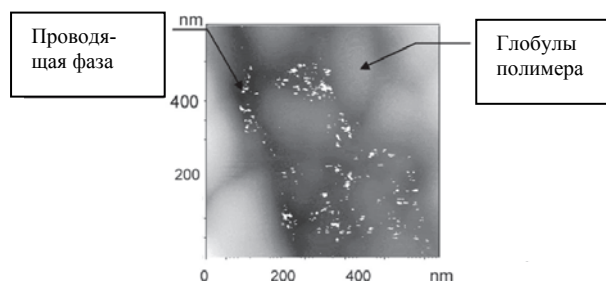


Рис. 2. АСМ-изображение поверхности наноккомпозита состава 14%TiO₂/ППК. Суперпозиция топографии и сопротивления растекания.

Исследование электропроводности нанокомпозитов с оксидом титана на переменном токе показывают, что в области малых частот, где пленки ведут себя аналогично линейной RC-цепи, и действительная, и мнимая части проводимости линейно растут с частотой, так что можно сделать вывод о наличии прыжковой проводимости между удаленными наночастицами металла через поверхностные состояния матрицы. При повышенных частотах (выше 500 гц) наблюдается отклонения от линейной зависимости проводимости от частоты. Это связано с тем, что частота изменения потенциала становится больше характерного времени перезарядки ловушки, то она выбывает из процесса переноса заряда, т.к. за период изменения потенциала носитель не может быть локализован на данном состоянии. Таким образом, по мере увеличения частоты из процесса переноса заряда выбывает все большее и большее число поверхностных состояний. Отметим, что для композитов ППК/Pd наблюдается линейная связь между электропроводностью и частотой в диапазоне 12 гц – 100 кгц, что позволяет полагать о прыжковой проводимости в этом диапазоне.

Композиты с фталоцианином обладают слабой адгезией ко всем поверхностям, тогда как добавки оксида титана увеличивают ее. В тройных композитах полипараксилилен – оксид титана – фталоцианин определяющим является взаимодействие атомов титана и фталоцианина на стадии конденсации, что приводит к образованию наночастиц сложного состава. На поверхности появляются частицы вытянутой формы, размер которых возрастает до 200 нм при увеличении концентрации фталоцианина и оксида титана в образце.

Исследования, проведенное методом сканирующей микроскопии Кельвина, показало, что такие вытянутые частицы представляют собой отличную от основной матрицы фазу (рис. 3).

Эти результаты подтверждаются и оптическими исследованиями композитов [2]. В оптических спектрах поглощения образцов ППК/TiO₂/фталоцианин исчезают полосы поглощения фталоцианина, а поглощение, соответствующее оксиду титана, сохраняется. Кроме того, в спектрах ЭПР появляется сигнал, соответствующий ионам Ti³⁺ в тетрагональном координационном окружении, что не наблюдалось для композитов ППК/TiO₂.

Испытания тонких пленок нанокомпозитов в качестве фотоанодов при фотоэлектрохимическом разложении воды показывают перспективность этих материалов в устройствах для децентрализованного получения водорода.

Работа поддержана РФФИ (грант 06-03-32287) и INTAS (грант 05-1000005–7667).

[1] Alla Pivkina, Sergey Zavyalov, and Joop Schoonman. Hybrid Metal Oxide-Polymer Nanostructured Composites: Structure and Properties, in: NANOCOMPOSITES: IONIC CONDUCTING MATERIALS AND STRUCTURAL SPECTROSCOPIES. Ed. P.Knauth and J.Schoonman, Springer 2008, pp. 119-141.

[2] С.А. Завьялов, Й. Схоунман, Е.Н. Голубева, А.В. Лобанов, А.Н. Пивкина, Р.В. Гайнутдинов, Российские Нанотехнологии 2007 2 3-4: 101-108.

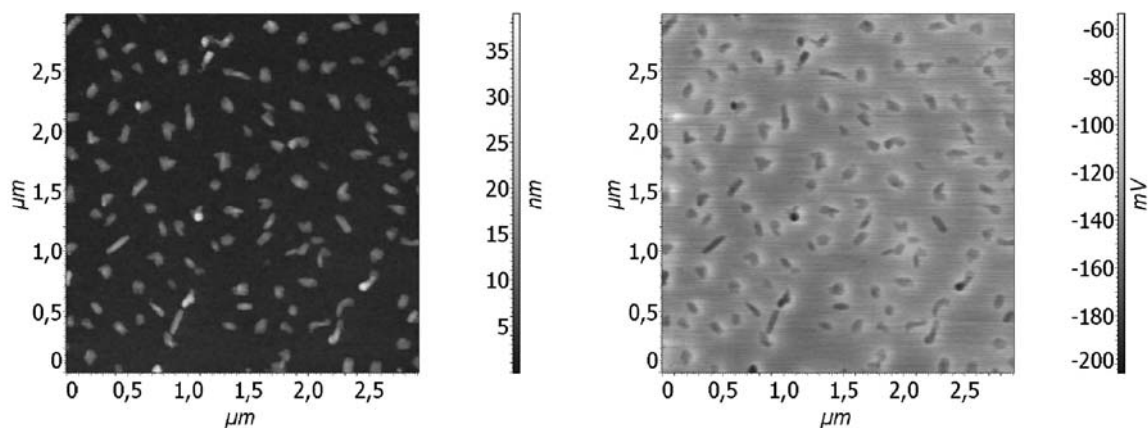


Рис 3. АСМ-изображение поверхности нанокомпозита ППК/TiO₂/ФЦ: слева – топография поверхности, справа – потенциал поверхности.

Метрологический комплекс для атомно-силовой микроскопии

А.Л. Толстихина, Р.В. Гайнутдинов, М.Л. Занавескин,
К.Л. Сорокина, Н.В. Белугина, Ю.В. Грищенко

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Ленинский пр. 59, Москва, Россия

e-mail: alla@ns.crys.ras.ru

Практика проведения измерений на атомно-силовых микроскопах, работающих в воздушной среде, свидетельствует о значительном влиянии климатических условий помещения, шумов и вибраций на разрешение и воспроизводимость получаемых изображений и определяемых на их основе параметров. Для обеспечения стабильных климатических условий при функционировании сканирующего зондового микроскопа ранее в секторе сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) Института кристаллографии совместно с ИЦПЯФ (г. Дубна) был разработан и сконструирован климатический бокс «TRACKPORE ROOM-02» (класс чистоты 8 ИСО (100000)). В нем реализована возможность поддержания и контроля стандартного состава воздушной среды в рабочей зоне при различной фиксированной температуре и влажности [1].

Конструкция бокса обеспечивает защиту прибора от влияния акустических шумов. Чтобы избавиться от влияния на процесс АСМ-измерений механических вибраций, передаваемых на микроскоп от конструкции здания, в дополнение к аппаратному комплексу в секторе СЗМ был разработан и сконструирован специальный стол, который компенсирует механические колебания [2]. Благодаря выполненным разработкам в секторе был создан метрологический комплекс, обеспечивающий проведение измерений характеристик поверхности АСМ-методом (метрических параметров) с точностью, превышающей достижимую при стандартных условиях эксперимента. Комплекс разработан, изготовлен и смонтирован российскими учеными, инженерами и рабочими (рис.1).

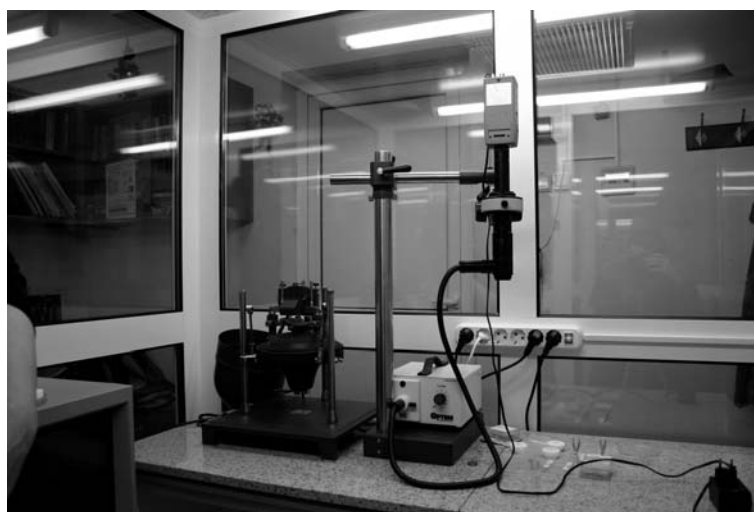


Рис 1. Вид чистого климатического бокса «TRACKPORE ROOM-02», предназначенного для исследований поверхности в воздушной среде методом атомно-силовой микроскопии.

Метрологический комплекс обладает следующими качествами.

1. Обеспечивается и поддерживается с высокой точностью и в различных сочетаниях температура и влажность в рабочей зоне:

- точность поддержания относительной влажности $\pm 1\%$;
- диапазон значений относительной влажности 20-80%;
- точность поддержания температуры $\pm 0,05^\circ\text{C}$;
- диапазон температур от $+18$ до $+35^\circ\text{C}$.

2. Рабочая камера имеет класс чистоты 8 ИСО (100000).

3. Воздух в рабочую зону подается с использованием рециркуляционного способа его очистки от аэрозолей и диффузионной регенерации для поддержания стандартного состава воздушной среды.

4. Блок управления микроскопом вынесен за пределы рабочего помещения, что обеспечивает комфортность работы обслуживающего персонала и чистоту поверхности изучаемого объекта.

5. Предусмотрены две степени защиты от механических помех (акустическая виброзащита всего бокса; устранение паразитных

механических колебаний с помощью специальной конструкции стола микроскопа).

Возможности комплекса для проведения АСМ-измерений были продемонстрированы на широком круге исследуемых объектов разной природы, имеющих различный масштаб поверхностной структурной неоднородности. Особенно следует отметить принципиально новый уровень достоверности результатов, получаемых при изучении диэлектрических материалов и сверхгладких наноструктурированных поверхностей. В данном случае при регистрации изображений критическую роль может играть статический электрический заряд поверхности. Силы электростатического взаимодействия между ним и индуцированным на острие зонда зарядом сказываются на движении зонда и в ряде случаев приводят к формированию на изображении артефактов [3]. Измеряемые по АСМ-изображениям метрические характеристики оказываются искаженными, т.е. наличие на поверхности статического заряда приводит к существенному снижению разрешающей способности АСМ.

В качестве иллюстрации на рис.2 приведено топографическое изображение пленки оксида молибдена на стеклянной подложке при наличии статического заряда (рис. 2а). Видно, что первоначальное изображение характеризуется сильным размытием, вуалирующим подлинную микроструктуру пленки. В действительности микроскоп способен дать четкое изображение поверхностной микроструктуры, как убедительно показывает рис.2, где изображение того же образца зарегистрировано после снятия статического заряда. Методика устранения заряда была специально разработана нами в целях повышения точности проводимых измерений. Оказалось, что измеряемые метрические характеристики одной и той же пленки изменяются в зависимости от условий съемки в несколько раз. Так, для данного образца параметры шероховатости до и после снятия заряда отличаются в 4 раза, регистрируемый размер зерна уменьшается на порядок величины. Проведение измерений с помощью метрологического комплекса позволяют избавиться от подобной неопределенности результатов.

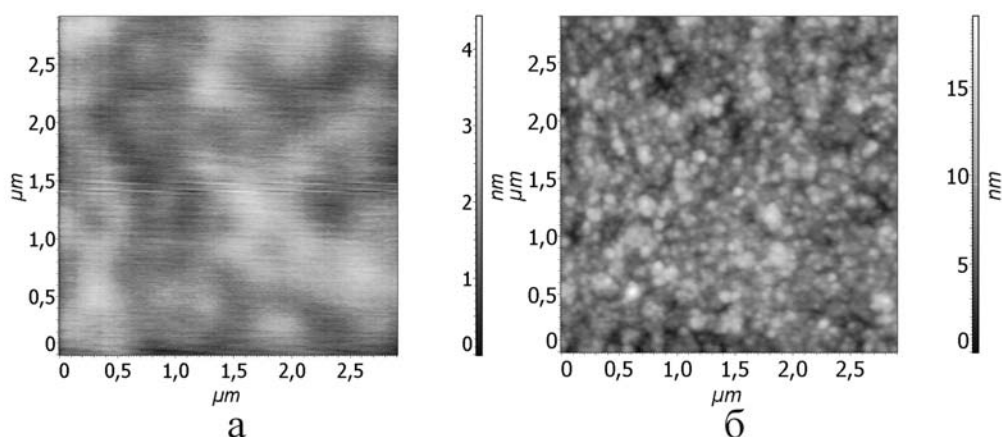


Рис.2. Топографическое изображение поверхности пленки MoO_3 , полученное в прерывисто-контактном режиме в условиях обычной съемки (а) и после специальной операции по снятию электростатического заряда с поверхности образца (б).

Данный метрологический комплекс позволяет проводить широкий спектр научных исследований и выполнять разработки в области нанотехнологий, связанных с созданием и изучением свойств новых нанобъектов и наноматериалов в воспроизводимых условиях в воздушной среде. Эксплуатация такого модуля в итоге оказывается экономически выгодной, поскольку замену фильтров можно производить не чаще чем один раз в 10 лет, достигается заметное энергосбережение и повышается производительность труда оператора, работающего на атомно-силовом микроскопе.

Работа выполнена в рамках ведущей Научной школы М.В.Ковальчука и Н.А.Киселева «Динамическое и кинематическое рассеяние рентгеновских лучей и электронов: теория,

экспериментальные методы и применение» на приборах ЦКП «Структурная диагностика материалов» при ИК РАН

- [1] Толстихина А.Л., Шестаков В.Д., Гайнутдинов Р.В. / Тез. докл. XIII Рос. симп. по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел РЭМ'2003, Черноголовка, июнь 2003. С.61.
- [2] Толстихина А.Л., Гайнутдинов Р.В., М.Л.Занавескин, Дымшиц Ю.М.. / Тез. докл. на РСНЭ 2007. С. 627
- [3] Толстихина А.Л., Гайнутдинов Р.В., Занавескин М.Л., Сорокина К.Л., Белугина Н.В., Грищенко Ю.В. Кристаллография. 2007. Т.52, №5. С.939-946.

Поляризационные эффекты в туннельной резонансной спектроскопии дефектов и квантовых точек

А.К.Гатин, М.В.Гришин, Ф.И.Далидчик, С.А.Ковалевский,
Н.Н.Колченко

Институт химической физики им.Н.Н.Семенова РАН, Москва, ул.Косыгина д.4

Туннельная резонансная спектроскопия (ТРС), которая в экспериментах с СТМ реализуется в конфигурациях «двойных барьеров», - один из наиболее результативных современных вариантов СТС, позволяющий изучать электронное строение единичных наноструктур (квантовых точек, вакансий тонких диэлектрических плёнок, адсорбированных частиц, фуллеренов, УНТ и др.) При совпадении уровня зондируемой системы, $\varepsilon_0(V)$, с уровнем Ферми острья или подложки ($\varepsilon_0(V^\pm) = \varepsilon_f^{s,t}$), двойной барьер, созданный вакуумным зазором и тонкой диэлектрической плёнкой, отделяющей наноструктуру от подложки, резонансным образом просветляется (Рис.1). На $\partial J/\partial V - V$ кривых формируются парные пики, которые в линейном приближении ($\varepsilon_0(V) \approx \varepsilon(0) + aV$) определяют $\varepsilon(0)$:

$$\varepsilon(0) = V^+V^- / (V^+ + V^-) \quad (1)$$

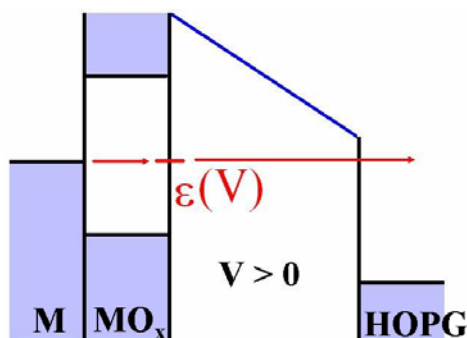


Рис.1 Схема резонансного туннелирования в конфигурации двойных барьеров.

Соотношение (1) пренебрегает искажением зондируемых состояний полем СТМ. Такое искажение можно учесть, оставив в разложении зависимости $\varepsilon_0(V)$ член квадратичный по напряжению ($\sim bV^2$, $b \approx \beta/d^2$, d - вакуумный зазор, β - электронная поляризуемость зондируемого состояния.)

Нами показано, что выход за рамки линейного разложения (приближения слабого поля), приводит к выводу о возможности наблюдения в ТРС нескольких новых, *поляризационных*, спектроскопических эффектов, проявляющихся:

- 1) зависимостями результатов восстановления $\varepsilon(0)$ по формуле (1) от d ;
- 2) формированием на $\partial J/\partial V - V$ кривых участков с ОДС ($\partial J/\partial V < 0$);

3) асимметрией резонансных пиков (их отклонением от лоренцевской формы, в частности, образованием двугорбых форм);

4) кроссоверами $J - V$ и $J - d$ зависимостей.

В сообщении приводятся результаты высоковакуумных экспериментов (ИХФ РАН), в которых для единичных точечных дефектов (F – центров и гидратных комплексов) нанооксидов титана, платины и вольфрама впервые обнаружены и изучены два первых эффекта (Рис.2). Приводятся результаты анализа литературных данных по применению метода ТРС к единичным нанокристаллам CdSe (а также к атомам Pd и молекулам CuPc, адсорбированным на тонких плёнках Al_2O_3), которые демонстрируют существование ранее не замеченных эффектов 3) и 4).

Каждый поляризационный эффект может быть использован для восстановления значений β , характеризующих размеры областей локализации, L , электронных волновых функций. Оценки β и L для F – центров оксидов металлов, исследовавшихся нами методом ТРС, дают значения 100 а.е. и 1нм., соответственно.

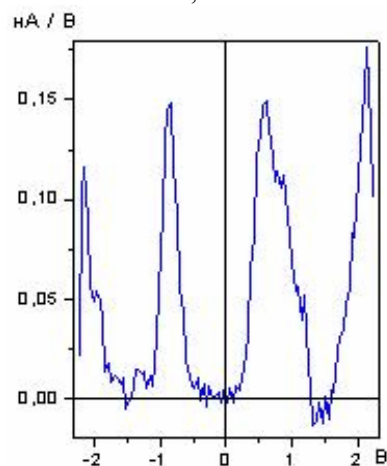


Рис.2 Зависимость проводимости от напряжения для гидратного комплекса нанооксида вольфрама.

Поляризуемость – фундаментальная характеристика нанообъектов, которая может коррелировать со многими их свойствами, физическими и химическими. Возможность измерений β на уровне единичных наночастиц увеличивает информативность метода ТРС.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-03-00225 и 08-03-00408.

Исследование формирования квантовых точек InGaN на поверхности GaN методом ACM

В.В. Гончаров, М.Н. Корытов, П.Н. Брунков, В.В. Лундин, Е.Е. Заварин,
А.Ф. Цацульников, С.Г. Конников

Физико-Технический институт им. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: VadimVG2002@mail.ru

В последнее время уделяется большое внимание широкозонным полупроводниковым материалам на основе гетероструктур AlGaIn/InGaIn/GaN, которые широко применяются в промышленности для создания коротковолновых светодиодов и лазеров.

Одним из основных методов получения широкозонных полупроводников является газофазная эпитаксия из металлоорганических соединений (MOCVD). Известно, что из-за рассогласования постоянных решетки материалов InGaIn и GaIn, при осаждении тонких слоев InGaIn на поверхность GaIn, в осажденном слое, происходит формирование квантовых точек (КТ) [1].

Наличие КТ в слое InGaIn представляет определенный интерес, поскольку они создают дополнительный канал излучения, действующий параллельно с излучением от квантовой ямы, сформированной последовательностью слоев InGaIn и GaIn. Спектр излучения таких квантовых точек является более длинноволновым, чем спектр квантовой ямы, и соответствует голубой области оптического спектра [2].

Для повышения интенсивности излучения необходимо создавать структуры с массивом однородных квантовых точек в активной области. Кроме того, трехмерная локализация носителей подавляет безызлучательную рекомбинацию на квантовых точках, что позволяет увеличить светоизлучающую способность структуры. Использование структур с КТ приводит также к снижению величины порогового тока лазеров и сужению оптического спектра, излучаемого ими [1].

Морфология выращиваемых КТ меняется при изменении режима эпитаксиального осаждения. Критически важными являются такие параметры как температура осаждения, продолжительность, количество осаждаемого материала, режим вращения подложки [3,4].

Можно выделить два типа квантовых точек InGaIn: образовавшиеся за счет неоднородного распределения In в слое InGaIn и сформированные в результате режима роста Странского-Крастанова.

Эта работа посвящена изучению влияния температуры осаждения на морфологию поверхности слоев InGaIn с квантовыми точками, осажденных на поверхность GaIn.

Образцы, исследуемые в данной работе, были выращены в установке Epiquip VP 50-RP на

сапфировых подложках. Методом MOCVD в режиме субмонослойного роста (SMG) при различных температурах было получено две серии образцов [5].

У образцов первой серии активная область состояла из пяти последовательно сформированных блоков разделенных слоями AlGaIn. Каждый блок представляет собой десять субмонослойных слоев InGaIn разделенных слоями GaIn. Слои AlGaIn используются для создания оптического ограничения активной области образцов. Сверху структура была зарощена слоем GaIn.

В первой серии было изготовлено три образца. У первого (E27) слои InGaIn были выращены при температуре 650°C, во втором (E19) при 750°C. Третий образец (E30) был выращен без вставок InGaIn. Разделительные слои GaIn во всех образцах были выращены при 950°C. Сверху все структуры были зарощены слоем GaIn (cap).

У образцов второй серии эпитаксиальный процесс был остановлен сразу после осаждения первого монослоя InGaIn. Были изготовлены два образца: E34 и E35 (идентичные по режиму роста E27 и E19 соответственно). Морфология поверхности слоев InGaIn и GaIn в образцах этой серии была подробно изучена с помощью атомно-силового (АСМ) микроскопа фирмы NT-MDT в полуконтактном режиме.

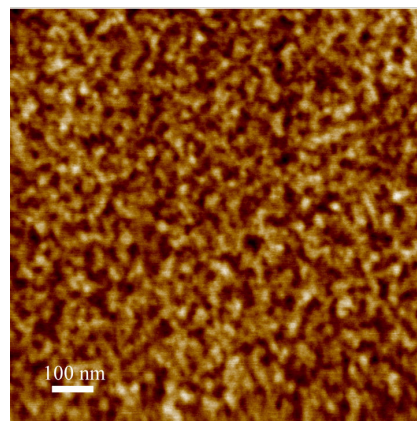


Рис. 1 АСМ изображение топографии поверхности образца E 34 размером 1 x 1 мкм, выращенного при температуре 650°C.

Измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) проводились при комнатной температуре.

Возбуждение осуществлялось с помощью He-Cd лазера.

На рисунке 1 приведено АСМ изображение топографии поверхности образца Е 34 размером 1 x 1 мкм. Наблюдается однородный массив плотноупакованных КТ одинакового размера. Характерная ширина КТ составляет 20-30 nm, их плотность $3.5 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$.

На рисунке 2 показана морфология образца Е 35, выращенного при температуре 730°C. Видно начало процесса формирования островков InGaN с характерным латеральным размером более 50 nm при сохранении высоты рельефа на прежнем уровне.

Результаты АСМ исследований находят подтверждение в данных ФЛ измерений. На рисунке 3 приведены спектры ФЛ образцов E27, E19 и E30.

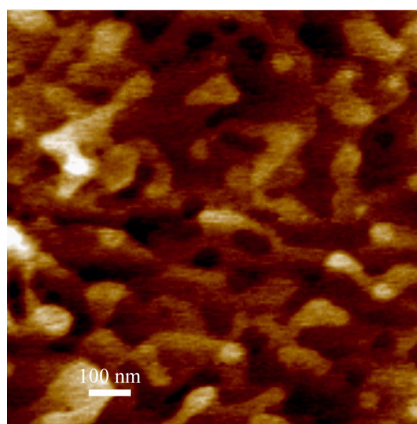


Рис. 2 AFM изображение образца Е 35 размером 1x1 мкм, выращенного при температуре 730°C.

Спектр ФЛ образца E19 имеет один максимум на длине волны 415 nm.

У образца E27, помимо максимума на длине волны 406 nm, появляется более длинноволновое свечение в диапазоне длин волн 430 – 500 nm, связанное с излучением из КТ. Дальнейшая оптимизация режима (образец E29) роста позволила сделать интенсивность излучения КТ сравнимой с интенсивностью излучения квантовой ямы. Таким образом, для образца E29 наблюдаются максимумы ФЛ спектра при длинах волн 440 nm и 392 nm соответственно.

Для проверки природы излучения был изготовлен контрольный образец (E30) без вставок InGaN. На ФЛ спектре этого образца нет излучения, соответствующего излучению от квантовой ямы и КТ (рис. 3).

С помощью АСМ было показано что КТ, сформированные в активной области структуры AlGaIn/InGaIn/GaN при низкой температуре роста (650°C), имеют латеральные размеры 20-30 nm и плотность $3.5 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$. При увеличении температуры роста слоев InGaIn происходит увеличение размера формируемых КТ и снижение их концентрации. Увеличение температуры роста до 730°C ведет к

формированию островков InGaIn на поверхности GaN. Характерные латеральные размеры островков значительно превышают размеры КТ. АСМ изображение этой структуры может быть объяснено спонтанной трансформацией слоев InGaIn во время охлаждения образца после осаждения слоя InGaIn. У образцов выращенных при более низких температурах начальное формирование квантовых точек может предотвратить спонтанную трансформацию образца.

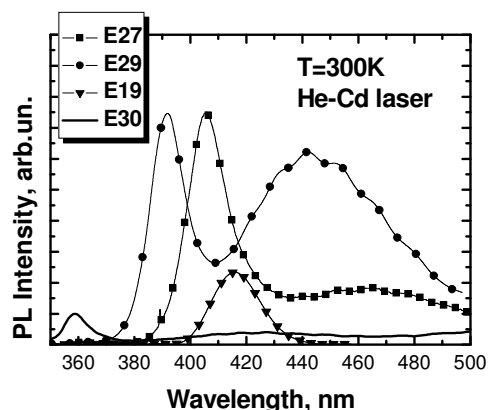


Рис. 3 Спектры фотолюминесценции образцов E27, E29, E19 и E30.

При низкой температуре роста (650°C) преобладает рост КТ по механизму Странского-Крастанова на интерфейсах слоев InGaIn и GaN. Такие КТ имеют максимум интенсивности фотолюминесценции в голубой области спектра при длинах волн 430-480 nm.

Работа выполнена с использованием оборудования регионального ЦКП "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях" при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Квантовые наноструктуры».

[1] D. Bimberg, M. Grundmann, and N. N. Ledentsov, Quantum Dot Heterostructures. John Wiley & Sons Ltd., Chichester, (1998)

[2] Peter Ramvall, Philippe Riblet, Shintaro Nomura and Yoshinobu Aoyagi J. Appl. Phys. vol. **87** (2000), num 8, p. 3883;

[3] K. Tachibana, T. Someya and Y. Arakawa, Appl. Phys. Lett. vol. **74** (1999), num 3, p. 383;

[4] H H Yao, T C Lu, G S Huang, C Y Chen and others, Nanotechnology **17** (2006), p 1713-1716;

[5] V.G. Talalaev, B.V. Novikov and others, Nanotechnology **13** (2002), p. 143-148;

Исследование индуцированных МСМ зондом процессов перемагничивания субмикронных частиц CoPt

С.Н.Вдовичев, Б.А.Грибков, Д.С.Никитушкин и В.Л.Миронов

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

E-mail: bg@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время ферромагнитные наночастицы с вертикальной намагниченностью привлекают повышенный интерес, обусловленный, прежде всего, возможностью их применения в качестве среды для записи информации с высокой плотностью [1,2]. В работе приведены результаты исследований индуцированных зондом МСМ процессов перемагничивания вертикально намагниченных пленок и субмикронных частиц CoPt.

Толщина исходных пленок CoPt составляла порядка 7 нм. Магнитооптические измерения показали, что при намагничивании в направлении перпендикулярном плоскости образца петля гистерезиса имела прямоугольную форму с остаточной намагниченностью порядка намагниченности в насыщении, коэрцитивность составляла порядка 200 Гс. МСМ исследования пленок показали, что после изготовления пленки находятся в размагниченном состоянии. МСМ изображение такого состояния представляет собой хаотичную многодоменную структуру с типичным размером домена порядка 0.5-1 мкм. После намагничивания до насыщения в направлении перпендикулярном плоскости образца МСМ контраст от пленки не наблюдался. Были проведены эксперименты по управляемому контролируемому перемагничиванию перпендикулярно намагниченных пленок CoPt при помощи зонда МСМ. Показано, что минимально возможный размер перемагниченной области составляет порядка 300 нм.

Методом электронной литографии с последующей процедурой ионного травления были изготовлены массивы CoPt ферромагнитных частиц с размерами от 500 до 30 нм и расстоянием между соседними частицами от 500 до 80 нм. Обнаружено, что если частицы CoPt и МСМ зонд намагничены навстречу друг-другу, то возможно проведение процедур перемагничивания одиночных частиц массива с помощью МСМ зонда. Были проведены эксперименты по контролируемому перемагничиванию CoPt наночастиц при помощи зонда МСМ. Результаты такого эксперимента приведены на рисунке 1. Рис 1(а) соответствует начальному состоянию, все частицы намагничены в одну сторону. Рис 1(б) демонстрирует результат перемагничивания. На

данных рисунках приведены результаты экспериментов по перемагничиванию частиц размером 200 нм. Также были проведены эксперименты по перемагничиванию CoPt частиц диаметром 80 нм. В будущем планируется проведение подобных экспериментов для частиц меньшего размера.

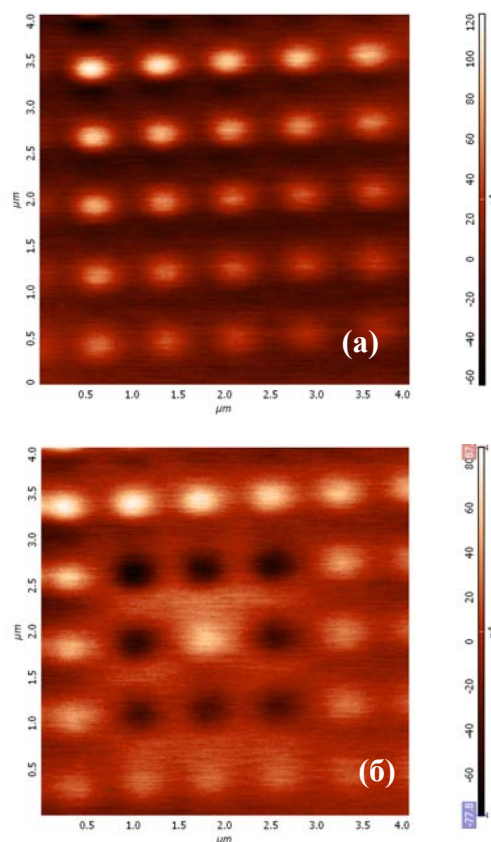


Рис. 1. Результат индуцированного зондом МСМ перемагничивания частиц CoPt размером 200 нм.

Авторы благодарны Н.И.Полушкину за предоставленные пленки CoPt, А.Ю.Климову, С.А.Гусеву и В.В.Рогову за изготовление образцов, А.А.Фраерману за плодотворные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ, INTAS, МНТЦ.

[1] O.Hellwig, A.Berger, T.Thomson et. al. // Appl. Phys. Lett. 90, 162516, (2007)

[2] T.Thomson, G.Hu and D.Terris // Phys. Rev. Lett. 96, 257204, (2006)

Гибридные двухслойные зонды для магнитно-силовой микроскопии

С.Н.Вдовичев, Б.А.Грибков, А.Ю.Климов, В.Л.Миронов,
Д.С.Никитушкин, В.В.Рогов, и А.А.Фраерман

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

E-mail: bg@ipm.sci-nnov.ru

Магнитно-силовая микроскопия (МСМ) является относительно простым и универсальным методом, позволяющим получать информацию о распределении намагниченности на поверхности образца с разрешением несколько десятков нанометров. Разрешающая способность и чувствительность МСМ метода по большей части определяется характеристиками используемых МСМ зондов. В данной работе приводятся результаты исследований двухслойных магнитных кантилеверов для магнитно-силовой микроскопии [1, 2].

Двухслойные МСМ были изготовлены следующим образом. На стандартный

кремниевый кантилевер наносились два слоя ферромагнитного материала (Co), разделенных немагнитной прослойкой (Si). Определены величины магнитных полей перехода из “ферромагнитной” конфигурации (магнитные моменты в Co слоях сонаправлены) в “антиферромагнитную” (магнитные моменты в Co слоях противонаправлены) и наоборот. Проведены исследования таких зондов при помощи микродатчиков Холла. Показано, что зонд в “антиферромагнитном” состоянии обладает достаточно сложной структурой магнитного поля.

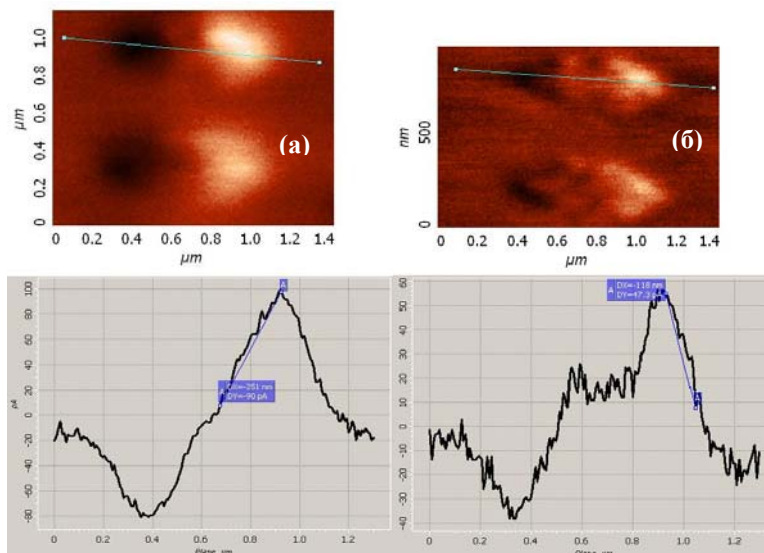


Рис.1. МСМ изображения, полученные двухслойным МСМ зондом: (а) зонд в “ферромагнитной” конфигурации, (б) зонд в “антиферромагнитной” конфигурации. Снизу приведены поперечные сечения.

Проведены МСМ исследования тестовых объектов [3] при помощи двухслойных зондов (Рис. 1). Показано, что зонд в “антиферромагнитном” состоянии обладает большим пространственным разрешением, по сравнению с зондом в “ферромагнитном” состоянии. Такие двухслойные МСМ зонды являются перспективными для исследования низкокоэрцитивных объектов, так как величина магнитного поля рассеяния у такого зонда меньше, чем у стандартного однослойного. А также, для исследования низкоразмерных (с размерами несколько десятков нанометров)

объектов, где необходимо повышенное пространственное разрешение МСМ зонда.

Авторы благодарны С.А.Гусеву за проведение СЭМ измерений кантилеверов. Работа выполнена при поддержке РФФИ, INTAS, МНТЦ.

- [1] J. O. Oti, P. Rice, and S. E. Russek // J. Appl. Phys. 75, 6881, (1994)
- [2] Yihong Wu, Yatao Shen et. al. // Appl. Phys. Lett. 82, 1748, (2003)
- [3] А. М. Алексеев, Ю. К. Веревкин, Н. В. Востоков и др. // Письма в ЖЭТФ, Т.73, Вып.4, С.214-219, (2003)

Изучение корреляции рельефов подложки и многослойного интерференционного покрытия с использованием метода АСМ.

Ю.В.Грищенко, М.Л.Занавескин, А.Л.Толстихина

Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Ленинский пр. 59, Москва, Россия
e-mail: spm@ns.crys.ras.ru

Явление «наследования» рельефом пленки наноструктуры исходной подложки является крайне важным для многих научных и технологических задач. Так в кольцевых лазерных гироскопах (КЛГ) используются многослойные интерференционные зеркала оптического диапазона, при чем основные характеристики КЛГ определяются потерями света на зеркалах из-за рассеяния. Рассеяние падающего пучка происходит на шероховатостях границ раздела фаз каждого из слоев зеркального покрытия. Важнейшим вопросом является установление связи между шероховатостью подложки и шероховатостью границ раздела фаз многослойного покрытия. В литературе встречаются лишь работы по установлению зависимости высоты шероховатости различных пленок от их толщины по изменению коэффициента отражения в процессе нанесения. Поэтому целью данной работы стало изучение связи между шероховатостью подложки и шероховатостью границ раздела реальных многослойных интерференционных зеркал, а также влияние шероховатости подложки на коэффициент отражения зеркальных покрытий.

Наиболее подходящим для решения поставленной задачи методом является атомно-силовая микроскопия АСМ. В КЛГ используется гелий-неоновый лазер с длиной волны $\lambda = 633$ нм. Рассеяние света происходит на элементах рельефа, сопоставимых с его длиной волны. АСМ позволяет проводить исследование рельефа поверхности в диапазоне от сотни микрон до единиц нанометров, при этом элементы рельефа с размером порядка одного микрона, отвечающие за рассеяния света, попадают в середину диапазона возможностей метода. Кроме того можно предположить, что чем крупнее элемент рельефа исходной подложки, тем точнее он повторится рельефом пленки, в то время, как мелкие детали рельефа пленкой могут и не повторяться. Благодаря широкому пространственному диапазону метода АСМ возможно определить до какого размера элементы рельефа поверхности повторяются в рельефе пленки.

Для исследования в различных масштабах шероховатости поверхности подложек и многослойных покрытий в данной работе применялся анализ функций спектральной плотности мощности поверхности (СПМ), которые рассчитывались по данным АСМ [1].

Функция СПМ является спектральным представлением среднеквадратичной шероховатости поверхности и как нельзя лучше подходит для масштабно-зависимого анализа шероховатости. Кроме того функция СПМ может быть рассчитана в любом выделенном направлении, что крайне важно при анализе анизотропных поверхностей.

В данной работе исследовались детали из ситалла, используемые в КЛГ в качестве подложек для многослойных интерференционных зеркал. Все детали проходили механическую полировку. Часть деталей после полировки была подвергнута дополнительной обработке: одни травились в хромпике, а другая часть деталей прошла магнитореологическую полировку. Все изучавшиеся в работе подложки можно отнести к сверхгладким, с шероховатостью менее 1 нм.

Кроме того в работе была исследована поверхность многослойных зеркальных покрытий, нанесенных на эти подложки. От 10 до 20 бислоев $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ наносились на ситалловые подложки методом йонно-лучевого напыления.

Поверхность образцов изучалась с помощью сканирующего зондового микроскопа NTEGRA Prima (НТ-МДТ), позволяющего контролировать перемещения сканера с помощью емкостных датчиков. АСМ-изображения поверхности (двухмерный рельеф поверхности) получали в прерывисто-контактном режиме. Погрешность измерений линейных размеров в диапазоне от 0,001 до 120 мкм была не более 10% и разрешение по оси Z составляло 0,1 нм. Использовались стандартные кремниевые кантилеверы марки NSC11 фирмы MikroMasch. Атомно-силовой микроскоп размещался в специальном климатическом боксе с контролируемыми параметрами воздушной среды: температурой, влажностью и чистотой. Температура в нем поддерживалась в диапазоне $25 \pm 5^\circ \text{C}$ с точностью $\pm 0,05^\circ \text{C}$.

Исследования проводились по следующей схеме. На каждом образце были получены серии АСМ-изображений размером от 1×1 мкм до 100×100 мкм. С помощью приведенных выше формул по полученным данным производился расчет функции СПМ и значений эффективной шероховатости.

В ходе работы исследовались пластины из ситалла с различной структурой поверхности:

стохастический рельеф, образующийся в результате механической полировки поверхности, зернистая поверхность, полученная травлением пластин в хромпике и направленный рельеф, возникающий в результате магнитореологической обработки. На всех типах поверхностей наблюдалась сходная картина: функции СПМ подложки и зеркального покрытия совпадали в области низких частот, а начиная с определенной критической частоты функция СПМ поверхности зеркала шла ниже функции СПМ подложки. Пример функций СПМ поверхности подложки и зеркального покрытия приведен на рисунке 1. Для всех исследованных образцов критическая частота была в районе 3 мкм^{-1} , что соответствует расстоянию 330 нм в прямом пространстве. Это означает, что на детали рельефа подложки с характерным латеральным размером 330 нм и меньше не повторяются зеркальным покрытием. Однако этот критический размер оказывается в два раза меньше длины волны света лазера и рассеяния света на столь малых элементах рельефа не происходит.

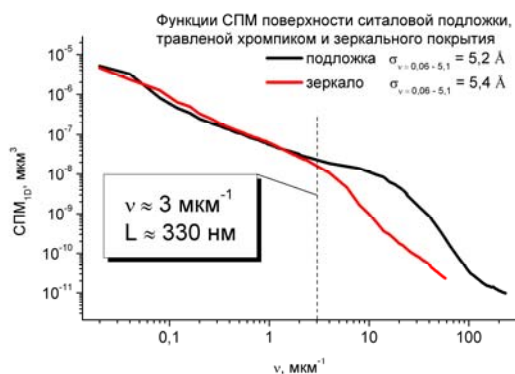


Рисунок 1. Функция СПМ поверхности ситалловой подложки и зеркального покрытия.

Таким образом, рассеяние света на многослойных интерференционных зеркалах оптического диапазона ($\lambda = 633 \text{ нм}$), полученных методом ионно-лучевого напыления, целиком определяется высотой шероховатости используемой подложки, так как сглаживание рельефа подложки в слоях зеркального покрытия на размерах больших длины волны не происходит.

Этот факт хорошо согласуется с результатами исследования зависимости потерь на рассеяние на зеркальных покрытиях от высоты шероховатости подложек. напрямую зависит от высоты шероховатости подложки (рис. 2). Зависимость величины рассеяния зеркала от шероховатости подложки подтверждает, что сглаживание рельефа подложки в слоях зеркального покрытия не происходит.

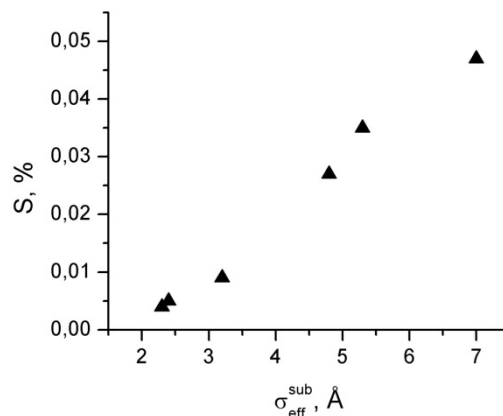


Рисунок 2. Зависимость рассеивающей способности многослойного зеркального покрытия от шероховатости подложки.

[1] Занавескин М.Л., Занавескина И.С., Рошин Б.С. и др., Вест. мос. ун-та. физ. астрон. 2006. № 3. С. 80.

Учет артефактов АСМ при расчете статистических параметров наноструктурированных поверхностей.

М.Л.Занавескин, Ю.В.Грищенко, А.Л.Толстихина

Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Ленинский пр. 59, Москва, Россия
e-mail: spm@ns.crys.ras.ru

Возможность исследования топографии поверхности в широком пространственном диапазоне делает атомно-силовую микроскопию (АСМ) наиболее мощным прямым методом исследования высоты шероховатости поверхности. Однако ряд артефактов, возникающих при АСМ измерениях, существенно влияет на рассчитываемую высоту шероховатости. В данной работе рассмотрены способы обработки измеряемых АСМ-изображений наноструктурированных поверхностей, позволяющие устранить артефакты, а также изучено влияние постэкспериментальной цифровой обработки данных на такие параметры шероховатости как среднеквадратичное отклонение (СКО) высоты и функцию спектральной плотности мощности (СПМ) поверхности.

Объектами исследования были наноструктурированные сверхгладкие полированные пластины ситалла и сапфира. Исследования проводились с помощью сканирующего зондового микроскопа NTEGRA Prima (НТ-МДТ), позволяющего контролировать перемещения сканера с помощью емкостных датчиков. Использовали стандартные кремниевые кантилеверы марки NSC11 фирмы MikroMasch. Атомно-силовой микроскоп размещался в специальном климатическом боксе с контролируемыми параметрами воздушной среды: температурой, влажностью и чистотой. Температура в нем поддерживалась в диапазоне $25 \pm 5^\circ\text{C}$ с точностью $\pm 0,05^\circ\text{C}$.

При АСМ исследованиях на реальный рельеф накладывается ряд искажений связанных со сферической траекторией движения сканера, с нелинейностью системы регистрации перемещения сканера, с тепловыми дрейфами сканера. Полностью исключить эти искажения на аппаратном уровне во время проведения измерений невозможно. Артефакты измерения, связанные с перечисленными искажениями, особенно сказываются при изучении сверхгладких поверхностей. Рассмотрим способы устранения этих артефактов при обработке полученных АСМ-изображений.

В нашем случае атомно-силовой микроскоп оборудован системой регистрации перемещений сканера с помощью емкостных датчиков. Такая система обладает много меньшей нелинейностью по сравнению с контролем перемещения сканера по подаваемому на него напряжению. Так как

траектория движения сканера близка к сферической, для устранения этого искажения достаточно вычесть из изображения поверхность второго порядка. Однако искажения, связанные с температурными дрейфами приводит к дополнительному искажению вдоль оси медленного сканирования. Для устранения обоих артефактов необходимо вычитать из АСМ-изображения полиномы второго порядка вдоль оси быстрого сканирования.

В том случае, когда емкостные датчики перемещения сканера в комплектации прибора отсутствуют, приходится учитывать артефакт связанный с нелинейностью отклика пьезосканера на подаваемое напряжение. В этом случае необходимо вычитать из АСМ-изображения полиномы более высоких порядков.

Рассмотрим теперь, как влияют описанные выше операции на статистические параметры, рассчитываемые по АСМ-изображениям. Влияние различных обработок изображений проще всего проиллюстрировать с помощью функции СПМ поверхности [1], однако мы рассмотрим и влияние на более популярный среди исследователей параметр – СКО высоты или среднеквадратичную шероховатость поверхности. Различной обработке были подвергнуты АСМ-изображения полированной ситалловой пластины размером от 100×100 мкм до 1×1 мкм, полученные в одной области образца.

На рисунке 1 представлены три функции СПМ рассчитанные по АСМ-изображению размером 100×100 мкм, из которого вычитались полиномы 2, 5 и 10 порядков вдоль быстрого направления сканирования. При получении этого АСМ-изображения контроль перемещения сканера осуществлялся с помощью емкостных датчиков, поэтому для компенсации искажений достаточно было бы вычесть полиномы второго порядка, однако мы провели вычитание полиномов и более высоких порядков, что часто требуется при отсутствии емкостных датчиков. Из представленных графиков функций СПМ видно, что чем выше порядок полиномов, вычитаемых из изображения, тем ниже значения функций в области низких частот. Это связано с тем, что вычитание полинома приводит к потере информации о крупном рельефе, в то время как мелкие детали рельефа не изменяются. Так как величина среднеквадратичной шероховатости пропорциональна интегралу функции СПМ,

значение СКО высоты падает с увеличением порядка вычитаемых полиномов, что также отражено на рисунке 1.

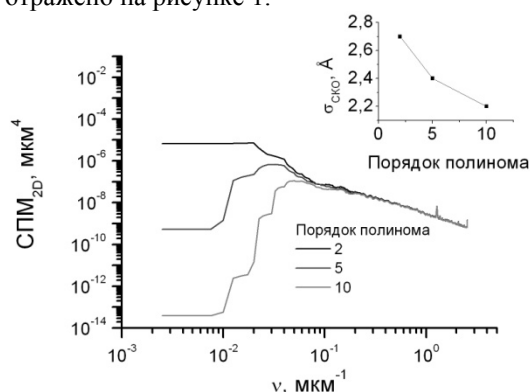


Рисунок 1. Изменение функции СПМ и значения СКО высоты с увеличением порядка вычитаемого из изображения полинома.

Следует отметить, что значение среднеквадратичной шероховатости весьма существенно и отличается при вычитании полиномов второго и десятого порядков – почти на 20%. Однако и при вычитании второго порядка мы получаем заниженное значение среднеквадратичной шероховатости. Рассмотрим графики функций СПМ, представленные на рисунке 2. Они рассчитаны по

пользоваться функцией СПМ, этой ошибки можно избежать, не беря в рассмотрение низкочастотные составляющие функций.

Таким образом, можно сформулировать следующие выводы. Необходимость цифровой обработки полученных экспериментальных данных обуславливается наличием ряда искажений, возникающих во время измерения, аппаратная компенсация которых на данный момент не возможна. Достоверность расчета функции СПМ и эффективной шероховатости по данным АСМ превышает достоверность расчета величины среднеквадратичного отклонения высоты благодаря возможности частотной фильтрации искажений, вносимых в АСМ-изображения постэкспериментальной цифровой обработкой данных.

[1] Занавескин М.Л., Занавескина И.С., Рошин Б.С. и др., Вест. мос. ун-та. физ. астрон. 2006. № 3. С. 80.

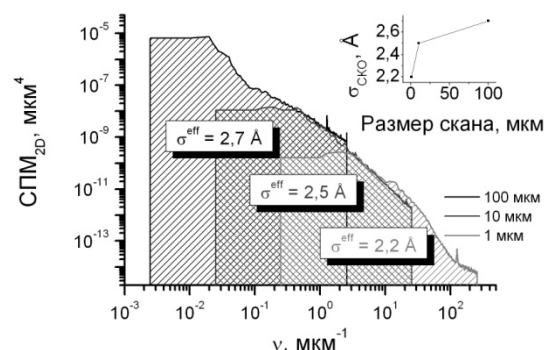


Рисунок 2. Функции СПМ и значения СКО высоты, рассчитанные по АСМ-изображениям размером 100x100 мкм, 10x10 мкм и 1x1 мкм.

АСМ-изображениям размером 100x100 мкм, 10x10 мкм и 1x1 мкм, из которых был вычтен полином второго порядка. Как было показано выше, операция вычитания полинома изменяет лишь низкочастотную составляющую функций СПМ. Узнать ее истинный ход можно рассчитав функцию СПМ АСМ-изображения большего размера. Как правило, для сверхгладких поверхностей истинное значение среднеквадратичной шероховатости отличается от значения, рассчитанного после вычитания из изображения полинома второго порядка, не более, чем на 10%. Однако, если для описания статистических свойств рельефа поверхности

Характеристики и особенности применения электронных резистов при формировании наноструктур

С.А. Булгакова¹, С.А. Гусев², А.А. Кандауров²

¹ Научно-исследовательский институт химии Нижегородского государственного университета им.Н.И.Лобачевского, пр.Гагарина 23, корп.5, Н.Новгород, Россия

² Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
e-mail: gusev@ipm.sci-nnov.ru

Идеальный радиационный резист должен обладать высокими значениями характеристик: чувствительностью к излучению, контрастностью проявления изображения, разрешающей способностью и стойкостью в процессах плазмо-химического травления. Однако в этих требованиях заложены трудно разрешимые противоречия. Например, увеличение чувствительности резиста влечет за собой снижение его разрешающей способности.

Среди позитивных радиационных резистов лучшим по разрешающей способности считается полиметилметакрилат (ПММА): лишь в нем оказалось возможным формирование структур с 10^9 элементов на кристалл. Однако он обладает существенным недостатком - низкой чувствительностью ко всем видам излучения.

К настоящему времени известно множество способов повышения чувствительности ПММА, но все они, как правило, приводят к снижению разрешающей способности резиста, что связано, прежде всего, с изменением химической структуры полимера. Поэтому решение проблемы повышения чувствительности ПММА без потери контрастности и разрешающей способности может состоять в разработке такого способа модификации ПММА, который позволил бы максимально сохранить химическое строение его макромолекул.

Ранее нами показана возможность такой модификации резистов для рентгеновского излучения [1,2] путем использования реакции передачи цепи в процессе синтеза полимера на кремнийорганические модификаторы типа $H_3-nR_nSi-SiR'_mH_{3-m}$, где R, R' - алкил, оксиалкил; n,m=1-3. Этот принципиально новый прием увеличения чувствительности ПММА- резиста позволил сохранить свойственные ему полезные эксплуатационные качества, такие как хорошая растворимость, отличное пленкообразование и способность к формированию субмикронных изображений. В данной работе проведено сравнение литографических характеристик образцов ПММА для электронной литографии, полученных в присутствии 0.05% (1360K) и 0.5% пентаметилдисилана (300K), а также без модификатора, но обработанного ультразвуком (495K), и известного коммерческого аналога ПММА (950K) компании MicroChemCorp. Также были проведены детальные измерения

литографических характеристик фуллерена, который, как было показано нами ранее, обладает уникальной разрешающей способностью при использовании его в качестве негативного резиста электронной литографии [3]

Для измерения характеристик резистов с помощью литографической системы ELPHY Plus, установленной на электронном микроскопе SUPRA 50VP, формировались тестовые рисунки в виде серии квадратов размером 20×20 мкм, наборов линий «нулевой» толщины с разными расстояниями между ними, и областей с точками. При этом доза экспозиции от зоны к зоне варьировалась в широком диапазоне значений. После проявления (проявитель MIBK/IPA 1:3) величина остаточной толщины резиста в экспонированной зоне (в квадратах) измерялась с помощью интерферометрической измерительной системы Talysurf CCI 2000. На основании этих измерений строились кривые контраста (Рис.1) и определялись литографические характеристики по стандартной методике [4].

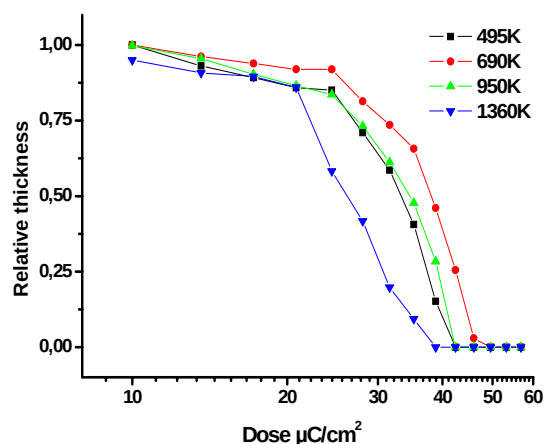


Рис.1. Кривые контраста для резистов ПММА. Время проявления 30 сек – для 950K, 60 сек – для остальных.

Из таблицы, где представлены их молекулярно-массовые и литографические параметры видно, что по сочетанию чувствительности и контраста модифицированные кремний-органическими передатчиками цепи образцы ПММА (300K и 1360K) превосходят как немодифицированный резист (495K), так и коммерческий аналог (950K). Даже низкая полидисперсность полимера

ПММА	M_n $\times 10^{-3}$	M_w $\times 10^{-3}$	$\frac{M_w}{M_n}$	Контраст	Погрешность контраста	Чувствительность $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
300K	402	816	2.03	3.9	0.18	30
495K	624	833	1.33	3.6	0.3	39
1360K	733	1600	2.19	3.2	0.2	35
950K	-	-	-	3.3	0.5	39

(495K), полученная облучением его раствора ультразвуком, не привела к повышению чувствительности, а улучшила лишь контраст изображения. Причиной улучшения свойств модифицированных полимеров является появление в полимерных цепях облегчающих разрушение связей Si-Si и Si-C, энергия которых меньше энергии углеродных связей основной цепи.

Другая причина повышения чувствительности может быть связана с изменением физических свойств модифицированного полимера: снижении температуры стеклования и плотности. Первое означает увеличение подвижности полимерных сегментов, способствующее возрастанию скорости растворения резиста, а второе показывает, что при формировании структуры полимера возрастает свободный объем, т.е. такой полимер имеет более рыхлую структуру по сравнению с не модифицированным полимером. Рыхлая упаковка макромолекул способствует ослаблению клеточного эффекта при образовании радикалов в момент экспонирования, тем самым, повышая радиационно-химический выход реакций разрушения полимера и, соответственно, его чувствительность.

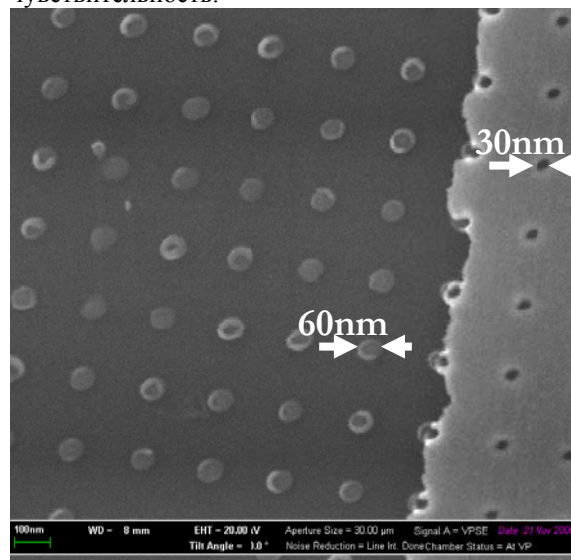


Рис.2. Массив точек Co.

По разрешающей способности исследованные позитивные резисты имеют близкие параметры, однако, у коммерческого 950K, например, разброс формы и размеров точек существенно меньше, что позволяет с хорошей воспроизводимостью методом lift-off формировать массивы металлических точек размерами в десятки нм (Рис.2).

Аналогичные измерения были выполнены и для негативного резиста – фуллерена. Чувствительность этого материала при электронном облучении на два порядка хуже, чем у ПММА (рис.3). Но по разрешающей

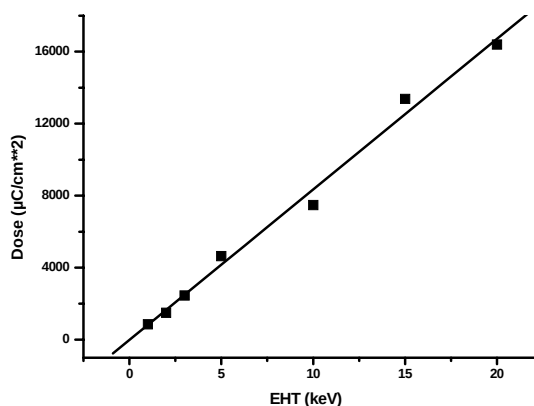


Рис.3. Зависимость чувствительности C_{60} от энергии электронов.

способности фуллерен существенно превосходит эти резисты, что позволяет формировать массивы магнитных точек предельно малых размеров (рис.4).

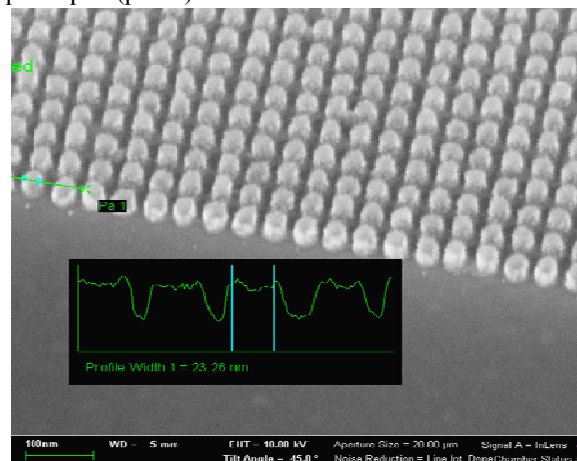


Рис. 4. Массив трехслойных частиц Co-Si диаметрами ~ 20 nm.

Работа выполнялась при поддержке грантами РФФИ.

- [1]. С.А.Булгакова, Ю.Д.Семчиков, В.В.Семенов, А.В.Новожилов., В.С.Корсаков, С.И.Максимов Высокомолек.соед. **Б.37(4)**,706-708 (1995).
- [2]. С.А.Булгакова, А.Я.Лопатин, В.И.Лучин, Л.М.Мазанова, Н.Н. Салашенко. Поверхность. № 1, с.140-143(2000).
- [3] A.A. Fraerman, S.A. Gusev, L.A.Mazo et al., Phys.Rev.B, **65**, 064424 (2002).
- [4]. У.Моро, Микролитография, М. «Мир» , 1990.

Продольные вольтамперные характеристики легированных нитевидных кристаллов с радиальной гетероструктурой GaAs/GaAlAs, частично заращенных в матрице GaAs

П. А. Дементьев*, М. С. Дунаевский*, И. П. Сошников*⁺,
Ю. Б. Самсоненко*⁺, Г. Э. Цырлин*⁺, А. Н. Титков*

*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург

⁺НОК "Санкт-Петербургский физико-технический научно-образовательный центр РАН", Санкт-Петербург

Появление полупроводниковых кристаллов нитевидной формы (НК) открыло принципиально новый подход к созданию приборов наноэлектроники [1] и их сборок по технологии "снизу вверх", когда прибор, как в конструкторе, мог бы собираться из отдельных заранее приготовленных элементов – НК. Под НК подразумеваются полупроводниковые сплошные стержни с диаметром менее 100 нм и длиной от сотен нанометров до нескольких микрон [2]. НК можно получать с изменяемыми электрическими свойствами и составом, как вдоль их оси, так и в поперечном направлении. При резком изменении состава НК поперек его диаметра говорят о НК с радиальной гетероструктурой. Такие НК перспективны для создания плотных сборок вертикально ориентированных транзисторов, в которых затвор формируется на боковых стенках НК, истоком является подложка, а стоком верхнее свободное окончание НК.

В настоящей работе исследовались продольные вольтамперные характеристики (ВАХ) GaAs НК с радиальной гетероструктурой GaAs/GaAlAs. GaAs образовывал центральную жилу НК с диаметром 50 нм, которая была закрыта нанотонким (5 нм) слоем GaAlAs. Полученные методом молекулярно-пучковой эпитаксии, НК были затем частично заращены нелеги-

рованным слоем GaAs. Схема такого образца представлена на рис. 1. Сами же НК при выращивании легировались Si. Представлялось интересным сопоставить легирование НК и заращающей матрицы GaAs, а также получить ВАХ для выращенных НК.

Электрические исследования выполнялись методом измерения сопротивления растекания под зондом атомно-силового микроскопа [3]. Для этого металлизированный зонд приводился в контакт с верхним окончанием НК и регистрировался ток в линии зонд–НК–подложка. Очевидно, что получение таких ВАХ является довольно сложным. В силу формы НК, верхнее основание его не обладает достаточной пространственной фиксацией, что делает практически невозможным точное позиционирование зонда АСМ на окончание НК. Дополнительная сложность возникает из-за наличия на окончании НК золотой шапочки, выполнявшей роль катализатора при получении НК. Оптимальным является скалывание самой верхней части НК в вакууме боковым движением зонда и затем прижатие зонда к открывшемуся и не окисляющемуся в вакууме торцу НК. Но сравнительные исследования на заращающем слое GaAs остаются по-прежнему невозможными из-за наличия окисла и на его поверхности. Нами было найдено простое решение, состоящее в проведении исследований в атмосферных условиях зондом с алмазным покры-

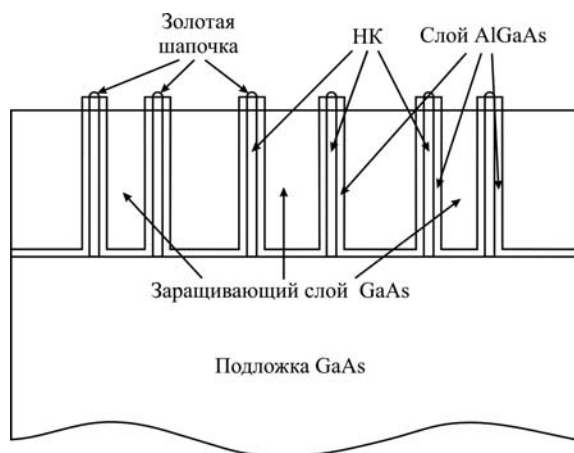


Рис. 1. Схема образцов с заращенными в GaAs НК с радиальной гетероструктурой GaAs/AlGaAs

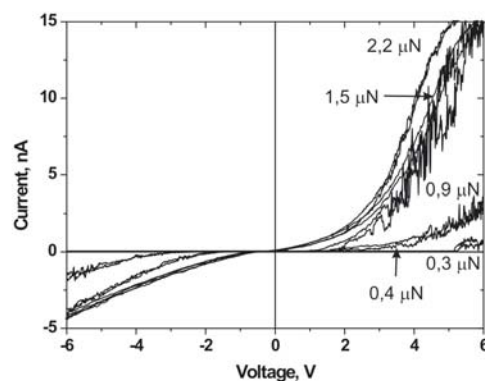


Рис. 2. ВАХ на заращающем слое GaAs при разных силах прижима зонда к поверхности.

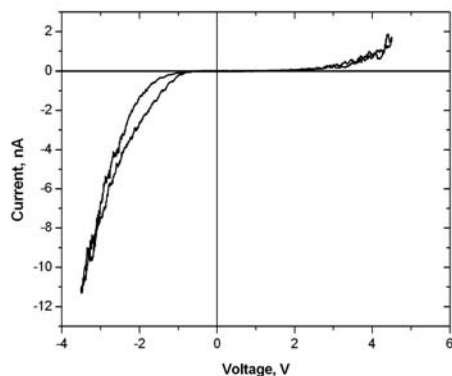


Рис. 3. ВАХ через GaAs НК, выращенный при малых дозах легирующего кремния

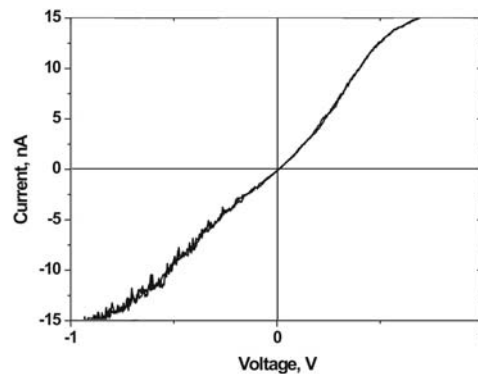


Рис. 4. ВАХ через GaAs НК, выращенный при больших дозах легирующего кремния

тием. Оказалось, что качество и вид ВАХ напрямую зависит от силы прижима зонда к поверхности. Более того, существует пороговое значение силы, после которой такой зонд уверенно прокалывает слой окисла на GaAs и GaAlAs, что позволяет получать воспроизводимые ВАХ классического типа. Примеры таких ВАХ при разных силах прижима приведены на рис. 2.

Зашумленность ВАХ, полученных при малых силах прижима, объясняется как раз наличием между зондом АСМ и зарастающим слоем GaAs слоя окисла. Соответственно, критерием «протыкания» окисла может служить резкое уменьшение соотношения сигнал-шум. Как видно, такой скачок наблюдается при силе прижима более 1 мкН. Именно из-за значительности этой силы и возникает необходимость использовать зонды с устойчивым покрытием, то есть с покрытием проводящим алмазом. Видно также, что при тех силах прижима, которые считаются нормальными для АСМ-исследований, ВАХ получается принципиально отличающейся от реальной.

Таким образом, нами была разработана методика, позволяющая сравнивать ВАХ через НК и через зарастающий слой без учета окислов, имеющих на них.

Такое сравнение позволяет нам говорить, что существует возможность индивидуального легирования НК кремнием в широких пределах без существенного подлегирования зарастающего слоя GaAs. Вместе с тем было выявлено, что степень такого легирования нелинейно зависит от количества напыляемого кремния. При сравнительно малых дозах (около 10^{16} - 10^{17} см⁻³) НК обладают проводимостью р-типа (см. Рис. 3). При больших дозах кремния (более 10^{18} см⁻³) НК приобретают проводимость n-типа (см. Рис. 4).

Такое изменение типа проводимости при изменении дозы легирования, возможно, объясняется наличием фоновой примеси р-типа с концентрацией порядка 10^{17} см⁻³. Мы предполагаем,

что эта фоновая примесь возникает из шапочки золота на верхушке НК.

- [1] A. B. Greytak, L. J. Lauhon, M. S. Gudiksen, C.M. Lieber. Appl. Phys. Lett., **84**, 4176 (2004).
- [2] Y. Cui, C.M. Lieber. Science, **291**, 851 (2001).
- [3] J. Vac. Sci. Tech. B, 20 (1), 471 (2002).

АСМ исследования наночастиц, формирующихся при модифицировании поверхности кремния фемтосекундными лазерными импульсами

И.О. Джунь, А.Е. Докукина, С.В. Заботнов, А.А. Ежов, Л.А. Головань, П.К. Кашкаров, И.О. Остапенко, В.И. Панов, В.Ю. Тимошенко

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы 1, стр. 2, Москва, Россия

e-mail: dokukina@femtolab.ru

В настоящее время крайне актуальной задачей является создание наноструктурированных материалов с узким распределением размеров структурных элементов. Один из подходов к решению этой задачи – использование мощных сверхкоротких лазерных импульсов, применяемых как для обработки материалов с высокой точностью, так и для создания двух- и трехмерных наноструктур с размерами, контролируемыми изменением параметров излучения и состава среды, в которой происходит взаимодействие материала с лазерным излучением [1]. Среди наноструктурируемых материалов важное место занимает кремний, в частности – из-за его широкого применения в микроэлектронике. Необходимость диагностики характеристик материалов на наномасштабах требует применения различных методов, в частности – атомно-силовой микроскопии (АСМ).

АСМ использовалась для изучения наночастиц, образующихся при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на поверхность монокристаллического кремния (с-Si) и пористого кремния (р-Si). При этом характеризовались не только форма и размеры единичных наночастиц, но и их распределения по высотам, а также количество наночастиц в зависимости от условий модифицирования.

Источником фемтосекундных импульсов являлась лазерная система на основе задающего генератора на кристалле хром-форстерита с регенеративным усилителем. При изготовлении образцов использовалось линейно поляризованное лазерное излучение с длиной волны 1250 нм. Система позволяла получать импульсы длительностью 80 фс с энергией вплоть до 1 мДж и частотой следования 10 Гц. Модифицирование поверхности проводилось падающим по нормали сфокусированным лазерным пучком. Число фемтосекундных импульсов, падающих на поверхность, изменялось в диапазоне от 1 до 1200. При этом плотность энергии превышала порог абляции для с-Si. Модификация осуществлялась как на воздухе, так и в вакууме при остаточных давлениях вплоть до 0.1 мбар. В качестве с-Si использовались полированные пластины с ориентацией поверхности (100) и удельной проводимостью 10-20 Ом·см. Образцы

микропористого р-Si были получены путем анодного электрохимического травления пластин с кристаллографической ориентацией поверхности (100) в растворе плавиковой кислоты с этанолом [2]. Толщина пористого слоя составляла приблизительно 80 мкм.

Во всех случаях после фемтосекундной лазерной модификации было обнаружено наличие наночастиц как на поверхности с-Si и р-Si (в модифицированной области и вблизи нее), так и на поверхности покровного стекла, расположенного на расстояниях 1-2 мм от модифицируемой поверхности. Во всех случаях наблюдались как области с единичными наночастицами, типичный пример АСМ изображения которой представлен на рис.1, так и области, сплошь покрытые наночастицами. Типичный пример АСМ изображения сплошь покрытой наночастицами области представлены на рис.2, 3.

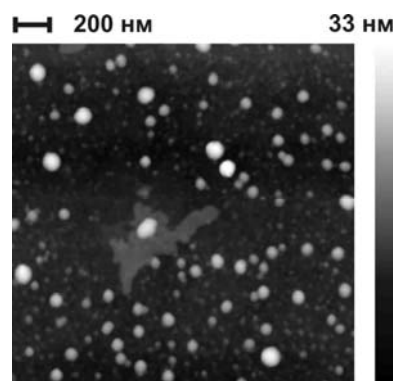


Рис.1. АСМ изображение единичных наночастиц, осажденных на поверхности покровного стекла после фемтосекундной лазерной модификации поверхности с-Si при остаточном давлении 0.1 мбар.

Ранее было показано, что в результате взаимодействия поверхности с-Si, находящейся на воздухе, с фемтосекундными импульсами, обладающими энергией 50-70 мкДж, на поверхности наблюдаются наночастицы с высотами 2-30 нм и латеральными размерами 70-200 нм [3]. В случае фемтосекундной модификации поверхности с-Si, находящейся в вакууме, наночастицы наблюдаются не только на поверхности самого с-Si, но и на поверхности

покровного стекла (см. рис.1, 2). Это может служить подтверждением предположения о механизме формирования наночастиц путем агрегации атомов кремния вблизи поверхности с последующим осаждением наночастиц на поверхность.

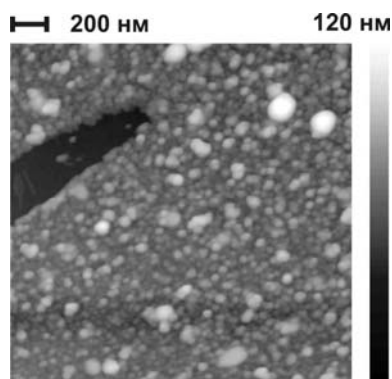


Рис.2. АСМ изображение участка покровного стекла сплошь покрытого наночастицами, образовавшимися в результате фемтосекундной лазерной модификации поверхности c-Si при остаточном давлении 0.1 мбар.

Типичный пример АСМ изображения наночастиц, наблюдающихся после фемтосекундного модифицирования p-Si, представлены на рис.3.

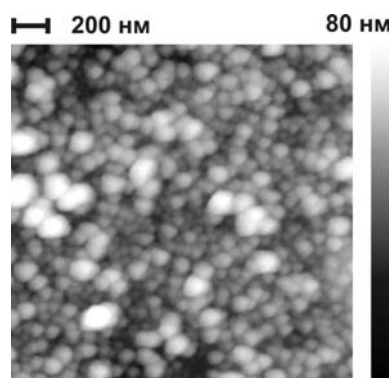


Рис.3. АСМ изображение участка покровного стекла сплошь покрытого наночастицами, образовавшимися в результате фемтосекундной лазерной модификации поверхности p-Si при остаточном давлении 200 мбар.

Сравнение размеров наночастиц, образующихся при фемтосекундной модификации поверхностей c-Si и p-Si, показало, что средний размер наночастиц больше в случае p-Si. Примером такого сравнения может служить распределение высот наночастиц, измеренных на участках покровного стекла с единичными наночастицами, образовавшимися в результате фемтосекундной модификации поверхностей c-Si и p-Si, находящихся в вакууме с остаточным давлением 0.1 мбар, 500 мкДж. Для образования достаточного количества наночастиц число

импульсов составляло 1200. Для случая c-Si средняя высота частиц составила приблизительно 20 нм, в то время как для случая p-Si – приблизительно 35 нм. Ширина распределения наночастиц по высоте в случае p-Si также была в 1.5-2 раза больше, чем в случае c-Si. При этом как для случая p-Si, так и для случая c-Si, высота частиц значительно превышала высоту наночастиц, наблюдающихся на поверхности c-Si при модификации импульсами с энергией до 70 мкДж.

Во всех случаях латеральные размеры образующихся наночастиц составляли от нескольких десятков до 200 нм. В случае p-Si, модифицируемого в вакууме при остаточных давлениях более 1 мбар, на поверхности были, кроме того, обнаружены частицы значительных (400-500 нм) латеральных размеров и большой (вплоть до нескольких сотен нанометров) высоты, слабо связанные с поверхностью. Количество таких частиц возрастало с увеличением остаточного давления. Вероятным объяснением появления этих частиц является отрыв от поверхности частей пористого слоя.

Зависимость количества наночастиц от остаточного давления для модификации p-Si имела немонотонный характер с максимумом при 10 мбар.

Таким образом, методом АСМ было показано образование наночастиц при фемтосекундном лазерном воздействии на поверхности c-Si и p-Si, находящиеся в различных условиях и проведено изучение некоторых морфологических параметров образующихся в этих условиях наночастиц.

Работа была выполнена на оборудовании ЦКП физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова и поддержана грантами РФФИ 06-02-08306-офи, 06-02-16960-а, 06-02-17179-а, 06-02-39022-ГФЕН_а, 07-02-91587-АСП_а, 07-02-92006-ННС_а, а также программами Федерального агентства по науке и инновациями РФ.

- [1] Zhua J., Yina G., Zhao M. *et al.*, Appl. Surf. Sci. 245, 0102 (2005).
- [2] Rouquerol J., Avnir D., Fairbridge C.W. *et al.*, Pure Appl. Chem, 66, 1739 (1994).
- [3] Заботнов С.В., Ежов А.А., Головань Л.А. и др., Физика и техника полупроводников, 41, 12608 (2007).

Расчет количества инжектированных зарядов в тонких диэлектрических слоях в экспериментах по локальной зарядке под зондом атомно-силового микроскопа.

М.С. Дунаевский, А.Н. Титков

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт Петербург, Россия

e-mail: mike.dunaeffsky@mail.ioffe.ru

В последнее время большой интерес вызывают исследования электрических свойств диэлектрических слоев, содержащих встроенные нанокристаллы (НК). Такие среды используются в качестве подзатворных окислов в полевых транзисторах с плавающим затвором, являющихся ячейками энергонезависимой Flash-памяти [1]. Электростатическая силовая микроскопия (ЭСМ) позволяет выполнять эксперименты по локальной зарядке диэлектрических слоев с последующим наблюдением поведения инжектированных зарядов. Такие эксперименты состоят из двух стадий: 1) зарядки – зонд атомно-силового микроскопа приводится в контакт с поверхностью и прикладывается импульс напряжения и 2) визуализации заряженной области – сканирования поверхности зондом с детектированием электростатического взаимодействия с заряженной областью.

Анализ ЭСМ изображений заряженных областей позволяет получить информацию о числе инжектированных зарядов и их распределении в плоскости слоя. В общем случае, такая информация может быть получена путем моделирования и расчета сил электростатического взаимодействия между зарядами и всей поверхностью АСМ-зонда, что, однако, является очень сложной задачей. В данной работе было учтено то обстоятельство, что при детектировании не самой электростатической силы, а ее *градиента* доминирует взаимодействие зарядов только с окончанием зонда [2,3]. Это позволяет применить упрощенный подход, рассматривающий взаимодействие инжектированных зарядов только со сферическим кончиком зонда в приближении взаимодействия эффективных точечных зарядов.

Рассмотрим взаимодействие заряженного НК, содержащего фиксированный заряд q с кончиком АСМ-зонда радиусом R . Будем считать, что зонд движется на расстоянии h от плоскости в которой находится заряженный нанокристалл (см. Рис.1).

На АСМ-зонде наведется зеркальный заряд $q' = -qR/(R+D)$. Взаимодействие с зеркальным зарядом будет иметь вид силы притяжения F_1 .

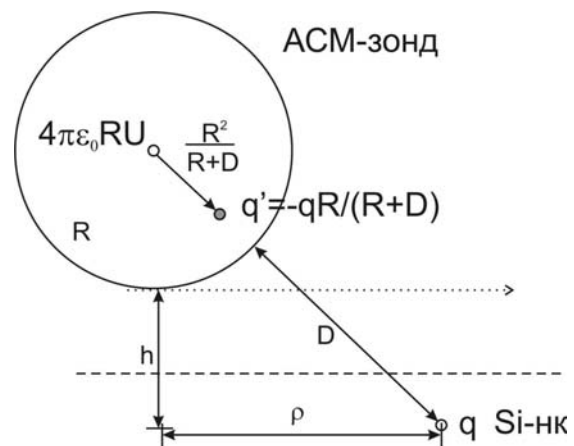


Рис.1 Геометрическая схема, иллюстрирующая электростатическое взаимодействие АСМ-зонда с заряженным нанокристаллом.

$$F_1 = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2 R(R+D)}{(2RD+D^2)^2} \quad (1)$$

Подачу напряжения U на зонд можно учесть, поместив в центр сферы заряд $Q_2 = 4\pi\epsilon_0 RU$. Это приведет к возникновению силы F_2 ,

$$F_2 = \frac{qRU}{(R+D)^2} \quad (2)$$

которая может быть как силой притяжения, так и отталкивания в зависимости от знаков зарядов Q_2 на зонде и q на Si-НК. Если просуммировать эти две силы, выразить D через R , h и ρ , а затем перейти к производным по z (z -нормаль к поверхности), то можно получить выражение для производной электростатической силы dF/dz . В эксперименте по детектированию градиента электростатической силы измеряется фазовый сдвиг колебаний АСМ-зонда $\Delta\phi = (Q/2k) * dF/dz$, здесь Q -добротность микроконсоли АСМ-зонда, k -коэффициент упругости. В случае, когда заряженный НК находится внутри слоя с диэлектрической проницаемостью ϵ необходимо еще учесть частичную экранировку. Для $\Delta\phi$ получим окончательное выражение

$$\Delta\varphi(\rho) = \frac{Q}{k} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2q^2 R(3h^2 + 6hR + 4R^2 - \rho^2)}{(\epsilon + 1)^2 (h^2 + 2hR + \rho^2)^3} - \frac{qRU(2h^2 + 4hR + 2R^2 - \rho^2)}{(\epsilon + 1)((h + R)^2 + \rho^2)^{5/2}} \right) \quad (3)$$

Полученное выражение позволяет моделировать форму экспериментально получаемого ЭСМ сигнала $\Delta\varphi(\rho)$, а это позволяет решить две важные задачи: а) оценить латеральное разрешение градиентного ЭСМ метода, б) оценить величину заряда q , локализованного в области под АСМ-зондом.

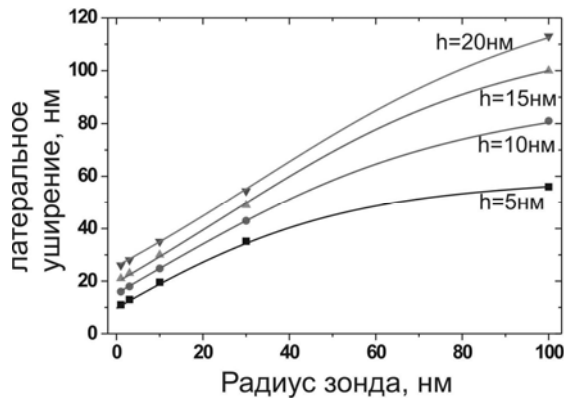


Рис.2. Расчет аппаратного уширения градиентного ЭСМ в зависимости от радиуса зонда (R) и лифт-параметра (h)

Из приведенных на рис.2 графиков зависимостей латерального разрешения градиентного ЭСМ можно видеть, что при работе с острыми зондами с $R < 10$ нм и при малых расстояниях между зондом и поверхностью $h = 5$ нм латеральное разрешение может достигать 15 нм.

На рис.3(а) представлен результат расчета профиля сдвига фазы $\Delta\varphi(\rho)$ при сканировании области 9-ти (3×3) заряженных НК, на каждом из которых помещен заряд $1e^-$. Латеральное расстояние между Si-НК варьировалось от 40 до 10 нм. В работе [4] был описан проделанный нами эксперимент по локальной зарядке массива Si-НК в тонком слое SiO_2 (рис.3(б)). Полученный в расчете профиль при расстоянии между Si-НК $L = 10$ нм становится похожим на полученный в эксперименте [4] профиль на рис. 3(с).

Отсюда можно заключить, что в области под зондом находится заряд около $q \approx 10e^-$. Интересно отметить размер заряженной области. Из данных рис.3. с учетом латерального разрешения следует, что реальный размер заряженной области составляет около 20 нм. По данным просвечивающей электронной микроскопии [4] в этой области находится около 10-ти Si-НК.

Таким образом, расчет по формуле (3) профилей $\Delta\varphi(\rho)$ и их сравнение с

экспериментальными профилями позволяет оценить количество заряда в заряженной области и ее реальный диаметр.

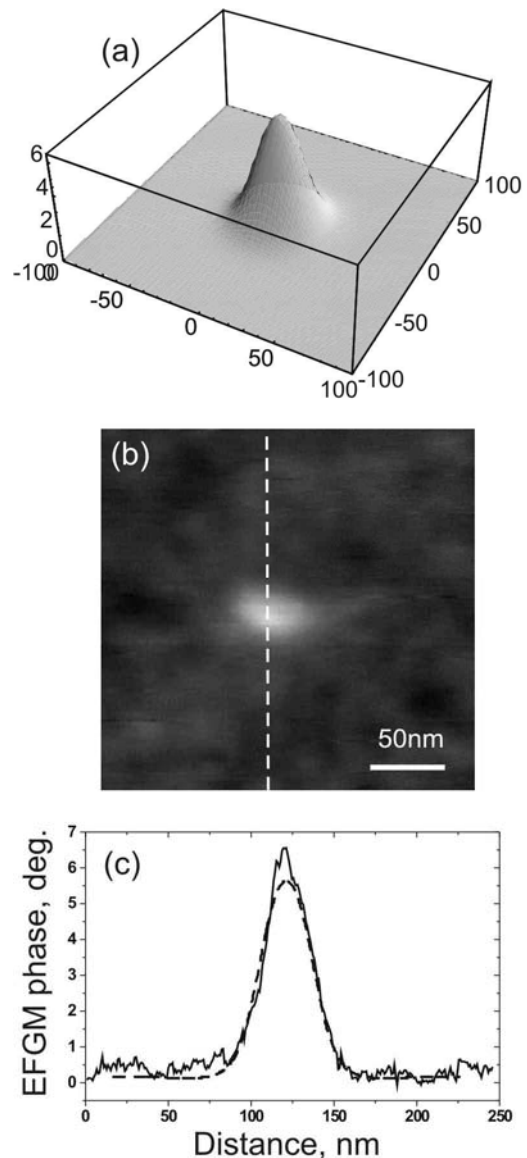


Рис.3 (а)-Моделирование $\Delta\varphi(\rho)$ при детектировании 9-ти (3×3) заряженных НК (расстояние между НК 10 нм), каждый из которых содержит $1e^-$; (б)-ЭСМ изображение области заряженных Si-НК в SiO_2 [4]; (с) – Сравнение экспериментального и моделируемого профилей.

- [1] S.Tiwary, F.Rana, H.Hanafi, A.Hartstein, E.Crabbe, Appl.Phys.Lett., 68, 1377, (1996)
- [2] J. Colchero, A. Gil, A. M. Baro, Phys.Rev.B., 64, 245403 (2001)
- [3] P.Girard, A.N.Titkov, Applied Scanning Probe Methods, Vol. 2, p. 279-315, Springer-Verlag, Heidelberg, (2006)
- [4] М.С.Дунаевский, А.Н.Титков, С.Ю.Ларкин, А.Б.Спешилова, С.Bonafos, A.Clavierie, R.Laiho, ПЖТФ, том 33, вып.20, с.80-87, (2007)

Использование метода химического осаждения из паров металлоорганических соединений для модифицирования многостенных углеродных нанотрубок с целью придания им необходимых физических свойств.

Б.С.Каверин¹, А.М. Объедков¹, С.А. Гусев², А.Б.Езерский³, А.А. Зайцев¹, Н.М.Семенов¹.

¹Институт металлоорганической химии им. Г.А Разуваева РАН, ГСП-445, ул. Тропинина 49, Нижний Новгород, Россия.

²Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия

³Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия
e-mail: kaverin@iomc.ras.ru

Использование метода МОСVD позволяет получать как многостенные углеродные нанотрубки (МУНТ), так и проводить модифицирование МУНТ с целью придания им необходимых физических свойств. Это создает основу для получения различных (новых) структур из наночастиц металлов инкапсулированных в канале нанотрубки или осажденных на её поверхности. Например, применение ферроцена в качестве источника каталитических частиц железа в зависимости от режимов осаждения позволяет получить железосодержащие нанопроволочки инкапсулированные по длине нанотрубки и железосодержащие наночастицы в вершинах нанотрубок. Такие нанотрубки, например, могут использоваться в качестве кантиллеров чувствительных к магнитным полям. (Рис.1)

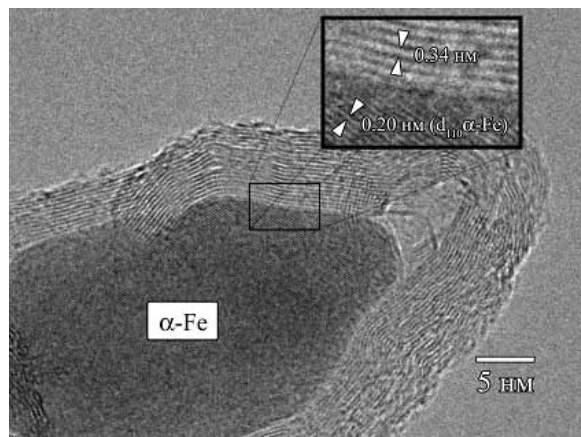


Рис. 1 Микрофотография каталитической наночастицы α -Fe на кончике (шапочке) МУНТ.

Для создания композитов на основе МУНТ требуется модифицировать их поверхность для улучшения сцепления с матрицей. В настоящей работе нами исследован процесс осаждения пиролитического хрома на поверхность МУНТ. В качестве исходного металлоорганического соединения (МОС) хрома использовали бисаренхроморганическую жидкость ХОЖ "Бархос" (средний молекулярный вес 292, общее

содержание хрома 15-16%), промышленно выпускаемый продукт. Способ создания паровой фазы МОС – неравновесный в статических условиях.

Оказалось, что вид композита существенно зависит от количества нанесенного пиролитического хрома и условий осаждения. В случае, когда масса осажденного покрытия приближается к массе исходных МУНТ наблюдается сращивание (спайка) параллельно расположенных или перекрещивающихся и соприкасающихся между собой МУНТ. Наблюдается образование структур типа «Краб» или «Клешня краба» (Рис.2).

Картина электронной микродифракции содержит линии соответствующие МУНТ и гало в области сильных линий хрома и его карбидов.

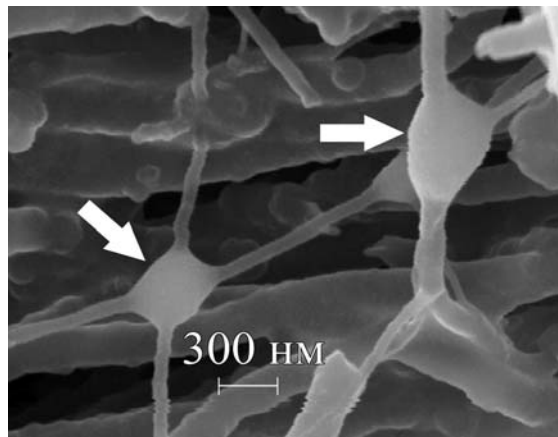


Рис. 2 РЭМ микрофотография МУНТ с нанесенным покрытием пиролитического хрома. Стелками указаны места «сращивания» отдельных нанотрубок.

Нами также выявлена интересная зависимость формирующихся поверхностных структур от диаметра МУНТ. Мы обнаружили, что наблюдается критический диаметр, ниже которого на поверхности МУНТ образуются структуры типа «бусы» (Рис.3 а, б). Если диаметр исходной нанотрубки больше

критического, то «бусы» не образуются. По нашему мнению возникновение структур типа «бус» указывает на наличие жидкой промежуточной фазы. Если имеется жидкий цилиндр, то он разбивается на капли из-за неустойчивости Плато – Рэлея. При возникновении такой неустойчивости период расположения «бусинок» λ и радиус жидкого цилиндра, из которого эти бусинки возникли r

связаны соотношением $\lambda=9r$. Этот результат получен для ньютоновских жидкостей. В них было бы возможно возникновение бусинок с произвольным пространственным периодом. Существование критического диаметра, наблюдающегося в эксперименте, говорит о том, что жидкая фаза - это, по-видимому, не ньютоновская, а вязко пластичная жидкость,

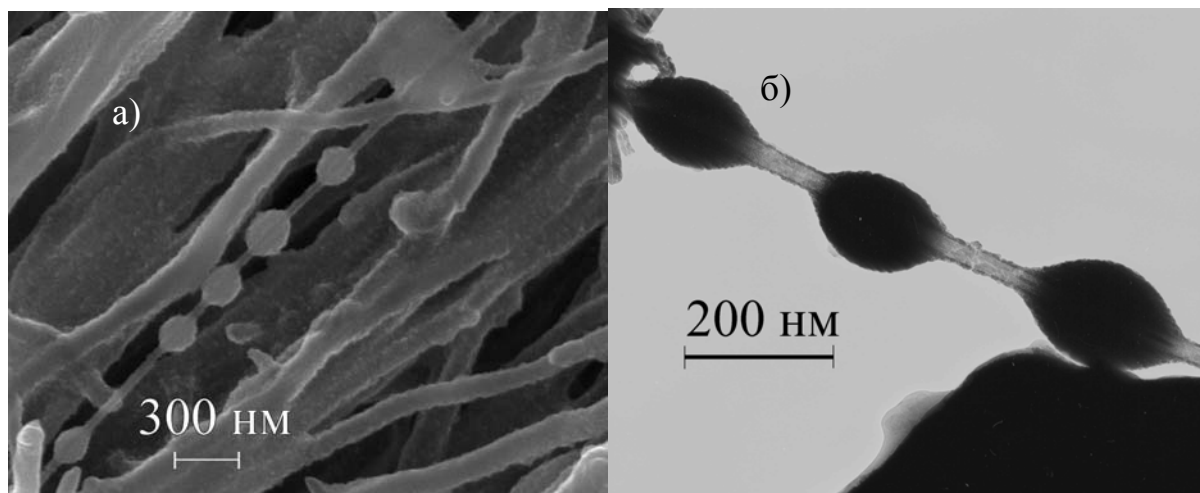


Рис. 3 Изображение структуры в виде «бус» полученное (а) в растровом электронном микроскопе, (б) в просвечивающем электронном микроскопе.

в которой есть еще пластические напряжения, препятствующие неустойчивости Плато – Рэлея, если радиус жидкого цилиндра достаточно большой. Действительно, давление p из-за поверхностного натяжения пропорционально $p=\sigma/r$ (σ – коэффициент поверхностного натяжения), а давление из-за пластической деформации не зависит от радиуса. Поэтому для

возникновения неустойчивости надо иметь достаточно тонкий жидкий цилиндр, что и наблюдается в эксперименте. На МУНТ большей толщины покрытие сплошное.

Работа выполнялась при поддержке гранта Президента РФ НШ-1396.2008.3.

СЗМ и EXAFS исследования структурных особенностей нанокompозитных пленок германия

О.В. Карбань^{1,2}, Р.Г. Валеев^{1,4}, А.Н. Деев¹, Д.В. Сурнин¹, В.В. Кривенцов³,
В.М. Ветошкин^{1,4}

¹ Физико-технический институт УрО РАН, ул. Кирова 132, Ижевск, Россия

² Институт радиотехники и электроники РАН, ул. Моховая 11, Москва, Россия

³ Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, пр. академика Лаврентьева 5, Новосибирск, Россия

⁴ Удмуртский госуниверситет, ул. Университетская 1, Ижевск, Россия

На протяжении последних 40 лет плотность транзисторов в интегральных схемах, и, соответственно, производительность микропроцессоров удваивается каждые два года. До настоящего времени быстродействие вычислительной техники увеличивалось за счет увеличения плотности размещения транзисторов, т.е. уменьшения их размеров фактически без изменения принципиальной схемы устройства.

Создание новых поколений компьютеров делает востребованными разработку и получение наноразмерных элементов. При этом, особое место в развитии нанoeлектроники отводится нанокompозитам на основе массивов квантовых точек изолированных друг от друга слоями диэлектрика или полупроводника с большой шириной запрещенной зоны (например, того же материала, но в аморфном состоянии). Коррелированные массивы квантовых точек сегодня являются наиболее перспективными кандидатами для создания устройств квантовой логики и квантовых компьютеров.

В данной работе используется принципиально новый подход к созданию аморфно-нанокристаллических композитных пленок с пространственно-коррелированным расположением наночастиц материала в аморфной матрице на основе простого и дешевого метода испарения материала в условиях сверхвысокого вакуума [1]. При этом размер и количество наночастиц в матрице варьируются простым подбором режимов напыления, а именно, расстояния от испарителя до подложки, температуры конденсации. В результате формируются границы раздела аморфный полупроводник - нанокристаллический полупроводник, исследование морфологии поверхности и локальной атомной структуры которых позволит объяснить процессы, которые ответственны за появление аномальных свойств в данной структуре. В конечном итоге предлагаемый подход приведет к созданию таких нанoeлектронных компонентов, как позиционно-чувствительная сенсорная панель, диод и переключающее устройство со сверхмалым временем переключения между состояниями. При этом важно заметить, что литографические методы формирования структур, имеющие существенные ограничения, в данном подходе не используются,

что значительно упрощает и удешевляет предложенный подход по сравнению с другими методами.

Нанокompозитные пленки германия были получены описанным выше способом в диапазоне температур конденсации 25–450 °C ($T_{пл} = 25, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 400, 450$ °C).

Образцы были получены в камере сверхвысоковакуумного напыления, созданной на базе многофункциональной установки LAS-2000 (RIBER, Франция). Химическая чистота остаточной атмосферы внутри камеры напыления контролировалась методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС).

Локальная атомная структура пленок была изучена методом протяженных тонких структур спектров рентгеновского поглощения (EXAFS-спектроскопия) в режиме выхода флуоресценции в Сибирском Центре Синхротронного Излучения, Новосибирск. EXAFS-спектры на К-крае поглощения Ge ($E_K = 11104$ эВ) для образцов 1 ($T_{кон} = 25$ °C и 6 ($T_{кон} = 450$ °C) были получены в диапазоне энергий 11000–11900 эВ. Предварительная обработка EXAFS-спектров проводилась по стандартной методике [2]. Данные для остальных образцов в настоящее время находятся в стадии обработки.

Результаты EXAFS-исследований представлены на рис. 1. Видно, что локальная атомная структура сильно отличается для 1 и 6-го образцов, что конечно же не противоречит имеющимся в литературе данным. Для образца 1 вид парной корреляционной функции близок к аморфному состоянию германия, а 6-го - кристаллическому.

Морфология поверхности образцов была исследована методом атомной силовой микроскопии (АСМ) на сканирующем зондовом микроскопе Solver-Pro (NT-MDT, Россия) в полуконтактном режиме. Для получения изображений использовались кремниевые зонды "Golden" (NT-MDT, Россия) с резонансной частотой 320 кГц.

На рис. 2 представлены АСМ-изображения поверхности образцов, полученных при различной температуре подложек. На всех образцах наблюдается гладкая аморфная поверхность с изолированными сферическими включениями. Следует заметить, что число изолированных зерен и

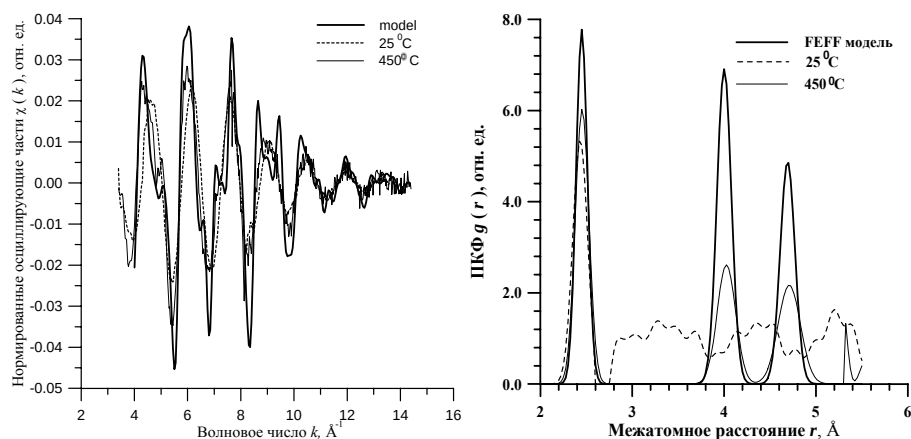


Рис.1 Нормированные осциллирующие части рентгеновских спектров поглощения (а) и парные корреляционные функции (б), соответственно.

их размеры различны для всех образцов. Например, для образца 1 размеры наблюдаемых зерен варьируются от 60 до 100 нм. Высота зерен не менее 1,5 нм. Шероховатость поверхности R_{q2} для участков $2500 \times 2500 \text{ нм}^2$ составила 0,36 нм (см. таблицу 1). Полученная величина хорошо согласуется с шероховатостью аморфной матрицы ($R_{q1} = 0,28 \text{ нм}$).

Таблица 1.

Величины шероховатости (R_{q1} — шероховатость для участков $300 \times 300 \text{ нм}^2$, R_{q2} — шероховатость для участков $2500 \times 2500 \text{ нм}^2$), плотности расположения частиц (h) и кристалличности (c).

Образцы	R_{q1} , нм	R_{q2} , нм	h , $\times 10^{-6}$ нм ⁻²	C_{ACM} , %	C_{EXAFS} , %
25 °C	0.28	0.36	1.6	3	0
50 °C	0.46	1.94	6.7	1	0
100 °C	0.42	1.16	8.9	0	5
250 °C	0.41	1.56	12.7	19	20

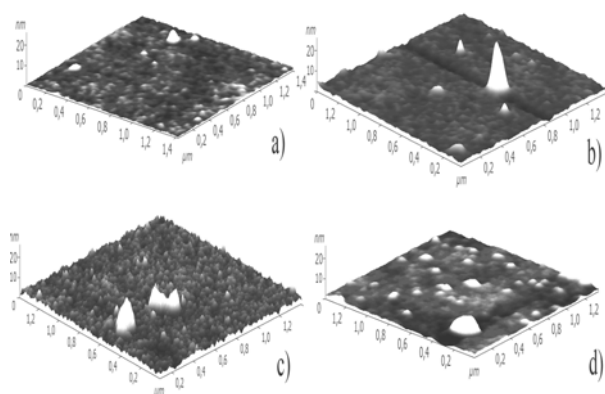


Рис.2 3D АСМ-изображения поверхности пленок Ge, полученных при температурах конденсации 25 (а), 50 (б), 100 (с) и 250 (д) °C

Увеличение шероховатости $R_{q2} = 1,19 \text{ нм}$ второго образца связано ($T_{пл} = 50^\circ\text{C}$) с формированием двух типов зерен: 1) большого числа сферических включений диаметром 60–80 нм и высотой 3–3,5 нм; 2) зерен с диаметром 80–100 нм и высотой 12–26 нм.

Образец 3 ($T_{пл} = 100^\circ\text{C}$) значительно отличается от других образцов. На АСМ-изображениях наблюдаются сферические включения с высотой 0,5–1,5 нм. Размер включений составляет 60–70 нм. Зависимость размеров зерен для образца, полученного при температуре конденсации 100°C , не соответствует классической линейной зависимости, что требует дополнительных исследований.

Для образца 6, полученного при температуре подложки 250°C наблюдается совсем другая картина: его поверхность более шероховата (наблюдаются единичные частицы с высотой 10–20 нм), тогда как шероховатость аморфной матрицы хорошо согласуется с шероховатостью предыдущих образцов. В случае образца 6 фазовый состав, полученный из анализа изображений фазового контраста [3], составляет 81 % аморфной и 19 % кристаллической фаз, что согласуется с EXAFS-данными (табл.1).

Были выполнены АСМ и EXAFS-исследования морфологии поверхности и локальной атомной структуры объема пленок германия. Было показано, что пленки имеют аморфно-нанокристаллический состав, процентные доли аморфной и кристаллической фаз зависят от температуры конденсации.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 06-03-32662-а и 07-02-00391-а.

- [1] Valeev R.G., Deev A.N., Ruts Yu.V. // Surface and Interface Analysis., 36, 955. (2004)
- [2] Babanov Yu.A., Vasin V.V., Ageev A.L., Ershov N.V. // Phys. stat. sol. B., 105, 747 (1981)
- [3] Karban O.V, Ivanov S.N, Kazanov E.N., Salamatov E.I. // Phys. Low-Dimen.Struct., 1/2, 25 (2004)

Исследование влияния боковой намагниченности иглы МСМ кантилевера на характер ее магнитного взаимодействия с локальными объектами

Алексеев А.М.¹, Краснобородько С.Ю.^{1,2}, Шевяков В.И.²

¹ЗАО «Нанотехнология - МДТ»

²Московский институт электронной техники (государственный университет)

e-mail: serg@ntmdt.ru

Сканирующая зондовая микроскопия (СЗМ), характеризующаяся возможностью высокого разрешения геометрических параметров нанообъектов, является перспективным инструментом в нанотехнологии. Одним из основных методов СЗМ является магнитная силовая микроскопия (МСМ). Интерес к ней обусловлен ее уникальными возможностями, позволяющими обеспечивать исследование и модификацию магнитных свойств поверхности с высоким разрешением. Однако широкое использование метода сдерживается рядом существующих проблем. В частности, ключевым элементом МСМ является микромеханический зонд (кантилевер) с ферромагнитным покрытием, от характеристик которого в значительной степени зависят результаты измерений. В частности, правильная интерпретация полученного МСМ изображения исследуемого объекта зависит от магнитных свойств зонда.

В работе было проведено исследование влияния боковой намагниченности иглы МСМ кантилевера на характер ее магнитного взаимодействия с локальными объектами. Для этого проводили намагничивание игл кантилеверов магнитным полем под различным углом и измеряли тестовые магнитные объекты.

Показано, что наряду с перпендикулярной составляющей вектора намагниченности иглы зонда определенную роль на получение магнитного контраста играет и боковая его составляющая. При боковом намагничивании иглы суммарный вектор намагниченности направлен под углом к ее оси и вследствие этого возможна неверная регистрация магнитного отклика исследуемого объекта.

Представлены результаты теоретического моделирования процесса магнитного взаимодействия иглы и объекта. В теоретической модели зонд рассматривался как точечный диполь, с фиксированной z-компонентой намагниченности и низкой плоскостной коэрцитивностью. В этом случае x-компонента намагниченности находилась всегда в одном направлении с полем образца [1]. Сила, действующая на магнитный кантилевер, и её производная вычислялись путём интегрирования силы, действующей на элементарный объём по всему объёму магнитного покрытия зонда.

Выражения силы и её производной, действующей в направлении z, определялись как:

$$F = \int_{V_c} (M_x \frac{\partial H_x}{\partial z} + M_y \frac{\partial H_y}{\partial z} + M_z \frac{\partial H_z}{\partial z}) dV$$

$$\frac{\partial F}{\partial z} = \int_{V_c} (M_x \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + M_y \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + M_z \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2}) dV$$

где H_x , H_y , H_z – компоненты магнитного поля исследуемого образца, M_x , M_y , M_z – компоненты намагниченности покрытия зонда, V_c – объём магнитной плёнки.

В работе представлены результаты экспериментальных измерений магнитных объектов для 3-х случаев.

В первом – игла зонда была намагничена вдоль ее оси (рис. 1а), после чего было получено

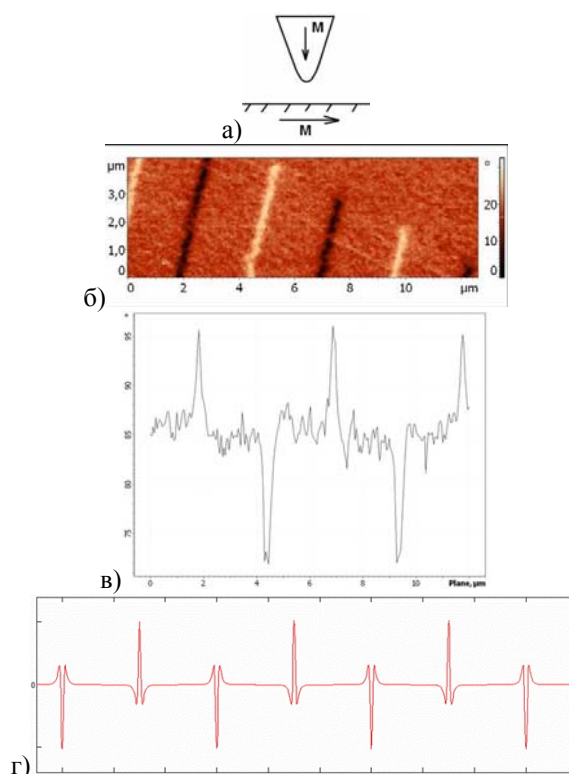


Рис.1 а) – направление намагниченности иглы МСМ зонда; б) – МСМ изображение доменной структуры жесткого диска компьютера; в) – поперечное сечение доменной структуры; г) – результат моделирования процесса магнитного взаимодействия иглы и объекта.

МСМ изображение доменной структуры жесткого диска компьютера (рис.1б). На представленном сечении доменной структуры (рис.1в) заметно, что домены имеют два ярко выраженных полюса, что свидетельствует о действии между зондом и образцом сил притяжения и отталкивания.

Во втором случае зонд был намагничен под углом к его оси (рис.2б), затем был измерен магнитный контраст тестового объекта (рис. 2б).

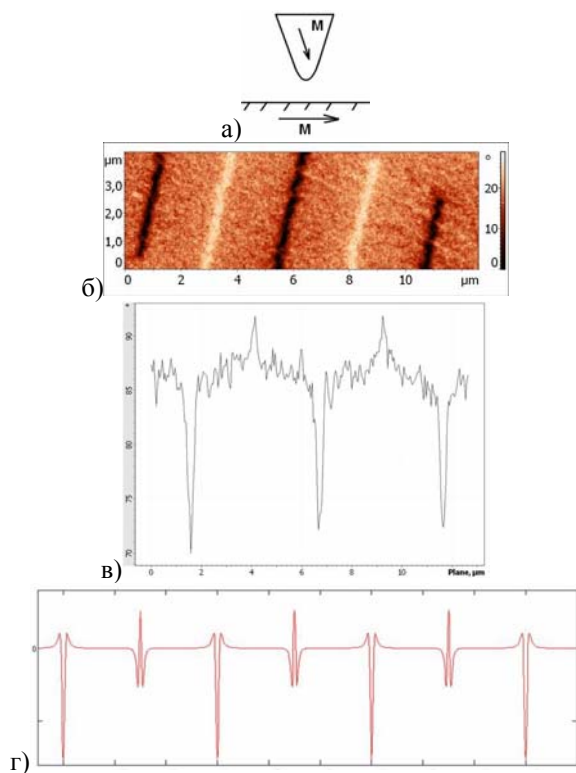


Рис.2 а) – направление намагниченности иглы МСМ зонда; б) – МСМ изображение доменной структуры жесткого диска компьютера; в) – поперечное сечение доменной структуры; г) – результат моделирования процесса магнитного взаимодействия иглы и объекта.

Как следует из рис.2в, на полюсах доменов преобладают силы притяжения.

В третьем случае зонд был намагничен параллельно к его оси (рис.3а), вдоль поля образца. На МСМ изображении тестового образца (рис.3б) был замечен лишь результат действия сил притяжения, на сечении доменной структуры (рис.3в) полюсы одного знака.

Результаты теоретического моделирования процесса магнитного взаимодействия иглы и объекта (рис.1г, рис.2г, рис.3г) показали хорошее согласование с экспериментом и подтвердили влияние боковой составляющей намагниченности иглы на характер магнитного отклика локальных объектов.

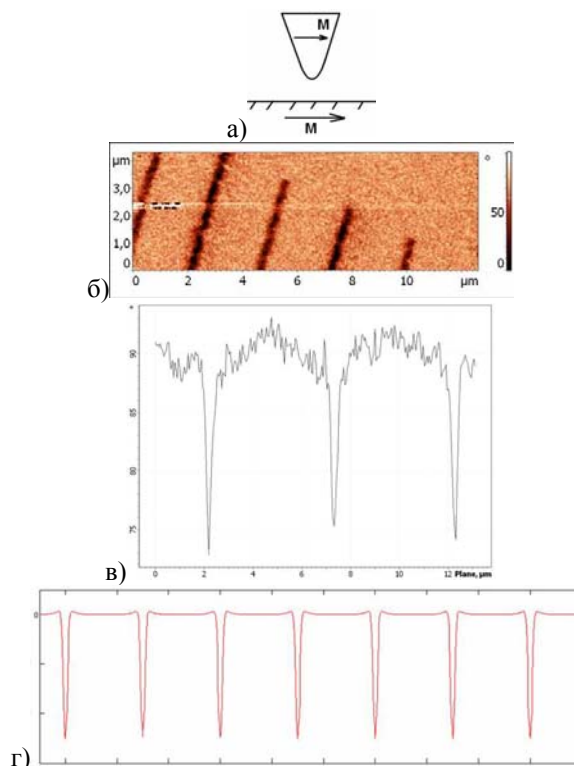


Рис.3 а) – направление намагниченности иглы МСМ зонда; б) – МСМ изображение доменной структуры жесткого диска компьютера; в) – поперечное сечение доменной структуры; г) – результат моделирования процесса магнитного взаимодействия иглы и объекта.

Таким образом показано, что условия намагничивания иглы кантилевера могут в значительной степени оказать влияние на характер ее магнитного взаимодействия с локальными объектами.

Представленные в работе экспериментальные данные и результаты теоретического моделирования процесса магнитного взаимодействия иглы и объекта, подтверждают влияние боковой составляющей намагниченности иглы на характер магнитного отклика локальных объектов.

[1] D. Rugar, H.J. Mamin, P. Grutter, S.E. Lambert, J.E. Stern, I. McFadyen and T. Yogi "Magnetic Force Microscopy: General principles and application to longitudinal recording media", J.Appl.Phys. 68(3), 1 August 1990.

Артефакты АСМ

Н.Г. Циркунов¹, Л.В. Кухаренко², С.А. Чижик³, В.Е. Борисенко¹

¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки 6, Минск, Беларусь

²Белорусский государственный медицинский университет, пр. Дзержинского 83, Минск, Беларусь

³Институт тепло- и массообмена им. А.В.Лыкова НАН Беларуси, ул.П.Бровки 4, Минск, Беларусь
e-mail: lvk@europe.com

Широкое использование атомно-силовой микроскопии (АСМ) для исследования разного рода объектов требует оценки погрешности получаемых метрических характеристик изучаемых структур. Особенно это актуально при измерении серии образцов, где важно установить закономерность в варьировании геометрических размеров структуры поверхности при изменении технологических параметров их формирования. Как показывает практика, при измерении структур, размеры которых соизмеримы с радиусом закругления острия зонда, погрешность определения продольных размеров составляет более 50% и сильно возрастает с увеличением радиуса закругления зонда. Возникают трудности с оценкой погрешности измерения метрических характеристик и получением корректных АСМ-изображений и при сканировании твердотельных объектов со структурой колодезного типа.

Достаточно часто исследователи при проведении АСМ-эксперимента сталкиваются не только с процессом деградации острия зонда, но и с его сколом. При этом может образовываться двойная игла, острия которой имеют различные радиусы закругления и расположены на разных уровнях.

Для исследований использовали зондовую лабораторию NTEGRA Prima (Россия, Зеленоград, NT-MDT) с кремниевыми зондами, имеющими радиус закругления ~ 10 нм. Сканирование проводилось в динамическом режиме. Сравнение параметров изображений проводили на тех элементах структуры, которые полностью отображены на рисунках. Это позволило исключить изменение сопоставляемых площадей элементов структуры в результате влияния гистерезиса пьезоэлемента. Данный гистерезис приводит к смещению отображаемой области в процессе повторного сканирования и, как следствие, к изменению площади элементов, находящихся у края. Для оценки радиуса закругления острия зонда использовали TGT структуру фирмы NT-MD (Россия, Зеленоград).

На рисунке 1 представлено АСМ-изображение тестовой решетки TGT, состоящее из трех совмещенных изображений, полученных в процессе последовательного сканирования одного и того же участка поверхности TGT структуры (серый цвет соответствует первому,

светло-серый – второму, черный – третьему сканированию). Обнаружено, что каждое последующее сканирование дает больший объем тестовых пиков данной решетки по сравнению с предыдущим, что свидетельствует о деградации острия зонда.

Деградация острия зонда может наблюдаться при визуализации структур колодезного типа даже в процессе только одного сканирования. Так, на рисунке 2а приведено АСМ-изображение структуры колодезного типа на кремнии. В процессе сканирования, согласно вертикальному профилю сечения S1 (Рис. 2б), наблюдается уменьшение диаметра дна исследуемой структуры, при получении одного АСМ-изображения.

Еще одним проявлением деградации острия зонда является образование двойной иглы. Острие зонда при соприкосновении с исследуемой поверхностью может скалываться, образуя два острия вместо одного.

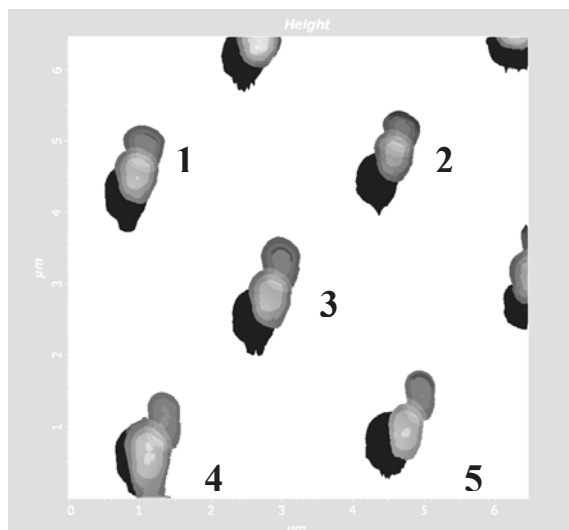


Рис. 1 АСМ изображение тестовой решетки TGT, полученное при совмещении трех изображений, полученных в процессе последовательного сканирования одного и того же участка TGT структуры.

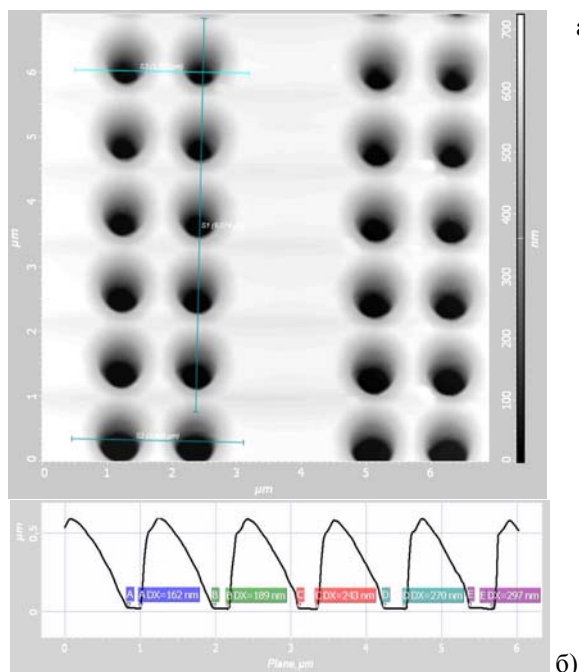


Рис. 2 а) - АСМ изображение структуры колодезного типа на кремнии; б) -вертикальный профиль сечения S1.

Образование двойного острия может происходить за счет накопления механических напряжений, как в технологическом процессе формирования зонда, так и за счет наличия дефектов в самом материале зонда. Интересным является случай двойной иглы, острия которой находятся на разных уровнях, что значительно усложняет интерпретацию получаемых АСМ-изображений.

На рисунке 3 представлено АСМ-изображение клетки крови - лейкоцита, после воздействия индуктора запрограммированной клеточной смерти (апоптоза). Для апоптотической клетки характерно наличие специфических морфологических признаков, которые можно наблюдать на полученном АСМ-изображении.

Необходимо отметить, что на приведенном АСМ-изображении, визуализируются двойные локальные выпячивания мембраны с периодом ~ 2 мкм. Более того, наблюдается повторение части структуры имеющей перепад высот более 100 нм. Исходя из этого, можно сделать вывод, что данное АСМ-изображение получено двойной иглой, острия которой расположены на расстоянии 2 мкм друг от друга, а разница высот между ними составляет ~ 100 нм.

На рисунке 4 представлено АСМ-изображение той же клетки после произведенной смены зонда. Как видно, на данном АСМ-изображении отсутствует раздвоение локальных выпячиваний наружной мембраны.

Из проведенного АСМ-эксперимента можно сделать вывод, что при визуализации глубоких структур с вертикальными стенками, необходимо уменьшать скорость сканирования и увеличивать коэффициент обратной связи. Это

позволяет избежать артефактов АСМ, связанных с деградацией острия зонда и получать повторяемые изображения исследуемых структур. Кроме того для оценки погрешности полученных метрических характеристик различных структур следует осуществлять процесс сканирования используя несколько зондов. Причем для каждого зонда необходимо проводить повторное сканирование одного и того же участка исследуемой поверхности со сменой направления сканирования.

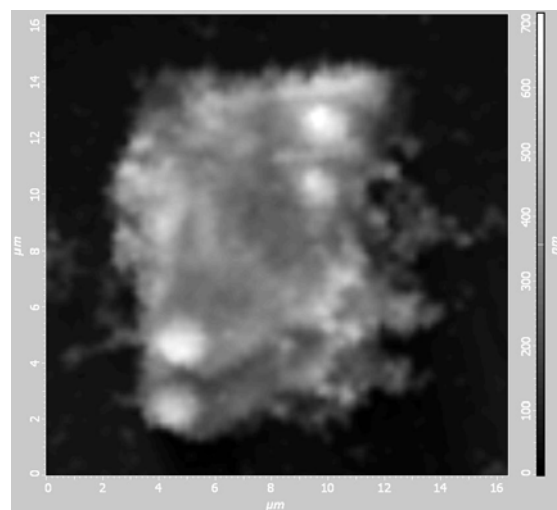


Рис. 3 АСМ изображение лейкоцита, полученное при сканировании двойной иглой.

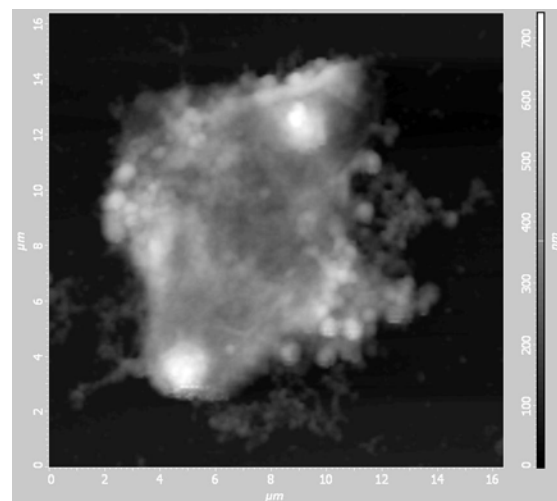


Рис. 4 АСМ изображение лейкоцита, полученное после смены зонда.

При работе с медико-биологическими объектами проведение АСМ эксперимента со сменой зонда, так же поможет отследить формирование двойной иглы и упростить интерпретацию получаемых АСМ-изображений.

Формирование наноструктур на базе пленок Al/Nb сплавов

С.К. Лазарук¹, А.А. Лешок¹, Н.Г. Циркунова¹, Л.В. Кухаренко²

¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки 6, Минск, Беларусь

²Белорусский государственный медицинский университет, пр. Дзержинского 83, Минск, Беларусь
e-mail: serg@nano.bsuir.edu.by

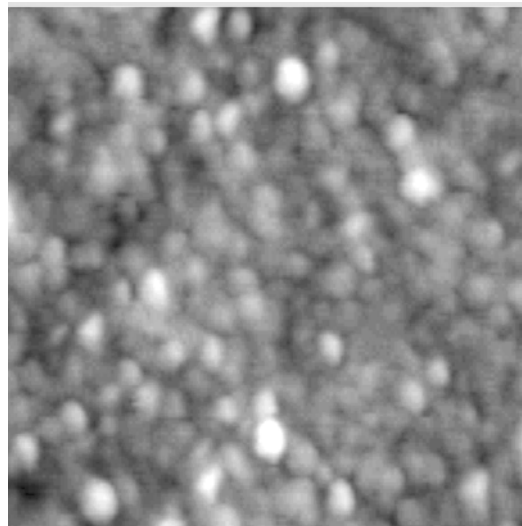
В последние годы возрос интерес к самоорганизующимся наноструктурам и методам их получения. Одним из перспективных материалов в аспекте наноструктурной самоорганизации являются пленки ниобия и его оксида. Пористое анодирование ниобия позволяет формировать наноструктурированные пленки толщиной менее 1 мкм [1]. В данной работе получены наноструктурированные пленки ниобия толщиной до 3 мкм.

В качестве подложки использовался Si (100). Пленки Al/Nb сплава наносились с помощью магнетронного распыления алюминиевого тигля со вставками ниобия. Площадь ниобиевых вставок составляла 40 % общей площади тигля. Толщина формируемых пленок составляла 3 мкм.

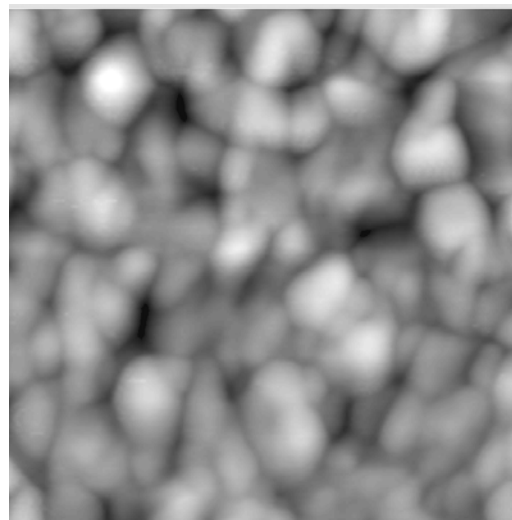
Состав осажденных пленок контролировался с помощью Оже-спектрометрии. Структура поверхности полученного сплава исследовалась методами сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ), а так же с помощью сканирующего электронного микроскопа. После получения топографии поверхности Al/Nb пленки образец подвергался селективному жидкостному травлению в 10% растворе серной кислоты в течение 5 минут для удаления алюминиевой составляющей. После травления структура полученной пленки повторно исследовалась с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) (NTEGRA Prima, NT-MDT, Россия).

Первоначально исследовались пленки компонентов, входящих в Al/Nb сплав, для определения их структуры. Исследование пленок алюминия и ниобия толщиной 50 нм с помощью СЗМ показало, что основной размер зерна для Nb пленок составляет 10-50 нм, а для Al – 90-130 нм (Рис. 1). Максимальная растворимость алюминия в ниобии при температуре 2190 °С составляет 6вес.% и уменьшается до 4,5вес.% при комнатной температуре.

Использование достаточно больших концентраций Al будет способствовать формированию отдельных зерен Al и Nb, т.к. алюминию свойственно вытеснять примесный материал к границам зерен при формировании сплавов. Предполагалось, что применение равных концентраций при формировании пленок Al/Nb сплава позволит получить упорядоченную структуру.



а)



б)

Рис. 1 АСМ изображение пленки ниобия (а) и пленки алюминия (б) (толщина пленок составляет 50 нм, область сканирования 900х900 нм).

На рисунке 2 представлен профиль распределения по толщине концентраций компонентов пленки, осажденной магнетронным распылением, полученный с помощью Оже-спектрометрии. Среднее значение процентного содержания ниобия в сплаве составляет 36%. Состав пленки равномерный по всей глубине.

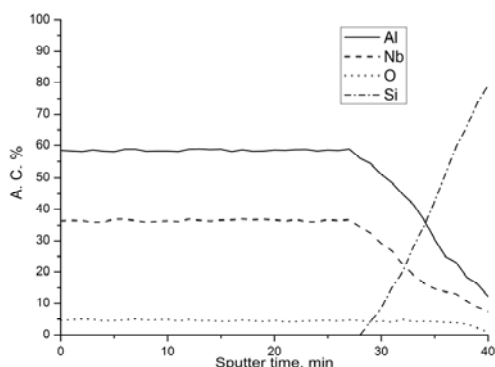


Рис. 2 Профиль распределения концентрации компонентов Al/Nb пленки по толщине.

Топография сплава сформированной Al/Nb пленки представлена на рисунке 3. Как видно, на изображении хорошо различима структура с двумя характерными размерами зерен порядка 100 нм и 20 нм. Большие зерна размером порядка 100-150 нм либо покрыты более мелкими, размер которых ~ 20-50 нм, либо состоят из них. Можно заметить, что малые зерна располагаются вокруг больших, образуя цепочки. Предполагалось, что большие структурированные зерна представляют собой алюминиевую составляющую сплава, а малые — ниобиевый компонент.

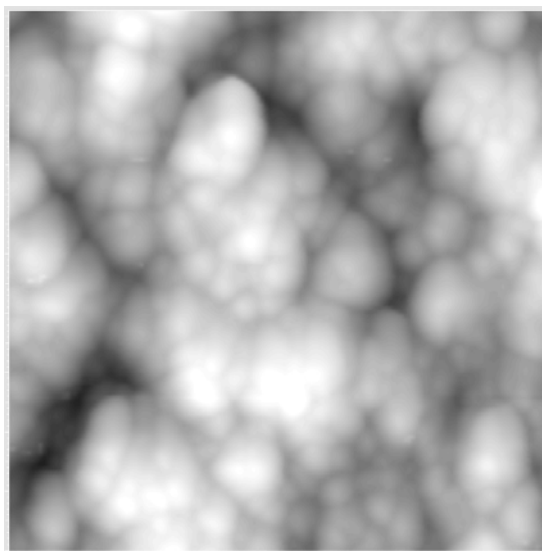


Рис. 3 АСМ изображение поверхности Al/Nb пленки (окно сканирования составляет 900x900 нм).

Для проверки сделанного предположения было проведено селективное травление сформированной пленки в растворе серной кислоты с целью удаления алюминия и дальнейшего исследования полученной структуры с помощью РЭМ (Рис. 4). Визуализация цепочек характерного размера ~ 20 нм, расположенных на расстоянии порядка 100 нм, подтверждает предположение о взаимораспределении материала в сплаве.

Наличие на РЭМ изображении протравленной Al/Nb пленки сплошных областей с 20 нм структурой, по-видимому, объясняется высокой концентрацией ниобия. В процессе формирования пленки зерна Nb вымещаются алюминием за счет высокой концентрации. Это приводит к образованию плотной Nb оболочки препятствующей удалению Al в процессе жидкостного травления. Снижение же концентрации Nb позволит избавиться от площадок и получить структуру состоящую из ниобиевых цепочек.

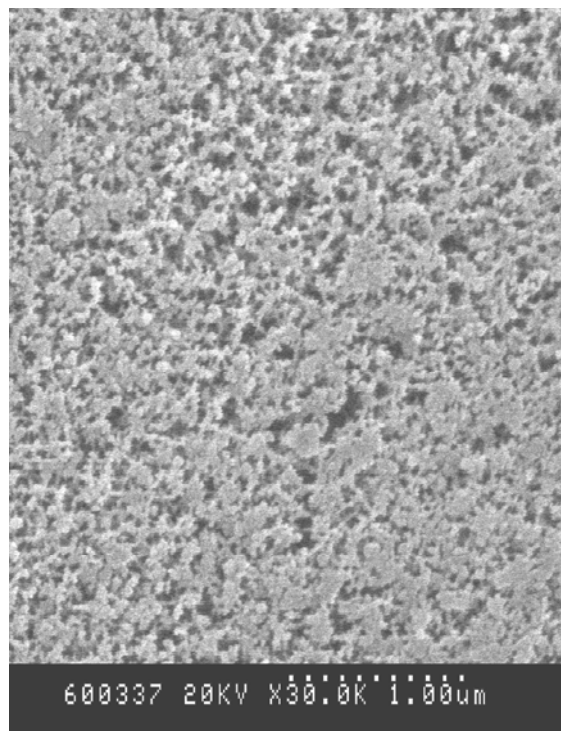


Рис. 4 РЭМ изображение Al/Nb пленки после селективного травления

Полученные магнетронным распылением пленки сплавов Al/Nb толщиной 3 мкм были исследованы с помощью АСМ и РЭМ. Селективное жидкостное травление алюминия показало, что снижение концентрации ниобия позволит получить наноразмерную структуру ниобиевых цепочек. Таким образом, за счет эффекта вытеснения алюминием составляющих сплава к границе зерен возможно получение самоорганизованной структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда фундаментальных исследований, совместный проект БФФИ-РФФИ T06P-140.

[1] Lu Q., Skeldon P., Thomson G. et al. Electrochemical and Solid State Letters, 8(5), B17 (2005).

Резонансное туннелирование в нанокластерах Au на поверхности тонких пленок SiO₂/Si при исследовании методом комбинированной АСМ/СТМ

М. А. Лапшина, Д. О. Филатов, Д. А. Антонов

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского,
пр-т Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия
e-mail lapshina-marina@yandex.ru

В настоящее время большой интерес вызывают исследования металлических нанокластеров, как осажженных на различные подложки [1], так и диспергированных в диэлектрических матрицах [2]. Интерес к подобным системам обусловлен перспективами создания на их основе одноэлектронных устройств [3], элементов памяти, нелинейно-оптических сред (т.наз. метаматериалов) [4] и др.

Для изучения морфологии и электронных свойств нанокластеров на поверхности подложек широко используются методы сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ). В [5] для визуализации и туннельной спектроскопии нанокластеров Au, сформированных внутри тонкой (≈ 4 нм) плёнки SiO₂ на Si методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО), был впервые применён метод комбинированной АСМ/СТМ. Поверхность плёнки сканировалась в режиме контактной АСМ, одновременно измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) туннельного контакта между проводящим АСМ зондом и n^+ -Si подложкой. На ВАХ наблюдались ступени, связанные с кулоновской блокадой туннелирования через нанокластеры Au диаметром ≈ 2 нм.

В настоящей работе методом комбинированной АСМ/СТМ исследованы морфология и электронные свойства нанокластеров Au, сформированных на поверхности естественного окисла SiO₂ на n^+ -Si методом ИЛО с последующим отжигом в сверхвысоком вакууме (СВВ). Исследования проводились при 300К на СВВ АСМ/СТМ

Omicron UHV AFM/STM LF1. Для изучения морфологии кластеров применялись АСМ зонды NT-MDT NSG-01 DLC с алмазными вискерами на острие. На рис. 1а приведено АСМ изображение массива поверхностных нанокластеров Au с латеральными размерами $D = 3 \div 15$ нм, высотой $h = 1 \div 5$ нм и поверхностной плотностью $N_s \approx 2 \cdot 10^{12}$ см⁻². На токовом изображении (рис. 1б), полученном при помощи p^+ -Si зонда NT MDT NSG-01, наблюдались участки повышенной проводимости (токовые каналы), связанные с туннелированием электронов из зонда в n^+ -Si подложку через кластеры Au (рис. 2).

На рис. 3 представлены типичные ВАХ контакта p^+ -Si зонда к поверхности образца, измеренные в различных токовых каналах размерами < 7 нм. На ВАХ наблюдались пики, положение и величина пиков зависели от размеров канала. Данные пики были связаны с резонансным туннелированием электронов через нанокластеры Au. На рис. 4 приведена расчётная зонная диаграмма контакта p^+ -Si АСМ зонда к нанокластеру Au на поверхности SiO₂/ n^+ -Si, который можно рассматривать как туннельный диод. При этом слой естественного окисла на поверхности АСМ зонда образует потенциальный барьер между p^+ -Si и материалом кластера, наличие которого существенно. Следует отметить, что на ВАХ, снятых с использованием зонда с Pt покрытием, максимумов не наблюдалось.

На вставке рис.4 приведены расчётные ВАХ контакта зонд-нанокластер, рассчитанные по одномерной модели. Применимость последней

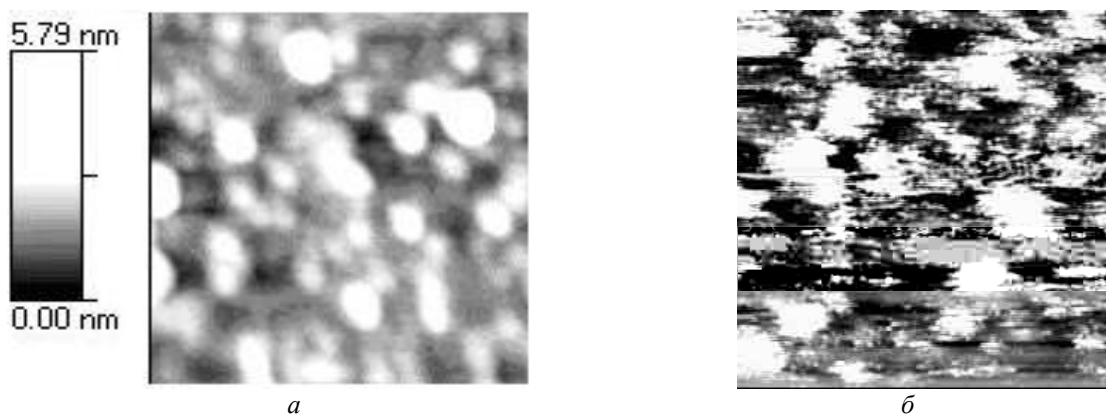


Рис.1. АСМ (а) и токовое (б) изображения нанокластеров Au/SiO₂/ n^+ -Si. Номинальная толщина Au 0,15 нм. Температура отжига 500 °С. Размер кадра 70 × 70 нм².

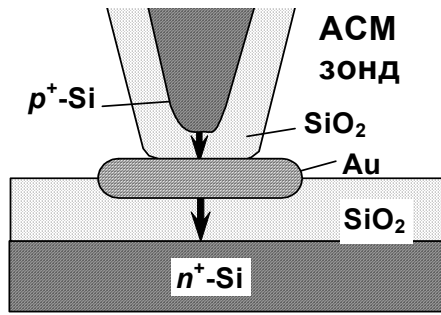


Рис.2. Схема туннелирования через нанокластеры Au на при исследовании методом комбинированной ACM/CTM.

обоснована тем, что $D \gg h$, при этом размерным квантованием в плоскости подложки пренебрегали, поскольку D существенно превышает длину волны де Бройля электрона с энергией Ферми в Au ($\approx 0,5$ нм). В [6] методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и СТМ исследованы электронная структура нанокластеров Au, сформированных методом ИЛО на поверхности высокоориентированного пиролиитического графита (ВОПГ). Изменение электронных свойств кластеров, связанное с размерными эффектами, отмечалось при $D < 1$ нм и $h < 0,5$ нм. При этом в туннельных спектрах кластера наблюдалась щель, так что кластеры с размерами меньше указанных уже нельзя считать металлическими. При расчёте кластеры считались полностью обеднёнными электронами. Эффектом кулоновской блокады также пренебрегали, поскольку рассматриваемая структура является существенно асимметричной, и темп туннелирования электронов через правый барьер намного больше, чем через левый.

Коэффициент туннельной прозрачности структуры $\text{SiO}_2/\text{Au}/\text{SiO}_2$ рассчитывался стандартным методом [7] на основе решения одномерного уравнения Шрёдингера для огибающих в приближении эффективной массы. Его решение в слоях SiO_2 и Au выбиралась в виде $C_1 \text{Ai}(s) + C_2 \text{Bi}(s)$, где Ai и Bi — функции Эйри 1-го и 2-го рода соответственно,

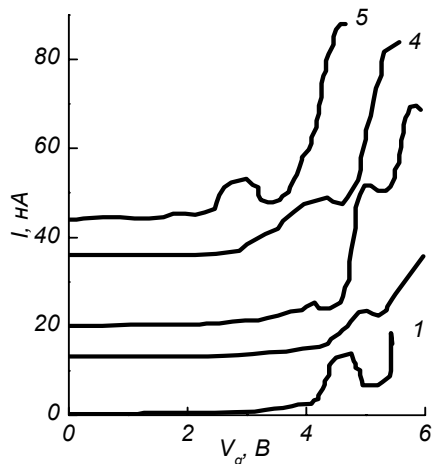


Рис.3. ВАХ туннельного контакта p^+ -Si ACM зонда к нанокластерам Au на SiO_2/n^+ -Si.

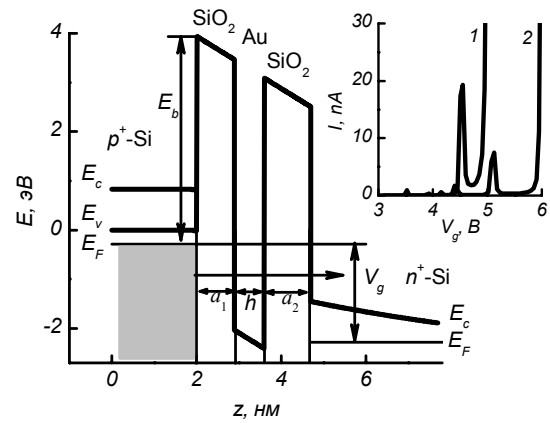


Рис.4. Зонная диаграмма и ВАХ контакта p^+ -Si ACM зонда к нанокластеру $\text{Au}/\text{SiO}_2/n^+$ -Si. a , нм: 1 — 0,4; 2 — 0,5.

$$s = \sqrt[3]{\frac{2m_e}{(\hbar F)^2} [eF(z - z_0) - E]},$$

m_e — эффективная масса электрона, F — напряжённость электрического поля, E — энергия электронов, C_1 , C_2 и z_0 — константы. Данное решение является точным и справедливо при любых F (в том числе при $eFa_1 > E_b$) и при любых E (в том числе при $E > E_b$). Расчёт показывает, что наблюдаемые резонансные пики на ВАХ имеют место именно при указанных условиях. При расчёте учитывалось, что существенная часть V_g падает на ОПЗ контакта между n^+ -Si подложкой и слоем SiO_2 на её поверхности.

Наилучшее количественное согласие между экспериментальными и расчётными ВАХ (рис. 3 и 4) для $a_1 = 0,6$ нм и $a_2 = 1,1$ нм достигается при $h = 0,4 \div 0,5$ нм. Следует отметить, что пики на экспериментальных ВАХ существенно шире, чем на расчётных, что можно объяснить неоднородностью кластеров по толщине.

Работа поддержана Федеральным агентством по образованию РФ (РНП2.1.1.6055).

- [1]. Binns, C. Surface Science Reports, 44, 1 (2001).
- [2]. 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).
- [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]. Smith, D.R., Pendry, J.B., and Wiltshire, M.C. K., Science, 305, 788 (2004).
- [5]. Антонов, Д.А., Филатов, Д.О., Зенкевич, А. В., Лебединский, Ю.Ю., Изв. РАН: Сер. Физ., 71, 61 (2007).
- [6]. Борман В.Д., Борисюк П.В., Лебидько В.В., Пушкин М.А., Тронин В.Н., Троян В.И., Антонов Д.А., Филатов Д.О. ЭТФ, 129, 1 (2006).
- [7] Ландау, Л.Д., Лившиц, Е.М. Теоретическая физика. Т.3: Квантовая механика: нерелятивистская теория. М.: Наука, 1989, с.102.

Магнитно-силовая микроскопия слабокоэрцитивных наночастиц Со во внешнем магнитном поле

В.Л.Миронов, Б.А.Грибков, Д.С.Никитушкин, С.А.Гусев, С.В.Гапонов

Институт Физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
e-mail: mironov@ipm.sci-nnov.ru

Исследование магнитного состояния малых ферромагнитных частиц методами магнитно-силовой микроскопии (МСМ) имеет важное фундаментальное и прикладное значение, обусловленное, прежде всего, перспективами применения массивов таких частиц в качестве среды для сверхплотной магнитной записи информации. Однако магнитно-силовая микроскопия сверхмалых частиц сталкивается с рядом принципиальных трудностей, вызванных сильным взаимодействием магнитного момента частицы с полем зонда, что существенно затрудняет интерпретацию экспериментальных МСМ изображений [1-4]. В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных МСМ исследований и компьютерного моделирования особенностей формирования МСМ контраста от малых слабокоэрцитивных частиц во внешнем магнитном поле.

Упорядоченные массивы ферромагнитных наночастиц формировались посредством электронной литографии и ионного травления тонких пленок Со [5]. Электронно-микроскопические исследования и электронная литография проводились на растровом электронном микроскопе "JEOL – JEM 2000EX II". Магнитное состояние наночастиц изучалось с помощью многомодового сканирующего зондового микроскопа "Solver HV" (компания "НТ-МДТ"). В МСМ измерениях использовались магнитные зонды с Со покрытием, изготавливаемые в ИФМ РАН. МСМ исследования массива наночастиц проводились в *constant height* режиме. Амплитуда колебаний кантилевера составляла порядка 30 нм, средняя высота сканирования – 30 – 50 нм.

При моделировании зонд представлялся в виде однородно намагниченного шара. Поле зонда H_t аппроксимировалось полем одиночного диполя с эффективным магнитным моментом $m_t = M_t V_t$ (M_t - намагниченность в насыщении материала зонда; V_t - эффективный объем магнитного покрытия зонда, взаимодействующего с полем частицы).

В качестве модельных МСМ изображений рассчитывались распределения величины сдвига фазы 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 - Z-компонента силы. Модельные расчеты проводились для частиц Со, имею-

щих форму диска. В расчетах принималось, что частицы являются однородно намагниченными и обладают магнитным моментом $m_p = M_p V_p$ (M_p - намагниченность в насыщении материала частицы, V_p - объем частицы).

На рис. 1 приведено характерное электронно-микроскопическое (СЭМ) изображение участка массива частиц Со. Частицы отличались по форме и имели разброс по размерам. Характерные латеральные размеры частиц составляли 50-70 нм, высота частиц - 20 нм.

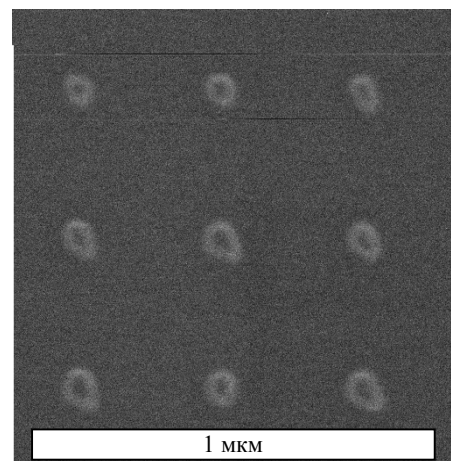


Рис. 1.

Анизотропия формы таких частиц характеризуется двумя значениями коэрцитивного поля: H_{c1} и H_{c2} . Параметр H_{c1} описывает коэрцитивность магнитного момента частицы в плоскости образца, обусловленную отклонением формы частицы от кругового цилиндра. Параметр H_{c2} описывает коэрцитивное поле, удерживающее магнитный момент частицы в плоскости диска (обусловлен формой частицы в виде плоского кругового цилиндра).

При малых высотах сканирования $H_t > H_{c2}$, при этом магнитный момент частицы поднимается из плоскости образца и полностью ориентируется полем МСМ зонда. Как показано в [6], такой ситуации отвечает гауссово распределение контраста на МСМ изображении. На рис. 2(а) приведено экспериментальное МСМ изображение массива частиц при малых (~ 30 нм) высотах сканирования, на котором частицы выглядят в виде темных полюсов с гауссовым распределением контраста (см. рис. 2(б)). На рис. 2(в) для

сравнения показано модельное МСМ изображение частицы при условии $H_t > H_{c2}$.

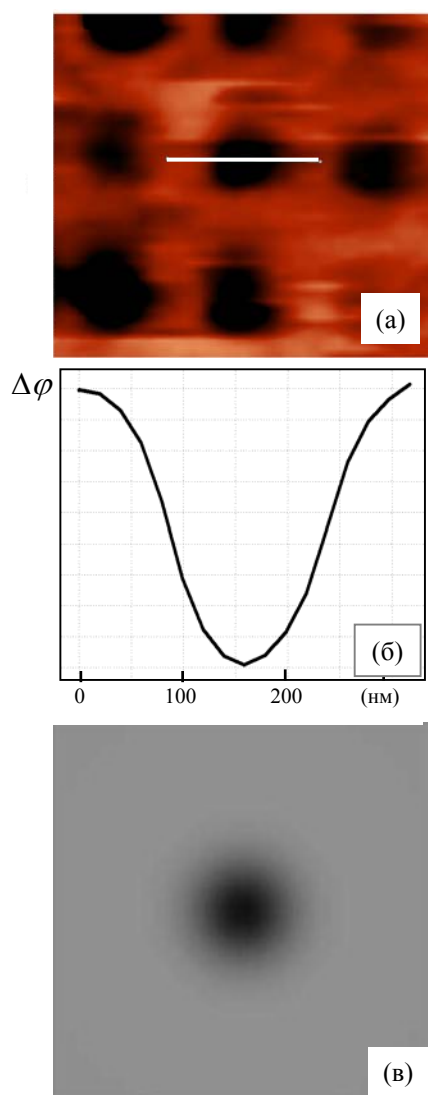


Рис. 2. (а) – экспериментальное МСМ изображение частиц Со, полученное при высоте сканирования 30 нм; (б) – профиль распределения МСМ контраста вдоль линии, показанной на рис. 2(а); (в) - модельное МСМ изображение частицы при условии $H_t > H_{c2}$.

При увеличении высоты сканирования может быть реализовано условие $H_{c2} > H_t > H_{c1}$, при этом магнитный момент частицы может свободно вращаться в плоскости частицы под действием поля МСМ зонда. Как показано в [6], такой ситуации отвечает кольцевое распределение контраста на МСМ изображении. При наложении внешнего магнитного поля H_{ex} происходит стабилизация магнитного момента, сопровождающаяся характерной трансформацией МСМ изображения.

На рис. 3(а-в) приведены экспериментальные МСМ изображения наночастицы Со при условии $H_{c2} > H_t > H_{c1}$, показывающие трансформацию МСМ контраста во внешнем магнитном поле.

(Направление приложенного поля показано на рис. 3(б,в) стрелками белого цвета). Соответствующие модельные МСМ изображения приведены на рис. 3 (г-е).

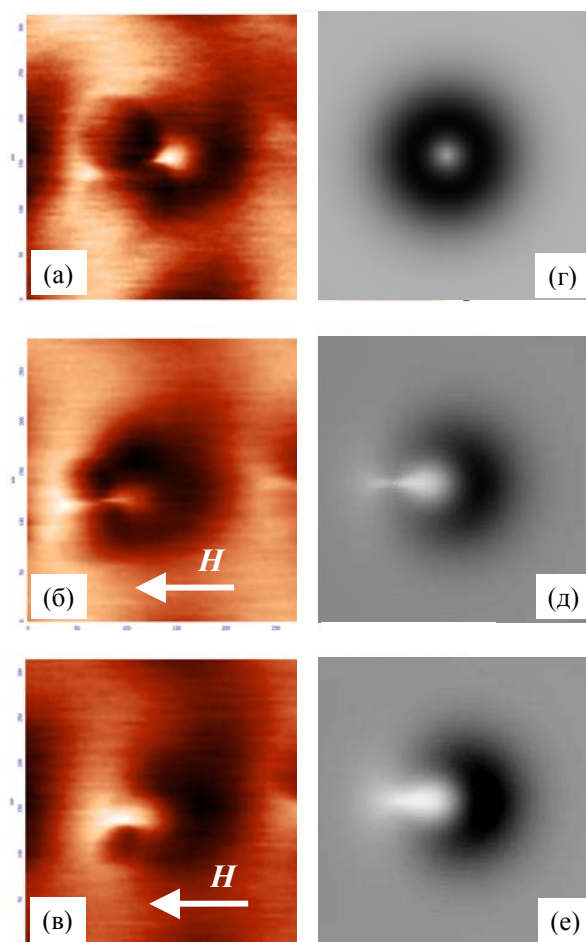


Рис. 3.

При условии $H_{ex} > H_t$ происходит стабилизации магнитного момента частицы, и МСМ изображение соответствует частице, однородно намагниченной вдоль внешнего поля.

Авторы выражают благодарность С.Н.Вдовичеву, А.Ю.Климову, В.В.Рогову за предоставленные образцы, а также А.А.Фраерману за многочисленные полезные обсуждения.

Данная работа поддержана РФФИ (проект 08-02-01202) и РАН в рамках программы “Низкоразмерные квантовые структуры”.

- [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] A.A.Fraerman, S.A.Gusev, L.A.Mazo et al. - Phys. Rev. B 65, 064424 (2002).
- [6] V.L. Mironov, D.S. Nikitushkin, et al., – IEEE Trans. Magnet., 43, 3961 (2007).

Морфология поверхности и структура нанокристаллических пленок 3C-SiC, выращиваемых на кремнии

Л.К.Орлов¹, Ю.Н.Дроздов¹, В.Б.Шевцов¹, В.И.Вдовин², Ю.И.Тарасова³,
М.А.Гришков³, Н.А.Алябина⁴, В.А.Боженкин⁴

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

²Институт химических проблем микроэлектроники, Москва

³Нижегородский государственный технический университет, ул.Минина 24, Н.Новгород

⁴Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр.Гагарина 23, корп.3, Н.Новгород

Гетероструктуры 3C-SiC/Si в последние годы вызывают повышенный интерес как в качестве подложечного материала, перспективного для выращивания пленок нитрида галлия [1], так и при использовании их в качестве широкозонного эмиттера к кремнию в элементах опто- и СВЧ-электроники, таких как кремниевый лавинный фотодиод [2], гетеробиполярный транзистор [3] и другие. В настоящей работе изучается морфология поверхности пленок нанокристаллического кубического карбида кремния, получаемых методом химической конверсии в вакууме из углеводородов. Нарастивание пленок проводилось на кремниевые Si(100) и Si(111) подложки в диапазоне ростовых температур от 800°C до 1100°C. Некоторые особенности роста пленок 3C-SiC на поверхности Si(111) обсуждались в работе [4].

Структура и морфология поверхности пленок были исследованы методами рентгено-дифракционного (РД) анализа и оптической интерференционной микроскопии (ОИМ). Рентгено-дифракционный анализ показал, что пленки карбида кремния имеют кубическую структуру решетки и характеризуются положением дифракционного пика при $2\Theta = 41.5^\circ$ {36.6°}, соответствующего отражению от плоскости (200) {(111)} (рис.1а {с}). Сравнительно высокая интенсивность пика от плоскости Si(200) на рис.1а связывается с деформацией решетки кремния. В ряде случаев изменение условий роста приводит к искажению кубической решетки SiC и появлению на поверхности кремния ромбоэдрической фазы 21R-SiC (рис.1б), характеризующейся линиями в РД спектре при $2\Theta = 30.5^\circ$ - SiC(012) и 40.3° - SiC(1013).

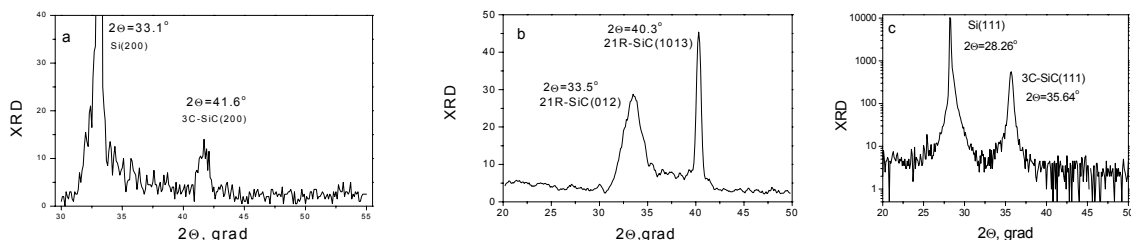
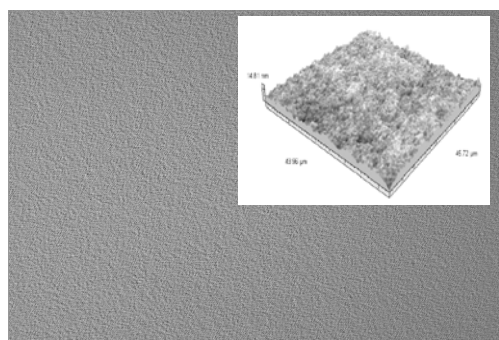


Рис.1. Рентгенограммы слоев SiC, выращенных на поверхности: a,b) - Si(100) и c) - Si(111) и соответствующие 3C - (a-No.07-05, c-No.05-03) и 21R- (b-No.07-06) фазам карбида кремния.

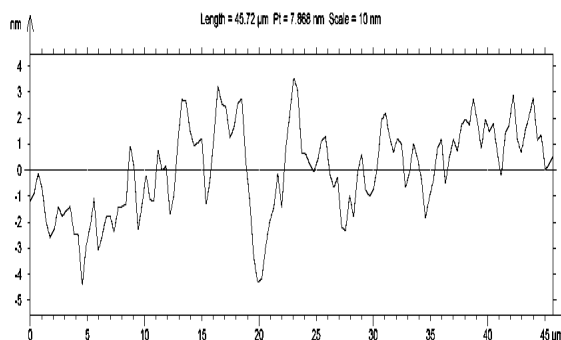
Внешний вид поверхности и основные ее показатели (средне-квадратичное отклонение, степень шероховатости, профиль) для структур SiC/Si, полученных в различных технологических условиях, проанализированы с помощью оптического интерференционного микроскопа Taylor Hobson CCI 2000 A [5]. Величина шероховатости поверхности S_q , определяемая с помощью данного метода, по порядку величины совпадает с данными сканирующей зондовой микроскопии. Несмотря на значительное (~20%) несоответствие решеток гетеропары параметр шероховатости поверхности пленок SiC остается довольно низким. Для большинства выращенных гетероструктур SiC / Si (100) величина S_q не

превышала 4 нм при шероховатости Si подложек $S_q \approx 1.5$ нм. Для примера на рис.2 приведены характеристики поверхности образца No.07-07, полученные методом ОИМ. Пленка 3C-SiC выращивалась в течении 3 часов при температуре $T_{gr} \approx 950^\circ\text{C}$ в парах гексана при давлении $P_{gas} \approx 1 \times 10^{-4}$ Тор. Шероховатость образца составила $S_q = 1.477$ нм. Аналогичный параметр для Si подложки был равен $S_q = 1.434$ нм. РД спектр данного образца имеет структуру линий, аналогичную изображенной на рис.1а.

Морфология поверхности выращенных пленок карбида кремния сопоставляется с характеристиками поверхности менее напряженных эпитаксиальных слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ и



а



б

Рис.2. 2D(а) и 3D(вставка) изображения поверхности структуры No.07-07; б) профиль поверхности.

сверхрешеток (CP) $\text{Ge-Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, осаждаемых на кремниевые подложки $\text{Si}(100)$. Слои германия и сплава в периодической структуре, вследствие роста по механизму Странского - Крастанова, промодулированы по толщине, как показано на вставке к рис.3. Несмотря на заметно выраженную модуляцию толщин отдельных слоев в CP степень шероховатости внешней поверхности большинства исследованных структур не превышала 4 нм. В то же время для эпитаксиальных слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ наблюдается хорошо выраженная зависимость S_q от величины XD с максимальной шероховатостью поверхности в окрестности докритических толщин слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Введение релаксации напряжений (сетки дислокаций несоответствия) в упруго - напряженную систему приводит к сглаживающему эффекту, т.е. к снижению степени шероховатости поверхности пленки.

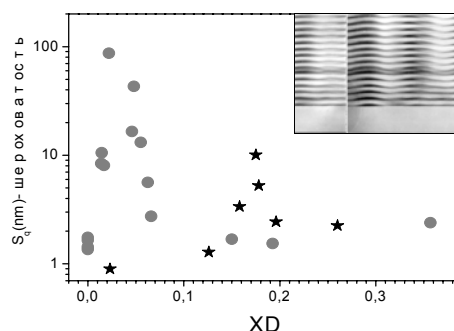
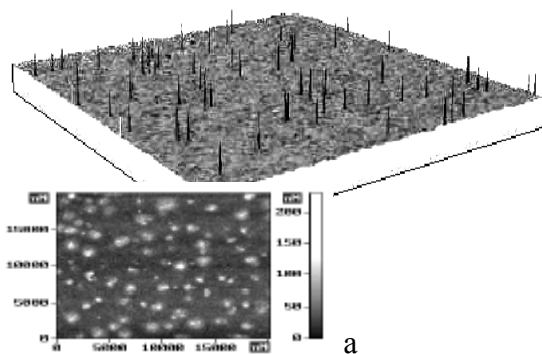
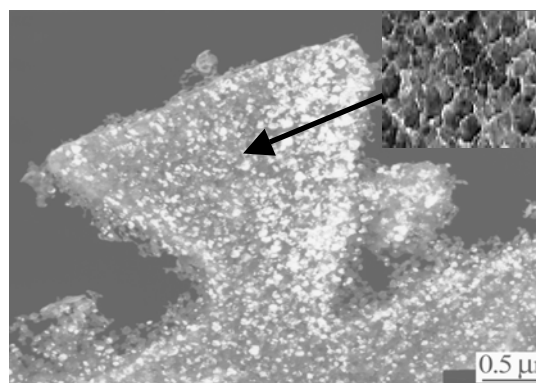


Рис.3. Зависимость шероховатости (S_q) поверхности слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(100)$ (точки) и CP($\text{Ge-Si}_{1-x}\text{Ge}_x$)/ $\text{Si}(100)$ (звезда) от величины XD, где D – толщина структуры, X – среднее содержание Ge в ней. На вставке: TEM сечения CP($\text{Ge-Si}_{1-x}\text{Ge}_x$)/ $\text{Si}(100)$ [6].



а



б

Рис.4. Характеристики поверхности образца No.05-03 по данным оптической интерференционной (а), сканирующей зондовой (а, вставка) и растровой электронной (б) микроскопии.

Совершенно иная структура поверхности наблюдается у пленок $3\text{C-SiC}/\text{Si}(111)$. На поверхности кремния (рис.4а), кроме тонкого карбидизированного слоя кремния с шероховатостью $S_q \approx 15.8 \text{ nm}$, формируются фигуры роста с высотой около 0.2 μm , имеющие по данным растровой электронной микроскопии (рис.4б) форму правильных трехгранных пирамид. Каждая из фигур роста, в свою очередь, является текстурированным поликристаллом с плотно - упакованной

сверхструктурой, образующей естественную двумерную сверхрешетку с периодом $\sim 50 \text{ nm}$.

- [1] C.H.Wei, et.al. J.Electr. Mat., **29**, 317 (2000).
- [2] W.T.Hsieh, et.al. Electr.Lett.,**36**,1869 (2000).
- [3] T.Sugii, et.al. Electr. Dev. Lett., **9**, 87 (1988).
- [4] Л.К Орлов, и др. ФТТ, **49**, 596 (2007).
- [5] R.T.Blunt. Proceed. CS MANTECH Conf., Vancouver, Canada, 59 (2006).
- [6] L.K.Orlov,et.al. IEEE, **SIMC-9**, 215 (1996)

Электродинамическая теория ближнепольной СВЧ микроскопии плоскостойких структур и ее применение для метрологии нанометровых диэлектрических пленок

А.Н.Резник¹, В.В.Таланов², И.А.Шерешевский¹, Н.К.Вдовичева¹

¹Институт Физики Микроструктур РАН, ГСП-105, Н.Новгород, Россия

²Solid State Measurements, Inc., 110 Technology Drive, Pittsburgh, PA, USA

email: reznik@ipm.sci-nnov.ru

Ближнепольная (БП) микроскопия в настоящее время является одним из наиболее эффективных инструментов для исследования электродинамических характеристик микроструктур в СВЧ диапазоне. Разрешающая способность современных БП микроскопов (БПМ) достигает субмикронного уровня [1,2] и определяется размером апертуры зонда D , причем для дециметровых длин волн λ уже реализовано $D/\lambda < 10^{-5}$. Получение количественной информации о характеристиках исследуемого объекта наталкивается на существенные трудности, связанные со сложной физикой взаимодействия квазистатического поля зонда с образцом, особенно, когда последний неоднороден. В работе [3] была предложена электродинамическая модель БПМ, пригодная для исследования плоскостойкой среды с произвольным одномерным профилем диэлектрической проницаемости $\epsilon(z)$. Целью данной работы являлась экспериментальная проверка этой теории и исследование возможности определения с ее помощью ϵ микро- и наноструктур.

Согласно развитой теории, зонд БПМ представляет собой электрически малую антенну, расположенную на расстоянии h над поверхностью плоско-неоднородной среды. Поле излучения антенны создается сторонним током, заданным на плоскости апертуры при помощи модельной функции с пространственным масштабом D , равным по порядку величины размеру апертуры. Антенна с

комплексным импедансом $Z=R+iX$ включена в цепь СВЧ резонатора. Присутствие образца в ближней зоне антенны возмущает Z , в результате чего изменяется частотный отклик резонатора, что и служит источником информации об ϵ исследуемого объекта. Развитая теория позволяет рассчитать Z антенны для заданного профиля $\epsilon(z)$. С этой целью нами создан эффективный компьютерный алгоритм. Вычисление частотного отклика БПМ производится по эквивалентной схеме резонатора, в которую импеданс Z включен в качестве нагрузки.

Экспериментальные исследования производились при помощи БПМ диапазона 4 ГГц, детально описанного в [4]. Зондом служил открытый конец сужающейся двухпроводной линии, представлявшей собой две алюминиевых полоски, напыленные на противоположные стороны диэлектрического стержня квадратного сечения. Размер апертуры зонда составлял $D \sim 5$ мкм. В качестве тестовых структур использовались диэлектрические пленки SiO_2 ($\epsilon=3,93$) толщиной d от 0 до 1,5 мкм, выращенные на проводящих подложках низкоомного Si. Структура с $d=0$ представляла собой чистую подложку Si. Измерялись и рассчитывались зависимости сдвига резонансной частоты БПМ Δf от высоты h зонда над поверхностью образца в диапазоне h от 80 нм до 30 мкм. Сдвиг Δf определялся относительно частоты в отсутствие образца.

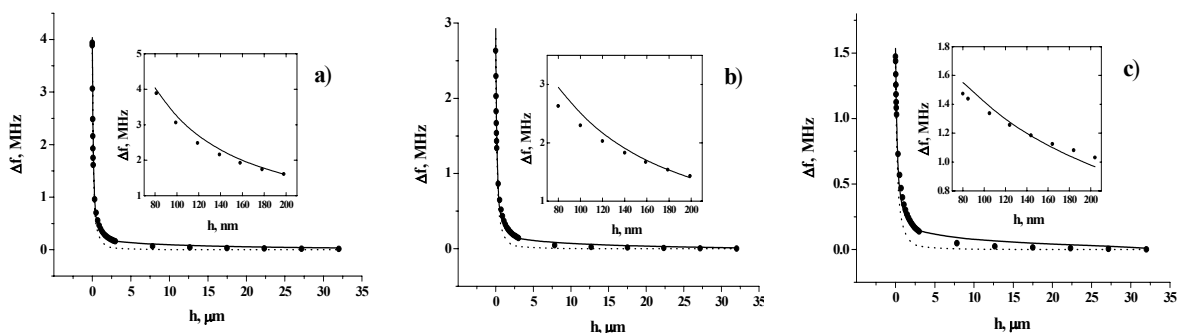


Рис.1. Зависимости сдвига резонансной частоты БПМ от высоты зонда над поверхностью образца. Штриховые линии – расчет по одномасштабной модели, сплошные линии – расчет по двухмасштабной модели, значки – измерения. На вставках те же зависимости в области малых высот. Толщина диэлектрической пленки $d = 0$ (a); $0,115 \mu\text{m}$ (b); $0,529 \mu\text{m}$ (c).

Результаты измерений и расчетов зависимостей $\Delta f(h)$ для 3-х структур представлены на

рис.1. В процессе расчетов масштаб D служил «подгоночным» параметром модели, величина

которого подбирались из условия наилучшего соответствия расчетов и измерений. Можно видеть, что в области высот $h < 0,5$ мкм, где имели место наиболее сильные изменения Δf , теоретические результаты при $D=4,63$ мкм достаточно хорошо совпадают с экспериментом (пунктирные линии на рис.1). Однако при $h > 1$ мкм все еще наблюдалось некоторое изменение Δf , которое не объясняется вышеописанной моделью. Вероятной причиной наблюдавшихся эффектов могут быть наведенные токи на защитной проводящей оболочке резонатора БПМ [5]. С этими токами связано появление второго (макроскопического) масштаба в модели устройства. Учет этого масштаба выполнен путем введения в схему БПМ дополнительного импеданса Z_1 , включенного параллельно Z . Расчет Z_1 выполнен по той же методике при $D_1=50$ мкм, $h_1=40$ мкм. Из рис.1 (сплошные линии) можно видеть, что в рамках двухмасштабной модели получается достаточно хорошее согласие экспериментальных и теоретических результатов во всем диапазоне изменения h . Результаты расчетов и измерений зависимостей Δf от толщины пленки d для 3-х значений высоты зонда пред-

ставлены на рис.2. Для всех исследованных образцов видно хорошее согласие теории и эксперимента.

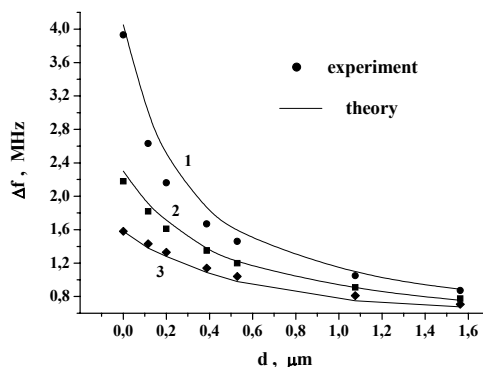


Рис.2. Зависимость сдвига резонансной частоты БПМ от толщины диэлектрической пленки. Высота зонда $h = 80$ нм (1); 140 нм (2); 200 нм (3).

Таблица 1. Результаты измерений проницаемости пленок SiO_2 ($\epsilon=3.93$). $\delta\epsilon/\epsilon$ - погрешность определения ϵ

D, μm	d, μm	0	0.115	0.200	0.387	0.529	1.076	1.563
4.63	ϵ	Cal.	3.83	3.76	4.52	4.77	5.12	5.19
	$\delta\epsilon/\epsilon$	-	0.025	0.043	0.15	0.21	0.30	0.32
4.79	ϵ	-	2.95	3.22	Cal.	4.21	4.69	4.80
	$\delta\epsilon/\epsilon$	-	0.25	0.18	0	0.071	0.19	0.22
5.26	ϵ	-	1.72	2.05	2.79	3.10	3.71	Cal.
	$\delta\epsilon/\epsilon$	-	0.56	0.48	0.29	0.21	0.056	0

На основе развитой теории была предложена новая методика определения ϵ диэлектрических пленок. Для решения этой задачи целесообразно использовать измерения функции $\Delta f(h)$ в области малых высот $h < 200$ нм, где реализуется наибольшая чувствительность БПМ к изменениям ϵ . При таких значениях h учет импеданса Z_1 уже не требуется, а параметр зонда D может быть определен в результате калибровочных измерений, используя один эталонный образец. Результаты приложения данной методики к исследованным пленкам, когда в качестве эталона использована подложка Si, представлены в верхней части таблицы 1. Можно видеть, что удовлетворительные результаты получаются для наиболее тонких пленок. С увеличением толщины d погрешность определения ϵ возрастает (серая область таблицы). Выход заключается в том, чтобы выбирать эталонную структуру с наиболее близкими к тестируемой пленке значениями Δf . Реализацию данного подхода иллюстрируют две нижние строки таб-

лицы 1, где калибровочная пленка помечена соответствующим символом. В результате такой калибровки погрешность определения ϵ не превышает 5-7%, что достаточно для большинства прикладных задач нанoeлектроники, где применяются рассмотренные структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант N 06-02-16669.

- [1] B.T. Rosner, D.W. van der Weide, Rev. Sci. Instrum. **73**, 2505 (2002).
- [2] S.M. Anlage, V.V. Talanov, A.R. Schwartz, "Principles of Near-Field Microwave Microscopy", in *Scanning Probe Microscopy: Electrical and Electromechanical Phenomena at the Nanoscale*, edited by S. Kalinin S. and A. Gruverman. Springer Science, New York, 2007.
- [3] A.N. Reznik, N.V. Yurasova, J. Appl. Phys. **98**, 114701 (2005).
- [4] V.V. Talanov, A. Scherz, R.L. Moreland, A.R. Schwartz, Appl. Phys. Lett. **88**, 134106 (2006).

Классическая и квантовая механика с дробной производной

С.Ш. Рехвиашвили

Кабардино-Балкарский государственный университет, г. Нальчик

Дробное интегро-дифференцирование в настоящее время широко применяется при решении задач, связанных со стохастическим переносом.

Дробный интеграл Римана-Лиувилля от функции $y(t)$ записывается в виде

$$D_{0t}^{\alpha-1}y(t) = \frac{1}{\Gamma(1-\alpha)} \int_0^t \frac{y(t')dt'}{(t-t')^\alpha}, \quad (1)$$

где $\alpha-1$ - порядок интегрального оператора $D_{0t}^{\alpha-1}$, $\Gamma(1-\alpha)$ - гамма-функция Эйлера. С помощью (1) рассматривается эффективная скорость движения материальной точки в среде

$$\langle v \rangle = \frac{1}{\tau} D_{0t}^{\alpha-1} \frac{dx(t)}{dt}, \quad (2)$$

где $x(t)$ - координата, t - безразмерное (отнесенное к τ) время, τ - некоторое характерное время. Оператор $D_{0t}^{\alpha-1}d/dt$ означает регуляризованную дробную производную. В [1] показано, что выражение (2) в определенном смысле эквивалентно гильбертовской производной

$$\langle v \rangle \approx \frac{\Gamma(1+\alpha)}{\tau} \frac{\Delta x}{(\Delta t)^\alpha}, \quad (3)$$

которая вводится для анализа нерегулярных функций. При этом показатель Гельдера α фиксирует масштаб нерегулярностей при разбиении t на интервалы Δt . Если $\alpha=1/2$, то имеем классическую диффузию (винеровский процесс). Если $\alpha<1/2$, то имеем медленную диффузию (субдиффузию). Если $\alpha>1/2$, то имеем быструю диффузию (супердиффузию). При $\alpha=1$ внешняя среда отсутствует.

Не вполне строго, но наглядно, выражение (3) интерпретируется следующим образом. Рассмотрим фрактальное броуновское блуждание частицы. Средний модуль ее смещения равен

$$M(|\Delta x|) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\Delta x| \exp\left(-\frac{1}{4D\tau} \left(\frac{\Delta x}{(\Delta t)^H}\right)^2\right)}{\sqrt{4\pi D\tau} (\Delta t)^H} d(\Delta x) = 2\sqrt{\frac{D\tau}{\pi}} (\Delta t)^H, \quad (4)$$

где D и H - параметры фрактального броуновского движения. Выражение для $M(|\Delta x|)$ можно отождествить с Δx из (3), что, очевидно, будет соответствовать эргодической гипотезе

$$2\sqrt{\frac{D\tau}{\pi}} (\Delta t)^H = \frac{\tau \langle v \rangle}{\Gamma(1+\alpha)} (\Delta t)^\alpha, \quad (5)$$

$$\alpha = H, \quad \langle v \rangle = 2\Gamma(1+H) \sqrt{\frac{D}{\pi\tau}}.$$

Следовательно, приходим к выводу, что порядок дробной производной в (2) близок по смыслу к параметру H , называемому в литературе показателем Херста.

В работе [2] с использованием принципа наименьшего действия и выражения (2) найден аналог уравнения движения

$$\frac{m}{\tau^2} D_{0t}^{\alpha-1} \frac{d}{dt} \left(D_{0t}^{\alpha-1} \frac{dx(t)}{dt} \right) = F(x, t), \quad (6)$$

где m - масса, $F(x, t)$ - консервативная сила. В качестве примера при $F(x, t) = 0$ из (6) получаем простейшее дифференциальное уравнение дробного порядка, которое имеет решение

$$x(t) = x(0) + \text{const } t^\alpha. \quad (7)$$

Зависимость вида $x \sim t^\alpha$ характерна для многих динамических фрактальных систем.

В работе [3] на основе уравнения (6) выведен аналог уравнения Гамильтона-Якоби, из которого получен аналог уравнения Шредингера

$$\frac{i\hbar}{\tau} \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H} \psi, \quad (8)$$

$$\hat{H} = -\frac{t^{\alpha-1}}{\Gamma(\alpha)} \frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{t^{\alpha-1}}{\Gamma(\alpha)} U(x),$$

где $\hbar$ - постоянная Планка, $U(x)$ - стационарная потенциальная функция. Частным решением уравнения (8) является функция

$$\psi(x, t) = \psi_1(x) \exp\left(-i \frac{\tau}{\Gamma(1+\alpha)} \frac{E}{\hbar} t^\alpha\right). \quad (9)$$

Экспоненциальный множитель в (9) - известная функция Вейбула, которая часто возникает при рассмотрении релаксационных процессов во фрактальных средах. Так как $|\psi(x, t)|^2 = |\psi_1(x)|^2$, то волновая функция (9) описывает обычные стационарные квантовые состояния.

Таким образом, в данном сообщении показано, что в выражении (2) порядок дробного интегро-дифференцирования почти наверняка совпадает с показателями Гельдера и Херста: в классическом случае он определяет неравномерность траектории движения; в квантовомеханическом случае он определяет нестационарную часть волновой функции.

- [1] Рехвиашвили С.Ш. // Нелинейный мир. 2007. Т.5. №4. С.194-197.
- [2] Рехвиашвили С.Ш. // Письма в ЖТФ. 2004. Т.30. №2. С.33-37.
- [3] Рехвиашвили С.Ш. // Поверхность. 2006. № 5. С.117-120.

О влиянии адсорбции из внешней среды на силу взаимодействия «зонд-поверхность» в атомно-силовом микроскопе

С.Ш. Рехвиашвили

Кабардино-Балкарский государственный университет, г. Нальчик

При работе атомно-силового микроскопа (АСМ) в атмосферных условиях и в условиях неглубокого вакуума на поверхности исследуемого образца всегда имеется адсорбированный слой посторонних частиц. В работе [1] рассмотрена простая модель гидрофобного взаимодействия зонда с адсорбированной пленкой влаги. Были найдены сила, действующая на зонд со стороны пленки, а также флуктуации различных термодинамических параметров системы. Кроме того, отмечено, что с помощью АСМ можно изучать процессы адсорбции. В работе [2] экспериментально с помощью АСМ изучалась десорбция на поверхности кремния. Авторам удалось показать, что сила отрыва зонда от поверхности существенно зависит от давления в рабочей камере прибора.

В настоящем сообщении предлагается расчет силы адгезии в системе «зонд-поверхность» с учетом адсорбции атомов из внешней среды. При этом применяется метод, предложенный для учета адсорбции в экспериментах с кварцевым микробалансом [3]. Для силы взаимодействия зонда с образцом используем выражение

$$F = 2\pi RW, \quad (1)$$

$$W = 2\sqrt{\gamma^{(1)}\gamma^{(2)}},$$

где R – радиус кривизны кончика зонда, W – удельная энергия адгезии, $\gamma^{(1,2)}$ – поверхностные энергии зонда и образца. В качестве изотермы адсорбции выберем уравнение Фаулера-Гугенгейма

$$p = \frac{\theta}{b(1-\theta)} \exp(-a\theta), \quad (2)$$

где p – внешнее давление, b и a – параметры, учитывающие взаимодействие вида «адсорбат-адсорбент» и «адсорбат-адсорбат» θ – степень покрытия поверхности адсорбатом. Заметим, что θ из формулы (2) выразить не представляется возможным. В пределе при $a \rightarrow 0$ из (2) получается изотерма Ленгмюра. В атмосфере постороннего газа происходит адсорбция на поверхности зонда и образца до тех пор, пока она не достигнет равновесного значения. Согласно уравнению Гиббса, поверхностная энергия будет изменяться на величину

$$d\gamma^{(1,2)} = -\Gamma d\mu, \quad (3)$$

где Γ – адсорбция (количество адсорбированных атомов, приходящееся на единицу поверхности), μ – химический потенциал. Если справедлив закон Генри, то для химического потенциала можно написать

$$d\mu = k_B T \frac{dp}{p}, \quad (4)$$

где k_B – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. Адсорбция с учетом степени заполнения равна

$$\Gamma = n_s \theta, \quad (5)$$

где n_s – слоевая концентрация адсорбированных атомов. Подставив (4) и (5) в (3), найдем

$$\gamma^{(1,2)} = \gamma_0^{(1,2)} - n_s k_B T \int_0^\theta \left(\frac{d \ln p}{d\theta} \right) \theta d\theta, \quad (6)$$

где $\gamma_0^{(1,2)}$ – поверхностные энергии чистого зонда и чистого образца. После подстановки (2) в (6) и интегрирования имеем

$$\gamma^{(1,2)} = \gamma_0^{(1,2)} - \Delta\gamma, \quad (7)$$

$$\Delta\gamma = n_s k_B T \left[\ln \left(\frac{1}{1-\theta} \right) - \frac{a\theta^2}{2} \right].$$

Выражение (7) устанавливает зависимость поверхностных энергий зонда и образца от степени покрытия. С учетом (1) и (7) сила будет равна

$$F = F_0 \left(1 - \frac{\gamma_0^{(1)} + \gamma_0^{(2)}}{2\gamma_0^{(1)}\gamma_0^{(2)}} \Delta\gamma \right), \quad (8)$$

где F_0 – сила адгезии без учета адсорбции. При записи (8) учитывалось, что изменение $\Delta\gamma$ мало. Если зонд и образец состоят из одного и того же материала, имеющего поверхностную энергию γ , то получаем

$$F = 4\pi R(\gamma - \Delta\gamma). \quad (9)$$

В отсутствие адсорбции при $\Delta\gamma \rightarrow 0$ из (8) и (9) получаются известные выражения.

Зависимость силы отрыва зонда от давления, соответствующая формулам (8) и (9) вместе с изотермой (2), хорошо воспроизводит форму адсорбционных кривых, которая также отчетливо выявляется и на эксперименте с АСМ [2]. Однако точное сравнение приведенной модели с результатами [2] затруднено из-за отсутствия в [2] абсолютных значений силы.

-
- [1] Рехвиашвили С.Ш. // ЖТФ. 2001. Т.71. №10. С.131-134.
 - [2] Чукланов А.П., Зиганшина С.А., Бухараев А.А. // Материалы XI международного симпозиума «Нанотехнологии и нанотехнология». Н.Новгород: ИФМ РАН, 2007. С.518-519.
 - [3] Рехвиашвили С.Ш., Киштыкова Е.В. // ЖТФ. 2008. Т.78. №4. С.137-139.

Электро-стимулированная сканирующая зондовая литография алмазоподобных а-С:Н плёнок

А.А. Чуприк¹, А.С. Батури¹, В.Д. Фролов², Е.В. Заведеев², В.И. Конов²,
С.М. Пименов², Б. Друзь³, Е.П. Шешин¹

¹ Московский физико-технический институт (государственный университет),
Институтский пер. 9, Долгопрудный Московской области, Россия.

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, Москва, Россия.

³ Veeco Instruments, Inc., Plainview, NY 11803, USA

e-mail: chouprik@mail.ru

В настоящее время наиболее эффективным приемом сканирующей зондовой нанолитографии неорганических углеродных материалов является локальное воздействие электрического поля зонда сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) на поверхность образцов, или электро-стимулированная сканирующая зондовая литография (ЭСЗЛ). ЭСЗЛ осуществлена на гидрогенизированных слоях алмаза, графите и различных типах графито- и алмазоподобных пленок [1-4]. Проведенные исследования показали, что электрические СЗМ воздействия на углеродные пленки приводят к наномасштабной трансформации их исходной поверхности (образованию нановыступов или нановпадин), а в ряде случаев также к изменению электропроводности в зоне воздействия. Все эти достижения вызывают большой научный и практический интерес к дальнейшему изучению процессов наноструктурирования углерода методом ЭСЗЛ.

Пленки а-С:Н являются удобным «модельным» материалом для изучения всех известных механизмов модификации углеродных материалов методом ЭСЗЛ. В настоящей работе мы изучаем этот важный аспект наноструктурирования с использованием в качестве объектов исследования ультратонких пленок а-С:Н. В силу того, что поверхность данных пленок имеет малое сопротивление растеканию тока, для их модификации можно применить сканирующий туннельный микроскоп (СТМ).

В работе [1] была показана возможность создания проводящих каналов в та-С пленках при СТМ модификации в сверхвысоком вакууме. Однако в силу низкой доступности сверхвысоковакуумных СТМ, сложности и высокой стоимости проведения работ на таком оборудовании представляет интерес применение ЭСЗЛ на более доступных СТМ, функционирующих в естественной среде или низком вакууме.

Ранее [5] мы показали возможность СТМ модификации а-С:Н пленок в естественной атмосфере. Однако в отличие от сверхвысоковакуумной СТМ модификации в естественной атмосфере образуются непроводящие области (с проводимостью ниже, чем у исходной пленки).

Целью данной работы было установить влияние атмосферного кислорода и конденсированной влаги в зазоре между СТМ иглой и поверхностью на результаты ЭСЗЛ модификации, поэтому она проводилась в комнатных условиях (температура $\sim 23^\circ\text{C}$, влажность $\sim 40\%$, давление 10^5 Па); в аргоновой атмосфере (влажность 1-3 %, давление 10^5 Па) и в низком вакууме (давление остаточных газов около $2.5 \cdot 10^{-2}$ Торр).

Алмазоподобные пленки (а-С:Н пленки) были осаждены на легированных кремниевых подложках с помощью ионно-лучевого напыления [6]. Описанные ниже исследования были выполнены на образцах с толщиной пленки 6 нм и 13 нм. Для измерений и модификации использовался сканирующий зондовый микроскоп NTegra Aura (NT-MDT, Россия), работающий в сканирующем туннельном и атомно-силовом режимах в контролируемой газовой среде или низком вакууме. СТМ измерения проводились с помощью иглы, изготавливаемой из серебряной проволоки методом вытягивания. Между измерениями образцы хранились в высоком вакууме при остаточном давлении 10^{-5} Торр.

Все измерения и модификация производились при заземлении (через измеритель тока) иглы СТМ и положительном напряжении на образце. Для всех образцов при сканировании ток поддерживался равным 0.1 нА.

Модификация поверхности осуществлялась путем подачи между иглой СТМ и образцом серии из N одинаковых импульсов напряжения длительностью t . Данная процедура с различными характеристиками импульсов выполнялась в узлах задаваемой на поверхности образца прямоугольной матрицы с шагом 1-8 мкм. Латеральный и вертикальный размеры модифицированной области увеличиваются с увеличением параметров N и t . При одинаковой экспозиции $T = Nt$ размер модифицированной области тем больше, чем больше число импульсов N .

Размеры структур, получаемых в результате модификации, определялись по СТМ изображениям, полученным в режиме постоянного тока. Так как СТМ не позволяет однозначно разделить влияние рельефа и проводимости поверхности на получаемое изображение, то для определения локальной проводимости модифициро-

ванные области были исследованы методом отображения сопротивления растекания в атомно-силовом микроскопе (АСМ).

В комнатных условиях СТМ модификация приводит к образованию структур, которые в методе постоянного тока выглядят как углубления (рис. 1а). По результатам АСМ измерений (рис. 1б) эти области являются непроводящими структурами высотой около 1 нм. При этом для процесса модификации наблюдался явно выраженный порог по амплитуде импульсов. Так для серии из 10 импульсов длительностью по 10 мс порог составил 3.75 ± 0.05 В на а-С:Н пленке толщиной 13 нм.

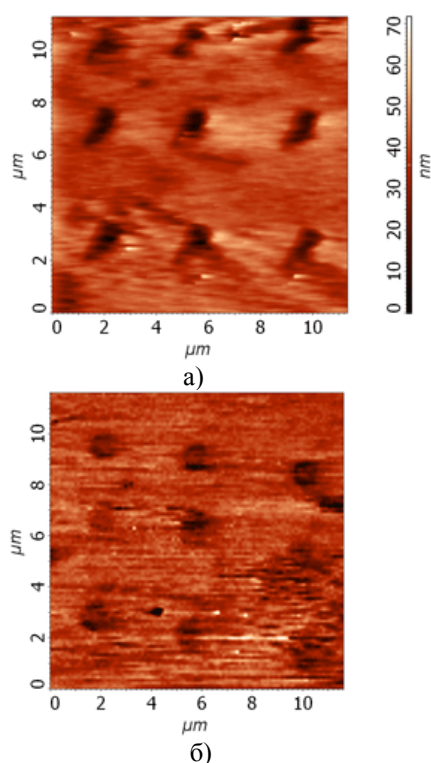


Рис.1. Сравнение областей, модифицированных в комнатных условиях при одинаковых параметрах, на а-С:Н пленке толщиной 6 нм:

(а) рельеф, полученный в СТМ методом постоянного тока, $I_0 = 0.1$ нА, $V = 1.7$ В; б) распределение тока по области при $V = -8$ В, полученное в АСМ.

В аргоновой атмосфере при влажности 1-3 % результат ЭСЗЛ модификации аналогичен. Однако порог начала модификации увеличился до 4.2 ± 0.1 В при прочих одинаковых условиях,

как мы полагаем, вследствие снижения влажности. Это означает, что влияние атмосферного кислорода не существенно для образования непроводящих структур, а основную роль играет капиллярная конденсация.

В низком вакууме при ЭСЗЛ модификации образуются структуры, которые в СТМ выглядят как выпуклости. Исследования методом отображения сопротивления растекания в АСМ показало, что объекты представляют собой области с более высокой проводимостью, чем у исходной пленки. Поэтому мы полагаем, что в низком вакууме процесс ЭСЗЛ модификации обусловлен локальной графитацией алмазоподобной пленки при воздействии сильного электрического поля и аналогичен тому, что происходит в сверхвысоком вакууме [2]. Порог начала модификации в низком вакууме существенно меньше, чем в естественной атмосфере и в аргоне. При эквивалентных условиях он составляет 3.75 ± 0.05 В.

Однако при увеличении амплитуды импульсов в низком вакууме появляются структуры, каждая из которых в СТМ выглядит как выпуклость и углубление, расположенные рядом. Таким образом, наблюдается второй порог - начало модификации с образованием непроводящих областей. Его величина при прочих равных условиях составляет 4.5 В. Мы связываем образование непроводящих структур с влиянием водного мениска, интенсивность и скорость образования которого в низком вакууме мала, однако, как известно [7], увеличивается при приложении напряжения между иглой и поверхностью.

Таким образом, СТМ модификация как в низком вакууме, так и в комнатных условиях приводит к образованию структур с латеральным размером от 100 нм до 2 мкм, что, по-видимому, обусловлено формой СТМ иглы. При этом на воздухе или в инертной атмосфере при ЭСЗЛ модификации (при напряжениях выше пороговых) происходит формирование непроводящих областей, а в низком вакууме образуются проводящие области. Однако в низком вакууме существует второй порог по напряжению, выше которого рядом с проводящим каналом образуются непроводящие зоны. В формировании непроводящих областей определяющую роль играет образование капиллярного мениска между СТМ иглой и поверхностью, а проводящие области образуются вследствие графитации.

- [1] Muehl T. Appl. Phys. Lett., **85**, 5727 (2004).
- [2] Tachiki, M., Fukuda, T., Sugata, K., et al., Jpn. J. Appl. Phys. **39**, 4631 (2000).
- [3] Kondo, T., Yanagisawa, M., Jiang, et al., Diamond & Relat. Mater. **11**, 1788 (2002).
- [4] Kirpilenko, G. G., Frolov, V. D., Zavedeev, E. V., et al., Diamond Relat. Mater., **15**, 1147 (2006).
- [5] Батулин, А. С., Фролов, В. Д., Заведеев, Е. В. и др., Сборник трудов II Всероссийской конференции по наноматериалам «Нано-2007» (г. Новосибирск) 285 (2007).
- [6] Druz, B., Zaritskiy, I., Hoehn, J., et al., Diamond and Related Materials **10**, 931 (2001).
- [7] Gomez-Mon, S. Ivas, Saenz, J. J., Phys. Rev. Lett. **91**, 056101-1 (2003).

Локальное анодное окисление зондом АСМ. Влияние электролита.

Д.В. Щеглов^{1,2}, А.С. Васильев^{1,2}, Е.А. Сергеева^{1,2}, А.В. Латышев^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, 630090

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090

e-mail: sheglov@thermo.isp.nsc.ru

Диагностика поверхности с помощью зондовых методов в атмосферных условиях подразумевает учет влияния на взаимодействие иглы-зонда с поверхностью, покрытой слоем адсорбированной влаги. В присутствии адсорбированной жидкости на поверхности образца (влажность >20%) между иглой зондового микроскопа и поверхностью возникают капиллярные силы (силы поверхностного натяжения), которые существенно влияют на получаемую о поверхности информацию. С другой стороны эти силы оказывают влияние и на возможности атомно-силовой микроскопии по изменению свойств поверхности.

Известен метод модификации поверхности полупроводников и металлов, основанный на локальном анодном окислении под иглой атомно-силового микроскопа [1]. В работе [2] был показан полученный оксид в процессе зондового анодного окисления с использованием атмосферы этилового спирта. Интенсивность окисления в этом случае превышала интенсивность окисления в обычных условиях, т.е. в атмосфере воды.

Работа посвящена исследованию роли электролита, смачивающего зонд атомно-силового микроскопа (АСМ) и поверхность образца в зоне их контакта, в процессе локального анодного окисления.

Для создания атмосферы этилового спирта возле места взаимодействия игла-образец, сканирующий зонд атомно-силового микроскопа был помещен в герметичную камеру. Для осушения атмосферы внутри камеры, камера продувалась парами жидкого азота. После осушения - напускались пары этилового спирта.

Исследования проводились на выглаженных поверхностях кремния (111). Непрерывное анодное окисление поверхности кремния, покрытого естественным окислом, наблюдалось в широком диапазоне прикладываемых напряжений и времен окисления. Спектр высот получаемого оксида изучался как функция прикладываемого напряжения и скорости движения иглы.

Исследовались особенности возникновения и формирования мениска в зоне контакта иглы АСМ и образца в различных условиях, например, при приложении высокого электрического поля. Особенное внимание уделено сравнению процессов локального анодного окисления

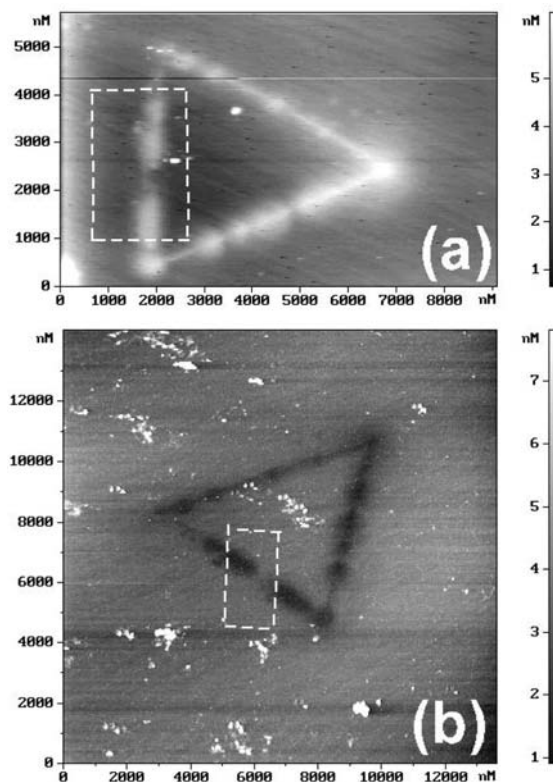


Рис.1 АСМ-изображение ступенчатой поверхности кремния (111) с линиями локального зондового окисления, полученными в атмосфере спирта, до (а) и после (б) травления оксида.

поверхности кремния во влажной и спиртовой атмосфере.

На основе сравнения процессов роста локального анодного оксида под иглой АСМ во влажной атмосфере и в атмосфере этилового спирта сделан вывод об идентичности механизма окисления, так как поставщиком оксианионов для окисления в обоих случаях служит гидроксильная группа. Посредством анализа механизма локального анодного окисления обнаружено, что порог напряжения, при котором инициируется окисление в парах этилового спирта на 30% меньше, чем аналогичный для воды, а сам процесс окисления протекает в тех же условиях на 30% интенсивнее. Анализ изображения фазового контраста АСМ показал, что микротвердостные характеристики получаемых в обоих случаях оксидах различаются, что может свидетельствовать о структурных различиях веществ, получаемых в ходе локального анодного окисления

поверхности кремния в атмосфере этилового спирта и воды. Из эксперимента по травлению полученных структур сделан вывод, что основными компонентами линий, полученных в атмосфере этилового спирта, являются соединения оксидов кремния (Рис.1).

На основе контролируемого управления влажностью и формой мениска в зоне зонд-образец установлены зависимости интенсивности локального анодного окисления поверхности кремния (111) зондом атомно-силового микроскопа, что позволило оптимизировать параметры АСМ-литографии. Показано, что интенсивность окисления и аспектное отношение линий локального анодного окисления критически зависит не только от разности потенциалов зонд-образец, но и от формы мениска. Полученные результаты позволили разработать технологию нанолитографии зондом атомно-силового микроскопа с разрешением менее 50 нм.

Известно, что при подводе иглы к поверхности, силы Ван дер Ваальсовского взаимодействия и менисковые силы начинают действовать на расстояниях порядка $10\div 20\text{\AA}$ (остальные силы в нормальных условия

начинают действовать на еще более меньших расстояниях). Однако, измерения показали, что игла начинает «чувствовать» поверхность на расстояниях порядка $60\div 100\text{\AA}$ (в зависимости от относительной влажности окружающей среды).

С целью выявления причины «раннего» взаимодействия иглы с поверхностью были измерены влажностная и потенциальная зависимости изгиба зонда АСМ от его расстояния до поверхности.

На основе анализа результатов этих измерений в рамках современной теории описания капиллярного взаимодействия, сделаны выводы: о спонтанном образовании мениска при подводе иглы к поверхности и корреляции поведения иглы относительно поверхности в электростатическом поле с кулоновским законом.

[1] Shirakashi J.-I., Matsumoto K., Konagai M., Appl.Phys. A, 66, 1083 (1998).

[2] Tello M., Garcia R., Appl. Phys. Lett., V.83, 12, 2339 (2003).

Новый взгляд на «простую адсорбционную систему» Cl/Ag(111): низкотемпературное СТМ-исследование поверхностной химической реакции

Б.В.Андрюшечкин¹, К.Н.Ельцов¹, В.В.Черкез¹,
Б.Киррен², К.Дидье², Д.Мальте²

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

² Университет Нанси, Лаборатория физики материалов, Нанси, Франция.

e-mail:andrush@kapella.gpi.ru

Изучение адсорбции хлора на грань серебра (111) является одной из нерешенных и наиболее интересных задач химии/физики поверхности на протяжении последних 30 лет. Несмотря на огромное количество публикаций, структура хлорированной поверхности серебра остается непонятой. Особый интерес к изучению системы Cl/Ag связан с важной ролью взаимодействия хлор-серебро в промышленной каталитической реакции окисления этилена.

В данной работе впервые для исследования структуры хлорированной поверхности использовался низкотемпературный сканирующий туннельный микроскоп. Все эксперименты проводились *in situ* в условиях сверхвысокого вакуума (давление остаточных газов не превышало $1 \cdot 10^{-10}$ Торр. Адсорбция хлора проводилась при температуре 300 К, а все СТМ-измерения – при температуре 5 К.

Установлено, что на начальной стадии адсорбции атомы хлора декорируют атомные ступени. В диапазоне покрытий $\theta < 1/3$ ML на атомных террасах формируются атомные цепочки, в которых атомы хлора занимают как г.ц.к., так и г.п.у. центры (рис.1).

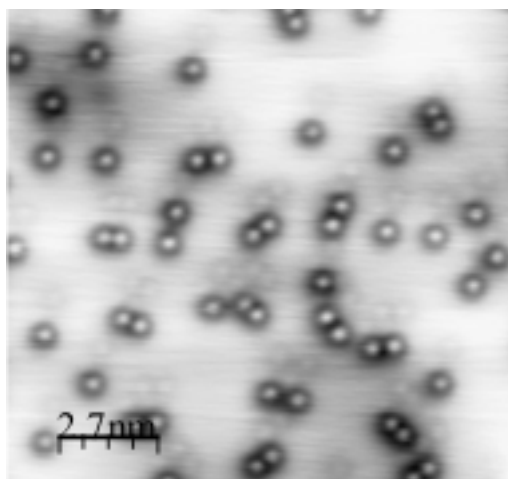


Рис.1 Отдельные атомы хлора на поверхности Ag(111). Начальная стадия формирования цепочек. Размер кадра $138 \times 129 \text{ \AA}^2$.

При степени покрытия $1/3$ монослоя (МС) на поверхности формируется соразмерная

решетка хлора $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$. Дальнейшее увеличение степени покрытия приводит к сжатию решетки адсорбата. Установлено, что на первом этапе сжатия формируются локальные объекты с повышенной плотностью атомов (кродуины) (рис.2).



Рис.2 СТМ изображение локального объекта – кродуина внутри решетки $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$. Искажение решетки вызвано добавлением одного атома хлора.

На втором этапе сжатие становится одноосным – происходит формирование линейных доменных стенок, разделяющих антифазные домены со структурой $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ (рис.3). При степени покрытия 0.38 МС начинается заполнение поверхности новой поверхностной фазой, которая появляется на поверхности в виде отдельных островков размером $\approx 15\text{--}25 \text{ \AA}$ (рис.3).

Локальная периодичность новой фазы соответствует решетке (3×3) . Следует также отметить, что для решетки (3×3) существует 9 неэквивалентных подрешеток на поверхности (111). Анализ СТМ изображений показал, что соседние островки (3×3) являются антифазными. Кроме того, при увеличении степени покрытия формирования больших доменов не происходит. В результате, в среднем структура оказывается несоразмерной. Картина дифракции от подобной системы антифазных доменов оказывается чрезвычайно сложной и содержит группы из пятен вокруг положений (3×3) .

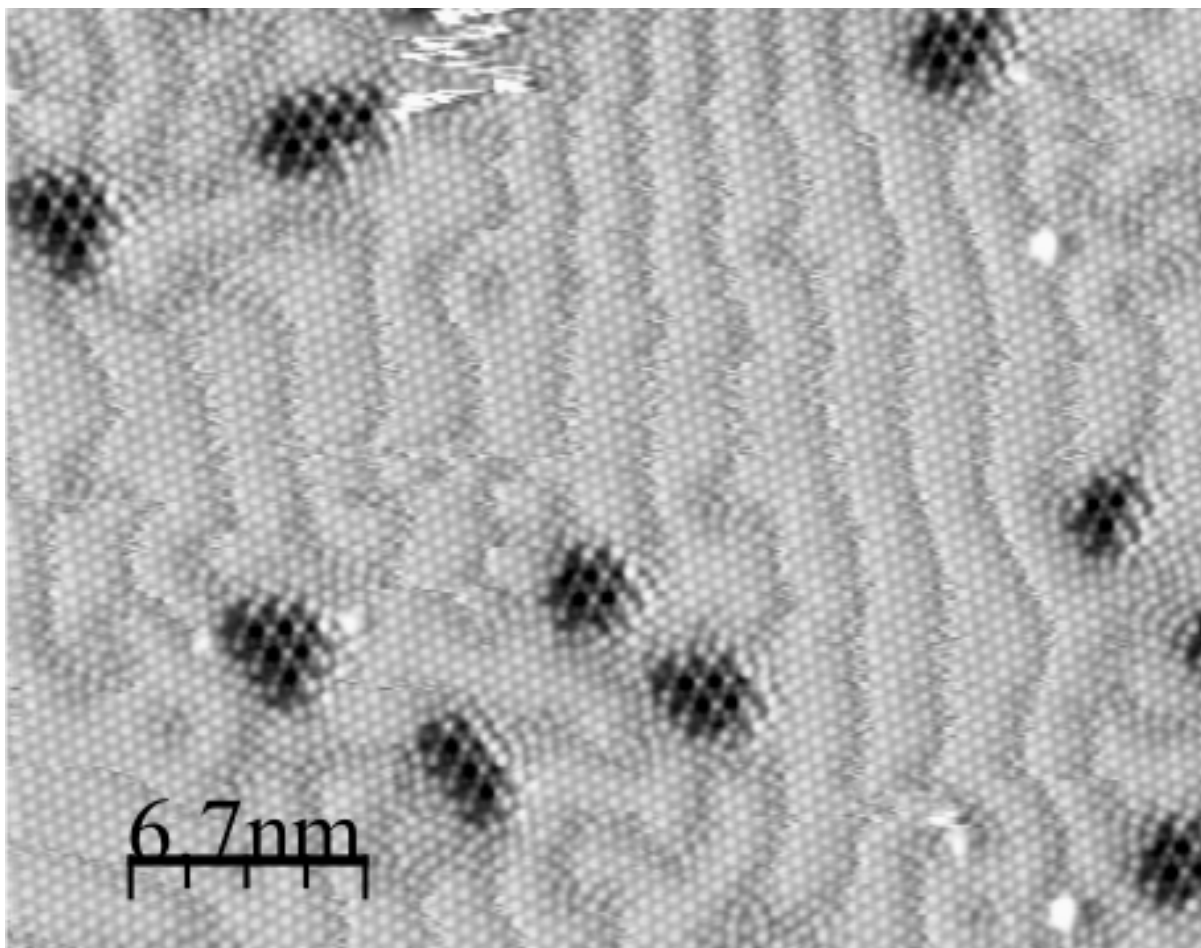


Рис.3 СТМ изображение, соответствующее степени покрытия 0.38 МС. Отчетливо видны линейные доменные стенки (темные линии), разделяющие домены со структурой $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$, а также островки новой фазы с локальной периодичностью (3×3) .

Атомная структура и химическое состояние фазы (3×3) в настоящее время не ясны. Формирование стабильных доменов малого размера свидетельствует скорее в пользу о реконструкции поверхности, включающую в себя несколько атомных слоев, чем о простом несоизмерном слое хлора.

При дальнейшем увеличении степени покрытия, поверхность структуры (3×3) происходит формирование кластеров серебра размером ≈ 10 - 15 Å, необычные свойства которых, по нашему мнению, могут быть причиной высокой каталитической активности данной системы (см.рис.4).

Таким образом, на примере системы Cl/Ag(111), показано, что применение низкотемпературного сканирующего туннельного микроскопа открывает новую страницу в исследовании систем галоген/металл. Полученные результаты позволяют пересмотреть ряд структурных моделей, предложенных ранее на основе дифракционных данных, а также предложить новые механизмы фазовых переходов в двумерных адсорбированных слоях.

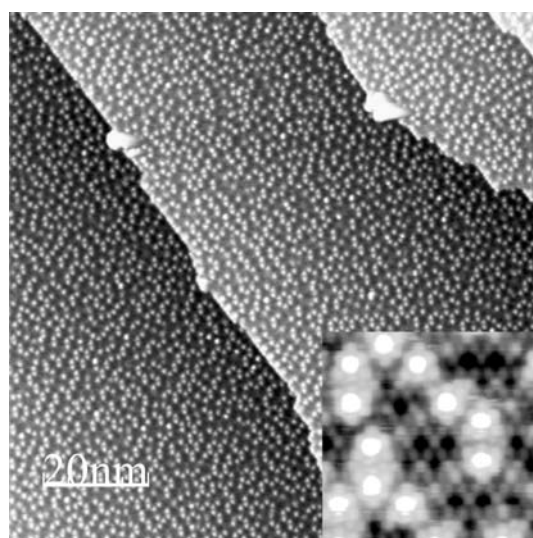


Рис.4 СТМ изображение насыщенного покрытия хлора на поверхности Ag(111), сформированного при 300 К. Отчетливо видны кластеры одинакового размера.

Локальная структура поверхности серебра (100) в реакции йодирования.

Е.В.Гладченко, Б.В.Андрюшечкин, К.Н.Ельцов

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

E-mail:andrush@kapella.gpi.ru

В данной работе представлены результаты исследования адсорбции молекулярного йода на поверхность Ag(100) методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), дифракции

Все эксперименты проводились в сверхвысоковакуумной установке с давлением остаточных газов $1 \cdot 10^{-10}$ Торр. Температура образца при адсорбции йода и СТМ измерениях

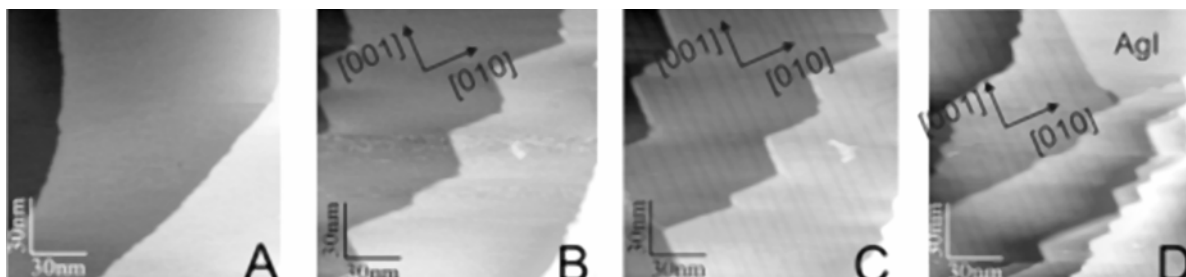


Рис 1 СТМ-изображения, полученные при различных экспозициях йода (экспозиция возрастает от изображения А к изображению D). Размер каждого кадра $1500 \times 1500 \text{ \AA}^2$. На первом изображении покрытие йода составляет – 60% от насыщенного монослоя.

медленных электронов (ДМЭ), а также результаты моделирования атомной структуры поверхности, выполненные методом теории функционала плотности (ТФП). Целью работы, было определение локальной структуры поверхности на всех этапах реакции, а также определение структуры «интерфейсного» слоя разделяющего подложку и пленку галогенида серебра.

составляла 300 К.

Расчеты производились с использованием программных пакетов VASP и PWscf на кластере лаборатории рентгеноструктурных исследований ИНЭОС РАН, а также на кластере МФТИ-60 кафедры информатики МФТИ (ГУ).

На рис.1 показаны СТМ изображения поверхности Ag(100), полученные в ходе адсорбции I_2 на поверхность во время

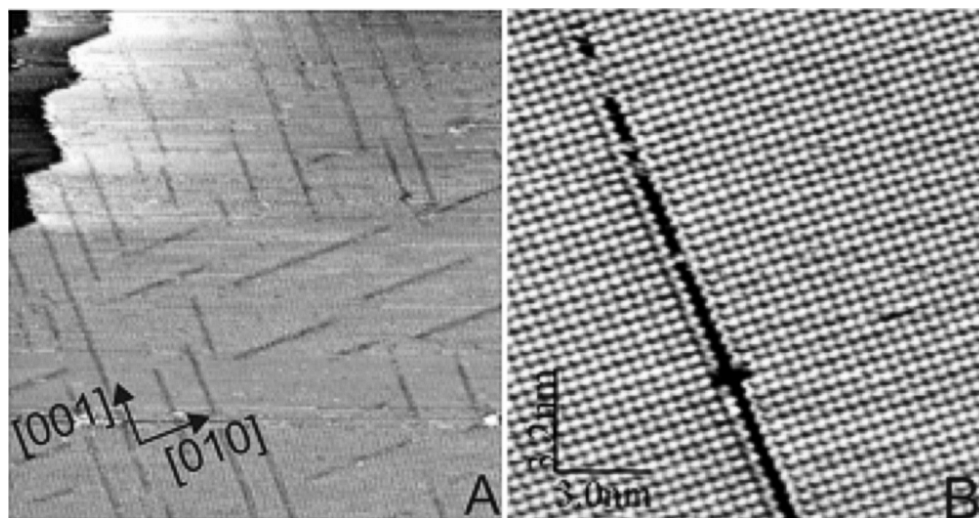


Рис.2 (А) СТМ-изображение полосы с разными направлениями (размер кадра $1150 \times 1150 \text{ \AA}^2$) и (В) СТМ-изображение отдельной полосы с атомным разрешением (размер кадра $151 \times 159 \text{ \AA}^2$, туннельный ток $I_t = 0.2 \text{ нА}$, туннельное напряжение $U_s = -360 \text{ мВ}$).

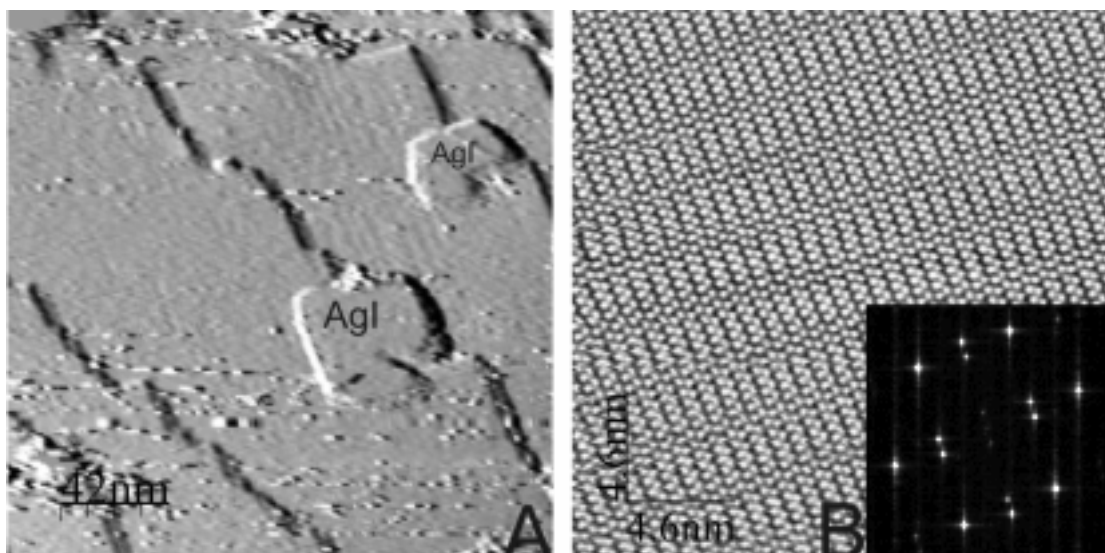


Рис.3 СТМ-изображение островков, формируемых на поверхности Ag(100) при адсорбции йода. А – обзорный кадр размером $2078 \times 2086 \text{ \AA}^2$; В - поверхность островка с атомным разрешением (размер кадра $231 \times 230 \text{ \AA}^2$, $I_t = 0.23 \text{ нА}$, $U_s = -250 \text{ мВ}$), на вставке показан фурье-образ СТМ изображения.

сканирования. При формировании монослоя хемосорбированного йода нами обнаружено фасетирование атомных ступенек подложки в направлениях [010] и [001] (Рис 1. А-В). Атомная структура поверхности для рис.1В соответствует простой решетке йода $c(2 \times 2)$. В работе были проведены расчеты предпочтительных центров адсорбции йода на поверхности Ag(100) при формировании структуры $c(2 \times 2)$. Было установлено, что минимальной энергией обладает полносимметричное положение в ямке (four-fold hollow) по отношению к положению над атомом (on top) и к положению между 2 атомами (bridge).

При дальнейшей экспозиции йода наблюдался эффект локального травления террас Ag(100), приводящий к формированию линейных дефектов (темных полос) ориентированных в направлениях [010] и [001] (Рис.2). На Рис.2В этот линейный дефект показан с атомным разрешением.

Дальнейшая экспозиция йода приводит к росту островков йодида серебра (рис.1D, 3). На

Рис. 3В показано СТМ-изображение островка йодида серебра с атомарным разрешением. Из анализа СТМ кадров было установлено, что поверхность йодида серебра описывается искаженной гексагональной решеткой с параметрами $4.33 \text{ \AA}$, $4.62 \text{ \AA}$ и углом между векторами решетки 62.7° . Решетка AgI ориентирована таким образом, что направление одного из плотноупакованных рядов совпадает с направлением $\langle 100 \rangle$, а расстояние между рядами совпадает с постоянной решетки $c(2 \times 2)$.

Нами показано, что наблюдаемая сверхструктура на СТМ изображениях может быть объяснена взаимодействием решетки AgI(111) и подлежащего «интерфейсного» слоя.

Предварительные результаты моделирования системы свидетельствуют о том, что структура «интерфейсного» слоя между подложкой серебра и йодидом серебра соответствует структуре монослоя $c(2 \times 2)$.

Исследование механизма эмиссии носителей заряда из InAs квантовых точек в матрице n-GaAs

П.Н. Брунков, И.В. Шальнев, А.А. Гуткин, А.Ю. Егоров*, А.Е. Жуков*,
С.Г. Конников

Физико-Технический институт им. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия
*Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: brunkov@mail.ioffe.ru

В настоящее время проявляется значительный интерес к полупроводниковым гетероструктурам на основе квантовых точек (КТ), в которых движение квазичастиц квантовано по всем трем координатам и спектр плотности состояний представляет собой набор δ -функций. Эмиссия носителей заряда, захваченных на КТ в полупроводниковой матрице, существенно влияет на параметры электронных приборов, построенных на основе таких гетероструктур [1, 2]. Исследование механизмов этой эмиссии, определение ее скоростей и различных факторов, влияющих на их величину, является необходимым условием совершенствования подобных приборов.

Эффективным методом изучения эмиссионных свойств и электронных состояний КТ является измерение температурных зависимостей различных квазистационарных и нестационарных процессов в полупроводниковых структурах с потенциальным барьером, в области объемного заряда которых находится массив КТ [1 – 6].

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Массив самоорганизованных InAs КТ, состоящий из 10 слоев КТ, был вставлен в однородно легированную матрицу n-GaAs, так чтобы с увеличением обратного напряжения на барьере Шоттки слой объемного заряда мог захватить массив КТ.

С помощью метода спектроскопии полной проводимости были проведены исследования механизмов эмиссии носителей заряда из массивов самоорганизованных КТ InAs, в матрицу GaAs [5]. На рис.1 представлены температурные зависимости дифференциальной активной проводимости G барьеров Шоттки на частоте 0.1 МГц при различных напряжениях обратного смещения V_{rev} . Согласно работе [5] положение максимума кривой $G(T)$ определяет температуру, при которой скорость эмиссии электронов (e_n) с зондируемых энергетических уровней массива КТ приблизительно равна πf , а относительная величина максимума $G(T)$ характеризует относительную плотность состояний в массиве КТ вблизи зондируемого уровня энергии, определяемого положением квазиуровня Ферми.

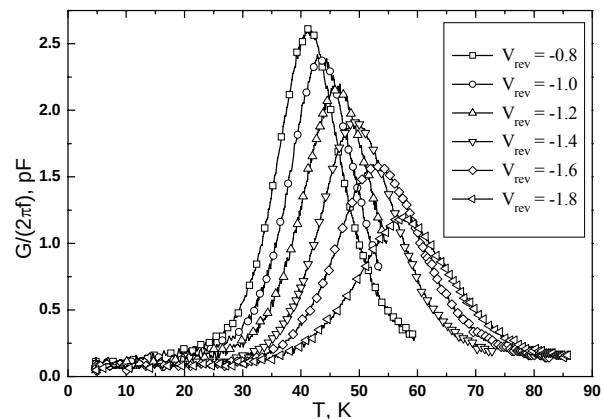


Рис. 1 Зависимости дифференциальной активной проводимости G барьеров Шоттки на частоте 0.1 МГц при различных напряжениях обратного смещения V_{rev} от температуры T .

В предположении о чисто термическом механизме эмиссии электронов из КТ, можно определить энергию активации (E_a) этого процесса в соответствии с соотношением:

$$e_n = A T^2 \exp(-E_a/kT) \quad (1),$$

где A – постоянная. Из анализа графика Аррениуса (Рис.2) оказывается, что в исследуемом образце с КТ для наиболее мелких заполненных состояний, которые зондируются при $V \approx V_0 = -0.5$ В, энергия активации E_a при низких температурах составляет примерно 20 мэВ. В то же время даже для наиболее глубоких состояний КТ, которые зондируются при $V \approx -1.9$ В, энергия активации эмиссии во всех образцах при максимальных температурах составляет около 60 мэВ, что значительно меньше средней энергии связи электрона в КТ, которая, как показал анализ квазистатических вольемкостных характеристик, составляет ~120 мэВ [7]. Отсюда следует, что эмиссия электронов с уровней в КТ может идти через более мелкое промежуточное состояние, из которого происходит туннелирование в зону проводимости GaAs. При этом наблюдаемое с ростом температуры существенное увеличение энергии активации эмиссии для состояний с одной и той же энергией связи свидетельствует о том, что промежуточным состоянием для этого

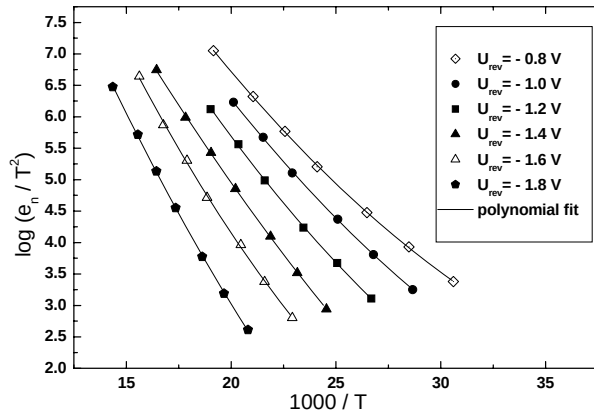


Рис. 2 График Аррениуса при различных напряжениях обратного смещения V_{rev}

процесса являются виртуальные состояния, а не возбужденное состояние КТ.

Вероятность термического возбуждения электрона на виртуальное состояние, находящееся на величину E выше состояния E_0 в КТ характеризуется экспоненциальной зависимостью (выр.1). Для одномерного треугольного потенциала в ВКБ-приближении вероятность туннелирования под барьером с высотой $E_0 - E$ определяется выражением:

$$\tau^{-1} = A \cdot \exp\left[\frac{-4}{3} \cdot \frac{\sqrt{2m}}{\hbar F q} (E_0 - E)^{3/2}\right] \quad (2)$$

где F - напряженность электрического поля, q - элементарный электрический заряд, m - эффективная масса электрона в GaAs, $\hbar$ - постоянная Планка.

Поэтому скорость термически активированной туннельной эмиссии электронов из КТ с энергией связи E_0 будет определяться выражением [8]:

$$\tau^{-1} = C \cdot \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \cdot \exp\left[\frac{-4}{3} \cdot \frac{\sqrt{2m}}{\hbar F q} (E_0 - E)^{3/2}\right] \quad (3)$$

которое при температурах

$$T > \frac{\hbar F q}{2k\sqrt{2mE_0}} \quad (4)$$

имеет максимум при

$$E_{eff} = E_0 - \frac{\hbar^2 q^2 F^2}{8m} \left(\frac{1}{kT}\right)^2 \quad (5)$$

Именно это значение энергии E_{eff} и определяет эффективную энергию активации, характеризующую процесс термически активированного туннелирования электронов из КТ.

Линии Аррениуса были аппроксимированы полиномами (Рис.2), которые после дифференцирования использовались для построения зависимости эффективной энергии активации E_{eff} от напряжения смещения V_{rev} (Рис.3). Зависимость E_{eff} от $(1/T)^2$ согласно выр.5

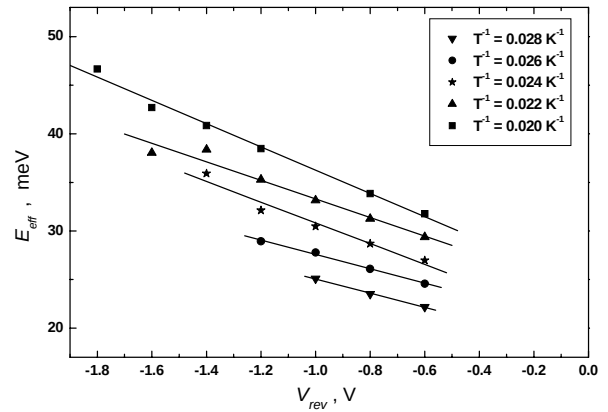


Рис.3 Зависимость эффективной энергии активации E_{eff} от напряжения смещения V_{rev} .

позволяет определить энергия связи E_0 электрона в КТ для разных напряжений смещения V_{rev} .

Было установлено, что E_0 примерно в два раза больше, чем максимальные значения E_{eff} , определенные из графика Аррениуса. Однако эта величина все еще значительно ниже энергии связи, определенной из анализа квазистатических вольт-емкостных характеристик [7]. По-видимому, это связано с отличием формы потенциального барьера для электрона, туннелирующего с КТ, от треугольного. Действительно, этот потенциал создается слоем заряженных КТ в легированной матрице и его форма близка к форме потенциала истощенного слоя.

Работа выполнена с использованием оборудования регионального ЦКП "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях" при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Квантовые наноструктуры».

- [1.] M.Geller, *et al.* Phys. Rev., B73, 205331 (2006).
- [2.] S.Schulz, *et al.* Phys. Rev., B74, 033311 (2006).
- [3.] S.Anand, *et al.* Appl. Phys. Lett., 67, 316 (1995).
- [4.] C.M.A.Kapteyn, *et al.* Phys. Rev., B60, 14265 (1999).
- [5.] P.N.Brunkov, *et al.* J. Electron. Mat., 28, 486 (1999).
- [6.] S.Schulz, *et al.* Phys. Rev., B69, 195317 (2004).
- [7.] A.A.Гуткин, *et al.* ФТП, 41, 1353 (2007).
- [8.] W.-Y. Chang, *et al.* Phys.Rev.,B66, 195337 (2002).

Сравнительный анализ морфологии и оптические свойства слоев GaN на сапфире

Е. А. Вopilкин, В. И. Шашкин, О. И. Хрыкин, Ю. Н. Дроздов,
С. А. Гусев, Н. В. Востоков, А. Ю. Лукьянов

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

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

В последнее время большой интерес вызывают методы низкокогерентной оптической интерферометрии в применении к анализу эпитаксиальных слоев. Это связано с тем, что в дополнение к точности интерференционных методов здесь удается преодолеть фазовую неоднозначность измерений. В ИФМ РАН работы в этом направлении ведутся как путем создания систем контроля *in situ* за температурой и толщиной слоев в ростовом реакторе, так и путем использования интерференционной измерительной системы Talysurf CCI 2000 *ex situ* для восстановления 3-х мерного изображения поверхности выращенного слоя. Система Talysurf CCI 2000 (интерферометр белого света) выполняет оптическое измерение с чувствительностью по высоте 0.2 нм, "глубиной резкости" 100 мкм в поле обзора 900×900 мкм². Прибор калибруется по эталонным образцам [1].

Однако, как и для любого нового прибора, возникают вопросы по интерпретации результатов, поскольку природа интерференционного контраста достаточно сложна. Необходимо сравнение с данными хорошо апробированных приборов, таких как электронный микроскоп и атомно-силовой микроскоп.

В нашей работе исследованы кристаллические слои GaN, выращенные на подложках сапфира методом металлоорганической газовой эпитаксии (МОГФЭ). Исследование слоев было комплексным. Спектр фотолюминесценции этих слоев, показанный на Рис. 1 соответствует краевой люминесценции для данного материала и имеет максимум при длине волны, равной 342,5 нм и ширину на уровне половины интенсивности равную 6,5 нм. По данным рентгеновской дифрактометрии регистрируется эпитаксиальный слой GaN с шириной кривой качания $\text{FWHM}_{(0004)\text{GaN}} = 0,3^\circ$. Оценка толщины слоя GaN по интенсивности пика дает $h \sim 0,6$ мкм. Измерение толщины по спектру пропускания в видимом диапазоне дает близкое к этому значение $h = 0,681$ мкм.

Морфология поверхности слоев исследована несколькими методами. На рис.2-6 показаны изображения одного и того же образца, полученные с помощью

интерферометра Talysurf CCI 2000, атомно-силового микроскопа Solver-P4 и сканирующего

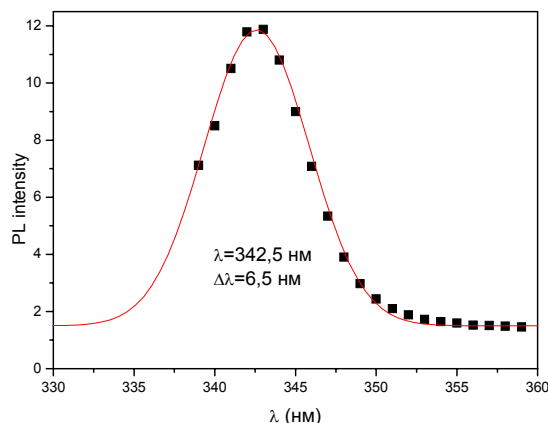


Рис. 1 Спектр фотолюминесценции образца H831. ! — данные измерений, сплошная линия — аппроксимация.

электронного микроскопа Supra 50VP. Точного совмещения участков не проводилось, но показаны некоторые характерные образования на поверхности. На Рис. 2 показана часть кадра с интерферометра белого света (WLI), сопоставимая по размеру с атомно-силовым

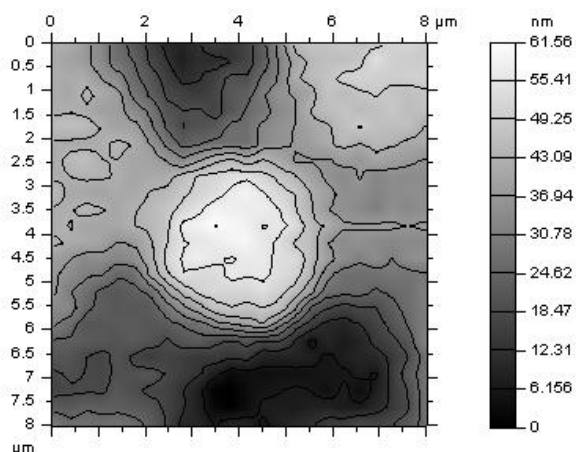


Рис. 2 Рельеф поверхности, полученный с помощью интерферометра.

(AFM) изображением. Измеренная на WLI среднеквадратичная шероховатость поверхности составляет 13,7 нм, что близко к данным AFM

13,65 нм. Глубина и латеральные размеры неоднородностей рельефа по WLI и AFM также близки между собой. Это позволяет сделать вывод, что в данной системе (GaN на сапфире)

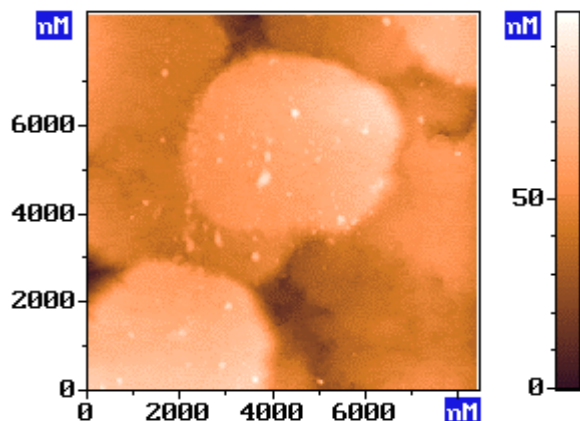


Рис. 3. АСМ изображение поверхности.

дополнительные отражения света от границы слой-подложка не приводят к сбоям в анализе интерференционной картины WLI. На AFM - изображении видны четкие границы наростов круглой формы на поверхности слоя, а на Рис. 2 эти границы размазаны из-за оптического ограничения пространственного разрешения: минимальный размер пикселя

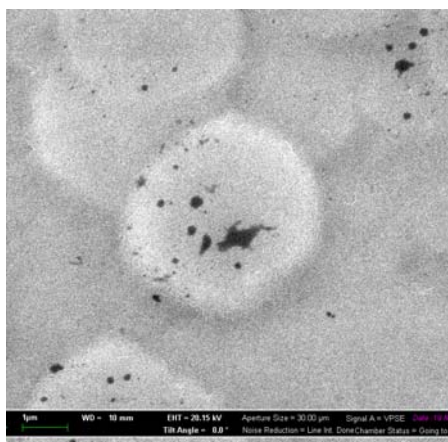


Рис. 4 SEM – изображение поверхности GaN.

интерферометра равен 300x300 нм. На Рис. 4 и 5 показаны изображения поверхности слоя, полученные при помощи сканирующего электронного микроскопа (SEM) в режиме вторичных электронов. По этим изображениям видно, что поверхность состоит из круглых наростов, по латеральному размеру соответствующих картинам AFM и WLI (Рис. 2 и 3). Отличие состоит в том, что на поверхности наблюдаются неоднородности, видимые как темные пятна и полосы на Рис. 4 и 5. Эти затемнения могут представлять собой как неоднородности рельефа, так и состава пленки, то есть иметь другую работу выхода. Для

выяснения этого вопроса на поверхность GaN был нанесен слой ванадия толщиной 20 нм. После нанесения металла картины AFM и WLI не изменились, но на SEM-изображении (Рис. 6)



Рис. 5 SEM – изображение поверхности GaN.

темные пятна и полосы исчезли, что позволяет идентифицировать их как неоднородности состава слоя, а не высоты рельефа. Сравнительный анализ показал, что интерферометр белого света имеет свои преимущества и недостатки. Достоинством является экспрессный и бесконтактный характер

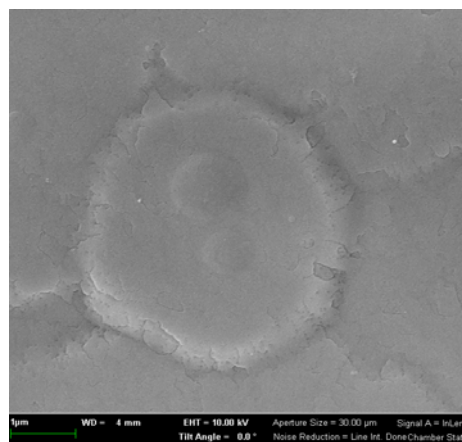


Рис. 6. SEM – изображение поверхности GaN с нанесенным на нее слоем металла.

измерений (измерения идут на воздухе параллельно в матрице 1024x1024, занимают ~1 минуту). Масштабы в плоскости и по высоте калиброваны по эталонным образцам. Недостатком в сравнении с AFM и SEM является низкое разрешение в плоскости и возможность сбоев на прозрачных покрытиях.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований ОФН РАН “Новые материалы и структуры”.

[1] Talysurf CCI 3D Non-Contact Surface Profiler System. Taylor Hobson, England, 2006.

Фотолюминесценция наноструктурированного аморфного кремния при сильном оптическом возбуждении.

О.Б. Гусев, Е.И. Теруков, Ю.К. Ундалов, К.Д. Цэндин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: oleg.gusev@mail.ioffe.ru

Гидрогенизированный аморфный кремний a-Si:H, с шириной запрещенной зоны около 2 eV, имеет высокий квантовый выход собственной (краевой) фотолюминесценции (ФЛ) в области 1.3 - 1.4 eV при низких температурах. Однако при комнатной температуре квантовый выход собственной ФЛ, обусловленной туннельными излучательными переходами между хвостовыми состояниями зоны проводимости и валентной зоны, падает на порядки.

Мы исследовали дефектную ФЛ аморфного гидрогенизированного кремния, легированного кислородом, Si:H<O>, полученного dc-магнетронным распылением кремниевой мишени в атмосфере силана, аргона и кислорода. Исследования были выполнены в широком диапазоне оптических накачек. Образцы - пленки a-Si:H<O>, толщиной 0.5 – 0.7 мкм, на подложке из стекла или кварца.

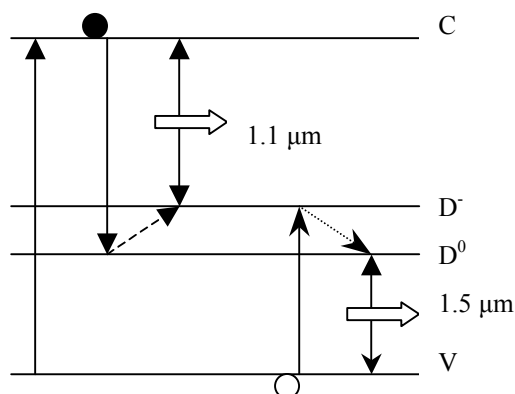


Рис.1 Энергетическая зонная диаграмма a-Si:H.

Энергетическая зонная диаграмма аморфного гидрогенизированного кремния представлена на рис.1. Характерной особенностью a-Si:H, является положение уровней оборванных связей кремния, которые находятся примерно в середине запрещенной зоны. В наших нелегированных образцах уровень Ферми находится между – уровнем нейтральной оборванной связи D^0 и уровнем отрицательно заряженной оборванной связи D^- . Соответственно в этом случае дефекты в основном находятся в нейтральном состоянии D^0 , в котором на дефекте находится только один собственный электрон. Однократно заряженные состояния D^- с лишним электроном практически отсутствуют.

Фотолюминесценция возбуждалась при межзонном поглощении второй гармоники

неодимового лазера на длине волны 530 нм, модулированного механическим прерывателем, и регистрировалась с помощью спектрометра и охлаждаемого германиевого фотоприемника. Временное разрешение регистрирующей системы ограничивалось скоростью вращения прерывателя и составляло 50 мкс.

На рис.2 представлены спектры ФЛ пленок a-Si:H при двух различных уровнях накачки. В случае слабых накачек наблюдается, характерная, для нелегированного a-Si:H, широкая линия с максимумом на 1.1 мкм (1.13 eV), обусловленная переходами неравновесных электронов из зоны проводимости на уровень нейтрально заряженных оборванных связей D^0 . Оборванная связь, при этом, переходит в D^- состояние.

При высоких уровнях накачки, когда на уровне D^- находится много электронов, мы наблюдаем широкую линию люминесценции с максимумом 1.5 мкм (0.83 eV), обусловленную переходами дырок из валентной зоны на уровень D^- - состояния. Эта линия обычно наблюдается в a-Si:H n- типа при низких температурах,

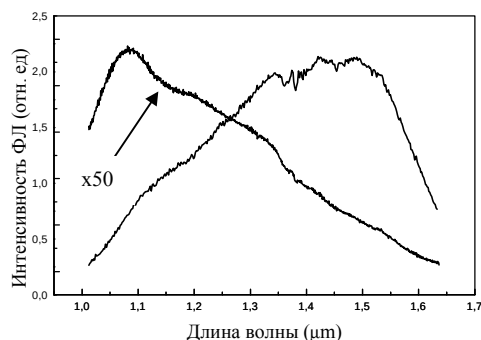


Рис.2 Спектры ФЛ a-Si:H для двух уровней накачки: 1- низкий, 2- высокий. T = 300 К.

На рис. 3а и 3б представлены зависимости интенсивности ФЛ a-Si:H<O> от мощности накачки в двух точках спектра. Как видно из рис. 3а интенсивность линии с максимумом на длине волны 1.1 мкм (переход $e + D^0 \rightarrow D^-$) стремиться к насыщению при накачке порядка $0.4 \times I_{\text{max}}$. Дальнейший рост интенсивности ФЛ на этой длине волны связан с резким (пороговым) возгоранием линии имеющей максимум на 1.5 мкм и простирающейся своим крылом вплоть до диапазона 1.1 мкм. Это отчетливо видно на рис. 3б, на котором представлена интенсивность ФЛ на длине волны 1.5 мкм (переход $h + D^- \rightarrow D^0$).

В нашей модели разность энергий двух максимумов ФЛ равная 0.3 eV должна совпадать с корреляционной энергией E_{cor} (E_{cor} это энергия между уровнями D^0 и D^-). Видно, что полученное нами значение 0.3 eV хорошо соответствует известным из литературы данным $E_{\text{cor}} = 0.2 - 0.4$ eV.

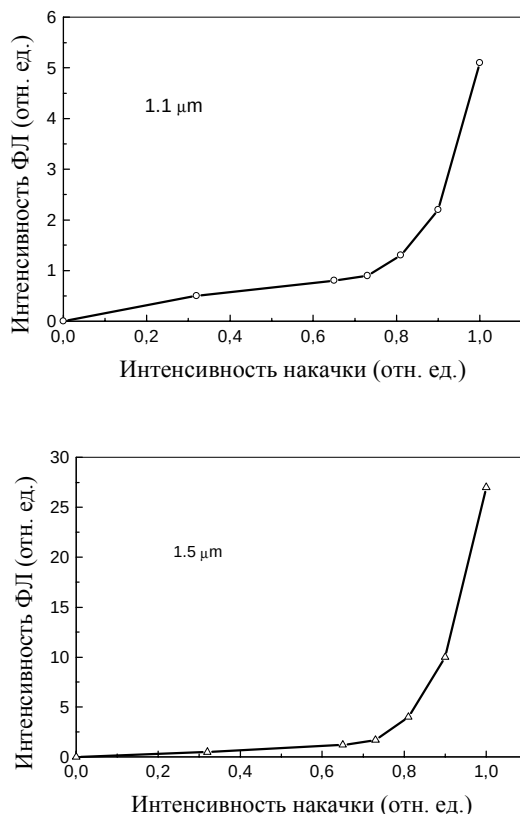


Рис.3 Зависимости интенсивности ФЛ a-Si:H от мощности накачки в двух точках спектра: а -1.1 мкм, б -1.5 мкм.

Кинетика нарастания и спада ФЛ исследовалась с помощью цифрового осциллографа. При слабых накачках, когда наблюдается только одна линия ФЛ на 1.1 мкм, форма импульса ФЛ точно соответствует форме импульса накачки, т.е. характерные времена нарастания и спада соответствуют временному разрешению схемы регистрации.

При сильном возбуждении кинетика ФЛ на спектральной линии имеющей максимум 1.5 мкм (переход $h + D^- \rightarrow D^0$) отличается от случая слабой накачки медленным (миллисекундным) нарастанием и быстрым спадом, после выключения импульса накачки, соответствующем временному разрешению схемы регистрации (см. рис.4).

Поскольку интенсивность накачки достаточно велика ($I_{\text{max}} = 100$ Вт/см²), а межзонный коэффициент поглощения большой (порядка 10^5 см⁻¹), то надо, прежде всего, оценить влияние нагрева образца на интенсивность дефектной ФЛ. Известно, что при увеличении температуры от азотной до комнатной,

интенсивность ФЛ a-Si:H, как межзонной, так и дефектной, резко уменьшаются из-за термического выброса носителей заряда из хвостовых состояний зоны проводимости и валентной зоны с энергией активации 0.13 eV [1]. Это позволяет сделать вывод, что насыщение линии 1.1 мкм (переход $e + D^0 \rightarrow D^-$), с увеличением накачки, и сильное пороговое увеличение интенсивности на линии 1.5 мкм (переход $h + D^- \rightarrow D^0$) не может быть связано с нагревом образца. Этот вывод подтверждается также формой импульса на рисунке 4. В случае существенной роли разогрева, характерным является спад интенсивности с момента начала импульса накачки.

Таким образом, механизм ответственный за насыщение линии 1.1 мкм, и сильное пороговое увеличение абсолютного значения интенсивности на длине волны 1.5 мкм должен быть настолько эффективным, чтобы преодолеть температурное гашение интенсивности ФЛ.

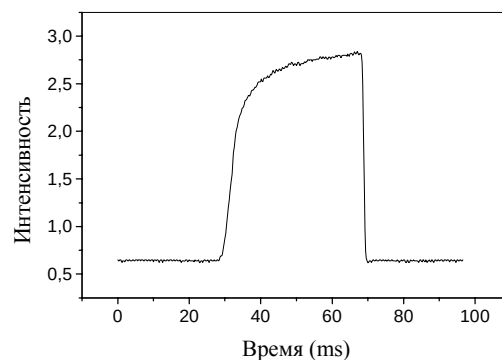


Рис.4 Кинетика линии ФЛ на длине волны 1.5 мкм.

В нашей работе мы наблюдали и исследовали перестройку оптического спектра полученных пленок аморфного гидрогенизированного кремния и кинетику ФЛ в зависимости от уровня накачки и температуры. Впервые наблюдался резкий (пороговый) рост интенсивности ФЛ в области 0.8 eV при сильном оптическом возбуждении. Так как эта область спектра совпадает с минимумом поглощения современного оптического волокна, то полученные результаты дают определенные надежды на использование a-Si:H - как источник излучения для волоконно-оптических линий связи (ВОЛС). С другой стороны, поскольку энергия 0.8 eV близка к энергии перехода ионов эрбия из основного состояния в первое возбужденное, аморфный гидрогенизированный кремний можно использовать для эффективного возбуждения эрбия в ВОЛС.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (06-02-16028а), Программы РАН "Новые материалы и структуры" и гранта NWO.

[1] Engemann D., Fischer R., Physica Status Solidi, b79, 195 (1977).

Исследования многослойных светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN методом катодолюминесценции.

Я.В. Домрачева, М.В. Заморянская, Т.Б. Попова, С.Г. Конников,
А.А. Ситникова, Б.Я. Бер

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

e-mail: y.domracheva@mail.ioffe.ru

В работе исследовались многослойные светодиодные гетероструктуры на основе InGaN/GaN, которые являются ключевым материалом при производстве светоизлучающих диодов работающих в сине-зеленой области видимого спектра. Две светодиодные структуры были выращены на буферном слое GaN и подложке с-Al₂O₃ методом MOCVD. Данные структуры изучались методами локальной катодолюминесценции (КЛ) и рентгеноспектрального микроанализа (РСМА). Дополнительно привлекались методы просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и вторично-ионной микроскопии (ВИМС).

Измерение состава методом РСМА и КЛ проводились на рентгеноспектральном микроанализаторе Camebax, снабженным рентгеновскими волновыми спектрометрами и КЛ системой оригинальной конструкции [1]. Измерения спектров КЛ и РСМА проводились с верхней стороны светодиодной структуры.

Измерения состава многослойных структур проводились при различной энергии электронного пучка (от 4 кэВ до 20 кэВ). Так как глубина генерации рентгеновского излучения зависит от энергии электронного пучка, то это позволило получить информацию об изменении состава гетероструктуры по глубине в диапазоне от 50 нм до 1 мкм [2]. На основании этих данных была разработана методика определения глубины залегания и состава квантовых ям InGaN и барьера AlGaIn. Рассчитанные значения этих характеристик для барьера AlGaIn приведены в Таблице 1. Полученные данные были подтверждены измерениями ВИМС.

Таблица 1 Сравнение глубины залегания и состава барьера для двух образцов.

	Глубина залегания, мкм	Концентрация, ат/см ³
Образец №1	0.16 ± 0.015	3.25·10 ²⁰
Образец №2	0.17 ± 0.01	2.125·10 ²⁰

Одновременно были исследованы спектры катодолюминесценции светодиодных структур. Предложенный нами ранее комплексный подход [2] позволяет получать спектры КЛ в том же микрообъеме, что и измерения состава методом

РСМА. Спектры были измерены при различных энергиях электронного пучка, уровнях накачки и температурах (от T = 77 К до T = 300 К). Изменение энергии электронного пучка от 1 до 15 кэВ дает возможность возбуждать люминесценцию в слоях толщиной от 10 нм до 1 мкм. Это позволяет исследовать особенности люминесценции с различной глубины многослойной светодиодной структуры.

На Рисунке 1 представлены спектры КЛ, полученные при T=77K и энергии электронного зонда 2 кэВ. При таких условиях глубина проникновения электронов ~ 60 нм, то есть электроны теряют энергию в верхнем слое структуры GaN, толщиной 100 нм. Однако, как видно из Рис.1, в каждом спектре присутствует только полоса, связанная с люминесценцией квантовых ям InGaN (расположенных ниже слоя GaN). Это говорит о хороших транспортных свойствах верхнего слоя GaN и высоком качестве интерфейса GaN/InGaN. Спектральное положение полос КЛ различно (2.79эВ для образца №1 и 2.74эВ для образца №2), что связано с различной концентрацией In в квантовых ямах InGaN. Форма и интенсивность полос люминесценции свидетельствует о большей степени неоднородности и меньшей эффективности структуры №2.

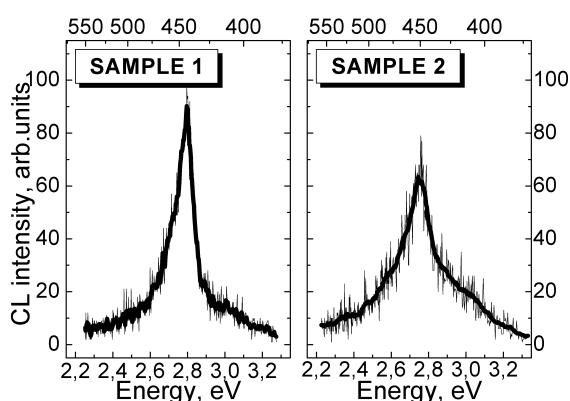


Рис.1. Спектры КЛ светодиодных структур при энергии электронного зонда 2кэВ и T=77K.

При увеличении энергии электронного зонда до 5 кэВ в спектрах КЛ появляются полосы излучения, связанные с люминесценцией барьерного слоя p-GaN. По спектральному сдвигу полос КЛ можно судить о степени легирования слоя. У образца №1 с большим

выходом люминесценции степень легирования барьерного слоя р:GaN выше. Дальнейшее увеличение энергии электронного зонда (Рис.2) приводит к возбуждению более глубоко расположенного слоя n:GaN (полоса ~3.4 эВ). Люминесценция, связанная с излучением барьерного слоя AlGaN (расположенного ниже слоя р:GaN и выше слоя n:GaN) не наблюдалась.

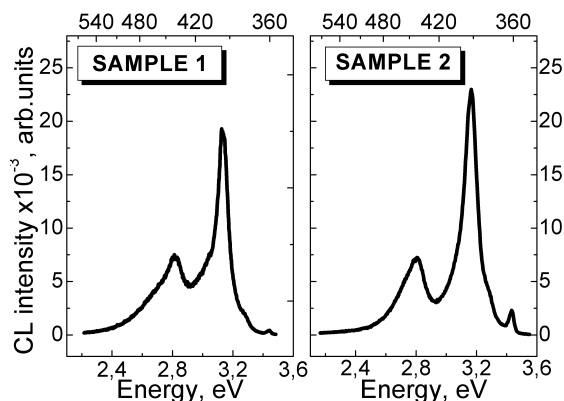


Рис. 2. Спектры КЛ светодиодных структур при энергии электронного зонда 15кэВ и T=77K.

Наблюдалось медленное изменение интенсивности полос люминесценции квантовых ям InGaN при непрерывном облучении электронным пучком во времени. Это дает информацию о перераспределении носителей заряда в процессе облучения образца электронами. Данная динамика полос люминесценции во времени исследовалась при различных условиях возбуждения. На Рис.3 представлены зависимости интенсивности максимумов полос КЛ, связанных с люминесценцией квантовых ям, от времени. Видно качественное различие зависимостей для двух исследуемых структур. Для структуры №1 заметно появление нового канала рекомбинации носителей заряда через ~ 5 секунд после начала облучения электронами. Природа данного эффекта недостаточно изучена, однако эта характеристика дает дополнительную

информацию о транспортных свойствах структуры.

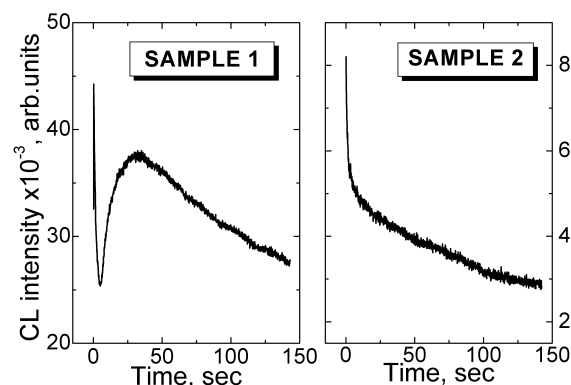


Рис.3. Зависимость интенсивности максимумов полос КЛ, связанных с люминесценцией квантовых ям, от времени (энергия электронного зонда 2кэВ, T=300K).

Таким образом, в работе было показано, что по спектрам катодолуминесценции возможно определять состав и однородность квантовых ям, степень легирования слоев GaN, выход люминесценции светодиодной структуры, особенности переноса излучения в гетероструктуре. Была разработана методика определения состава, глубины залегания и размера квантовых ям и барьера.

Работа была выполнена на базе ЦКП "Материаловедения и диагностика в передовых технологиях". Авторы выражают благодарность Д. А. Бауману и Д. А. Закгейму за предоставленные светодиодные структуры.

- [1] Domracheva, Ya.V., Bakaleinikov, L.A., Flegontova, E.Yu., Jmerik, V.N., Popova T.B., and Zamoryanskaya M.V. *Microchim.Acta (in press)*
- [2] Заморянская, М.В., Конников, С.Г., и Заморянский А.Н. *Инструм.Эксп.Тех.* 47 (2004) 477

Фотолюминесцентная и рамановская спектроскопия кристаллических и аморфных нанокластеров кремния в матрице диоксида кремния

Д. М. Жигунов¹, О. А. Шалыгина¹, Н. Е. Маслова¹, В. Ю. Тимошенко¹,
П. К. Кашкаров¹, В. Н. Семиногов², В. И. Соколов², В. Н. Глебов²,
В. Я. Панченко²

¹Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, 119991 Москва

²Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, 140700 Шатура
e-mail: zhigunov@ofme.phys.msu.ru

В последнее время большой интерес уделяется структурам нанокристаллов кремния (NC-Si), что объясняется их способностью к эффективной эмиссии света при оптическом или электрическом возбуждении и, соответственно, перспективностью их применения для оптоэлектроники. Одним из методов формирования кремниевых нанокристаллов в матрице диоксида кремния является напыление на подложку тонкого слоя SiO_x ($1 < x < 2$) с последующим отжигом. При этом формирование NC-Si происходит при превышении некоторой критической температуры отжига [1], в то время как при более низких температурах образуются, по всей видимости, аморфные кремниевые нанокластеры (a-Si-NCL) [2]. В настоящей работе приводится исследование фотолюминесцентных (ФЛ) и структурных свойств тонких пленок SiO на подложке кварца, отожженных при различных температурах.

Исследованные в работе образцы изготавливались путем термического распыления порошка монооксида кремния в вакууме с последующим осаждением на подложку кварца слоя SiO толщиной $d = 0.5$ мкм. После приготовления структуры отжигались в атмосфере азота при различных температурах в диапазоне от 350°C до 1200°C с шагом 100 – 150°C . Фотолюминесцентные измерения проводились при комнатной температуре. Изучение структурных свойств образцов заключалось в измерении спектров комбинационного рассеяния света (КРС).

На рис. 1 представлены спектры ФЛ части исследованных образцов. Как видно из рисунка, при температурах отжига меньших 900°C спектр ФЛ представляет собой широкую (средняя ширина на полувысоте FWHM составляет 330 нм) бесструктурную полосу, в то время как для образцов с температурой отжига 950°C и выше, ширина спектра ФЛ уменьшается скачком до среднего значения FWHM равного 210 нм. Кроме того, наблюдается резкое (в 5 раз и более) увеличение интенсивности сигнала в спектрах ФЛ образцов, отожженных при температурах свыше 950°C .

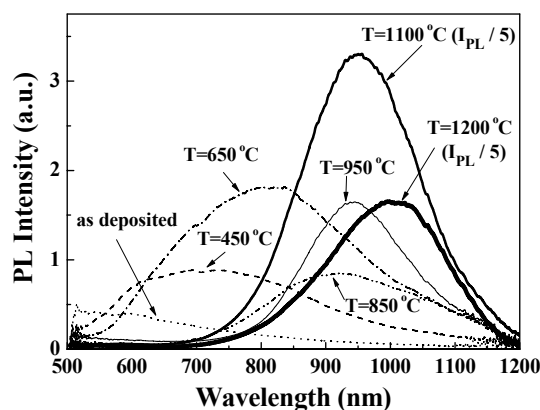


Рис. 1. Спектры ФЛ пленок SiO ($d = 0.5$ мкм), осажденных на подложку кварца до отжига (as deposited) и отожженных при различных температурах T . Для кривых, соответствующих температурам отжига 1100°C и 1200°C интенсивность сигнала ФЛ уменьшена в 5 раз для наглядности.

Основываясь на анализе полученных спектров ФЛ и в соответствии с имеющимися в литературе данными [1,2] было сделано предположение, что температура около 900°C является в данном случае критической для начала формирования NC-Si. В качестве подтверждения данной гипотезы были измерены спектры КРС исследуемых структур. На рис. 2 приведены обработанные результаты этих измерений (после вычитания фона) в стоксовой области спектра для образцов, отожженных при температурах 850°C и выше (спектры КРС образцов, отожженных при температурах 750°C и ниже в представленном диапазоне волновых чисел принципиально не отличались от спектра КРС образца, отожженного при температуре 850°C). Как можно видеть из рис. 2, начиная с температуры отжига 950°C в спектрах КРС исследуемых структур начинает появляться полоса с максимумом около 518 cm^{-1} , характерная для кристаллического кремния, интенсивность которой растет с ростом температуры отжига. Заметим, что сдвиг максимума линии КРС (по отношению к положению максимума линии для объемного кристаллического кремния – 520 cm^{-1}) в сторону

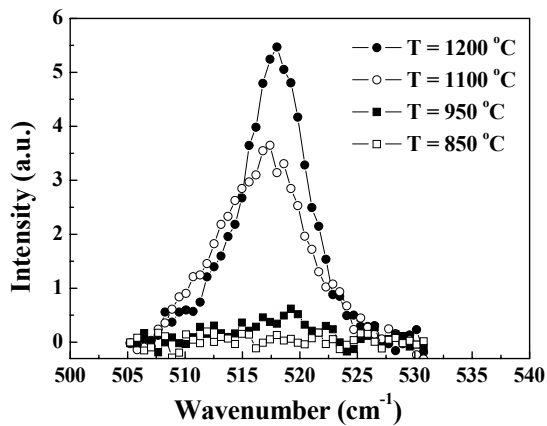


Рис. 2. Спектры КРС пленок SiO ($d = 0.5$ мкм), осажденных на подложку кварца и отожженных при различных температурах T .

уменьшения волнового числа является характерным для нанокристаллических кремниевых структур и служит дополнительным подтверждением наличия NC-Si в исследуемых образцах [3]. Полученные результаты демонстрируют, что уже при температуре отжига $T = 950$ °C в образцах появляются нанокластеры кремния в кристаллической фазе, а при дальнейшем увеличении T их концентрация растет.

Возвращаясь теперь к данным ФЛ измерений, проанализируем следующие особенности спектров, представленных на рис. 1: а) длина волны максимума спектра ФЛ сдвигается монотонно в красную область с увеличением T ; б) интенсивность сигнала ФЛ (как максимальная, так и интегральная) зависит немонотонно от температуры отжига, а именно, наблюдаются два максимума подобной зависимости – в районе $T = 600$ °C и $T = 1100$ °C.

Первая из указанных особенностей характерна как для структур с аморфными нанокластерами Si, так и с кристаллическими, если принять во внимание тот факт, что с увеличением температуры отжига растут размеры нанокластеров [4]. В этом случае сдвиг максимума спектра ФЛ в красную область объясняется эффектом частичного пространственного ограничения для носителей заряда (в случае a-Si-NCL) или квантово-размерным эффектом (в случае NC-Si) [4].

Для объяснения немонотонной зависимости интенсивности сигнала ФЛ от T были измерены кинетики ФЛ образцов на различных длинах волн регистрации. Соответствующие зависимости времени жизни ФЛ (τ) от длины волны представлены на рис. 3 (данные для образцов, отожженных при температурах 750 °C и ниже не приведены, т.к. соответствующие времена жизни ФЛ составляли от 0.3 до 1 мкс и практически не зависели от длины волны). Из рисунка видно, что наиболее существенное увеличение τ происходит при повышении температуры отжига от 950 °C до 1100 °C (~ в 10 раз).

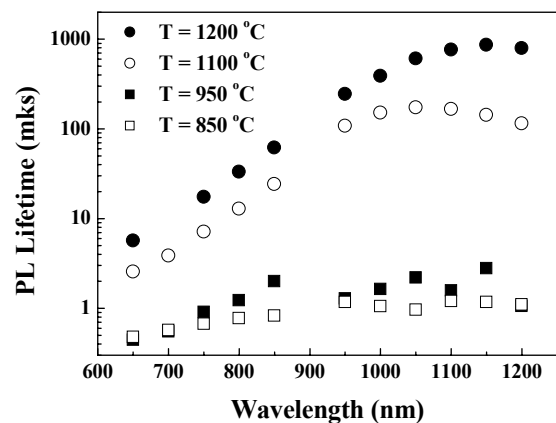


Рис. 3. Время жизни ФЛ пленок SiO ($d = 0.5$ мкм), осажденных на подложку кварца и отожженных при различных температурах T .

Отметим, что подобный резкий скачок сигнала наблюдался также и в спектрах КРС (см. рис. 2) и может быть соотнесен с активным процессом образования NC-Si (хотя, как отмечалось выше, зарождение нанокристаллов происходит уже при $T = 950$ °C). Полученные данные позволяют объяснить наличие максимума зависимости интенсивности сигнала ФЛ от температуры отжига для образцов с NC-Si. Действительно, принимая во внимание тот факт, что интенсивность сигнала ФЛ прямо пропорциональна числу NC-Si и обратно пропорциональна *излучательному* времени жизни ФЛ ($\tau_{\text{изл}}$), можно сделать вывод, что максимальным выходом ФЛ будут обладать образцы, характеризующиеся наибольшей концентрацией NC-Si при наименьшем $\tau_{\text{изл}}$. Этот случай реализуется, очевидно, для образцов, отожженных при $T = 1100$ °C. При дальнейшем увеличении T новых нанокристаллов не образуется (в первом приближении), а растет только их средний размер. Это влечет за собой увеличение $\tau_{\text{изл}}$ (и, соответственно, τ), а интенсивность ФЛ при этом падает. В то же время, концентрация NC-Si, образующихся при $T = 950$ °C недостаточна для высокого выхода ФЛ, даже если $\tau_{\text{изл}}$ в этом случае мало.

Полученные результаты не позволяют, однако, объяснить возникновение максимума зависимости сигнала ФЛ от температуры отжига для образцов с a-Si-NCL. Также необъясненным остается пока наличие максимума зависимости времени жизни ФЛ от длины волны для образцов, отожженных при $T = 1100$ °C и $T = 1200$ °C.

- [1] F. Iacona, C. Bongiorno, C. Spinella, et al, J. Appl. Phys., **95** (7), 3723 (2004)
- [2] X. D. Pi, O. H. Y. Zalloum, T. Roschuk, J. Wojcik, et al, Appl. Phys. Lett., **88**, 103111 (2006).
- [3] С. В. Гайслер, О. И. Семенова, Р. Г. Шарафутдинов, Б. А. Колесов, ФТТ, **46** (8), 1484 (2004).
- [4] M. J. Estes and G. Moddel, Phys. Rev. B, **54** (20), 14633 (1996).

Использование линейки планарных детекторов для формирования изображений при просвечивании предметов излучением миллиметрового диапазона длин волн

В.Р. Закамов, В.И. Шашкин, А.В. Мурель

Институт физики микроструктур РАН, 603950 ГСП-105, Нижний Новгород, Россия
e-mail: zvr@ipm.sci-nnov.ru

Интерес к видению различных объектов в миллиметровом диапазоне длин волн в последнее время существенно возрос. Это связано с потенциально широкими возможностями метода для применения в системах автоматического контроля, досмотра и охраны, а также для диагностики в медицине. Интерес к таким системам связан с тем, что излучение миллиметрового диапазона является неионизирующим и, следовательно, является безопасным для здоровья при умеренных уровнях мощности [1]. Однако в трехмиллиметровом и более коротковолновых диапазонах длин волн развитие систем видения связано с определенными трудностями – существуют проблемы реализации простых эффективных антенн из-за малых размеров металлизированных слоев антенны и согласования с фидером, а также изготовления контактов малой площади для высокочувствительных полупроводниковых приемников.

В работе [2] были разработаны модифицированные щелевые антенны на частоту 94 ГГц на основе фольгированной диэлектрической пластины Rogers 5880 с диэлектрической проницаемостью $\epsilon=2.2$. Разработанная конструкция щелевой антенны в отличие от стандартных микрополосковых щелевых антенн расположена на диэлектрике ограниченных размеров, площадь металлизации ограничена и разделена резонансной щелью. Для измерения характеристик антенны использовались диоды с барьером Шоттки Al/GaAs и δ -легированным слоем кремния вблизи контакта [3]. При правильно подобранной глубине залегания δ -слоя и величине легирования вершина потенциального

барьера становится туннельно-прозрачной, что приводит к снижению эффективной высоты барьера Шоттки от 0.7 до 0.1 эВ [3]. Диоды монтировались непосредственно в середину щели антенны. Измеренная величина направленности составляла около 14.5, а величина вольт-ваттной чувствительности планарных детекторов около 10000В/Вт [4]. Исследования по взаимовлиянию планарных детекторов показали возможность их плотной компоновки в матрицу с периодом $3\lambda/2$ (4.5 мм) [2].

В данной работе был сделан следующий шаг в развитии простой системы видения – была разработана линейка детекторов из восьми элементов со схемой усиления и преобразования сигнала в каждом канале. Для получения изображения предметов при просвечивании была реализована установка, представленная на блок-схеме рис. 1. В качестве источника излучения используется генератор на лампе обратной волны (ЛОВ). Вывод излучения в пространство осуществляется рупором с коэффициентом усиления около 75. Для модуляции излучения используется генератор низкой частоты ГНЧ ($f=1.2$ кГц). Расстояние от конца рупора до плоскости детектирования составляет около 1.5м. Сканирование плоскости размером 28х25см осуществляется по сетке с шагом равным $3\lambda/2$. Перемещение линейки, запись матрицы данных и их математическая обработка осуществляется с помощью компьютера. Общее время сканирования плоскости составляет около 3-4 минут и ограничено временем механического перемещения линейки детекторов в плоскости.

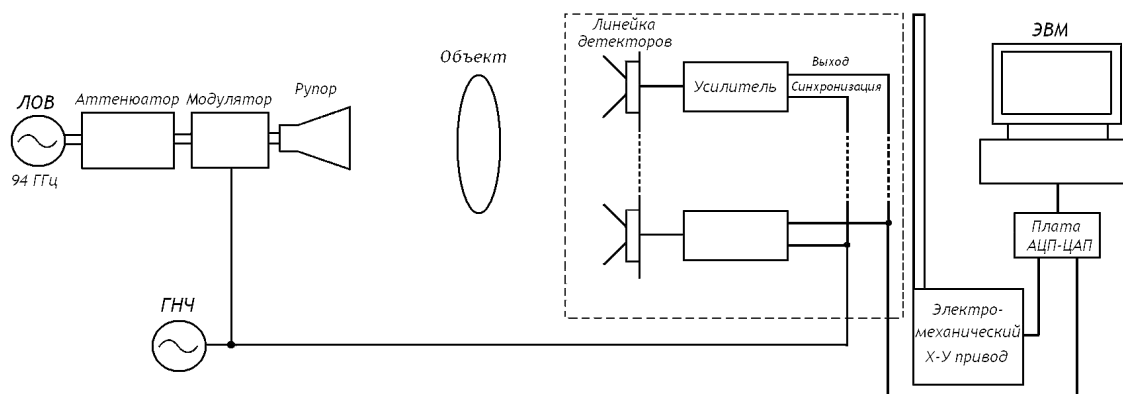


Рис. 1. Блок-схема эксперимента.

Вначале был изучен режим работы линейки детекторов при их сканировании в плоскости волнового фронта излучения при различных уровнях мощности. Установлено, что без объекта система работает в линейном режиме до уровня мощности источника излучения около 50 мкВт. В линейном режиме были определены калибровочные коэффициенты усиления для каждого канала усиления линейки детекторов. С учетом калибровочных коэффициентов было определено распределение поля по плоскости. Оказалось, что распределение поля по плоскости несколько отличается от равномерного фона из-за переотражения от посторонних предметов. На картину распределения поля также влияют шумы схемы преобразования сигнала и частотная и амплитудная нестабильность ЛОВ. На рис. 2 представлена гистограмма зависимости количества точек (пикселей) в фоновом изображении изменяющихся в сигнале на соответствующий процент при повторном сканировании. Среднеквадратичное отклонение соответствует 10%.

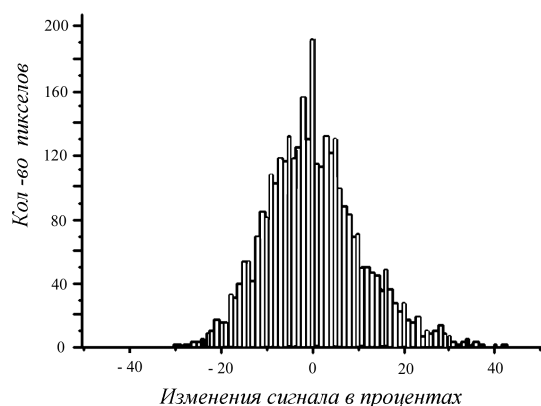


Рис. 2. Количественная иллюстрация долговременной нестабильности при двух сканированиях.

Для выявления природы нестабильности были проведены измерения сигнала с линейки детекторов без механического перемещения. Измерения показали, что присутствуют долговременная и кратковременная нестабильности в сигнале. Кратковременная нестабильность (на временных интервалах в несколько секунд) составляет около 1% и вызвана шумами системы регистрации. Долговременная нестабильность вызвана дрейфом в распределении интенсивности поля в плоскости приемников во времени. Изменения меньше в середине плоскости и больше на краях. Такую нестабильность мы относим к нестабильности частоты ЛОВ при наличии переотражений излучения. Для улучшения качества изображения в системе необходимо применять более стабильный по частоте источник излучения. Тем не менее имеющийся источник позволяет получать изображения различных предметов.

Для примера, на рис. 3 представлено изображение на просвет пластмассовой бутылки с водой на подставке (фотография - на вставке). Видны внешние очертания, уровень воды и дифракционное поле от бутылки. Внизу изображения появляются горизонтальные полосы, вызванные интерференцией прямого и отраженного от подставки излучения. Картина дифракции является достаточно сложной и зависит от расстояния между объектом и плоскостью, в которой производится сканирование линейкой детекторов. При уменьшении расстояния между объектом и плоскостью сканирования изображение приобретает большую четкость.

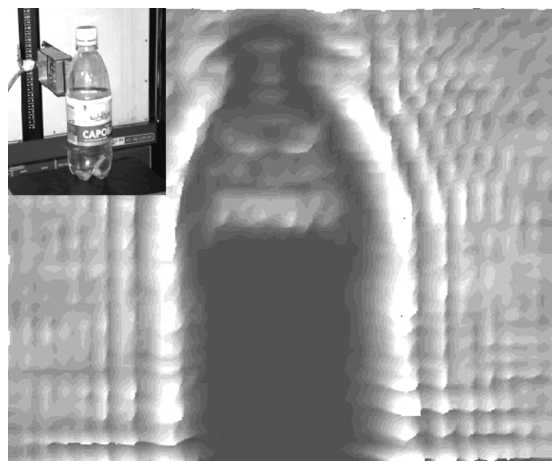


Рис. 3. Изображение на просвет на частоте 94 ГГц пластмассовой бутылки с водой на подставке (на вставке - фотография).

В работе описана простая система регистрации электромагнитного излучения частоты 94 ГГц с помощью линейки планарных детекторов размерностью 8x1. При сканировании получены изображения различных предметов на просвет, картины дифракции ряда объектов. Показана работоспособность прототипа матричного приемника и перспективность его применения в системах миллиметрового видения.

Авторы выражают признательность В.Л.Ваксу за содействие в проведении эксперимента.

- [1] D. M. Sheen, D. L. McMakin, and T. E. Hall. IEEE Transactions on microwave theory and techniques. V. 49, No 9. 1571 (2001).
- [2] В.И. Шашкин, Ю.А. Дрягин, В.Р. Закамов и др. Изв. вузов. Радиофизика. No 12 (2007).
- [3] В.И. Шашкин, В.Л. Вакс, В.М. Данильцев и др. Изв. вузов. Радиофизика.. Т. XLVIII, No 6. 544 (2005).
- [4] V. I. Shashkin, Yu.A. Drjagin, V.R. Zakamov at al. International Journal of Infrared and Millimeter Waves. V.28, No 11. 945 (2007).

Наблюдение поверхности Si методом оптического отражения в процессе осаждения монослойных пленок металлов

Е.В. Глазырин, И.П. Казаков, В.И. Цехош

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

e-mail: ipkazakov@yandex.ru

Исследование процессов роста сверхтонких металлических плёнок на поверхности полупроводников представляет интерес для создания новых наноразмерных объектов с прогнозируемыми свойствами. В последнее время наряду с дифракцией быстрых электронов (ДБЭ) для наблюдения процессов роста *in situ* всё более широко применяются методы исследования оптического отражения [1]. Глубина проникновения излучения видимого и ближнего ИК диапазонов в типичных полупроводниках примерно на два-три порядка больше значений, характерных для глубины проникновения электронов в методе ДБЭ (~1 нм). Это позволяет получать информацию о приповерхностных слоях вещества, в частности исследовать зарождающиеся гетерограницы, упорядочение в твёрдых растворах и прочее.

Оптический спектрометр видимого и ИК диапазонов EpiRAS IR TT фирмы LayTec использовался нами для наблюдения за процессом осаждения методом молекулярно-пучковой эпитаксии ультратонких слоёв Ве или Al с эффективной толщиной в несколько монослоёв (МС) на подложки Si (001). Предварительно подложки очищались травлением в растворе HF:H₂O (1:6). В течение всего процесса регистрировались сигналы нормального отражения (НО) и анизотропии отражения (АО) на длинах волн 500 нм и 950 нм, наблюдались картины ДБЭ. Температура поверхности подложки измерялась в области падения зондирующего светового пучка пирометром, встроенным в спектрометр. Поверхность полученных образцов исследовалась методом атомно-силовой микроскопии (АСМ).

В первой серии экспериментов осаждение Ве производилось на подложку с температурой $T_s = 750$ С. При осаждении слоя Ве эффективной толщиной 1 МС сигнал НО уменьшался на 4%. С учетом уровня шума, это давало возможность регистрировать изменение эффективной толщины слоя Ве с чувствительностью около 0.15 МС. После осаждения 1 МС Ве подложка охлаждалась с постоянной скоростью 0.1 С/с. На рис. 1 представлен график зависимости НО от времени в процессе понижения T_s . При $T_s = 490$ С наблюдалось скачкообразное снижение сигнала НО с шириной перехода менее 1 С. На образце с эффективной толщиной пленки Ве 3 МС переход наблюдался при более высокой $T_s = 590$ С и был шире приблизительно в 20 раз. Следует отметить, что в контрольных экспериментах сигнал НО от

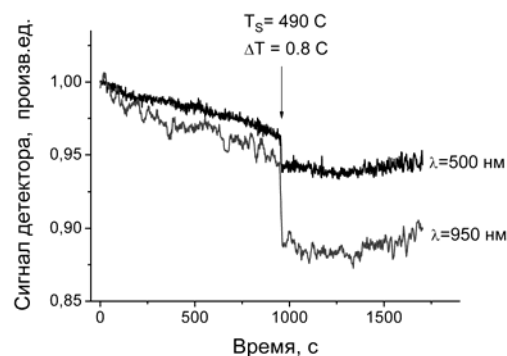


Рис.1 Зависимость НО от времени в процессе охлаждения образца Si-Be. Ве осаждался при $T_s = 750$ С.

исходных подложек Si, как и ожидалось, монотонно уменьшался с понижением T_s . Т.к. на диаграмме состояния системы Si-Be отсутствуют особенности при температурах ниже 1000 С, скачкообразное уменьшение НО можно объяснить рассеянием на частицах второй фазы обогащённой Ве. Выпадение второй фазы возможно в результате пересыщения твёрдого раствора Ве в Si, образовавшегося в приповерхностном слое образца. Возрастание температуры наблюдаемого перехода на образцах с толщиной слоя Ве равной 3 МС, по-видимому, есть следствие увеличения напряжений в решётке Si при большей концентрации растворённого Ве. Уширение перехода можно объяснить неоднородностью концентрации Ве по толщине приповерхностного слоя.

В следующей серии экспериментов осаждение Ве проводилось при температуре $T_s = 150$ С. После осаждения слоя эффективной толщиной 1 МС производился нагрев подложки до 750 С и последующее охлаждение со скоростью 0.1 С/с. В процессе охлаждения образца при T_s около 630 С происходило радикальное изменение температурного хода НО (рис. 2): уменьшение сигнала (что типично для полупроводников) сменялось его возрастанием (что типично для металлов). Подобные явления наблюдались и ранее на островковых плёнках металлов на изоляторах [2] и могут трактоваться с точки зрения перколяционного перехода. При падении световой волны длиной λ на поверхность полупроводника с островками металлической фазы с латеральным размером L , отражение света происходит как от поверхности полупроводника в случае $\lambda \gg L$, либо как от поверхности металла в случае $\lambda \sim L$. Можно

предположить, что перколяционный переход «полупроводник–металл» происходит в результате увеличения размера L островков второй фазы, выпадающей как и в предыдущем случае, в результате пересыщения твёрдого раствора Si-Be при охлаждении образца. Отсутствие перколяционного перехода в случае осаждения на подложку при $T_s = 750$ C можно объяснить тем, что в результате диффузии в объём, концентрация Be в приповерхностном слое Si недостаточна для образования системы островков, удовлетворяющих условию $\lambda \ll L$. Скачок НО, как на рис. 1, на кривой охлаждения данного образца не наблюдался, вероятно, из-за отсутствия значительного пересыщения твёрдого раствора, которое в этом случае может сниматься плавно под воздействием более высоких напряжений на гетерогранице Si-Be.

Эксперименты, подобные предыдущему, проводились с Al. Слой Al с эффективной толщиной 1 мс осаждался при температуре $T_s = 750$ C. Затем образец охлаждался со скоростью 0.1 C/с. Качественно ход кривой НО при охлаждении образца был аналогичен показанному на рис. 2, но в области предполагаемого перехода «полупроводник – металл» наблюдались характерные особенности, представленные на рис. 3. После перегиба кривой при $T_s = 668$ C и некоторого повышения интенсивности НО, снова наблюдалось понижение сигнала НО при T_s от 558 C до 507 C,

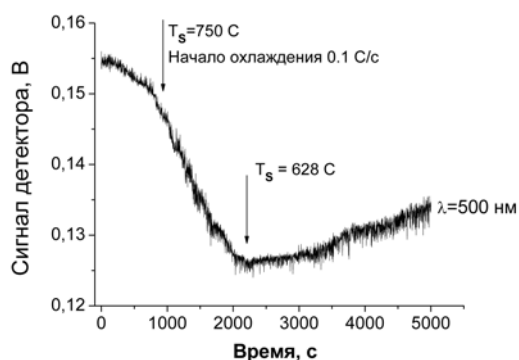


Рис.2 Зависимость НО от времени в процессе охлаждения образца Si-Be. Be осаждался при $T_s = 150$ C.

а затем устойчивое повышение НО при изменении T_s от 507 C до комнатной температуры. На диаграмме состояния системы Si-Al при температурах ниже 750 C имеются две характерные особенности: при температуре 660 C – кристаллизация Al, при температуре 577 C – образование эвтектики Si-Al. Т.к. эти температуры близки к наблюдаемым на рис. 3 температурам характерных изломов кривой НО, можно предположить, что при $T_s = 668$ C происходит выделение твёрдой фазы, обогащённой Al, а при $T_s = 558$ C с участием этой

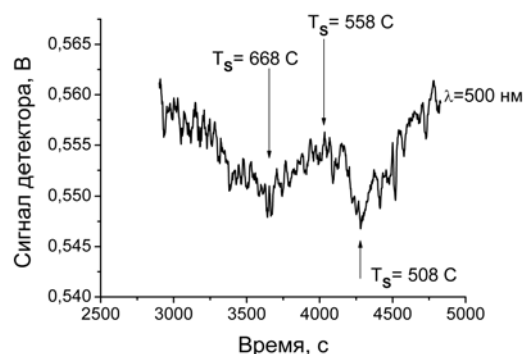


Рис.3 Фрагмент зависимости НО от времени в процессе охлаждения образца Al-Si. Al осаждался при $T_s = 750$ C.

фазы начинается эвтектическое превращение, заканчивающееся при $T_s = 508$ C.

Картины ДБЭ и сигналы АО не претерпели видимого изменения по сравнению с чистой подложкой Si как в ходе осаждения монослойных плёнок Be и Al, так и при охлаждении полученных образцов. По-видимому, это связано с островковой структурой монослойных плёнок и изотропным характером процессов, протекающих в приповерхностном слое образцов.

По данным АСМ подложка Si, очищенная травлением в растворе HF:H₂O (1:6), имела атомарно гладкую поверхность. После осаждения слоёв Be или Al на поверхности наблюдались островки латеральных размеров порядка 100 нм и высотой порядка 0,1 нм.

Таким образом, в данной работе была продемонстрирована возможность наблюдения методом НО фазовых переходов в системах Si с осажденными монослойными плёнками Be и Al. На качественном уровне наблюдаемые особенности поведения НО могут быть описаны исходя из имеющихся данных о состоянии макросистем. Следует учесть, что известные диаграммы состояния для систем Si-Be и Si-Al были получены на объёмных образцах и в равновесных условиях, поэтому, их применимость к изучаемым в данной работе наносистемам весьма условна.

Работа поддержана грантами РФФИ, Программами Президиума РАН и Федеральными целевыми программами ФАНИ.

- [1] J.-T. Zettler, Prog. Crystal Growth and Charact. **35**, 27 (1997)
- [2] P.Gadenne et al., Physica A **157**, 279 (1989)

Эволюция спектра “возбужденных” резонансных состояний акцепторов в одноосно сжатом Ge

Д.В.Козлов

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

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

Интерес к состояниям акцепторов в одноосно сжатом германии возник благодаря обнаружению генерации стимулированного терагерцового излучения на переходах с резонансных состояний в одноосно сжатом p-Ge при температуре жидкого гелия. В работах [1,2] показано, что примесные уровни, относящиеся к верхней, отщепленной одноосным сжатием подзоне, с ростом давления выходят в непрерывный спектр нижней подзоны. Ранее была изучена зависимость энергии нижнего резонансного состояния от величины деформации, в частности установлено, что такое состояние “происходит” из возбужденного состояния $4\Gamma_8^+$ с энергией связи 1.3 мэВ (в отсутствии деформации). Однако, исследований перестройки спектра “возбужденных” нечетных резонансных уровней при увеличении давления до настоящего времени не проводилось. Вместе с тем решение этой задачи оказывается важным, постольку линии, связанные с переходами на такие состояния с основного уровня могут наблюдаться в спектре фотопроводимости. По таким линиям, например, были определены энергии резонансных состояний бора в кремнии [3], где акцепторные уровни, связанные со спин-отщепленной подзоной, оказываются в непрерывном спектре нижних подзон легких и тяжелых дырок и энергии резонансных состояний мелких акцепторов в гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами, где примесные уровни, относящиеся к верхним подзонам размерного квантования, оказываются в непрерывном спектре нижней подзоны [4]. В настоящей работе представлен расчет спектра р-подобных уровней, связанных с верхней, отщепленной давлением дырочной подзоной.

При расчете энергий и волновых функций акцепторов использовалось приближении эффективной массы. Гамильтониан уравнения Шредингера для огибающих волновых функций включал в себя гамильтониан Латтинжера, член связанный с деформацией и кулоновский потенциал. При этом деформационный гамильтониан можно переписать в виде:

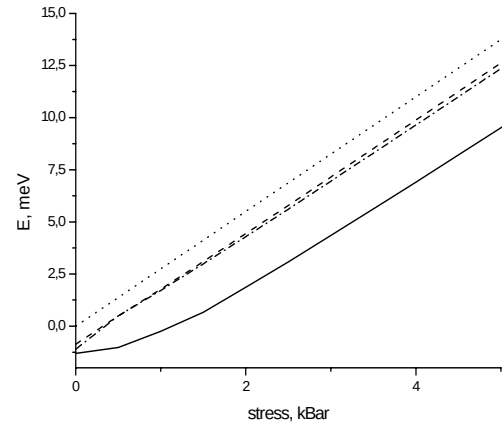


Рис.1 Зависимость энергий резонансных состояний акцепторов в сжатом вдоль направления (001) германии от величины давления. Энергия отсчитывается от края валентной зоны в недеформированном материале. Сплошная линия – основное резонансное состояние ($J = \pm 3/2$, четное). Штрих – пунктирная и пунктирная линии – р- подобные нечетные резонансные состояния (пунктир - состояние с $J = \pm 3/2$, штрих- пунктир - $J = \pm 1/2$). Точечная линия показывает положение края верхней дырочной подзоны.

$$H_d = \begin{vmatrix} -\frac{\Delta}{2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\Delta}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Delta}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{\Delta}{2} \end{vmatrix}. \quad (1)$$

$\Delta = KP$, где P – величина давления приложенного вдоль оси деформации, положительный знак P соответствует одноосному растяжению, коэффициент $K = 3.7$ мэВ/кбар, для германия, деформированного в кристаллографическом направлении (111), и 5.5 мэВ/кбар для германия, деформированного в кристаллографическом направлении (001), [5], Δ – величина расщепления краев дырочных подзон при приложении давления.

Использовалось аксиальное приближение, т.е. закон дисперсии дырок полагался изотропным в плоскости, перпендикулярной оси

деформации. В аксиальном приближении сохраняется проекция полного момента J на ось деформации (ось z), и спектр акцептора оказывается двукратно вырожденным по знаку этой проекции (т.е. $\pm J$).

Волновая функция акцептора разлагалась по базису из огибающих волновых функций свободных дырок ($\mathbf{g}_n(\mathbf{k}_\perp, k_z, z)$), которые являются собственными функциями гамильтониана в отсутствие кулоновского потенциала:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^2 \iint dk_z d\mathbf{k}_\perp C_J(\mathbf{k}_\perp, k_z, n) \mathbf{g}_n e^{i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r}} \quad (2)$$

Здесь k_z и $\mathbf{k}_\perp$ – проекции волнового вектора дырки на ось деформации и на плоскость перпендикулярную этой оси соответственно, n – номер подзоны. Затем разложение (2) подставляли в уравнение эффективной массы и решали интегральное уравнение для коэффициентов разложения (C_J), заменяя интегралы по компонентам волнового вектора дискретными суммами. Метод позволяет рассчитывать не только локализованные состояния, но и состояния непрерывного спектра. Решая этим методом уравнение Шредингера, получаем большой набор состояний, который включает несколько локализованных состояний и ряд состояний непрерывного спектра с дискретностью, определяемой шагом компонентов волнового вектора в разложении (2).

Волновые функции акцепторов имеют сложную структуру. Разложение их по базису из функций свободных дырок включает члены, относящиеся к двум различным подзонам. Если разложение волновой функции некоторого состояния акцептора включает в себя в основном огибающие волновые функции определенной дырочной подзоны, то мы будем считать такое состояние относящимся к этой подзоне. В деформированном материале основное акцепторное состояние относится к нижней подзоне и располагается ниже ее дна. Энергии состояний, относящихся к верхней подзоне, могут быть как меньшими энергии дна нижней подзоны (локализованные состояния), так и большими её (квазистационарные состояния). Локализованные состояния, связанные с верхней подзоной, становятся резонансными при увеличении величины одноосной деформации кристалла.

Квазистационарные состояния в непрерывном спектре выделялись путем вычисления доли верхней подзоны в разложении акцепторной волновой функции:

$$A_2(E) = \sum_{k_z=0}^{k_F} \sum_{k_\perp=0}^{k_F} |C_2(E, k_z, k_\perp)|^2, \quad (3)$$

где k_F – предельное значение $k_{\perp,z}$, $C_2(k_z, k_\perp)$ – коэффициенты разложения, относящиеся ко

второй подзоне, E – энергия акцепторного уровня. Энергия квазистационарного состояния соответствует максимуму $A_2(E)$. С ростом давления максимальное значение $A_{2max}(E)$ стремиться к 1.

На рис.1 представлены результаты расчета нескольких нижних резонансных состояний акцепторов в одноосно сжатом вдоль направления (001) германии. “Основное” резонансное состояние акцепторов в при такой деформации соответствует проекции полного момента импульса на ось z $J = \pm 3/2$. Р-подобные нечетные резонансные состояния - проекции момента $J = \pm 1/2$, $J = \pm 3/2$ и $J = \pm 5/2$. Нижнее возбужденное состояние акцепторов, относящееся к верхней подзоне соответствует проекции момента импульса на ось деформации $J = \pm 3/2$, представлено на рисунке штрих-пунктирной линией. Из рисунка 1 видно, что это зависимость «энергии связи» этого состояния (т.е. разницы энергий такого уровня и края верхней подзоны) от давления имеет немонотонный характер. Это состояние при нулевом давлении “происходит” из возбужденного нечетного уровня $6\Gamma_8^-$ с энергией связи 1.1 мэВ. Это неудивительно, так как в недеформированном кристалле уровень $6\Gamma_8^-$ оказывается первым состоянием, волновая функция которого построена в основном из функций легких дырок, в то время как в волновые функции всех нижележащих уровней основной вклад дают состояния подзоны тяжелых дырок. С ростом давления энергия этого состояния стремиться к энергии уровня $2p_0$ водородоподобного спектра простой анизотропной зоны (2 мэВ) (В пределе больших деформаций каждая из расщепившихся подзон и связанные с ней примесные уровни рассматривались независимо [6]). Пунктирная линия на рис.1 – резонансное состояние, соответствующее проекции момента импульса на ось деформации $J = \pm 1/2$. В пределе больших (по сравнению с энергией ионизации) давлений положение этого уровня стремиться к положению состояния $2p_\pm$ водородоподобного спектра простой анизотропной зоны (1.1 мэВ). Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 05-02-17341, 08-02-01126).

1. М.А Одноблюдов., А.А.Прокофьев, И.Н.Ясиевич. ЖЭТФ, **120**, 1495 (2001)
2. В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, Д.В. Козлов. ЖЭТФ, **120**, 1495 (2001)
3. A.Onton, P.Fisher, A.K.Ramdas Phys. Rev., **163**, 686 (1967).
4. В.Я.Алешкин., Б.А.Андреев, В.И. Гавриленко и др., ФТП, **34**, 582 (2000).
5. Полякова А.Л. Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов// М., Энергия, 1979. – 167с.
6. Одноблюдов М.А., Чистяков В.М., ФТП., **32**, 799 (1998).

Temperature and pump excitation effects and spectra in the GaN–AlGaIn quantum-well heterostructure light-emitting diodes

V.K. Kononenko

Stepanov Institute of Physics NASB, Independence Ave., 70, 220072 Minsk, Belarus
e-mail: lavik@dragon.bas-net.by

As known, energy level structure in quantum wells (QWs), effects of spectral broadening, amplified luminescence, and nonlinear gain determine shape and intensity of the radiative spectra of light-emitting diodes and lasers based on the GaN–Al_xGa_{1-x}N system [1, 2]. These effects influence on the temperature parameters, spectral, polarization, and power characteristics of the QW heterostructure sources. In the work, the level structure in the QWs of the GaN–Al_xGa_{1-x}N system at $x = 0.2$ is analyzed and variation of the emitted quanta is examined versus temperature and width of the QWs. Evaluations of the inversion current for obtaining the gain are presented. Compared characteristics with the Ga_xIn_{1-x}N–GaN and GaN–Al_xGa_yIn_{1-x-y}N systems are also discussed and structures for obtaining the widen emission spectra in the blue–green range are suggested.

Analysis of the emission line broadening in the QW heterostructures is carried out taking into account the Coulomb interaction of current carriers in electron–hole gas at two-dimensional quantization [3]. Calculations show that the emission line has asymmetric exponentially decaying tails. The long-wavelength side (at the deep tails) decays more slowly than the short-wavelength one. The emission line becomes wider at increasing the power excitation that is associated with an anticipating growth of the rate of processes involving three particles at the transfer of the excess momentum in the Coulomb interactions. According to the calculations for the GaN–Al_xGa_{1-x}N system, the half-width of the broadening function of the spontaneous emission near the lasing threshold at room temperature ($n \approx 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) is within the range of 40–50 meV. The listed features of the emission line are generally in agreement with experimental results. Some influence on the width and intensity of the luminescence spectra is also attributed to possible fluctuations in the QW widths and component compositions. So, the probability of optical transitions is nearly equal in a wide quantum-energy range and the recombination process occurs with no the $\mathbf{k}$ -selection rule [4].

It is assumed that in the zinc blende GaN–Al_xGa_{1-x}N system the band offsets in the conduction band (ΔE_c) and valence band (ΔE_v) increase with increasing x as linear functions and do not depend on temperature [1, 5]. For zinc blende heterostructures values ΔE_c and ΔE_v are almost equal, i. e., $\Delta E_c/\Delta E_v = 0.49/0.51$, and for wurtzite crystals the offsets ΔE_c and ΔE_v follow to a law

which is similar to the ratio for the Ga_xIn_{1-x}N–GaN system, i. e., $\Delta E_c/\Delta E_v = 0.68/0.32$ [1]. Herewith, the bowing coefficients in the barriers are $C = 0$ and $C = 1$ eV for the zinc blende and wurtzite structures respectively.

In the QW of width $d = 5$ nm a set of two electron subbands, four heavy hole subbands, and two light hole subbands is realized. With increasing d up to 10 nm the number of subbands rises up to three electron subbands, seven eight heavy hole subbands and four light hole subbands. Values of the subband energy levels determine corresponding energies of emitted quanta $h\nu_n$ (Tabl. 1).

Tabl. 1. Energy levels in the QWs of the GaN–Al_{0.2}Ga_{0.8}N system, $T = 300$ K.

Energy	$d = 5$ nm	$d = 10$ nm
E_{c1} (meV)	41.1	15.4
E_{c2} (meV)	141.9	60.5
E_{c3} (meV)	–	128.6
E_{vh1} (meV)	11.9	3.6
E_{vh2} (meV)	47.0	14.3
E_{vh3} (meV)	102.4	32.1
E_{vh4} (meV)	162.4	56.8
E_{vh5} (meV)	–	87.9
E_{vh6} (meV)	–	124.4
E_{vh7} (meV)	–	161.5
E_{vl1} (meV)	31.1	10.8
E_{vl2} (meV)	115.2	42.6
E_{vl3} (meV)	–	93.5
E_{vl4} (meV)	–	154.7
$h\nu_{11}$ (eV)	3.29	3.26
$h\nu_{1'1'}$ (eV)	3.31	3.27
$h\nu_{22}$ (eV)	3.43	3.32
$h\nu_{2'2'}$ (eV)	3.50	3.34

Temperature dependence of the energies of optical transitions between the electron and heavy and light hole subband levels ($h\nu_{11}$, $h\nu_{1'1'}$, $h\nu_{22}$, $h\nu_{2'2'}$) in the GaN–AlGaIn system follows to the temperature change in the energy gap $E_g(T)$. Transitions between the first electron and heavy and light hole subbands are closed (difference in the spectra does not exceed of the order of 20 meV, as for the GaInN–GaN system). Therefore the spectra at these transitions are overlapped and they are the most effective and important. The short-wavelength emission peaks corresponding to transitions through high-lying subbands appear at 0.12 eV above (Fig. 1).

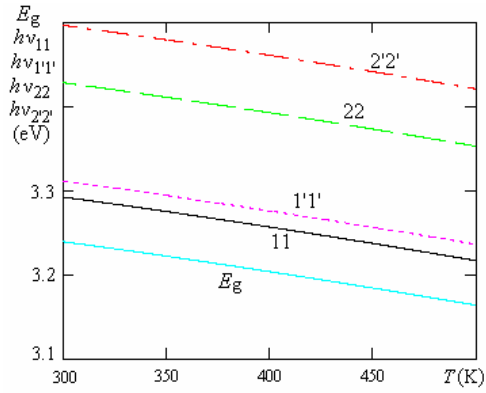


Fig. 1. Temperature dependence of the energy gap E_g and energies of optical transitions between the electron and heavy and light hole subbands $h\nu_{11}$, $h\nu_{1'1'}$, $h\nu_{22}$, and $h\nu_{2'2'}$ in the 5-nm QWs of the zinc blende GaN–Al_{0.2}Ga_{0.8}N system.

At $T = 300$ K the lifetime of non-equilibrium current carriers for the zinc blende structures occurs to be $\tau_0 = 1/A_{cv} = 0.40$ ns. For the wurtzite structures one obtains $\tau_0 = 0.47$ ns because of the effective mass of electrons is higher ($m_e = 0.20m_e$) though the energy gap is larger ($E_g = 3.435$ eV). For optical transitions with no the $\mathbf{k}$ -selection rule the probability of recombination depends on the QW width ($A = A_1d$) [4]. The coefficient of spontaneous recombination A_1 in this case equals $A_1 = 4\pi a_0^2 A_{cv}$, where the effective radius of impurities $a_0 \approx 0.39$ nm ($\epsilon \approx 6.25$). With increasing T values of A_{cv} (direct transitions) and A_1 slightly decrease according to the dependence $E_g(T)$ (Fig. 2).

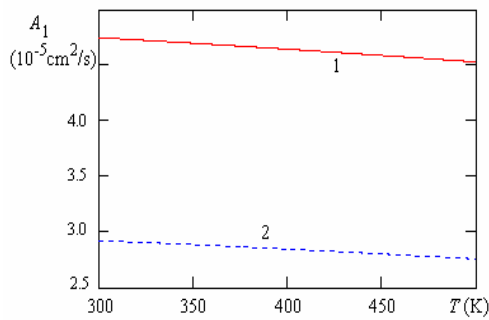


Fig. 2. Values A_1 for transitions with no the $\mathbf{k}$ -selection rule in the GaN QWs versus T . $n = 2.5$, (1) zinc blende ($m_c = 0.15m_e$, $m_{vh} = 0.855m_e$), (2) wurtzite ($m_c = 0.20m_e$, $m_{vh} = m_e$).

Calculations of concentrations of electrons and holes in the QW subbands versus the excitation show that at the inversion conditions, where amplification starts, the electron gas is degenerated and the hole gas is non-degenerated, i. e., the chemical potential (relative to the thermal energy kT) for electrons $\eta_c > 0$ and for holes $\eta_v < 0$. The inversion concentrations for transitions 11 and 1'1' occur to be of $(2.2\text{--}5.2) \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ versus T .

The inversion current density j_i is determined as $j_i = eA_1 \sum_n n_n \sum_i p_{ni}$, where summation is produced over electron subbands with the quantum number n (concentration n_n) and heavy ($i = h$) and light ($i = l$) hole subbands (concentration p_{ni}). The values of j_i (in the ideal case where the quantum yield of luminescence $\eta_{sp} \approx 1$) for structures with one QW in the active region do not exceed 90–130 A/cm² at $T = 500$ K. At $T = 300$ K j_i can be of 30–50 A/cm². Therewith, the inversion current is not markedly varied at changes in the QW width and the temperature dependence of j_i (and accordingly of the lasing threshold j_{th}) follows to a degree function in the temperature range of 300 to 500 K (Fig. 3). The characteristic temperature parameter T_0 is of 130–180 K in the operation diapason 300–500 K and does not practically depend on d . If $\eta_{sp} = \text{const}$, then the value T_0 increases with the operation temperature.

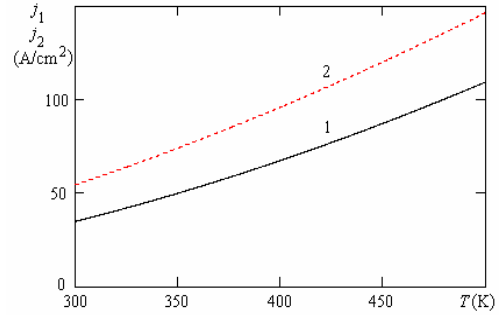


Fig. 3. Temperature dependencies of the inversion current densities j_1 and j_2 for transitions (1) 11 and (2) 1'1' in the GaN–Al_{0.2}Ga_{0.8}N system, $d = 5$ nm.

In conclusion, mention that the zinc blende and wurtzite structures for the Ga_xIn_{1-x}N–GaN system display very analogous properties (at the same value x) that similar to the wurtzite structures for the GaN–AlGa_xN system. Laser structures of Ga_{0.8}In_{0.2}N–GaN are similar to the GaN–Al_{0.4}Ga_{0.6}N system and of Ga_{0.9}In_{0.1}N–GaN are similar to the wurtzite GaN–Al_{0.2}Ga_{0.8}N structures. However the zinc blende structures for the GaN–AlGa_xN system display different properties because of the different ratio between the band offsets in the conduction and valence bands of the QWs.

- [1] Ambacher, O., J. Phys. D: Appl. Phys., **31**, 2653 (1998).
- [2] Park, Y. S., Opto-Electron. Rev., **9**, 117 (2001).
- [3] Afonenko, A. A., Kononenko, V. K., Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **28**, 556 (2005).
- [4] Afonenko, A. A., Manak, I. S., Shevtsov, V. A., Kononenko, V. K., Semiconductors, **31**, 929 (1997).
- [5] Vurgaftman, I., Meyer, J. R., Ram-Mohan, L. R., J. Appl. Phys., **89**, 5815 (2001).

Оптически активные центры иона Er^{3+} в структурах $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ в условиях сильного оптического возбуждения

Л.В. Красильникова¹, Н.А. Байдакова¹, М.В. Степихова¹, З.Ф. Красильник¹,
В.Ю. Чалков², В.Г. Шенгуров²

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950 Россия

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского,
Нижний Новгород, 603950 Россия
e-mail: luda@ipm.sci-nnov.ru

Интерес к легированным эрбием структурам $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ вызван возможностью создания лазера на их основе. Введение гетерослоя $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ в данном случае позволяет формировать эффективный волновод с высокой степенью локализации излучения ($\Gamma > 0.8$) в активном слое [1]. Внешняя квантовая эффективность фотolumинесценции структур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}$ достигает $\sim 0.4\%$, что сравнимо с максимальными значениями, полученными для структур $\text{Si}/\text{Si}:\text{Er}$ без специальной обработки поверхности для вывода излучения [2]. Более того, в структурах этого типа впервые была продемонстрирована возможность достижения инверсной населенности энергетических уровней ионов Er^{3+} при оптической накачке [3].

В данной работе приводятся результаты исследований структур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}/\text{Si}$, разрабатываемых с целью создания лазера. Проведен анализ типов оптически активных центров иона Er^{3+} , вносящих преимущественный вклад в сигнал фотolumинесценции слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}$, в зависимости от условий их роста и послеростового отжига. Исследованы кинетики фотolumинесценции (ФЛ) структур в условиях сильного оптического возбуждения и условия наблюдения инверсной населенности энергетических уровней иона Er^{3+} при оптической накачке. Показана зависимость условий экспериментального обнаружения инверсной населенности энергетических уровней иона Er^{3+} от эффективности возбуждения редкоземельной примеси, которая в свою очередь определяется степенью совершенства гетероэпитаксиальных структур.

Исследуемые структуры $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}/\text{Si}$ были выращены методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в атмосфере германа. Образцы выращивались на подложках Si (100) при температуре роста 500°C . При формировании активного слоя поток атомов Er создавался испарением источника поликристаллического Si , легированного данной примесью. Поступление германия в активный слой осуществлялось за счет разложения газа GeH_4 на разогреваемой током поверхности роста. Детально методика роста описана в работе [4]. Структурные свойства и элементный состав выращенных слоев анализировались методами рентгеновской дифракции и вторичной ионной масс-спектрометрии. Как показали результаты исследований, распределение примеси эрбия в слое $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}$ носит однородный харак-

тер с концентрацией $\sim (0.7-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Содержание Ge в структурах варьировалось от 10 до 30%, толщины активных слоев - $0.1 \div 2.3 \text{ мкм}$. Величина остаточных упругих напряжений в структурах изменялась в диапазоне от 100 до 1 %.

Выращенные структуры $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}/\text{Si}$ характеризуются интенсивным сигналом ФЛ на длине волны 1.54 мкм, где значительный вклад в люминесцентный отклик вносят оптически активные центры и комплексы иона эрбия с кислородом [5]. Можно показать, что люминесцентные особенности исследуемых структур непосредственно зависят от примесного состава гетерослоя $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}$. Так, в структурах с содержанием германия $\geq 25\%$ была обнаружена новая серия линий ФЛ, не характерная для структур кремния, легированного эрбием [6]. Результаты исследований зависимости интенсивности линий ФЛ этой серии от мощности возбуждающего излучения и температуры измерений позволяют сделать вывод о ее принадлежности одному оптически активному центру иона Er^{3+} , а именно – германий содержащему центру $\text{Er}-\text{GeI}$ (рис. 1). Формирование этого центра происходит в слоях $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}$ с содержанием германия большим, или равным 25%. Интересно, что одновременно с центром $\text{Er}-\text{GeI}$ в этих структурах наблюдается также серия линий с волновыми числами 6501.6 см^{-1} , 6478 см^{-1} , 6434.8 см^{-1} (линии L_1 , L_2 , L_3 , соответственно), проявляющаяся в спектрах ФЛ при повышенных температурах ($T > 8 \text{ К}$, верхний спектр на рис. 1). Как и в случае центра $\text{Er}-\text{GeI}$, наблюдаемая серия линий ФЛ хорошо воспроизводится в разных образцах. Кроме того, температурные зависимости интенсивности ФЛ линий $L_1 - L_3$ имеют одинаковый характер, отличный от температурного поведения линий ФЛ центра $\text{Er}-\text{GeI}$. Данные обстоятельства свидетельствуют о возможной принадлежности линий ФЛ $L_1 - L_3$ одному оптически активному центру иона Er^{3+} . Основной тенденцией исследованных структур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}/\text{Si}$ в процессе отжига является «трансформация» наблюдаемых спектров ФЛ отдельно выделенных центров иона Er^{3+} в спектры ФЛ так называемых SiO_x -преципитатных центров иона Er^{3+} при температурах отжига $\sim 1000^\circ\text{C}$.

Как было показано ранее [3, 6], в структурах $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}/\text{Si}$ возможно наблюдение инверсной населенности энергетических уровней ионов Er^{3+} при оптической накачке. Интерес здесь представляет изучение влияния индивидуальных

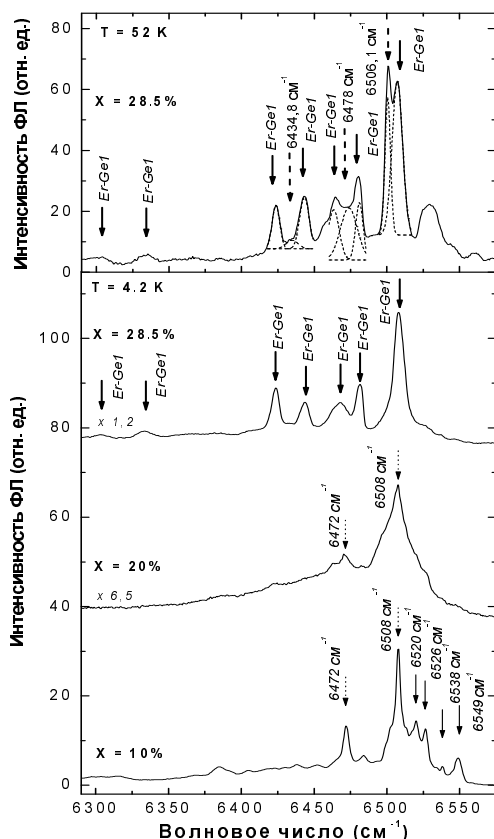


Рис. 1. Спектры ФЛ структур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}/\text{Si}$ с различным содержанием германия. На верхнем рисунке представлен спектр ФЛ образца с $X = 28.5\%$ при температуре 52 K, пунктиром приведена аппроксимация максимумов спектра ФЛ функциями Гаусса.

структурных особенностей образцов на условие достижения инверсной населенности. В данной работе исследовались образцы с преобладанием одного типа оптически активных центров иона Er^{3+} (центра Er-GeI), различающиеся параметрами гетерослоя. Как и в работе [3], исследования условий достижения инверсной населенности проводились на основании кинетических измерений сигнала ФЛ при высоких уровнях накачки. Полученные для двух разных образцов зависимости относительной концентрации ионов эрбия, находящихся в возбужденном состоянии (N^*/N_{Er}), от плотности мощности возбуждающего излучения (I_{ex}) приведены на рис. 2. Пунктирная линия на рисунке соответствует пороговому условию инверсии населенностей: $N^*/N_{\text{Er}} = 0.5$. Как видно из рисунка, несмотря на идентичность оптически активных центров, вносящих вклад в сигнал ФЛ, условия достижения инверсной населенности в разных образцах различны. Так, для образца с $X = 26\%$ и $d_{\text{SiGe:Er}} = 1$ мкм состояние инверсной населенности достигается при $I_{\text{ex}} > 0.05$ Вт/см², в то время как для другой структуры инверсная населенность не достигается даже при максимальной интенсивности возбуждения. Возможным объяснением здесь являются различные условия возбуждения примеси эрбия. Исследования ФЛ образцов, в частности зависимости сигнала ФЛ от I_{ex} показали, что в данном случае имеет место существенное различие эффективных сечений возбуж-

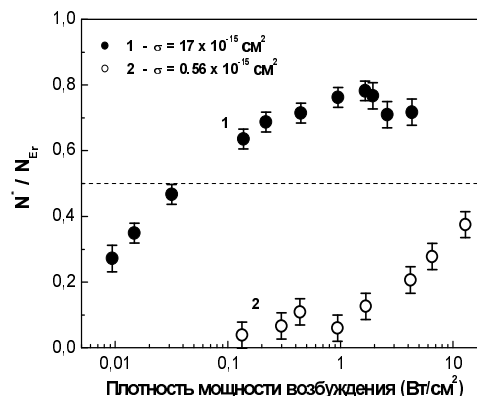


Рис. 2. Зависимость N^*/N_{Er} от плотности возбуждающего излучения для структур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}/\text{Si}$: 1 - $X = 26\%$, $d_{\text{SiGe:Er}} = 1$ мкм; 2 - $X = 28.5\%$, $d_{\text{SiGe:Er}} = 0.75$ мкм.

дения редкоземельной примеси (σ_{eff}). В изучаемых структурах σ_{eff} различалось более чем на порядок величины. Так, в структуре с $X = 26\%$ и $d_{\text{SiGe:Er}} = 1$ мкм, значение σ_{eff} составляло $17 \cdot 10^{-15}$ см², тогда как в образце с $X = 28.5\%$ и $d_{\text{SiGe:Er}} = 0.75$ мкм $\sigma_{\text{eff}} = 0.56 \cdot 10^{-15}$ см². Значительная разница величин σ_{eff} для центра Er-GeI непосредственно связана с различным содержанием безызлучательных каналов рекомбинации в исследованных структурах, и определяется разными значениями времен жизни свободных экситонов, участвующих в процессе возбуждения ионов Er^{3+} . Увеличение числа безызлучательных каналов проявляется, в том числе, и в кинетике сигнала ФЛ ионов Er . При одинаковом уровне оптического возбуждения (~ 0.1 Вт/см²) в структуре с большим числом безызлучательных каналов рекомбинации наблюдаемое время нарастания сигнала ФЛ возрастало: в структуре с $\sigma_{\text{eff}} = 17 \cdot 10^{-15}$ см² время нарастания сигнала ФЛ составляло 0.3 мс, тогда как в структуре с $\sigma_{\text{eff}} = 0.56 \cdot 10^{-15}$ см² – 1.25 мс. Последнее оказывает непосредственное влияние на относительную концентрацию ионов эрбия, находящихся в возбужденном состоянии, определяя тем самым условие достижения инверсной населенности.

Работа поддержана грантами РФФИ (#08-02-01063) и NWO (проект # 047.011.2005.003), выполнена с частичным использованием возможностей северо-западного регионального ЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях».

- [1] M.V. Stepihova, L.V. Krasil'nikova, Z.F. Krasil'nik et al., J. Cryst. Growth **288**, 65 (2006).
- [2] Z.F. Krasil'nik, B.A. Andreev, D.I. Kryzhkov et al., J. of Materials Research **21**, 574 (2006).
- [3] М.В. Степихова, Д.М. Жигунов, В.Г. Шенгуров и др., Письма в ЖЭТФ **81**, 614 (2005).
- [4] С.П. Светлов, В.Г. Шенгуров, В.Ю. Чалков и др., Изв. РАН. Сер. Физ. **65(2)**, 203 (2001).
- [5] M.V. Stepihova, L.V. Krasil'nikova, Z.F. Krasil'nik et al., J. Opt. Mat. **28**, 893 (2006).
- [6] А.Г. Спиваков, Л.В. Красильникова, М.В. Степихова и др., симпозиум "Нанофизика и наноэлектроника" **2**, 430 (2007).

Эффект электрооптической памяти (с оптическим выводом информации на длине волны 1.54 мкм) в структурах Si:Er/Si.

Б.А. Андреев¹, З.Ф. Красильник¹, Д.И. Крыжков¹, В.П. Кузнецов²,
А.Н. Яблонский¹, Т. Gregorkiewicz³, W.Jantsch⁴

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

²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород 603950, Россия

³Van der Waals-Zeeman Institute University of Amsterdam, The Netherlands

⁴Institut für Halbleiter- und Festkörperphysik, Johannes Kepler Universität, Linz, Austria

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

Одними из важнейших устройств для кремниевой оптоэлектроники являются запоминающие устройства с оптическим выходом. Особенно большой интерес представляют электрооптические преобразователи с эффектом памяти на основе кремния, излучающие в области длин волн $\lambda=1.5$ мкм. Возможным кандидатом на роль таких оптоэлектронных элементов являются диодные структуры Si:Er с активным слоем позиционированным в области пространственного заряда. Такие структуры n-Si/n-Si:Er/n-Si/p-Si демонстрируют эффект «запасенной» электролюминесценции [1], исследуемый в данной работе.

Структуры исследуемые в работе были выращены методом субlimационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СЛМЭ) [2] на подложке p-Si с ориентацией (100) и концентрацией носителей $p \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$. На подложке выращивался слой чистого n-Si толщиной до 1 мкм, с концентрацией $n \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, затем тонкий (около 70 нм) активный слой, легированный ионами Er^{3+} , на котором выращивался ещё один слой чистого n-Si толщиной до 10 мкм и n^+ -слой с концентрацией $n \approx 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Концентрация ионов Er в активном слое составляла $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Слой SiEr выращивался при температуре $T=580^\circ\text{C}$. Структуры демонстрировали интенсивную фото- и электролюминесценцию в прямом смещении при низких температурах и интенсивную электролюминесценцию в обратном смещении в широком диапазоне температур, включая комнатную. Кинетика электролюминесценции структур в прямом смещении была исследована в широком диапазоне температур (4.2-160 K).

На рис.1 приведена вольт-амперная характеристика исследованной структуры при $T=77$ K. Ветвь, соответствующая режиму обратного смещения, показывает возникновение пробоя при $U \geq 18$ В.

В структурах n-Si/n-Si:Er/n-Si/p-Si наблюдается эффект электрооптического преобразования с долговременной «памятью»

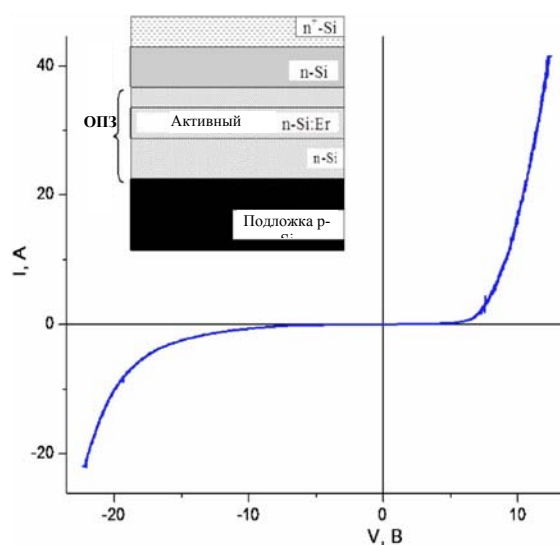


Рис.1 Вольт-амперная характеристика исследуемого диода при $T=77$ K. Напряжение пробоя $U_{\text{break}} \geq 18$ В.

структуры о протекании импульса тока через p-n-переход в режиме прямого смещения [1]. Через длительное время после окончания возбуждающего импульса прямого смещения (>100 мс при 77 K) наблюдалась ЭЛ ионов Er^{3+} при приложении к диодной структуре импульса обратного смещения p-n-перехода (-10 В).

Очень важно, что во всех экспериментах:

- напряжение импульсов обратного смещения (-10 В), вызывающих «запасенную» ЭЛ, лежало в допробойной области и эффект излучения нельзя объяснить сигналом ЭЛ в условиях пробоя обратно смещенного p-n-перехода;

- «запасенная» ЭЛ ионов Er^{3+} ($T < 100$ K) наблюдалась только в том случае, если импульсу обратного смещения предшествовало положительное смещение p-n-перехода.

Наблюдаемые в экспериментах особенности позволяют предположить, что эффект «памяти», характерный для электрооптического преобразования связан с наличием в структуре глубоких ловушек для свободных носителей. Схематическая иллюстрация процессов,

ответственных за электрооптическое преобразование с эффектом памяти, приведена на рис.2. Во время импульса прямого смещения происходит заполнение ловушек носителями. При отрицательном смещении носители освобождаются из ловушек и могут возбудить ионы эрбия ударным или иным способом, если внешнее поле достаточно велико.

Фактически, Si:Er структура, демонстрирующая эффект «запасённой» ЭЛ, является электрооптическим преобразователем с эффектом памяти работа которого состоит из следующих этапов:

а) в ходе импульса прямого смещения, происходит заполнение глубоких ловушек носителями (запись информации).

б) после снятия напряжения ловушки могут длительное время сохранять своё зарядовое состояние (хранение информации).

с) при подаче короткого импульса обратного смещения носители освобождаются и возбуждают ЭЛ иона Er^{3+} (оптический вывод информации).

Были выполнены эксперименты, в которых образец дополнительно возбуждался лазером с энергией кванта больше ширины запрещённой зоны кремния. На образец через время ~ 4 мс подавались короткие импульсы обратного смещения ($U = -10$ В, $t = 10$ мкс). Без дополнительного подсвета образца люминесценция иона эрбия не возникала. В условиях дополнительного слабого оптического возбуждения наблюдалась «запасённая» люминесценция (рис. 3). Оптическое возбуждение структуры играет в этом случае роль импульса прямого смещения, в ходе которого глубокие ловушки заполняются электронами. Только в нашем случае глубокие ловушки заполнялись фотосгенерированными носителями. Таким образом, продемонстрирована возможность не только электрической, но и оптической записи информации в оптоэлектронном элементе на основе Si:Er/Si.

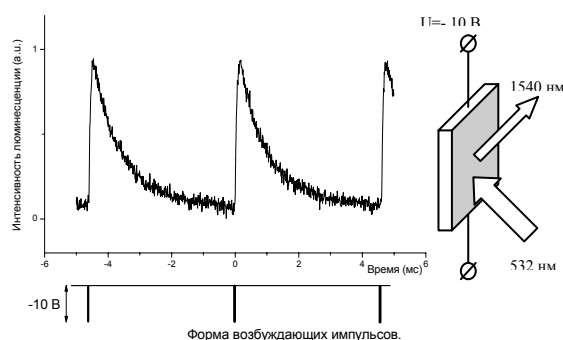


Рис.3 Кинетика «запасённой» ЭЛ на длине волны 1,54 мкм в условиях дополнительного возбуждения межзонным оптическим излучением. $T = 77$ К

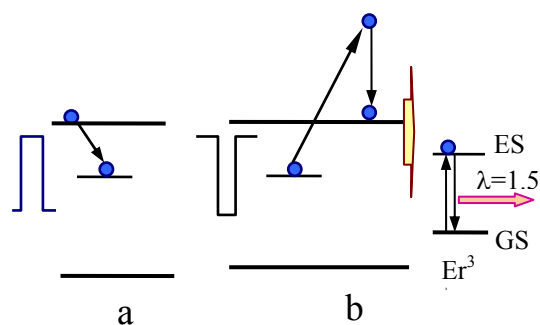


Рис.2 Схематичное изображение механизма возбуждения «запасённой» ЭЛ. а) заполнение глубоких ловушек носителями (импульс прямого смещения, межзонный подсвет, равновесные носители). б) освобождение носителей под действием импульса отрицательного смещения и возбуждение иона Er.

Несмотря на большие успехи в деле выращивания эпитаксиальных слоёв Si:Er, электрофизические свойства эпитаксиальных слоев кремния, легированного эрбием, изучены недостаточно. До недавнего времени не было экспериментального подтверждения существования в эпитаксиальных слоях Si:Er глубоких доноров связанных с эрбием, которые можно было бы назначить на роль «глубоких ловушек» для электронов, ответственных за возникновение «запасённой» ЭЛ. В 2007 году появилась работа [3] в которой авторы исследовали эпитаксиальные слои Si:Er методами спектроскопии возбуждения и двухцветной спектроскопии и обнаружили донорный уровень участвующий в процессе возбуждения эрбия с энергией ионизации $E_D \sim 218$ мэВ. В работе того же года [4] было выполнено исследование температурной зависимости холловской подвижности и концентрации электронов эпитаксиальных слоев Si:Er. Авторами были найдены уровни донорных центров связанных с Er с энергией ионизации в интервале $E_D \sim 210 \div 270$ мэВ. Обнаруженные в работах [3,4] уровни вполне могут быть ответственными за возникновение эффекта «запасённой» ЭЛ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 07-02-01304-а, 06-02-16563-а), NWO (грант 047.011.2005.003) и CRDF (BRNE программа грантов молодым ученым BF5M01).

[1] Б.А. Андреев и др., Материалы совещания "Нанопотоника", Н. Новгород, Россия, 17-20 марта 2003, С.330-332.

[2] В.П. Кузнецов, Р.А. Рубцова, ФТП, 2000, т.34, с.519

[3] I. Izeddin et al., Phys.Rev.Lett. 99, 077 (2007).

[4] О.В. Белова и др., ФТП, 2008, том 42, вып. 2, с.136.

Особенности температурного гашения электролюминесценции Si:Er/Si диодных структур с разными типами оптически активных центров.

К.Е. Кудрявцев, В.Б. Шмагин, Д.В. Шенгуров, З.Ф. Красильник

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

Сильное температурное гашение люминесценции эрбия в кремниевой матрице при рекомбинационном механизме возбуждения является на данный момент определяющим сдерживающим фактором для практического применения Si:Er светоизлучающих структур.

Температурное гашение электролюминесценции (ЭЛ) центров преципитатного типа с характерной широкой ($\sim 50 \text{ см}^{-1}$) линией люминесценции (в диапазоне температур 80-150 K) было рассмотрено ранее в работе [1]; целью же данной работы является исследование особенностей температурного гашения электролюминесценции Si:Er/Si диодных структур с линейчатым спектром люминесценции. За счет достаточно узких линий люминесценции именно они могут представлять интерес с точки зрения получения на Si:Er структурах стимулированного излучения. В диапазоне температур 30-160 K для структур с преобладанием центров Er-O1 и Er1 впервые исследованы температурные зависимости интенсивности и кинетики спада ЭЛ, а также зависимости интенсивности электролюминесценции ионов Er^{3+} от тока накачки.

Для регистрации спектров электролюминесценции с разрешением до 0.5 см^{-1} использовался Фурье-спектрометр и охлаждаемый жидким азотом Ge приемник (со временем отклика 800 мкс). Накачка осуществлялась постоянным током величиной до 0.6 А/см^2 . При измерениях кинетики ЭЛ накачка осуществлялась импульсами тока длительностью 5 мс с периодом 25 мс. Спектрометр не использовался, и излучение исследуемых образцов через интерференционный фильтр (центр линии пропускания 1532 нм, ширина линии 40 нм) попадало непосредственно на InGaAs фотоприемник, сигнал с которого регистрировался цифровым осциллографом. Время отклика системы составляло около 70 мкс. Тем-

пературные измерения проводились в гелиевом криостате замкнутого цикла. При этом нижняя граница по температуре ($\sim 30 \text{ K}$) определялась температурой вымораживания носителей заряда в подложке (КДБ-10), т.е. возможностью токовой накачки структур.

Серия диодных структур с различными типами оптически активных эрбиевых центров выращена методом СМЛЭ [2]. Согласно результатам предшествующих фотолюминесцентных исследований [3], тип формирующихся излучающих центров определяется температурой роста активного Si:Er слоя и условиями последующего отжига. Эволюция оптически активных центров иона Er^{3+} при описанном изменении условий роста и отжига исследуемых структур представлена на рис.1. При высокой температуре роста (520°C) доминирует SiO_2 -подобный преципитатный излучающий центр, обладающий наибольшей интенсивностью люминесценции при комнатной температуре. По мере снижения температуры осаждения активного слоя до 400°C спектр излучения постепенно трансформируется в линейчатый с преобладанием центра ErO1 и шириной линии $1\text{-}2 \text{ см}^{-1}$. При последующем отжиге при температуре 800°C в течение 30 минут центр ErO1 подавляется и формируется центр Er1, впервые идентифицированный и исследованный в [3]. Этот центр характеризуется наиболее узкими линиями люминесценции среди всех известных центров эрбия в кремнии. Интересно отметить, что в то время как центр Er-O1 в исследуемой структуре является лишь преобладающим излучательным центром на фоне множества других, центр Er1 является в соответствующем образце единственным эрбиевым излучающим центром.

На рис. 2 показаны температурные зависи-

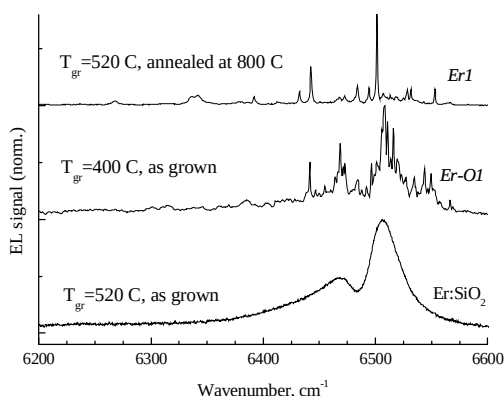


Рис. 1. Влияние условий роста на спектр ЭЛ исследуемых структур.

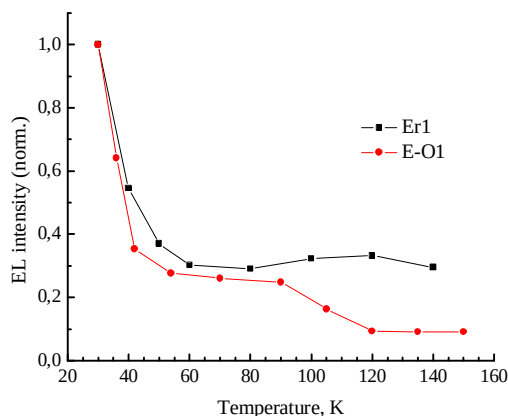


Рис. 2. Температурная зависимость ЭЛ для структур с центрами Er-O1 и Er1

мости интегральной интенсивности ЭЛ центров Er-O1 и Er1, нормированные на величину интенсивности при минимальной температуре измерений. Обе зависимости существенно отличаются от полученных для преципитатных центров, в которых существенное (на порядок величины) гашение ЭЛ наблюдается в диапазоне температур 110-160 К. В нашем случае интегральная интенсивность ЭЛ не так резко зависит от температуры в указанном диапазоне. Отметим, что температурная зависимость интегральной интенсивности ЭЛ центра Er1 является немонотонной, и на фоне общего спада ЭЛ с ростом температуры в диапазоне температур 80-120 К имеет место слабое возгорание ЭЛ. Имеющихся экспериментальных данных недостаточно для объяснения подобной зависимости.

Кинетика спада люминесценции имеет два характерных временных масштаба, соответствующих, по нашим представлениям, релаксации ионов Er^{3+} внутри и вне области пространственного заряда (ОПЗ) диодной структуры, и определяемые, соответственно, так называемым “back-transfer” процессом и Оже-релаксацией на свободных носителях. При этом кинетика Оже-релаксации не может быть достоверно зарегистрирована вследствие недостаточного быстродействия приемника, в то время как медленная компонента (“back-transfer” релаксация), которая и обсуждается ниже, регистрируется с хорошей точностью.

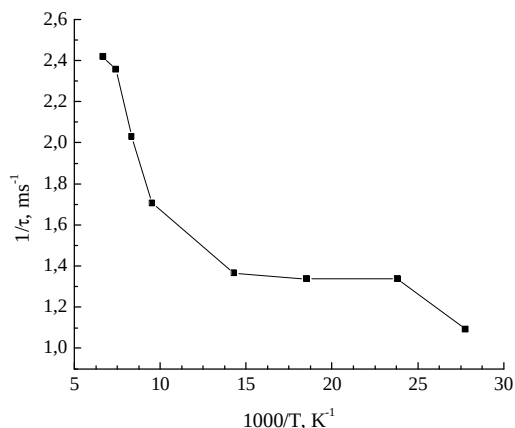


Рис. 3. Температурная зависимость времени жизни иона Er^{3+} в возбужденном состоянии.

На рис. 3 показана характерная как для центра Er-O1, так и для Er1 температурная зависимость времени спада люминесценции. В области температур 80-160 К эти зависимости хорошо описываются в предположении одного процесса безызлучательной релаксации с энергией активации 70 мэВ. Это согласуется со значением, полученным в [1] для SiO_2 -подобных центров. При низких температурах время спада сигнала люминесценции близко к литературным данным по излучательному времени жизни возбужденного иона Er^{3+} в кремнии (~1.1 мс).

Таким образом, процессы безызлучательной релаксации, вносящие вклад в температурное гашение ЭЛ в диапазоне 80-160 К, одинаковы для СМЛЭ структур с преципитатными и линейчатыми оптически активными центрами. По этой причине можно сделать вывод, что наблюдаемое на рис. 2 немонотонное по температуре поведение интенсивности ЭЛ обусловлено соответствующей температурной зависимостью эффективности возбуждения ЭЛ.

Характер температурной зависимости эффективности возбуждения ЭЛ ионов Er^{3+} в исследуемых структурах можно оценить, рассмотрев зависимость интенсивности ЭЛ от тока накачки при различных температурах. Это сделано для центра Er1, и полученные результаты пред-

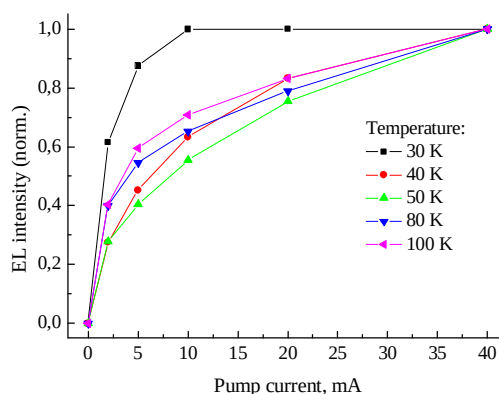


Рис. 4. Зависимость интенсивности ЭЛ от тока накачки при различных температурах.

ставлены на рис. 4.

Здесь более быстрому насыщению сигнала ЭЛ по мере увеличения тока накачки соответствует большая эффективность возбуждения. Видно, что зависимость эффективности возбуждения от температуры носит немонотонный характер и коррелирует с представленной на рис. 2 температурной зависимостью интенсивности ЭЛ.

Таким образом, особенности температурного гашения ЭЛ эрбия в исследуемых структурах с линейчатыми спектрами люминесценции обусловлены особенностями возбуждения ионов Er^{3+} . Процессы безызлучательной релаксации в этих структурах сходны с имеющими место в случае структур с SiO_2 -подобными излучающими центрами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (06-02-16563, 07-02-01304).

- [1] К.Е. Кудрявцев, В.Б. Шмагин, В.П. Кузнецов, З.Ф. Красильник. Материалы XI симпозиума “Нанофизика и наноэлектроника”, 10-14 марта 2007 г., Н. Новгород, с. 406.
- [2] В.П. Кузнецов, Р.А. Рубцова. ФТП, **34**(5), 519 (2000).
- [3] А.Ю. Андреев, Б.А. Андреев, М.Н. Дроздов и др. ФТП, **33**(2), 156 (1999).

Двухчастотный лазер ближнего и среднего инфракрасного диапазона на квантовых ямах

В.А. Кукушкин

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия
e-mail: yakuk@appl.sci-nnov.ru

Предложен метод генерации среднего инфракрасного (ИК) излучения с длиной волны $\lambda_{21} \sim 50$ мкм в работающих в ближней ИК области ($\lambda_{32} \sim 1$ мкм) полупроводниковых гетеролазерах на квантовых ямах (КЯ) с токовой накачкой. Он основан на создании инверсии населённостей на лазерном переходе среднего ИК диапазона между подзонами размерного квантования 2 и 1, лежащими в валентной зоне полупроводника (см. рис. 1, где в качестве примера взята AlGaAs симметричная КЯ). Указанная инверсия создаётся благодаря запол-

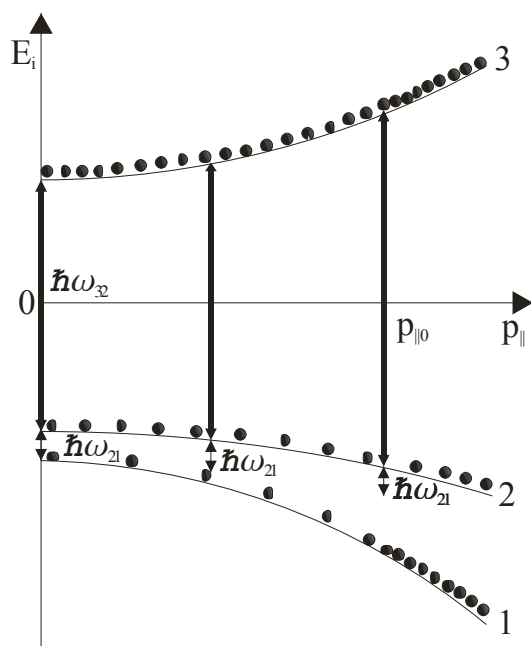


Рис. 1 Схема структуры подзон размерного квантования вблизи Г-точки в симметричной AlGaAs КЯ. Энергия E_i ($i=1, 2, 3$) отсчитывается от центра запрещенной зоны, $p_{||}$ - квазиимпульс электронов (чёрные кружки) в плоскости КЯ. $\hbar\omega_{32} = E_3(p_{||}=0) - E_2(p_{||}=0)$, $\hbar\omega_{21} = E_2(p_{||}=0) - E_1(p_{||}=0)$, 1 и 2 - первые подзоны лёгких и тяжелых дырок соответственно, 3 - первая электронная подзона.

нению его верхнего уровня 2 в результате индуцированных сильным ближним ИК полем переходов на него электронов с расположенного в зоне проводимости уровня 3. Это поле генерируется в той же структуре на межзонном переходе $3 \rightarrow 2$ в интервале $0 < p_{||} < p_{||0}$ в многомодовом режиме (при характерных

параметрах структуры, указанных ниже, одновременно генерируется 700 – 800 продольных ближних ИК мод). Однако, оно не вызывает дополнительного заполнения уровня 1 (которое является нежелательным, т.к. это привело бы к снижению или даже к полному исчезновению инверсии на переходе $2 \rightarrow 1$), т.к., во-первых, вследствие симметрии структуры, переход $3 \rightarrow 1$ является дипольно запрещённым, и поэтому индуцированные переходы электронов с уровня 3 на уровень 1 отсутствуют и, во-вторых, глубина КЯ предполагается настолько малой, что в зоне проводимости формируется лишь один уровень размерного квантования 3, так что заполнение уровня 1 с лежащих выше уровня 3 состояний невозможно. В отличие от предыдущих исследований данной проблемы [1], в настоящей работе учитывается неоднородное уширение перехода $2 \rightarrow 1$, возникающее из-за различия эффективных масс электронов в 2-й и 1-й подзонах ($m_2 \approx 3m_1$, [2]) и, как следствие, зависимости его частоты от энергии носителей. В результате генерация среднего ИК поля на этом переходе становится возможной не только при наличии полной (т.е. интегральной по $p_{||}$) инверсии населённостей на нём (как предполагалось в [1]), но и тогда, когда полная инверсия отсутствует, а переход инвертирован лишь при $0 < p_{||} < p_{||0}$, т.е. в спектральной области, захватывающей весь интервал $0 < p_{||} < 0.5p_{||0}$ его резонансного взаимодействия с усиливаемым средним ИК излучением (т.е. интервал, в котором его частота превышает частоту средней ИК моды ω_{21} на величину, не большую γ , где $\gamma \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$ - однородная ширина линии перехода). При этом в области $p_{||0} < p_{||}$ переход $2 \rightarrow 1$ не инвертирован (и полная инверсия на нём не достигается), однако поглощение среднего ИК поля здесь оказывается подавленным, т.к. при таких $p_{||}$ его частота более чем на 7γ больше ω_{21} и поэтому его взаимодействие со средним ИК излучением имеет нерезонансный характер.

Для отыскания порогового значения плотности тока накачки для начала генерации в среднем ИК диапазоне, j_{th} , использовались уравнения фон Неймана для матрицы плотности электронов на уровнях 1, 2 и 3 с

феноменологически введёнными релаксационными членами, а также стандартная теория возбуждения резонаторов. В результате было получено следующее уравнение для нахождения j_{th} (которое определяет входящие в него величины n_{23} , $\bar{n}_{23}$ и n_{12} , см. ниже):

$$\text{Re} \int_0^{+\infty} \left[\frac{\gamma_{23}(\Delta)}{4\pi\tilde{\Gamma}_{21}} \int_0^{\Delta_{\max}} \frac{\bar{n}_{23}(\Delta') - n_N}{n_N \Gamma_{32} \Gamma_{31}} d\Delta' + \frac{n_{12}(\Delta)}{\tilde{\Gamma}_{21}} \right] d\Delta = n_M \quad (1)$$

где резонансные факторы $\Gamma_{32} = \gamma + i(\Delta - \Delta')$, $\Gamma_{31} = \gamma + i[(1 + \eta)\Delta - \Delta']$, величина

$$\Delta = \frac{p_{\parallel}^2(m_2 + m_3)}{2\hbar m_2 m_3}, \quad \Delta_{\max} = \frac{p_{\parallel 0}^2(m_2 + m_3)}{2\hbar m_2 m_3} \approx 12\gamma, \\ n_M = \frac{\hbar \omega_M'' \text{Re} \left[\int \varepsilon(\omega_{21}) \mathbf{e}_M^2 dz \right]}{\pi \omega_{21} |\mathbf{d}_{12} \mathbf{e}_M(0)|^2 N} \approx 0.15, \quad (2)$$

где $\omega_M'' \sim 10^9$ рад/с - мнимая часть собственной частоты средней ИК моды, определяемая в основном поглощением на свободных носителях, $\mathbf{e}_M$ - её пространственное распределение вдоль направления роста структуры (координата z , отсчитываемая от центральной плоскости КЯ) $\varepsilon(\omega_{21}) \sim 10$ - диэлектрическая проницаемость структуры, $d_{12} = ez_{12}$ (где e - элементарный заряд, $z_{12} \approx 5$ нм) - дипольный момент перехода $2 \rightarrow 1$, $N = \frac{m_2 m_3}{2\pi\hbar(m_2 + m_3)} \approx 0.06$ с/см² - плотность

состояний в КЯ. Величина $n_N \approx -0.76$ даётся выражением, аналогичным (2) (за исключением дополнительного фактора $1/\pi$) с заменой всех величин, относящихся к средней ИК моде, на величины, характеризующие ближние ИК моды.

Фактор $\tilde{\Gamma}_{21} = \Gamma_{21} + \gamma \frac{\bar{n}_{23}(\Delta) - n_{23}(\Delta)}{4n_{23}(\Delta)}$, где

$\Gamma_{21} = \gamma + i\eta\Delta$. Непараллельность 1-й и 2-й подзон учитывается в результате введения величины $\eta = \frac{m_3(m_2 - m_1)}{m_1(m_2 + m_3)} \approx 0.6$, $\bar{n}_{23}$ (и $\bar{n}_{12}$, см.

ниже) - равновесная разность населённостей подзон, определяемая из распределений Ферми с температурой $T = 300$ К при поверхностных концентрациях электронов и дырок в КЯ, $n_e \approx n_h$, находящихся с учётом токовой инжекции носителей в неё и их индуцированной рекомбинации в сильном ближнем ИК поле, n_{23} и n_{12} - разности населённостей подзон $(n_{23}(\Delta) = n_N, \quad n_{12}(\Delta) = \bar{n}_{12}(\Delta) - \frac{n_{23}(\Delta) - \bar{n}_{23}(\Delta)}{2})$ в области ближней ИК генерации $0 < p_{\parallel} < p_{\parallel 0}$ (или, что то же, $0 < \Delta < \Delta_{\max}$) и $n_{23}(\Delta) = \bar{n}_{23}(\Delta)$, $n_{12}(\Delta) = \bar{n}_{12}(\Delta)$ вне её).

Величина j_{th} при комнатной температуре оказывается достаточно высокой (~ 100 кА/см²),

но вполне достижимой в импульсном режиме [3]. Важно отметить, однако, что даже при такой большой j_{th} полная инверсия на переходе $2 \rightarrow 1$ отсутствует. Достижение последней возможно лишь при выполнении условия $j > j_0 \tau_{32} / \tau_{21}$ [4] (где j - плотность тока накачки, $j_0 \approx 450$ А/см² - её пороговое значение для начала генерации в ближнем ИК диапазоне, $\tau_{32} \sim 1$ нс - время релаксации разности населённостей на переходе $3 \rightarrow 2$, определяемое спонтанной межзонной излучательной и безизлучательной Оже рекомбинацией электронов и дырок, $\tau_{21} \sim 1$ пс - аналогичная величина для перехода $2 \rightarrow 1$, определяемая в основном процессами излучения и поглощения продольных оптических фононов), что требует использования очень высоких $j \approx 450$ кА/см², которые вряд ли допустимы даже в импульсном режиме вследствие разрушения структуры.

Таким образом, учёт неоднородного уширения межподзонного лазерного перехода позволяет добиться генерации на нём среднего ИК излучения даже в отсутствие полной инверсии разности населённостей образующих его подзон. Это, в свою очередь, приводит к значительному (в несколько раз) снижению оценки пороговой плотности тока накачки для возбуждения средней ИК моды по сравнению с величинами, полученными в работе [1], где зависимость частоты перехода от энергии носителей не учитывалась и, следовательно, для генерации среднего ИК поля требовалось создание на нём полной инверсии населённостей. Это открывает возможность для практической реализации двухчастотного лазера ближнего и среднего ИК диапазона, который, в отличие от квантовых каскадных [5] или фонтанных лазеров [6], основан на довольно простой гетероструктуре с одной (или несколькими) КЯ, не требует дорогой и сложной накачки СО₂ лазером и способен работать при комнатной температуре.

- [1] A. Kastalsky, IEEE Journal of Quantum Electronics, **29**, 1112 (1993).
- [2] G.D. Sanders and Y.C. Chang, Phys. Rev. B, **31**, 6892 (1985).
- [3] С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщёв, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов, Физика и техника полупроводников, **40**, 1017 (2006).
- [4] А. Ярив, Введение в оптическую электронику, М.: Высшая школа, гл. 7 (1983).
- [5] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, and A.Y. Cho, Science, **264**, 553 (1994).
- [6] O. Gauthier-Lafaye, B. Seguin-Roa, F. H. Julien, P. Collot, C. Sirtori, J.Y. Duboz, and G. Strasser, Physica E, **7**, 12 (2000).

Температурное гашение сигнала ФЛ самоформирующихся Ge(Si) островков, заключенных между слоями напряженного Si.

А.Н. Яблонский¹, А.В. Новиков¹, М.В. Шалеев¹, О.А. Кузнецов²,
Ю.Н. Дроздов¹, Д.Н. Лобанов¹, З.Ф. Красильник¹

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

² НИФТИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, 603950, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

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

Проведенные в последнее время исследования роста и люминесценции нового класса SiGe гетероструктур – структур, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях и содержащих самоформирующиеся Ge(Si) островки, встроенные между напряженными Si (s-Si) слоями (далее – Ge(Si)/s-Si островки) показали, что в таких структурах, в отличие от структур с Ge(Si) островками, выращенными на Si подложках (Ge(Si)/Si островков), возможна эффективная локализация электронов в s-Si слоях на гетерогранице с островком [1] (рис.1). Было показано [1-4], что сигнал фотолюминесценции (ФЛ) Ge(Si)/s-Si островков связан с излучательной рекомбинацией дырок, локализованных в Ge(Si) островках, и электронов, локализованных в слоях s-Si над и под островками.

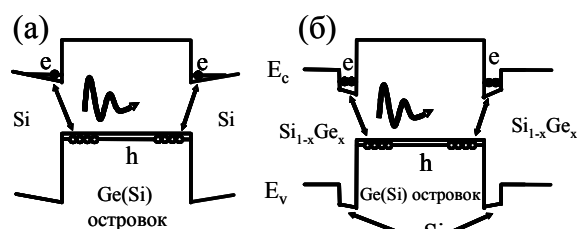


Рис.1. Зонная диаграмма структур с Ge(Si)/Si(001) (а) и Ge(Si)/s-Si (б) островками.

Благодаря эффективной локализации носителей обоих типов интенсивность низкотемпературной ФЛ в структурах с Ge(Si)/s-Si островками на порядок превосходит интенсивность ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков [1-3]. В то же время, было обнаружено, что сигнал ФЛ Ge(Si)/s-Si островков характеризуется существенно более сильным температурным гашением по сравнению с сигналом от Ge(Si)/Si(001) островков. В связи с этим в данной работе было проведено детальное исследование температурного гашения сигнала ФЛ в структурах с Ge(Si)/s-Si островками в зависимости от параметров Ge(Si) островков и s-Si слоев.

Исследованные структуры были выращены методом МПЭ на релаксированных $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ буферных слоях ($x=20-30\%$) с малой шероховатостью поверхности [2,5,6]. Структуры состояли из ненапряженного SiGe буферного слоя, тонкого (1-3 нм) s-Si слоя, на котором формировались Ge(Si) островки. Покровный слой над островками состоял из еще одного тонкого s-Si слоя, ненапряженного покровного SiGe слоя толщиной 80 нм и тонкого защитного слоя Si.

Регистрация спектров ФЛ осуществлялась с помощью Фурье-спектрометра BOMEM DA3.36 и охлаждаемых Ge и InSb детекторов. Для возбуждения

сигнала ФЛ использовалось излучение лазеров Nd:YAG ($\lambda_n = 532$ нм) и HeCd ($\lambda_n = 325$ нм) мощностью 2 мВт. Для исследования температурной зависимости сигнала ФЛ в интервале от 7 до 300 К образцы помещались в гелиевый криостат замкнутого цикла ARS Cryo CS202.

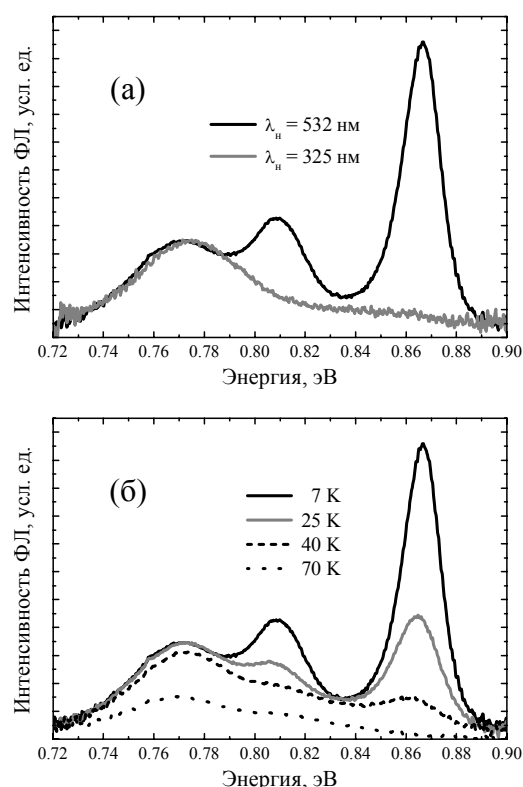


Рис.2. Спектры ФЛ структур с Ge(Si)/s-Si островками: а) при различных длинах волн излучения накачки (532 и 325 нм), $P = 2$ мВт, $T = 7$ К; б) при различных температурах измерения, $\lambda_n = 532$ нм, $P = 2$ мВт.

Проведенные исследования показали, что положение пика ФЛ Ge(Si)/s-Si островков наблюдаемого в области 0.6-0.8 эВ, зависит от параметров островков (через температуру роста) и от толщины слоев s-Si [1-4]. В данной работе были рассмотрены структуры с куполообразными "dome" островками, которые формируются при температуре роста от 630 до 700°C [4]. При возбуждении структур излучением видимого диапазона ($\lambda_n = 532$ нм) в спектрах низкотемпературной ФЛ кроме сигнала от Ge(Si)/s-Si островков наблюдаются интенсивные линии "дислокационной" люминесценции (D1, D2) [1] (рис.2а). При использовании в качестве накачки УФ излучения ($\lambda_n = 325$ нм), поглощаемого в тонком приповерхностном слое структуры

толщиной ~ 10 нм, в спектрах ФЛ наблюдается лишь сигнал, связанный с Ge(Si)/s-Si островками. Это свидетельствует о том, что центры рекомбинации носителей заряда, связанные с дислокациями, расположены, по-видимому, в глубине структуры (в релаксированном SiGe буферном слое) и плотность прорастающих дислокаций вблизи Ge(Si)/s-Si островков мала.

Показано, что сигнал ФЛ Ge(Si)/s-Si островков характеризуется гораздо меньшим температурным гашением, чем "дислокационная" ФЛ. Интенсивность "островковой" ФЛ падает в 2 раза при повышении температуры образца до 70 К, тогда как линии от дислокаций практически исчезают при этой температуре (рис.2б). Полученный результат может свидетельствовать о достаточно эффективной локализации носителей заряда в Ge(Si)/s-Si островках и их окрестности, в частности - электронов в s-Si слоях.

На рисунке 3 приведены температурные зависимости интенсивности (I) и положения максимума пика ФЛ Ge(Si)/s-Si островков. Анализ зависимости $I(T)$ показал наличие двух характерных энергий активации температурного гашения ФЛ островков, которые составляют 11 и 120 мэВ. Меньшая энергия активации может определяться наличием в структурах "мелких" центров безызлучательной рекомбинации, которые, по-видимому, связаны с дислокациями, возникающими в релаксированном SiGe буферном слое. Выяснение природы этих центров требует проведения дополнительных исследований. Большая энергия активации (~ 120 мэВ), определяющая гашение ФЛ при температурах > 100 К представляет собой, по-видимому, энергию локализации носителей заряда (электронов и дырок) в островках и слоях s-Si. Это предположение отчасти подтверждается резким изменением положения пика ФЛ островков в том же температурном интервале (рис.3).

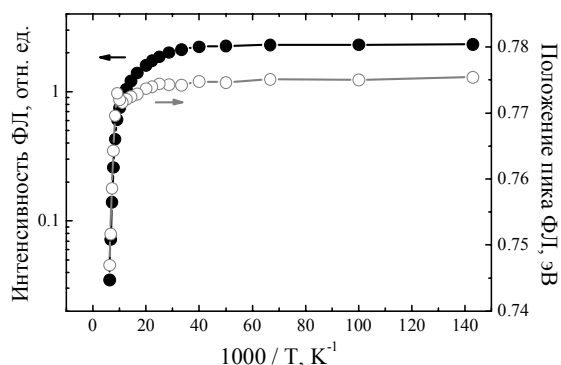


Рис.3. Температурная зависимость интенсивности и положения максимума пика ФЛ Ge(Si)/s-Si островков. $\lambda_{\text{ex}} = 325$ нм, $P = 2$ мВт.

На рисунке 4 приведено сравнение температурных зависимостей интенсивности ФЛ Ge(Si)/s-Si островков в интервале $T > 90$ К для структур с островками, полученными при различных температурах роста (630 и 700°C), и с различной толщиной s-Si слоев (1 и 3 нм). Как следует из приведенных графиков, более сильное температурное гашение ФЛ характерно для структур с тонкими слоями напряженного s-Si (1 нм) над и под островками. Данный эффект может быть объяснен зависимостью положения уровней размерного

квантования электронов в слоях s-Si от толщины этих слоев, что подтверждается зависимостью положения пика ФЛ от d_{Si} [1-3]. Уменьшение толщины s-Si слоев из-за квантоворазмерных эффектов приводит к увеличению энергии электронных уровней в этих слоях и, как следствие, к ослаблению локализации электронов вблизи островков (см. рис.1б).

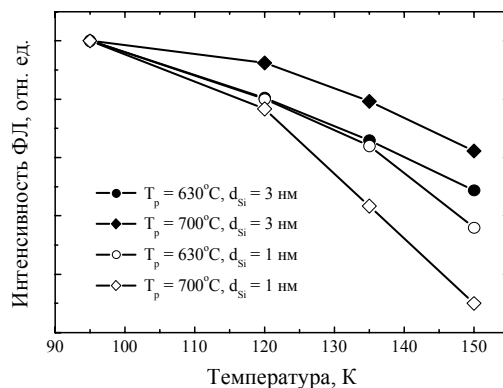


Рис.4. Температурная зависимость интенсивности ФЛ Ge(Si)/s-Si островков в структурах с различной температурой роста островков и различной толщиной s-Si слоев. $\lambda_{\text{ex}} = 325$ нм, $P = 2$ мВт.

Максимальное температурное гашение ФЛ среди исследованных образцов наблюдалось для структур с тонкими слоями s-Si (1 нм) и островками, полученными при наибольшей температуре роста (700°C) (рис.4). Полученный результат объясняется наиболее слабой локализацией в таких структурах как электронов в слоях s-Si, так и дырок в Ge(Si) островках вследствие низкого содержания Ge в островках, полученных при высоких температурах роста [5].

Обобщая полученные результаты, можно сделать вывод, что наиболее перспективными для достижения интенсивной высокотемпературной ФЛ Ge(Si)/s-Si островков являются структуры с островками, сформированными при температуре роста $\sim 630^\circ\text{C}$ и встроенными между толстыми (~ 3 нм) s-Si слоями. Кроме того, существенное уменьшение температурного гашения "островковой" ФЛ в структурах Ge(Si)/s-Si может быть достигнуто за счет снижения концентрации "мелких" центров рекомбинации носителей заряда.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 08-02-00888, проекта Рособразования РНП.2.1.1.1370, программы BRHE (проект Y5 P-01-07) и программ Российской АН.

- [1] M.V. Shaleev, A.V. Novikov et al., Appl. Phys. Lett., **88**, 011914 (2006).
- [2] М.В. Шалеев, А.В. Новиков, А.Н. Яблонский и др., ФТП **41**, 172 (2007).
- [3] A.V. Novikov, M.V. Shaleev et al., Semicond. Science and Technol. **22**, S29 (2007).
- [4] M.V. Shaleev, A.V. Novikov, A.N. Yablonskiy et al., Appl. Phys. Lett., **91**, 021916 (2007).
- [5] М.В. Шалеев, А.В. Новиков, А.Н. Яблонский и др., ФТП **41**, 1375 (2007).
- [6] Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, О.А. Кузнецов и др., ФТТ **47**, 44 (2005).

Самоорганизованные квантовые точки II типа InSb/InAs(Sb,P) для применений в инфракрасной оптоэлектронике

К.Д. Моисеев, Я.А. Пархоменко, М.П. Михайлова, С.С. Кижаяев,
Е.В. Гущина, Э.В. Иванов, И.А. Андреев, Д.А. Разумовский, Н.А. Берт,
А.Н. Титков, Ю.П. Яковлев

Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе, РАН, Санкт-Петербург, 194021, ул. Политехническая, 26
e-mail: mkd@iropt2.ioffe.rssi.ru

Создание нульмерных нанобъектов — полупроводниковых квантовых точек представляет интерес, как для фундаментальной физики, так и для потенциальных применений в электронных и оптоэлектронных приборах [1]. В последние годы возник также интерес к использованию квантовых точек для приложений в биологии и медицины [2,3]. Самоорганизованные квантовые точки могут быть получены на основе многих полупроводниковых материалов, при этом рост осуществляется на подложках с постоянной решетки, существенно отличающейся от постоянной решетки материала квантовой точки. Большинство исследований посвящено выращиванию и исследованию гетероструктур с самоорганизованными квантовыми точками на основе систем InAs/GaAs и GaSb/GaAs для спектрального диапазона 1.1-1.3 мкм, актуального для решения задач волоконно-оптической связи [4,5]. Структуры с квантовыми точками выращивались главным образом методами молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) или газовой эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ).

Для продвижения в инфракрасную область спектра ($\lambda > 2$ мкм) особый интерес представляют квантовые точки на подложках узкозонных материалов InAs и GaSb при использовании узкозонных соединений InSb. Квантовые точки InSb/GaSb и InSb/InAs являются перспективными материалами для создания оптоэлектронных приборов среднего ИК-диапазона 2-5 мкм, в котором находится большинство линий поглощения природных и промышленных газов [6]. Однако до настоящего времени лишь небольшое число работ посвящено выращиванию таких нанобъектов методами МПЭ [7,8] и МОГФЭ [9]. Были также сделаны попытки выращивания массивов квантовых точек в системе InSb/InAs методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) [10].

В настоящей работе мы сообщаем, что однородные массивы самоорганизованных квантовых точек InSb высокой плотности ($1 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$) были получены на подложках InAs(100) методом ЖФЭ в интервале температур 420-450 °С. Достигнутая величина плотности когерентных квантовых точек на поверхности бинарного соединения превышала

почти на порядок значения ($2 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$), полученные ранее другими группами при выращивании квантовых точек InSb на InAs методами МПЭ или МОГФЭ [8,11].

Структурные характеристики полученных нанобъектов (высота, латеральный размер, плотность и однородность распределения на поверхности подложки) в зависимости от условий выращивания (скорости охлаждения системы, температуры контакта, состава раствора-расплава) были исследованы с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Было обнаружено два типа квантовых точек InSb: малого размера высотой 2-4 нм и диаметром 11-13 нм, плотность которых составляла $1 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, и большего размера высотой 10-13 нм и диаметром 35-45 нм с меньшей плотностью (до $1 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$) (рис.1 и 2).

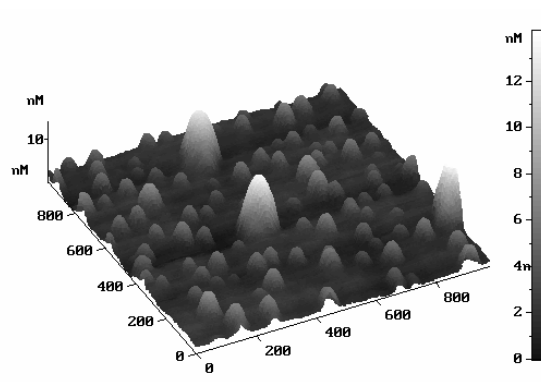


Рис.1 АСМ топография образца с квантовыми точками InSb/InAs, выращенного при температуре контакта $T=430$ °С.

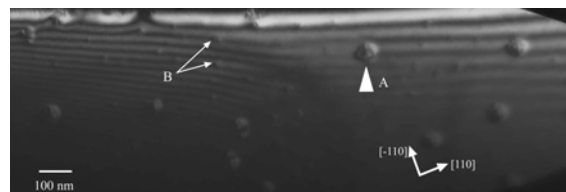


Рис.2 ПЭМ изображение незарощенных квантовых точек InSb на поверхности подложки InAs, полученное в планарной геометрии в рефлексе 220. На снимке отчетливо видны два типа нанобъектов: крупные (А) и мелкие (В).

Была разработана нанотехнология получения гетероструктур с зарращенными квантовыми точками InSb/InAs с помощью комбинированной методики эпитаксиального роста на основе ЖФЭ и МОГФЭ. Полученные самоорганизованные квантовые точки InSb зарращивались как бинарным соединением InAs,

так и слоем твердого раствора InAsSbP, изопериодного с InAs. Было установлено, что форма и размеры квантовых точек InSb не нарушаются в процессе наращивания твердого раствора InAsSbP с небольшим содержанием фосфора в твердой фазе до 10 % (рис.3).

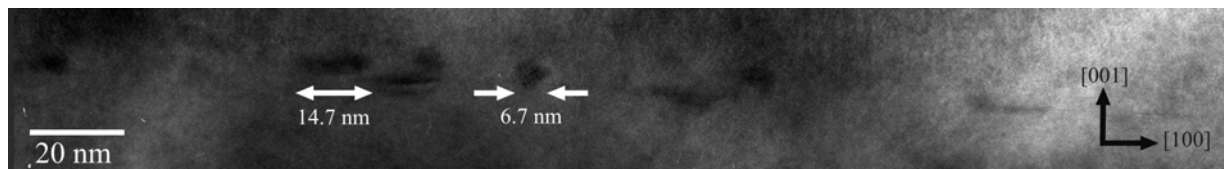


Рис.3 Слой КТ InSb зарращенный слоем четверного твердого раствора InAsSb_{0.05}P_{0.1}. Снимок сделан в геометрии поперечного сечения, увеличение – 300000

Впервые были получены и исследованы спектры фотолюминесценции (ФЛ) квантовых точек InSb/InAs(Sb,P) при различных уровнях накачки в интервале температур $T=7-77$ К. Спектры ФЛ для гетероструктур на основе квантовых точек InAs/InSb/InAsSb_{0.05}P_{0.1} содержали три четко выраженные полосы излучения $h\nu_1=0.367$ эВ, $h\nu_2=0.395$ эВ и $h\nu_3=0.427$ эВ (рис.4). Наблюдаемая полоса ФЛ с энергией фотона 0.367 эВ при $T=77$ К может быть приписана излучательным переходам на состояния в квантовых точках InSb, тогда как две высокоэнергетические полосы излучения отвечали излучательным переходам в InAs и InAsSbP, соответственно.

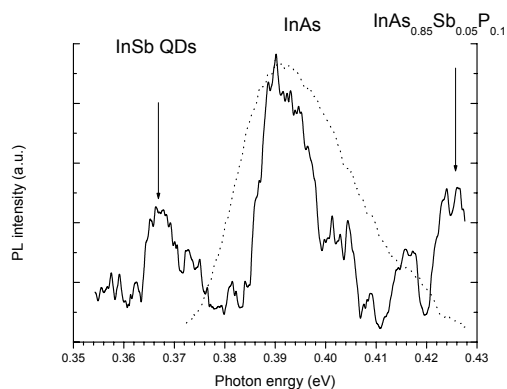


Рис.4 ФЛ спектры для гетероструктуры на основе квантовых точек InAs/InSb/InAsSb_{0.05}P_{0.1} (сплошная линия) и для подложки p-InAs (пунктирная линия), измеренные при $T=77$ К.

Были изготовлены светодиодные структуры и исследованы их вольтамперные характеристики, фотоэлектрические свойства, а также спектры электролюминесценции в спектральном диапазоне 3-4 мкм при температуре $T=77$ К. Электролюминесцентные свойств полученных гетероструктур были изучены при приложении как прямого, так и обратного смещения. В обоих направлениях

внешнего смещения наблюдалась полоса излучения с энергией фотона в максимуме 0.345 эВ. Данная полоса ЭЛ наблюдалась при малом уровне инжекции, а при увеличении тока накачки (>50 мА) отмечено насыщение интенсивности, связанное с заполнением состояний квантовых точек.

Работа частично поддержана в рамках проекта РФФИ № 08-02-01277а.

- [1] Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Шукин В.А., Копьев П.С., Алферов Ж.А., Бимберг Д., ФТП, **32**, 385 (1998).
- [2] Gao X., Chan W.C.W., and Nie S., J. Biomed. Opt., **7**, 532 (2002).
- [3] Зегря Г.Г., Письма в ЖТФ, **32**, 75 (2007).
- [4] Moison J.M., Houzay F., Barthe F., Leprince L., Andre E., and Vatel O., Appl. Phys. Lett., **64**, 196, (1994).
- [5] Hatami F., Ledentsov N.N., Grundmann M., Heinrichsdorff F., Bimberg D., Ruvimov S.S., Werner P., Godele U., Heydenreich J., Ritcher U., Ivanov S.V., Meltzer B.Ya., Kop'ev P.S., and Alferov Zh.I., Appl. Phys. Lett., **67**, 656, (1995).
- [6] Nadezhinski A.I., and Prokhorov A.M., Proc. SPIE, **1724**, 2 (1992).
- [7] Tasco V., Deguffroy N., Baranov A.N., Tournier E., Satpati B., Trampert A., Dunaevski M.S., and Titkov A.N., Appl. Phys. Lett., **89**, 263118 (2006).
- [8] Lyublinskaya O.G., Solov'ev V.A., Semenov A.N., Meltzer B.Ya., Terent'ev Ya.V., Prokopova L.A., Toropov A.A., Sitnikova A.A., Rykhova O.V., and Ivanov S.V., J. Appl. Phys., **99**, 093517 (2006).
- [9] Alphandery E., Nicholas R.J., Mason N.J., Zhang B., Mork P., and Booker C.R., Appl. Phys. Lett., **74**, 2041, (1999).
- [10] Krier A., Huang X.L., and Hammiche A., Appl. Phys. Lett., **77**, 3791 (2000).
- [11] Shusterman S., Paltiel Y., Sher A., Ezersky V., and Rosenwaks Y., J. Cryst. Growth, **291**, 363 (2006).

Влияние высокоэнергетического излучения на оптические свойства низкоразмерных GeSi/Si гетероструктур

В.Я. Гавриленко¹, Е.В. Волкова², З.Ф. Красильник¹, К.Е. Кудрявцев¹,
Д.Н. Лобанов¹, А.В. Новиков¹, С.В. Оболенский², В.В. Платонов³,
Д.В. Шенгуров¹, А.Н. Яблонский¹

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

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

³ Саровский физико-технический институт, г. Саров

e-mail: platonov@ntc.vniief.ru

Низкоразмерные полупроводниковые гетероструктуры привлекают к себе все большее внимание. Пространственная локализация носителей заряда приводит к существенному отличию электрофизических и оптических свойств низкоразмерных структур по сравнению со свойствами объемных полупроводников. В частности, в последнее время было обнаружено увеличение радиационной стойкости для низкоразмерных структурах на основе различных гетеропар (InGaAs/GaAs [1], AlAs/GaAs [2] и Si/Ge [3, 4]), что позволяет использовать приборы на их основе в системах управления радиационно-опасными объектами и в качестве радиационно-стойких элементов оптоэлектронных и цифровых интегральных схем.

Среди широкого класса гетероструктур на основе Ge/Si большое внимание уделяется структурам с самоформирующимися нанокластерами Ge(Si), образующимися при осаждении Ge на Si(001) подложку. Во многом интерес к данным структурам связан с возможностью создания на их основе интегральных оптоэлектронных устройств на базе кремниевой технологии [5, 6]. Ранее [3, 4, 7] было рассмотрено влияние радиационного воздействия на фотолуминесцентные (ФЛ) свойства данного класса структур. Обнаруженная более высокая радиационная стойкость сигнала ФЛ от Ge(Si) островков, по сравнению с сигналом ФЛ от объемного Si и от GeSi квантовых ям связывается с эффективной трехмерной локализацией дырок в островках [7]. Пространственная локализация дырок в островках препятствует их диффузии к радиационным дефектам и тем самым уменьшает вероятность безызлучательной рекомбинации носителей заряда на этих дефектах.

В данной работе представлены результаты по исследованию влияния высокоэнергетического излучения на электролюминесценцию (ЭЛ) и ФЛ многослойных Ge/Si гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) и самоформирующимися островками.

Многослойные (число периодов – 20) диодные GeSi структуры с КЯ и самоформирующимися наноостровками были выращены при 600°C методом МПЭ на

подложках Si(001). Структуры представляли собой p-i-n диоды, в нелегированную область которых встраивалась решетка с Ge(Si) самоформирующимися островками, разделенных слоями Si, или решетка, состоящая из тонких (0.5 нм) слоев Ge также разделительных Si слоями. Уровни легирования контактных слоев и толщины Si разделительных слоев в структурах с островками и КЯ были одинаковыми. Выращенные структуры раскалывались на кусочки («чипы») размером 2 × 2 мм, на поверхности которых был сформирован омический контакт Au/Ti диаметром 0.5 мм. Второй омический контакт формировался нанесением сплошной пленки Al на обратную сторону подложки. Измерения спектров ЭЛ проводились в импульсном режиме с использованием решеточного монохроматора. Измерения ФЛ были выполнены с помощью Фурье-спектрометра BOMEM DA3-36. Для возбуждения сигнала ФЛ использовалось излучение Nd:YAG лазера с длиной волны $\lambda = 532$ нм. Спектры ФЛ и ЭЛ регистрировались с помощью охлаждаемого Ge детектора. Структуры с контактами подвергались облучению электронами и γ -квантами с характерной энергией 2 МэВ и дозой 20 Мрад и нейтронами с плотностью $10^{13} - 10^{15}$ см⁻².

Исследуемая структура с Ge(Si) островками до радиационного воздействия имела сигнал ФЛ и ЭЛ в области 0.75-0.95 эВ (1.3-1.67 мкм) вплоть до комнатной температуры (рис. 1а) [8]. При этом вид спектров ЭЛ существенно не изменялся при увеличении температуры измерения от 77 К до комнатной температуры. В структурах же с слоями Ge в спектрах ЭЛ при низких (~ 77К) температурах доминировал сигнал от КЯ в виде двух пиков, обусловленных оптической рекомбинацией носителей заряда без участия фононов и с участием поперечного оптического фонона. При росте температуры измерения до комнатной в спектре ЭЛ доминирующим становился сигнал от Si (рис. 1а). Существенно меньшее температурное гашение сигнала люминесценции от структуры с Ge(Si) островками по сравнению со структурой с Ge КЯ связывается с более глубокой потенциальной ямой для дырок в островках по сравнению с КЯ [8].

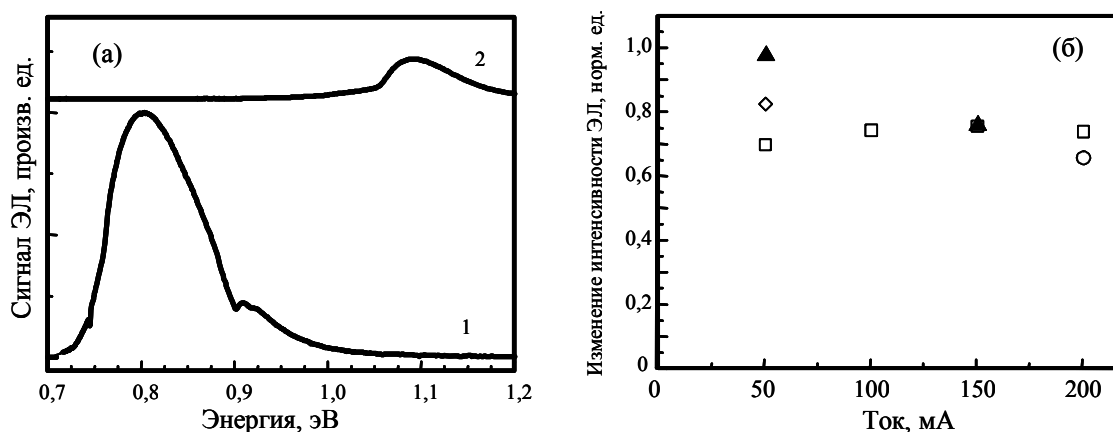


Рис. 1. (а) – Спектры ЭЛ, измеренные при комнатной температуре от структуры с Ge(Si) наноостровками (1) и Ge КЯ (2). Провал в области 0.9 эВ связан с поглощением в кварцевом делителе спектрометра.

(б) – Относительное изменение максимума сигнала ЭЛ при различных токах накачки после облучения электронами ($\blacktriangle$) и γ -квантами ($\diamond$) структуры с Ge(Si) островками и после облучения нейтронами дозой 10^{15} см^{-2} структуры с Ge(Si) островками ($\square$) и Ge КЯ ($\circ$).

Сравнительные исследования спектров ФЛ и ЭЛ GeSi структур, подвергнутых воздействию высокоэнергетическому облучению, показали гораздо более высокую радиационную стойкость сигнала ЭЛ, по сравнению с сигналом ФЛ. Особенно данный эффект ярко выражен при высоких температурах измерения. Так интенсивность сигнала ЭЛ от Ge(Si) островков при комнатной температуре даже после импульсного воздействия на них потоком нейтронов с дозой 10^{15} см^{-2} уменьшилась только на $\sim 25\%$ (рис. 3б). В тоже время интенсивность сигнала ФЛ от островков при аналогичном воздействии падала более чем на порядок. Различия в поведении ЭЛ и ФЛ сигнала при радиационном воздействии связывается с различием в оптической и электрической накачке структур [8]. При токовой накачке носители заряда инжектируются из контактных n^+ и p^+ областей структуры непосредственно в нелегированную часть структуры, содержащую островки. В то же время глубина проникновения излучения Nd:YAG лазера с длиной волны $\lambda = 532 \text{ нм}$ в кремнии составляет $\sim 1.7 \text{ мкм}$, и значительная часть возбуждающего лазерного излучения поглощается в контактных областях структуры и в Si подложке. Таким образом, часть фотогенерируемых носителей заряда может безызлучательно рекомбинировать на радиационных дефектах в Si подложке и контактных областях структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 06-02-08118-офи и № 08-02-97043-р_поволжье_а) и проекта Рособразования РНП.2.1.1.1370.

- [3] A. Fonseca, N. A. Sobolev, J. P. Leitao, et. al., J. Luminescence 121, 417 (2006).
- [4] J.P. Leitao, N.M. Santos, N.A. Sobolev, et. al., Materials Science and Engineering: B 2008 (принята к печати).
- [5] А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, А.И. Никифоров и др., ФТП **37**, 1383 (2003).
- [6] K. Brunner, Rep. Prog. Phys. **65**, 27 (2002).
- [7] В.Я.Гавриленко, Е.В.Киселева, З.Ф.Красильник, и др., Материалы Симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», 10-14 марта 2007 г. Нижний Новгород, стр. 420.
- [8] Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, К.Е. Кудрявцев и др., ФТП **42**, 291 (2008).

- [1] R. Leon, G. M. Swift, B. Magness, et. al., Appl. Phys. Lett. **76**, 2074 (2000).
- [2] M. B. Huang, J. Zhu and S. Oktyabrsky, Nucl. Instrum. Methods B **211**, 505 (2003).

Влияние условий отжига на дислокационную люминесценцию в Si, имплантационном ионами Si

Н.А. Соболев, А.Е. Калядин, Е.И. Шек

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул. 26, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: nick@sobolev.ioffe.rssi.ru

Среди различных методов создания светоизлучающих структур (СИС) с дислокационной люминесценцией (ДЛ) для Si оптоэлектронике наиболее перспективным представляется метод, основанный на имплантации ионов и последующем отжиге в условиях пересыщения Si собственными межузельными атомами, приводящий к формированию протяженных дефектов и оптически активных центров. Метод был нами разработан применительно к ионам Er [1-3]. Основные преимущества этого метода по сравнению с другими широко используемыми методами (деформации путем одноосного сжатия или изгиба, релаксации выращенных на поверхности Si эпитаксиальных слоев SiGe, лазерной перекристаллизации, жидкофазной эпитаксии, формирования кислородных преципитатов) заключаются в его совместимости с промышленной микроэлектронной технологией, высокой однородностью распределения дислокаций по площади пластин большого диаметра и наличием меньшего числа линий ДЛ. Недавно нами было обнаружено, что имплантация ионов Si с энергией 100 кэВ и дозой $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ в n-FZ-Si и последующий отжиг в хлорсодержащей атмосфере (ХСА) при температуре 1100°C в течение 15-60 мин. приводят к появлению ДЛ в Si [4]. Цель настоящей работы заключалась в исследовании влияния условий отжига в более широком температурно-временном диапазоне на ДЛ в Si:Si.

Имплантация ионов Si проводилась в условиях аналогичных [4]. Отжики в ХСА проводились при 1100°C в течение 0.25-4 час. и при 900°C в течение 8-60 мин. Также проводился отжиг в потоке аргона при 1100°C в течение 1 час. Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась Ar лазером и измерялась в диапазоне длин волн 1.00-1.65 мкм при температуре жидкого азота с помощью автоматизированного монохроматора МДР-23, InGaAs фотодиода и нановольтметра Unipan 233.

Независимо от продолжительности отжигов образцов в ХСА при 1100°C спектры ФЛ в области ДЛ содержали только одну линию с максимумом при длине волны 1.540 мкм, принадлежащую так называемому D1 центру [1]. Типичный спектр ФЛ представлен на рис. 1. В отличие от спектров ФЛ, которые наблюдались в нашей предыдущей работе [4] после 1100°C отжигов, отсутствует другая линия ДЛ,

принадлежащая так называемому центру D2 (1.42 мкм). Это может быть обусловлено использованием для возбуждения ФЛ более коротковолнового источника возбуждения в данной работе и наличием профиля концентрации оптически активных центров. В то же время, важно отметить, что, как и в случае имплантации ионов Er [1-3], не наблюдается введения других связанных с введением дислокаций линий, например D3 и D4, как это происходит при деформации Si [4].

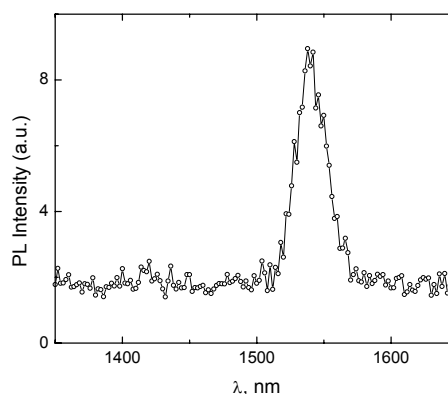


Рис.1 Спектр ФЛ образца после отжига в ХСА при 1100°C в течение 2 час.

Зависимость интенсивности линии D1 от времени отжига показана на рис. 2. Как и в работе [4] увеличение времени отжига от 0.25 до 1 час. сопровождается ростом интенсивности. Однако, при дальнейшем увеличении времени отжига наблюдается уменьшение интенсивности. В работе [5] с помощью метода просвечивающей электронной микроскопии было установлено, что спектр протяженных структурных дефектов в имплантированном Si ионами образца после 1 час. отжига преимущественно состоит из 60-градусных дислокаций и содержит достаточно большую долю чисто краевых дислокаций, но петли Франка полностью отсутствуют. Как было показано в случае образцов, имплантированных ионами Er, появление центров ДЛ обусловлено образованием краевых дислокаций [1,2]. Наблюдавшееся в данной работе уменьшение интенсивности D1 линии при увеличении времени 1100°C отжига от 1 до 4 час. может быть связано с уменьшением концентрации

неравновесных собственных межузельных атомов Si, участвующих в образовании протяженных структурных дефектов и, в частности, краевых дислокаций, ответственных за формирование центров ДЛ. В дальнейшем предстоит исследовать трансформацию структурных дефектов в этих образцах и корреляцию их параметров с концентрацией оптически активных центров. Отжиг образца, имплантированного ионами Si, при 1100°C в течение 1 час. в аргоне не привел к появлению D1 линии. Известно [1], что использование атмосферы аргона по сравнению с ХСА сопровождается уменьшением степени пересыщения Si собственными межузельными атомами в процессе высокотемпературного отжига. Этот дополнительный эксперимент однозначно указывает на роль собственных межузельных атомов Si в процессах образования протяженных дефектов и центров ДЛ.

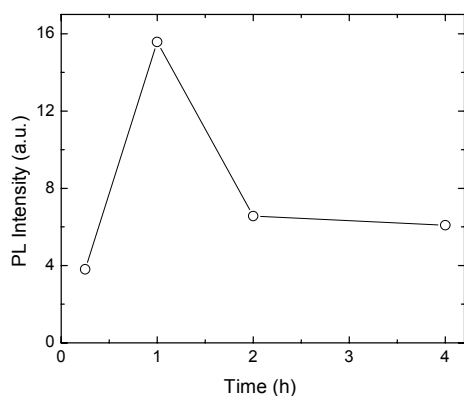


Рис.2 Зависимость интенсивности линии D1 от времени отжига в ХСА при 1100°C.

Независимо от продолжительности отжигов образцов в ХСА при 900°C спектры ФЛ в

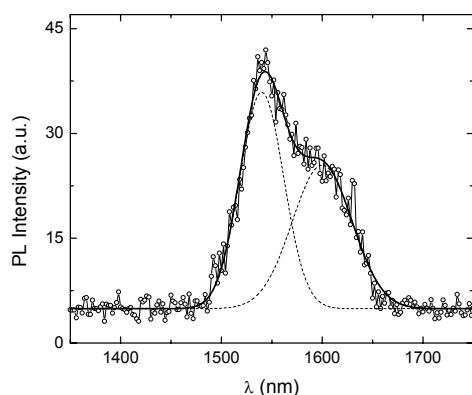


Рис.3 Спектр ФЛ образца после отжига при 900°C в течение 8 мин. Штриховые линии – разложение спектра на D1 и P линии.

области ДЛ содержали только одну широкую линию с максимумом в области 1.55 мкм. Типичный спектр ФЛ образца после отжига в течение 8 мин. представлен на рис. 3. Детальный анализ этой линии показал, что она представляет собой суперпозицию двух линий. Первая является D1 линией (1.540 мкм) ДЛ, а вторая – так называемой Р-линией (1.60 мкм), принадлежащей содержащему атомы кислорода и углерода центру [6].

Зависимости интенсивностей D1 и Р линий от времени отжига при 900°C показаны на рис. 4. Интенсивности ФЛ обеих линий быстро уменьшаются с увеличением времени отжига. В отличие от отжига при 1100°C уменьшение интенсивности линии D1 наступает при существенно более коротких временах. Это обусловлено уменьшением степени пересыщения Si собственными межузельными атомами при снижении температуры отжига.

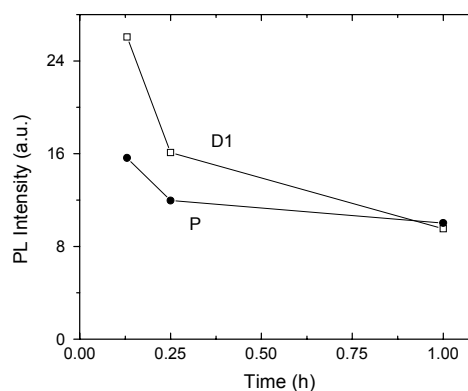


Рис.4 Зависимости интенсивностей D1 и Р линий от времени отжига при 900°C.

Таким образом, впервые наблюдалось образование линий ДЛ после отжига при 900°C. Установлено, что увеличение времени отжига при обеих исследованных температурах может сопровождаться уменьшением интенсивности ДЛ.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 07-02-01462).

1. Sobolev, N.A., et al., Appl. Phys. Lett., **72**, 3326 (1998).
2. Sobolev, N.A., et al., Mater. Science and Engineering, **B91-92**, 167 (2002).
3. Соболев, Н.А., и др., ФТП, **41**, 635 (2007).
4. Соболев, Н.А., и др., ФТП, **41**, 555 (2007).
5. Соболев, Н.А., и др., XI Международный симпозиум «Нанозлектроника», 10-14.03.2007г., Нижний Новгород, ИФМ, 428.
6. Соболев, Н.А., и др., ФТП, **47**, 108 (2005).

Фотолюминесценция гетероструктур GaAs/GaAsSb с квантовыми ямами

В.Я.Алешкин¹, Б.А.Андреев¹, В.И.Гавриленко¹, С.В.Морозов¹, Д.И.Курицын¹, А.Г. Спиваков¹, Yu.G. Sadofyev², N. Samal²

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

² Trion Technology, Tempe, AZ 85281, USA.

E-mail: spag@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время значительный интерес представляет развитие лазерных структур, излучающих на длине волны 1.3 мкм (954 мэВ). К недостаткам существующих источников на основе InP следует отнести их высокую стоимость и сравнительно небольшой срок службы. Среди гетеропар арсенида галлия, следует выделить GaAs/GaAs_{1-x}Sb_x, учитывая что энергия перехода в квантовой яме GaAs/GaAsSb/GaAs располагается в районе 950 мэВ (1.3 мкм) и достаточно слабо зависит от содержания Sb.

Гетеропереход GaAs/GaAsSb является гетеропереходом II рода [1-3], следствием чего являются сравнительно невысокая эффективность излучательной рекомбинации и большое время жизни неравновесных электронов и дырок. Значительный синий сдвиг пика люминесценции по мере роста мощности возбуждения, связанный с заполнением зон, усложняет проектирование лазеров на этот диапазон.

В работе экспериментально исследовались гетероструктуры с квантовыми ямами GaAs_{0.7}Sb_{0.3} шириной 70 Å с барьерами GaAs, выращенных методом МПЭ на подложках GaAs. Измерения фотолюминесценции (ФЛ) проводились методом Фурье-спектроскопии высокого разрешения в режиме непрерывного возбуждения при температурах 300 и 77 К. Накачка осуществлялась Nd:YAG лазером с удвоением частоты ($\lambda_{ex}=532$ нм), мощность варьировалась в диапазоне 1.3÷800 мВт, возбуждающий пучок фокусировался в пятно размера 160x180 мкм². В работе также исследовались кинетики ФЛ. Измерения кинетик проводились при температуре 77 К методом "up-conversion", длина волны возбуждения составляла 770 нм.

Особый интерес к исследованию структур этого типа вызван отсутствием синего сдвига люминесценции при комнатной температуре, наблюдаемого в работах [2,3] и связываемого с заполнением зон при увеличении мощности накачки (Рис. 1).

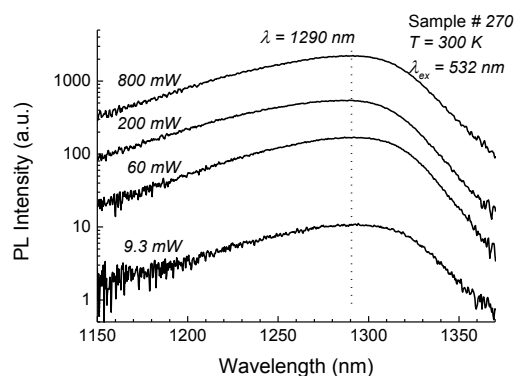


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции структуры #270, полученные при $T = 300$

Очевидно, стабильность линии люминесценции связана с наличием альтернативного эффективного канала излучательной рекомбинации неравновесных электронов и дырок. Во всём диапазоне мощности возбуждения интегральная интенсивность люминесценции возрастала практически линейно (Рис. 2).

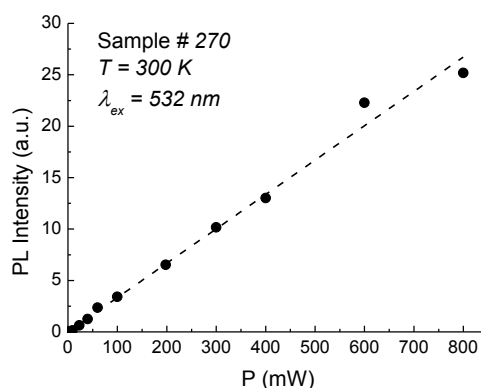


Рис. 2. Зависимость интегральной интенсивности фотолюминесценции структуры #270 от мощности возбуждения при $T = 300$ К

Сдвиг линий ФЛ структур при $T = 77$ составлял порядка 20 нм (Рис. 3,4), что значительно меньше, чем в работе [3].

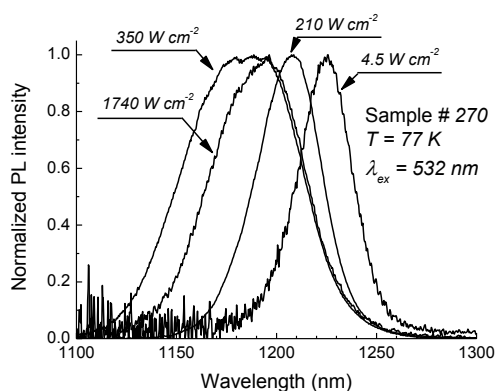


Рис. 3. Нормированные на максимум спектры фотолюминесценции структуры #270, полученные при различной мощности возбуждения при $T = 77$ К

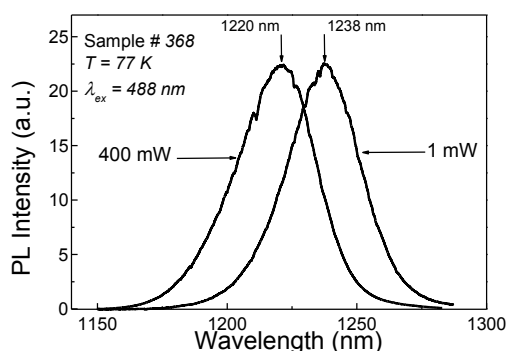


Рис. 4. Спектры ФЛ структуры #368, полученные при $T = 77$ К

В спектрах ФЛ полученных при температуре 77 К, начиная с некоторой мощности, наблюдалась дополнительная линия, отстоящая от основной приблизительно на 20 нм, смещающаяся к основной дальнейшем увеличении мощности (Рис. 3). Дополнительная линия проявляется при определённых условиях при комнатной температуре (Рис. 5) и связывается с прямыми переходами в слое GaAsSb.

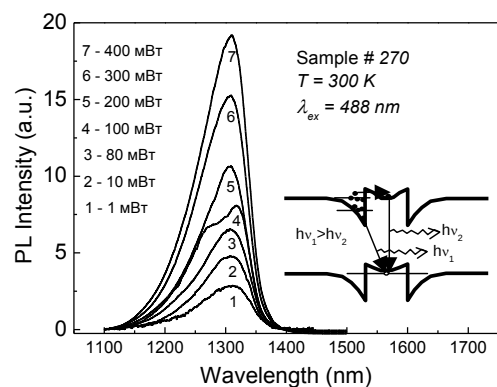


Рис. 5. Спектры ФЛ структуры #270, полученные при $T = 300$ К

Смещение дополнительной линии в длинноволновую область по мере роста мощности возбуждения можно объяснить увеличением "прогиба" зон в центре барьера GaAsSb в зоне проводимости.

Времена спада кинетик ФЛ на длине волны 1220 нм, полученных при температуре 77 К, составляли порядка 600 пс (Рис. 6), что характерно для прямых переходов.

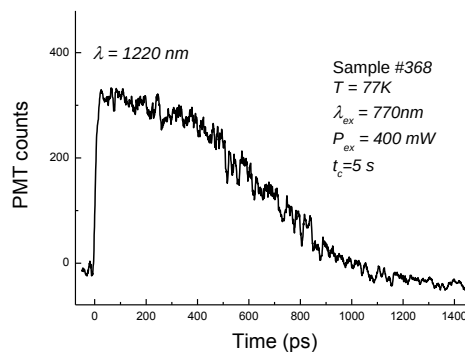


Рис. 6. Кинетика фотолюминесценции структуры #368 при $T = 77$ К

Таким образом, видно, что прямые переходы вносят существенный вклад в сигнал ФЛ исследованных структур.

В работе исследованы структуры с квантовыми ямами GaAs/GaAs_{0.7}Sb_{0.3}/GaAs, полученные методом МПЭ. В спектрах ФЛ при определённой мощности возбуждения наблюдалась коротковолновая линия, связываемая с прямыми переходами в квантовой яме и сливающаяся с основной при увеличении мощности возбуждения. Сдвиг дополнительной линии объясняется увеличением "прогиба" зон в центре барьера GaAsSb в зоне проводимости. Время спада интенсивности ФЛ порядка 600 пс подтверждает предположение о значительном вкладе прямых переходов в сигнал ФЛ.

- [1] Guobin Liu, Shun-Lien Chuang, Seoung-Hwan Park, J. Appl. Phys., **88**, 5554-5561 (2000)
- [2] X. D. Luo et al., Appl. Phys. Lett. **81**, 3795 (2002)
- [3] M. Dinu, J. E. Cunningham, F. Quochi, J. Shah, J. Appl. Phys., **94**, 1506-1512 (2003)

Оптические свойства металлического пористого нанокластера

Т.В. Теперик^{1,2}, I. Romero², F. J. García de Abajo³,

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН

ул. Зеленая 38, 410019 Саратов, Россия

²Donostia International Physics Center, Aptdo. 1072, 20080 San Sebastian, Spain

³Instituto de Optica, Serrano 121, 20006 Madrid, Spain

В последнее время интенсивно развивается оптика металлических нанокластеров со сложной топологией, к числу которых относятся металлические нанокapsулы, нанокольца, «нанорис», «нанозвезды» и др. [1-4]. Интерес к таким структурам связан с возможностью использования плазмонных свойств таких частиц для создания чувствительных биосенсоров, применяемых в биофизике и медицине. Изменение конфигурации нанокластера предоставляет дополнительные возможности для тонкой настройки частот плазмонных резонансов и изменения топологии «горячих зон», характеризующихся сильной локализацией светового поля. С появлением сравнительно простых и дешевых технологий изготовления пористых металлических структур [5], стала актуальной задача изучения оптических свойств пористых металлических нанокластеров.

Широко исследуются световедущие свойства нанокластерных металлических цепочек и возможность создания оптических соединений, работающих на основе бесконтактного плазмонного взаимодействия металлических частиц [6,7]. Однако, омические потери на нагрев металла и радиационные потери, связанные с переизлучением плазмонов в окружающую среду, ставят под сомнение практическое воплощение указанной идеи. Следует отметить, что плазменные колебания даже в маленьких металлических частицах размером около 50 нм подвержены существенному радиационному распаду. Иначе обстоит дело в случае плазмонов, возбуждаемых в порах в металле, так как в этом случае радиационные потери могут регулироваться глубиной залегания пор в металлической подложке [2,8]. Очевидно, что при глубине залегания пор большей скин-слоя в металле потери, связанные с радиационным распадом плазмонных мод в такой системе, практически отсутствуют, и, таким образом, время жизни плазмона ограничивается только омическими потерями в металле.

В данной работе были исследованы свойства плазмонной молекулы, представляющей собой две взаимопроникающие полости в металле, заполненные диэлектриком. Отметим, что диэлектрическое заполнение пор в металле значительно сдвигает положение плазмонного резонанса, предоставляя

возможность дополнительной частотной перестройки [8].

В силу того, что в расчетной модели полости находятся в бесконечном металле, оптическое возбуждение плазмонных мод светом является невозможным. Поэтому в расчетной модели в одну из полостей был помещен точечный излучающий диполь, ориентированный как показано на рис.1(a,b). В данной работе была вычислена локальная плотность состояний плазменных мод пористого димера. Расчеты выполнены в рамках строго электродинамического метода граничных элементов [9] для случая пор в золоте, заполненных двуокисью кремния.

Нарушение сферической симметрии приводит к гибридизации плазмонных мод (см

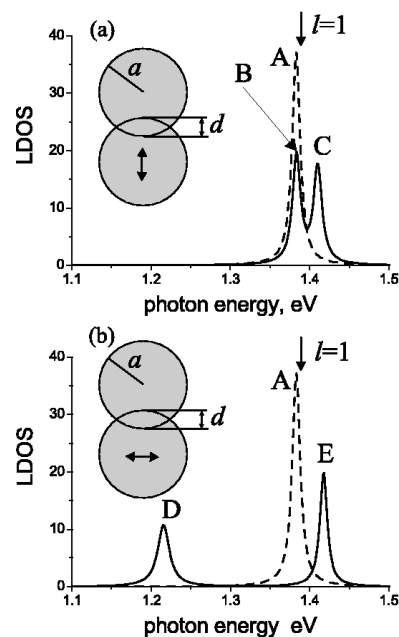


Рис.1. Плазменные моды пористого димера. (a) Продольная (вдоль оси димера) и (b) поперечная проекция локальной плотности состояний, вычисленные в центре одной из полостей димера в золоте, заполненного двуокисью кремния. Локальная плотность состояний, вычисленная в центре одиночной полости, представлена штриховой кривой. Радиус полостей $a=240$ нм, глубина пересечения $d=60$ нм. Вертикальными стрелками отмечены собственные частоты дипольной ($l=1$) и квадрупольной ($l=2$) плазмонных мод в одиночной полости.

рис.1) и частотному сдвигу плазмонного резонанса, а также к возникновению новых резонансов за счет снятия вырождения плазменных мод. Разная интенсивность плазмонного резонанса и величина расщепления

При этом ширина резонанса определяется полностью диссипативными потерями в металле, так как радиационные потери в рассматриваемой системе димера отсутствуют. Слабая высокочастотная мода (1.7 эВ) на рис.2(b)

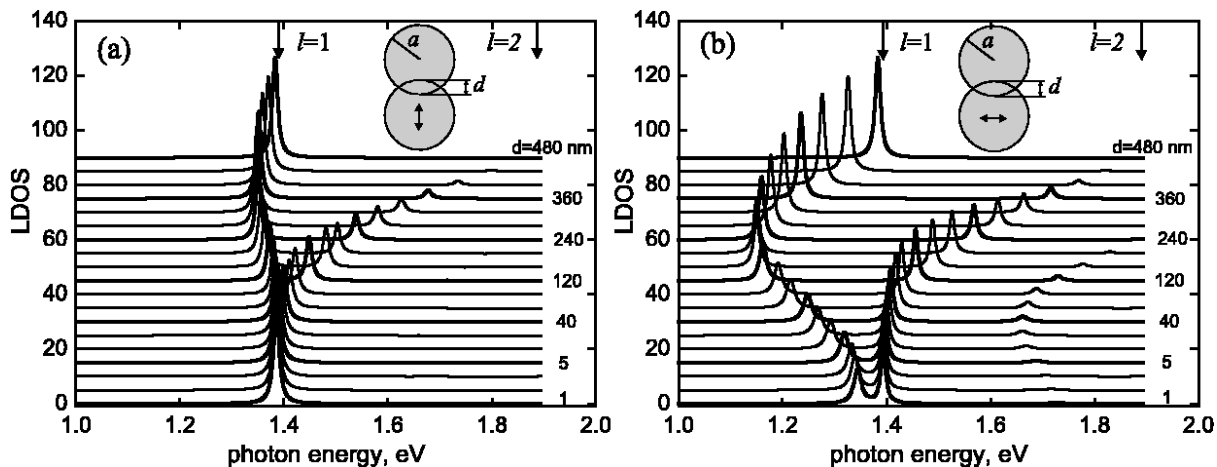


Рис.2. Эволюция плазмонного резонанса при изменении глубины взаимного проникновения пор. Параметры структуры те же, что и на рис.1.

обусловлена различной симметрией мод и, в связи с этим, различной эффективностью их взаимодействия в области перекрытия полостей.

На рис.2 представлены результаты расчета локальной плотности состояний при изменении глубины взаимопроникновения полостей. Прослеживается эволюция плазмонного резонанса, обусловленная начальной симметрией плазменных мод (в отсутствие перекрытия полостей) и их дальнейшей гибридизацией с увеличением зоны перекрытия полостей. Так, низкочастотная плазменная мода с преимущественно дипольной симметрией (моды В и D на рис.1) трансформируется в дипольную плазменную моду одиночной полости при пересечении сфер на глубину, равную диаметру полости (мода А на рис.1). Гибридная плазменная мода с преимущественно квадрупольной симметрией (моды С и Е на рис.1) при той же глубине проникновения вырождается в квадрупольную моду одиночной сферы. При этом интенсивность резонанса такой моды значительно падает из-за неэффективности возбуждения квадрупольной моды точечным диполем.

Следует отметить, что гибридизация мод при различной ориентации точечного диполя различна. Это связано с изменением пространственного масштаба, занимаемого плазменной модой. Меняя положение точечного диполя можно регулировать интенсивность возбуждения плазменной моды. Так, например, диполь, находящийся в центре димера будет возбуждать только гибридные плазменные моды с преимущественно дипольной симметрией (моды В и D на рис.1).

Заметим хорошую добротность плазмонного резонанса с дипольной симметрией мод в условиях его эффективного возбуждения.

связана с возбуждением плазмонной моды более высокого порядка.

Результаты данного исследования демонстрируют возможность конструирования искусственной плазмонной молекулы на основе гибридизации плазменных мод в порах металла. Предложенная модель может быть распространена на решетки пор, формирующие нанопористый металлический кристалл [5]. Ожидается возникновения частотных зон эффективного поглощения из-за взаимодействия плазменных мод в соседних порах. Частотное положение этих зон будет определяться глубиной взаимопроникновения пор, определяющей степень гибридизации плазменных мод.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту 07-02-91011.

- [1] E.M. Prodan, C.Radloff, N.J.Halas, and P.Nordlander, Science **302**, 419 (2003).
- [2] T.V. Teperik, V.V.Popov, and F.J.Garcia de Abajo, Phys. Rev. B **69**, 155402 (2004).
- [3] H. Wang, D. W. Brandl, F. Le, P. Nordlander, and N. J. Halas, Nano Lett. **6**, 827 (2006).
- [4] F.Hao, C.L.Nehl, J.H.Hafner, and P.Nordlander, Nano Lett. **7**, 729 (2007).
- [5] M.E.Abdelsalem, P.N.Bartlett, J.J.Baumberg, and S.Coyle, Adv. Mater. **16**, 90 (2004).
- [6] J. C. Weeber et al., Phys. Rev. B **64**, 045411 (2001).
- [7] S. A. Maier et al., Nat. Mater. **2**, 229 (2003).
- [8] T.V. Teperik, V.V.Popov, and F.J.Garcia de Abajo, Phys. Rev. B **71**, 085408 (2005).
- [9] F. J. García de Abajo and A. Howie, Phys. Rev. Lett. **80**, 5180 (1998); Phys. Rev. B **65**, 115418 (2002).

Фотоэлектрические свойства гетероструктур с самоформирующимися нанокластерами GeSi/Si, выращенных методом сублиминационной молекулярно-лучевой эпитаксии в среде GeH₄

Д.О.Филатов¹, М.В.Круглова¹, М.А.Исаков¹, А.П.Горшков¹,
В.Г.Шенгуров², В.Ю. Чалков², С.А. Денисов²

¹Научно-образовательный центр «Физика твердотельных наноструктур»

Нижегородского государственного университета им.Н.И.Лобачевского, пр-т. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

²Научно-исследовательский физико-технический институт, Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, пр-т Гагарина 23 корп. 3, Нижний Новгород, Россия

e-mail: filatov@phys.unn.ru

Гетероструктуры с самоформирующимися нанокластерами GeSi/Si привлекают большое внимание в связи с потенциальными применениями в приборах кремниевой оптоэлектроники [1]. В последнее время усилился интерес к фотоэлектрическим свойствам данных структур в связи с задачей расширения спектрального диапазона фотодетекторов на основе Si в инфракрасную область.

В большинстве опубликованных к настоящему времени работ исследуемые гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [2]. В настоящей работе исследовались фотоэлектрические свойства структур с нанокластерами GeSi/Si(001), полученных методом сублиминационной МЛЭ в среде GeH₄ [3]. Ранее были изучены зависимости морфологии и спектров фотолуминесценции (ФЛ) нанокластеров от условий роста (давление GeH₄ в ростовой камере p_g , время напуска GeH₄ в камеру t_g , температура подложки T_g) [4], а также спектры фоточувствительности (ФЧ) p - i - n диодов с нанокластерами в i -области [5], выращенных указанным методом.

В настоящей работе исследованы спектры фотоЭДС на барьере полупроводник/электролит (ФПЭ) при 300К, а также фотоЭДС холостого хода и фототока барьеров Шоттки (в диапазоне температур 10-300К) гетероструктур с нанокластерами GeSi/Si(001), выращенным в различных условиях. Структуры выращивались на подложках КЭМ-0,005. Буферные и покровные слои Si толщиной ≈ 250 и ≈ 40 нм соответственно имели n -тип проводимости с концентрацией электронов $(1 \div 3) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Номинальная толщина осажденного слоя Ge d_{Ge} определялась методом обратного резерфордовского рассеяния (ОРР). Барьеры Шоттки из Au диаметром 0,1 $\div$ 0,5 мм и толщиной $\approx 0,15 \text{ мкм}$ формировались методом термического испарения в вакууме. Со стороны подложки формировались точечные омические контакты методом вжигания фольги Sn_{0,8}Sb_{0,2} искровым разрядом. Спектры ФЧ измерялись при фотовозбуждении со стороны подложки при помощи решеточного монохроматора Acton SP-558 галогеновой лампой мощностью 250 Вт и с гелиевым криостатом замкнутого цикла Janis CCS-150. Для исследования спектров ФПЭ к поверхности структуры прижимался кусочек фильтровальной бумаги, смоченной электролитом. Подробнее методика спектроскопии ФПЭ описана в [6].

В спектрах ФПЭ и ФЧ барьера Шоттки структур с нанокластерами наблюдались полосы в области энергий квантов $h\nu$, меньших ширины запрещенной зоны Si, связанные с пространственно-непрямыми межзонными оптическими переходами в нанокластерах GeSi. Край спектра ФЧ некоторых образцов в спрямляющих координатах $S^{1/2}(h\nu)$ аппроксимируется комбинацией трёх отрезков прямых (рис.1). Значения отсечки этих прямых

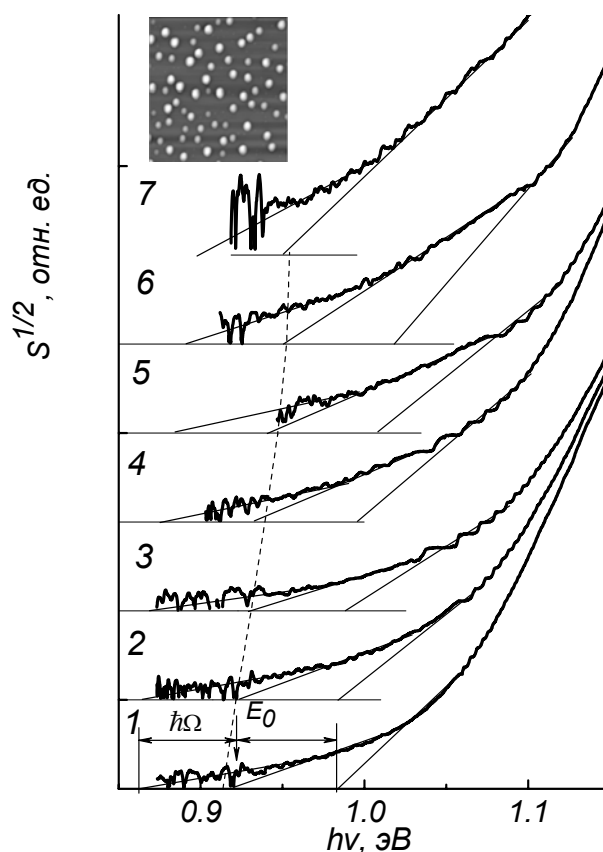


Рис.1. Спектры ФЧ барьера Шоттки к структуре с нанокластерами GeSi/Si. $T_g = 700^\circ\text{C}$, $p_g = 9 \times 10^{-4}$ Торр, $d_{\text{Ge}} = 10,3 \text{ МС}$. T , К: 1 — 300, 2 — 250; 3 — 210; 4 — 170; 5 — 130; 6 — 90; 7 — 50. На вставке: АСМ изображение структуры с поверхностными нанокластерами, выращенными в тех же условиях. Размер скана $5 \times 5 \text{ мкм}^2$.

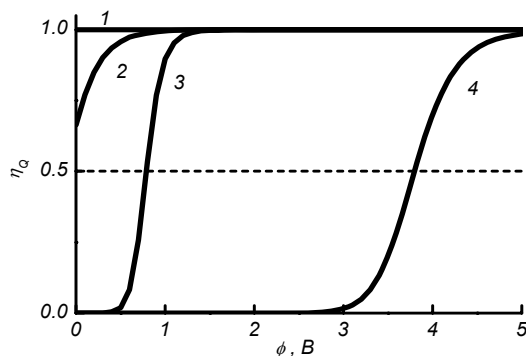


Рис.2. Расчетные зависимости фотоэлектрической квантовой эффективности при поглощении нанокластерами $\text{Ge}_{0.25}\text{Si}_{0.75}/\text{Si}$, встроенными в барьер Шоттки, η_Q от высоты барьера ϕ . T , К: 1 – 300; 2 – 77; 3 – 50; 4 – 35.

прямых по оси $h\nu$ соответствуют $E_0 - \hbar\Omega$, E_0 и $E_0 + \hbar\Omega$, где E_0 — энергия основного межзонного перехода в нанокластерах, $\hbar\Omega$ — энергия фонона [5, 6]. Такая форма края ФЧ указывает на наличие в нанокластерах GeSi как фононных, так и бесфононных переходов (в т.ч. при 300K). Подобные спектры ФЧ наблюдались в образцах, выращенных в оптимизированных условиях. Данные образцы характеризуются наибольшей однородностью кластеров по размерам и наибольшей интенсивностью ФЛ в кластерах, которая наблюдалась при температурах вплоть до комнатной [4]. На вставке рис.1 приведено АСМ изображение образца с поверхностными нанокластерами, выращенными в тех же условиях.

На рис.2 приведены расчётные зависимости фотоэлектрической квантовой эффективности излучения, поглощенного в нанокластерах, встроенных в барьер Шоттки, η_Q от высоты барьера ϕ при различных температурах. Для расчета η_Q использовалась теория [7], адаптированная к структурам с нанокластерами GeSi/Si. Учитывались туннельный и термоактивационный механизмы эмиссии фотовозбуждённых носителей из кластеров (рис. 3). Последний при низких температурах неэффективен. С этим может быть связано отсутствие в спектрах ФЧ при 10K полос от нанокластеров.

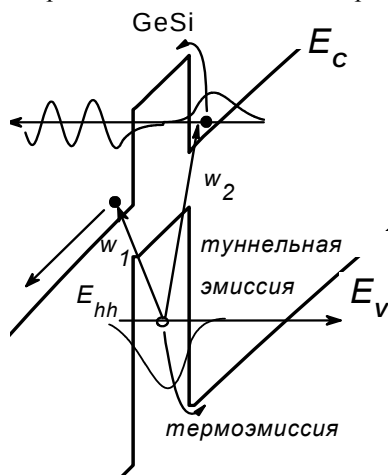


Рис.3. Схема эмиссии фотовозбуждённых носителей из нанокластеров GeSi/Si, встроенных в барьер Шоттки.

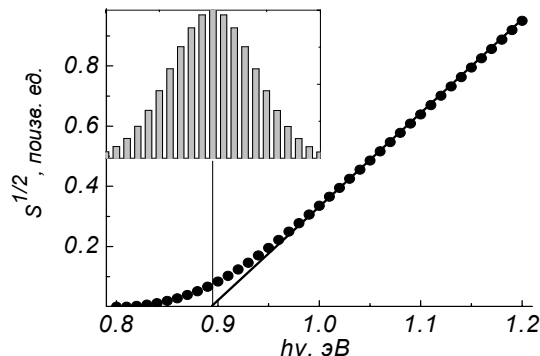


Рис.4. Влияние разброса нанокластеров GeSi/Si по размерам (составу) на спектр ФЧ. На вставке: модельное распределение кластеров по энергиям основных межзонных переходов $f(E_Q)$

На рис.4 проиллюстрировано влияние разброса нанокластеров по размерам и/или составу на форму края спектров ФЧ. Наличие разброса приводит к отклонению спектров ФЧ в координатах $S^{1/2}(h\nu)$ от прямой в области $h\nu \leq E_0$, где E_0 — энергии максимума распределения кластеров по энергиям основных межзонных переходов $f(E_Q)$. Подобный загиб наблюдается на спектрах ФЧ в соответствующей спектральной области (см. рис.1), однако анализ формы спектра затруднён тем, что отношение сигнал/шум в данной области обычно невелико. При $h\nu > E_0$ спектр ФЧ массива кластеров аппроксимируется прямой, значение отсечки которой по оси $h\nu$ приближенно соответствует E_0 . Это даёт возможность установить соответствие значений E_0 , определенных из спектров ФЧ, спектральному положению максимума линии ФЛ массива кластеров, форма которой обычно определяется распределением $f(E_Q)$.

Работа выполнена при поддержке CRDF (BRNE RUX-0-001-NN-06/BP1MO1) и Федерального агентства по образованию РФ (РНП.2.1.1.4737).

- [1] Пчеляков, О.П., Болховитянов, Ю.Б., Двуреченский, А.В., Соколов, Л.В., Никифоров, А.И., Якимов, А.И., Фойхтлендер, Б., ФТП, **34**, 1281 (2000).
- [2] Shiraki, Y. and Sakai, A., Surf.Sci.Rep., **59**, 153 (2005).
- [3] Светлов, С.П., Шенгуров, В.Г., Чалков, В.Ю., Красильник, З.Ф., Андреев, Б.А., Дроздов, Ю.Н., Изв. РАН: Сер. Физ., **65**, 204 (2001).
- [4] Филатов, Д.О., Круглова, М.В., Исаков, М.А., Сипрова, С.В., Марычев, М.О., Шенгуров, В.Г., Светлов С.П., Чалков, В.Ю., Денисов, С.А., Изв. РАН. Сер. Физ., **72**, 267 (2008).
- [5] Максимов, Г.А., Красильник, З.Ф., Филатов, Д.О., Круглова, М.В., Морозов, С.В., Ремизов, Д.Ю., Николичев, Д.Е., Шенгуров, В.Г., ФТТ, **47**, 26 (2005).
- [6] Филатов, Д.О., Круглова, М.В., Исаков, М.А., Красильник, З.Ф., Лобанов, Д.Н., Новиков, А.В., Поверхность, 2006, №2, С.40.
- [7] Nelson, J., Paxmann, M., Barnham, K.W.J., Roberts, J.S. and Button, C., IEEE J.Quantum Electron., **29**, 1460 (1993).

Влияние сегрегации In на оптические свойства напряженных гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовой ямой

С.В. Хазанова¹, М.И. Василевский²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород

² Centro de Fisica, Universidade do Minho, Braga, Portugal

e-mail: khazanova@phys.unn.ru

Свойства гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми ямами (КЯ) продолжают вызывать значительный интерес благодаря их широкому применению в современной оптоэлектронике. Электронный и дырочный спектры КЯ чувствительны к распределениям состава и упругих деформаций, которые определяются деталями процесса роста. В частности, сегрегация индия, которая наблюдается при низкотемпературном росте слоев InGaAs на GaAs методами как молекулярно лучевой, так и газовой эпитаксии [1, 2], приводит к “размытию” стенок КЯ и, соответственно, к сдвигу и уширению уровней. Исследование этого эффекта средствами математического моделирования и являлось целью настоящей работы.

Методом Монте-Карло (МК) моделировался рост гетероэпитаксиальной структуры, представляющей собой симметричную квантовую яму $\text{In}_c\text{Ga}_{1-c}\text{As}$ с номинальным составом $c=0.2$, окруженную с двух сторон слоями GaAs и выращенную в кристаллографическом направлении [001] (ось z) или близком к нему, в случае вицинальной подложки. При этом рассматривались два процесса: осаждение на подложку атомов In и Ga из газовой фазы и их поверхностная диффузия. Было также учтено влияние изоморфной деформации нижележащих слоев на энергетические параметры диффузии адатомов в растущем монослое. Показано, что на размытие профиля слоев, содержащих In, влияют температура роста и угол разориентации начальной ростовой грани (Рис.1).

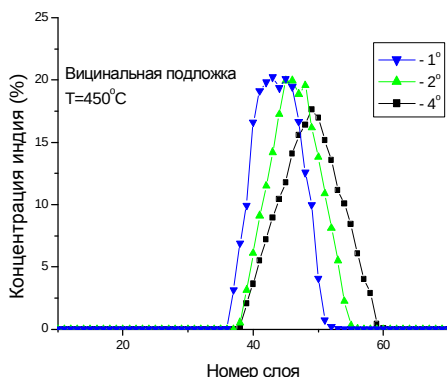


Рис. 1. Профили состава в слоях, выращенных на вицинальных подложках GaAs, отклоненных от грани (001).

Алгоритм моделирования включает в себя два процесса: осаждение на подложку атомов In и Ga и их поверхностную диффузию. Осаждение каждого адатома происходит с выбором “оптимального” узла. Поверхностная диффузия адатомов происходит с вероятностью $h=h_0 \exp(-E_d/kT)$, где h_0 - частота колебаний адатомов ($\sim 10^{13} \text{ s}^{-1}$), T - температура подложки, E_d - энергия активации, которая определяется как энергией связи с подложкой, так и количеством латеральных связей. Вследствие реконструкции поверхности, диффузия анизотропна:

$$E_d = E_s + pE_{[110]} + qE_{[1\bar{1}0]} + E_e, \quad (1)$$

где E_s - энергия связи адатома с подложкой, различная для атомов Ga и In (1.3 eV и 1.15 eV, соответственно), p и q обозначают число соседей по катионной подрешетке (0, 1 или 2). E_e - дополнительный член, учитывающий влияние изоморфной деформации нижележащих слоев на диффузию адатомов в растущем монослое.

$$E_e^{\text{In}} = e_{xx} \times 3.8 \text{ eV}, E_e^{\text{Ga}} = -E_e^{\text{In}}; \quad (2)$$

где e_{xx} - компонента тензора деформации слоя в плоскости роста.

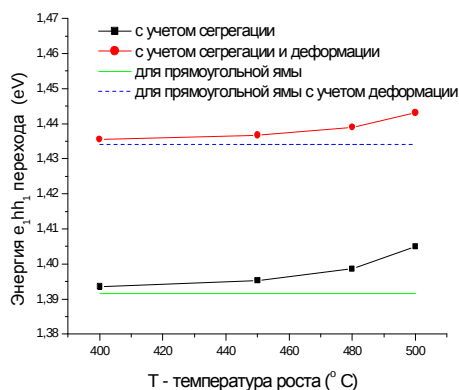


Рис.2. Зависимость энергии перехода e_1-hh_1 от температуры роста, рассчитанная с учетом и без учета упругой деформации

В качестве контролирующего метода, позволяющего сравнение с экспериментом, нами использовался расчет квантовых уровней электронов и дырок в этих слоях, которые, как известно, очень чувствительны к профилю состава.

Рассчитывалась зависимость энергии электрон-дырочного перехода e_1-hh_1 в квантовой яме от степени сегрегации In/Ga и, следовательно, от условий роста и угла разориентации подложки. Расчет производился в рамках метода эффективной массы, т.е. решалось одномерное уравнение Шредингера отдельно для электронов и для дырок, с эффективной потенциальной энергией $V_{c,v}(z)$, определяемой разрывом зон между InAs и GaAs ($\Delta_{c,v}$) и составом слоя $c(z)$, полученным из МК моделирования. Мы рассчитывали уровни размерного квантования только для $k_{||}=0$, не учитывая перемешивания легких и тяжелых дырок. Результирующие, с учетом деформации, потенциалы $V_{c,v}(z)$ для электронов и тяжелых дырок, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} V_c(z) &= \Delta_c c(z) + a_c \text{Sp} \mathbf{e}^{\mathbf{L}}; \\ V_{hh}(z) &= \Delta_v c(z) + a_v \cdot \text{Sp} \mathbf{e}^{\mathbf{L}} - b \cdot (e_{zz} - e_{xx}) \end{aligned} \quad (3)$$

где a_c, a_v, b - деформационные потенциалы.

Наши расчеты показывают, что как электронный, так и дырочный спектры КЯ чувствительны к распределениям состава и упругих деформаций (Рис.2). Помимо этого, вклад в сдвиг энергии интересующего нас оптического перехода дает экситонный эффект, который для узкой КЯ можно оценить по теории возмущений [3]:

$$\Delta E_{ex} = \int \frac{e^2}{k|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_{hh}|} |\Psi_e(\mathbf{r}_e) \Psi_{hh}(\mathbf{r}_{hh})|^2 d\mathbf{r}_e d\mathbf{r}_{hh} \quad (4)$$

где k - статическая диэлектрическая постоянная $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$. Таким образом, энергия оптического перехода находилась как

$$E(e_1 - hh_1) = E_g - E_e - E_{hh} - \Delta E_{ex}, \quad (5)$$

где E_g - ширина запрещенной зоны GaAs.

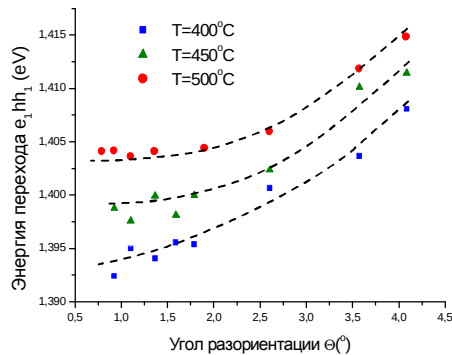


Рис.3. Зависимость энергии перехода от угла разориентации подложки (без учета деформации).

Кроме положения уровней размерного квантования (в направлении оси z) в усредненном потенциале $\bar{V}_z(z)$, рассчитывалось также неоднородное уширение экситонной линии, связанное с флуктуациями состава в плоскости роста.

Для этого поверхность кристаллита, полученного Монте-Карло моделированием, разбивалась на квадраты с размером порядка Боровского радиуса экситона и рассчитывался “локальный” профиль потенциала $V_z^{(i)}(z)$, характерный для данного квадрата (i). Разброс энергии основного состояния электрона и дырки оценивался по ансамблю величин:

$$\Delta W_{e,hh}^{(i)} = \int [V_z^{(i)}(z) - \bar{V}_z(z)] F_{e,hh}^2(z) dz \quad (6)$$

где $F_{e,hh}(z)$ - соответствующая волновая функция в усредненном потенциале.

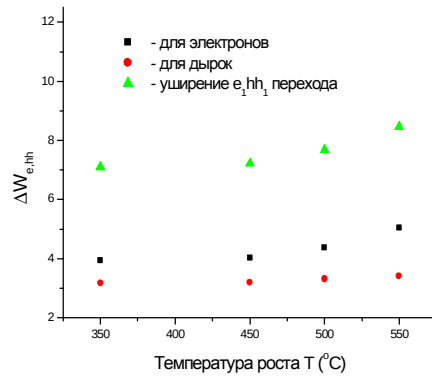


Рис.4. Зависимость уширения оптического перехода от температуры роста.

Из рис. 2 видно, что учет эффекта сегрегации в слоях $\text{In}_c\text{Ga}_{1-c}\text{As}$ приводит к заметному “голубому” сдвигу энергии перехода. При этом важную роль играет упругая деформация. Кроме того, из рис. 3 можно заключить, что экситонный пик сдвигается в сторону больших энергий для структур, выращенных на вицинальных подложках, по сравнению с сингулярной гранью, что соответствует известным из литературы экспериментальным данным [4]. Отметим также, что с увеличением температуры роста происходит уширение линии перехода, связанное с возрастанием флуктуаций потенциала в плоскости роста (рис.4).

- [1] P. Disseix, J. Leymarie, A. Vasson, et al, Phys. Rev. B **55**, 2406 (1997).
- [2] Ю. Н. Дроздов, Н. В. Байдусь, Б. Н. Звонков и др., ФТП **37**, 203 (2003).
- [3] P.K. Basu, Theory of Optical Processes in Semiconductors. (Clarendon Press, Oxford, 1997).
- [4] S. Martini, A. A. Quivy, A. Tabata, et al, J. Appl. Phys. **90**, 2280 (2001).

Люминесценция нанокристаллов кремния в матрице SiO₂ при возбуждении синхротронным излучением

О. А. Шалыгина¹, И. А. Каменских¹, Д. М. Жигунов¹,
В. Ю. Тимошенко¹, П. К. Кашкаров¹, М. Zacharias²

¹Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,
Физический факультет, 119991 Москва

²Albert-Ludwigs-University Freiburg, IMTEK, Freiburg, Germany
e-mail: olga@vega.phys.msu.ru

В последнее время интенсивно исследуются физические свойства структур, содержащих нанокристаллы кремния nc-Si, в связи с возможностью их широкого практического применения в светоизлучающих устройствах, совместимых с планарной кремниевой технологией. Наиболее хорошо изучены оптические свойства таких структур в области до 2.5–3 эВ [1]. Однако для использования данных структур в качестве люминофоров и фоточувствительных элементов актуальным является исследование оптических свойств структур на основе nc-Si в VUV-диапазоне. Использование данного диапазона энергий позволяет изучать как эффекты рассеяния света в диэлектрически неоднородной среде, так и влияние электронных состояний в матрице SiO₂ на процессы возбуждения/девозбуждения в нанокристаллах кремния. Ожидается, что указанные эффекты играют наибольшую роль при возбуждении фотонами с энергией больше энергии прямых переходов в c-Si (~4 эВ) и ширины запрещенной зоны SiO₂ (~9 эВ).

В данной работе исследованы спектры фотолюминесценции (ФЛ), поглощения, а также спектры возбуждения ФЛ структур с кремниевыми нанокристаллами в матрице диоксида кремния при возбуждении синхротронным излучением от 3.7 до 20 эВ с

использованием синхротрона DESY (Гамбург).

Исследуемые в работе образцы были изготовлены на основе многослойных структур из аморфных слоев SiO/SiO₂, сформированных последовательным нанесением слоев SiO и SiO₂ на подложку кристаллического кремния c-Si методом реактивного распыления [2]. Толщины слоев SiO варьировались от 2 до 6 нм, SiO₂ – от 2 до 4 нм. Формирование кремниевых нанокристаллов достигалось высокотемпературным отжигом ($T_0 = 1100^\circ\text{C}$). Согласно данным электронной микроскопии образцы характеризовались квазиупорядоченным расположением нанокристаллов с концентрацией $N_{\text{nc-Si}} \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 1 представлены спектры ФЛ nc-Si/SiO₂ структур при различных значениях энергии возбуждения. Можно видеть, что в спектре присутствуют две интенсивные полосы с максимумом на 1.5–1.7 и 2.6–2.7 эВ, а также гораздо более слабая в области 4 эВ (вставка на рис. 1).

Низкоэнергетичная линия люминесценции традиционно может быть объяснена излучательными переходами в кремниевых нанокристаллах [1]. Наблюдается сдвиг данной полосы ФЛ в область меньших длин волн при уменьшении средних размеров нанокристаллов, что можно связать с изменением эффективной ширины запрещенной зоны вследствие квантового размерного эффекта, а саму люминесценцию – с излучательной рекомбинацией экситонов в нанокристаллах кремния [3].

ФЛ с энергией фотонов 2.6 и 4 эВ может быть связана с излучательной рекомбинацией на дефектах в слоях диоксида кремния SiO_x, содержащих кремниевые нанокристаллы. Действительно, интенсивность данных полос возрастает при увеличении энергии возбуждения выше ширины запрещенной зоны SiO₂. В диоксиде кремния известен собственный дефект, дающий полосы люминесценции 4.3 и 2.65 эВ [4]. Наиболее вероятной моделью этого дефекта является атом кремния, имеющий только два соседних атома кислорода – двухкоординированный кремний [4].

Из рис. 1 также видно, что при увеличении энергии квантов накачки

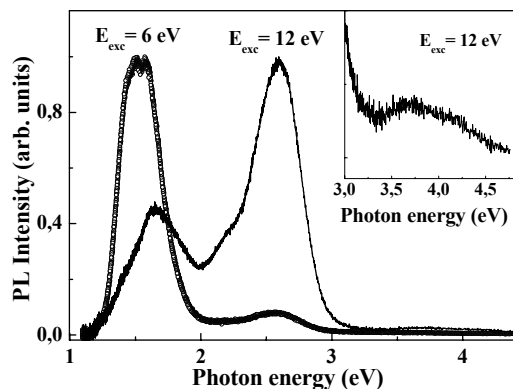


Рис. 1 Спектры ФЛ структур nc-Si/SiO₂ с $d_{\text{nc-Si}} = 4 \text{ нм}$ при различных энергиях возбуждения $E_{\text{exc}} = 7.7$ и 10.8 эВ . На вставке: высокоэнергетичная полоса спектра.

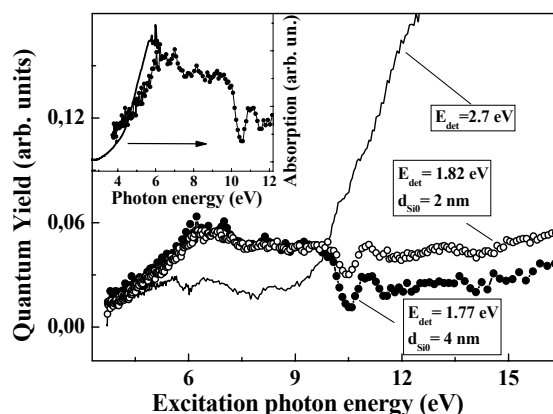


Рис. 2 Спектры возбуждения ФЛ nc-Si/SiO₂ структур с $d_{\text{SiO}} = 2$ и 4 нм при различных значениях энергии регистрации. На вставке: спектры поглощения (сплошная линия) и возбуждения ФЛ (точки) для образца с $d_{\text{SiO}} = 4$ нм.

происходит перераспределение интенсивности полос в спектре ФЛ, а именно: интенсивность ФЛ с энергией 1.5 эВ уменьшается, в то время как растет интенсивность полосы на 2.6 эВ. Указанный факт легко объяснить, учитывая различие коэффициентов поглощения диоксида кремния для фотонов с энергиями 6 и 12 эВ.

На рис. 2 представлены спектры возбуждения ФЛ для двух образцов с различной толщиной исходного слоя SiO (2 и 4 нм), зарегистрированные для разных полос ФЛ: nc-Si и дефектной в SiO₂ ($E_{\text{det}} = 1.8$ и 2.7 эВ соответственно). Имеет место резкое возрастание интенсивности ФЛ для полосы 2.7 эВ при превышении энергии, соответствующей ширине запрещенной зоны диоксида кремния ~ 10 эВ. Также можно видеть, что спектры возбуждения ФЛ нанокристаллических полос имеют сходное поведение в области $3 \div 10$ эВ, очевидно отражающих близость спектральных зависимостей коэффициентов поглощения нанокристаллов кремния в рассматриваемых наноструктурах. Для обоих образцов наблюдается небольшое уменьшение квантового выхода ФЛ в области энергий $E \sim 10$ эВ, что связано с возрастанием коэффициента поглощения образца в слоях SiO₂.

Как видно из рис. 2, имеет место увеличение интенсивности сигнала ФЛ нанокристаллических полос при возрастании энергии квантов накачки от 3.7 до 6 эВ. Данный рост интенсивности ФЛ согласуется с поведением коэффициента поглощения в указанной области (вставка на рис. 2).

Обнаруженное увеличение квантового выхода ФЛ в области выше области прямых

переходов в c-Si (до 4 эВ) может также свидетельствовать о наличии процессов мультиплицирования экситонов вследствие процессов ударной ионизации. Кроме того, нельзя исключить вероятность передачи энергии от оптически возбужденных дефектов в окружающем нанокристаллы оксиде кремния к экситонам в nc-Si, что повышает квантовый выход ФЛ последних даже в условиях слабого поглощения.

Заслуживающим внимания является тот факт, что интенсивность ФЛ образца с $d_{\text{SiO}} = 2$ нм практически слабо меняется в диапазоне от 6 до 16 эВ, исключая область возбуждения экситонного поглощения в SiO₂ ($E \sim 10$ эВ). Это можно объяснить, если принять во внимание, что исследуемые структуры являются диэлектрически неоднородными. Длина волны света с энергией большей 10 эВ с учетом эффективного показателя преломления среды ($n = 2 - 3$) составляет менее 50 нм. Данная величина сопоставима с размерами неоднородностей в наших структурах, что приводит к увеличению рассеяния света в указанной энергетической области, в результате которого коэффициент поглощения возрастает.

Таким образом, исследование спектров ФЛ, возбуждения ФЛ и поглощения структур nc-Si/SiO₂ при возбуждении синхротронным излучением в широкой спектральной области показало огромное влияние энергии квантов накачки на оптические свойства исследуемых структур. Обнаруженные в работе эффекты могут иметь важное значение при использовании структур на основе nc-Si в качестве люминофоров и фоточувствительных элементов для высокоэнергетического оптического излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 06-02-16987_a, 08-02-01041-a, 08-02-90113-Мол_a), INTAS (проект 05-104-7656) и выполнялась на оборудовании центра коллективного пользования МГУ им. М.В. Ломоносова.

- [1] K. D. Kovalev, H. Heckler, G. Polisski, and F. Koch, Phys. stat. sol. (b), **215**, 871 (1999).
- [2] M. Zacharias, J. Heitmann, R. Scholz, U. Kahler, M. Schmidt, J. Blasing, Appl. Phys. Lett., **80**, 661 (2002).
- [3] V. Yu. Timoshenko, M. G. Lisachenko, O. A. Shalygina, B. V. Kamenev, D. M. Zhigunov, S. A. Teterukov, P. K. Kashkarov, J. Heitmann, M. Schmidt, M. Zacharias. J. Appl. Phys., **96** (4), 2254 (2004).
- [4] H.-G. Fitting, T. Barfles, A.N. Trukhin, B. Schmidt, A. Gulans, A. von Czarnowsky. J. Non-Cryst. Solid. **303**, 218 (2002).

Исследование структур с GaAs квантовой ямой методом локальной катодолюминесценции.

А.А. Шахмин¹, М.В. Заморянская¹, С.Г. Конников¹, И.Н. Арсентьев¹,
Д.А. Винокуров¹, А.Л. Станкевич¹, И.С. Тарасов¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: alshakhmin@yahoo.com

Эпитаксиальные слои твердых растворов полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$ являются основными для изготовления лазеров, светодиодов и других компонентов микро- и нанoeлектронных устройств. InGaP/GaAs гетероструктуры являются привлекательной альтернативой AlGaAs/GaAs систем для применения в полевых транзисторах на гетероструктурах (HFET) и биполярных транзисторах с гетеропереходом (HBT). Однако основной проблемой структур с InGaP/GaAs интерфейсом является формирование резкого гетероперехода [1,2].

В данной работе исследовались две структуры с квантовой ямой (КЯ) $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/Ga_{0,5}In_{0,5}P$ (EM719) (Рис.1) и $Ga_{0,5}In_{0,5}P/GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ (EM721) (Рис.2), выращенные методом химического осаждения металлоорганических соединений из газовой фазы (MOCVD) на подложке GaAs легированной Те. Толщина слоев обеих структур определялась из параметров роста. Толщина слоя AlGaAs составляет 0,37 μm , для слоя GaAs КЯ 100 $\text{\AA}$, для GaInP 0,13 μm . Задачей данной работы было определить качество интерфейсов квантоворазмерных слоев GaAs методом локальной катодолюминесценции (КЛ). Исследования проводились на электронно-зондовым микроанализаторе Camebax Microbeam снабженном катодолюминесцентной системой [3]. КЛ спектры измерялись при комнатной температуре 300K и при охлаждении до 77K. Состав верхнего слоя структур дополнительно определялся методом рентгеновского микроанализа и незначительно отличался от заданного в процессе роста.

Катодолюминесцентные исследования при различных энергиях электронного пучка позволяют получать спектры структур с различной глубины. Рассчитана глубина проникновения электронного пучка в образец при разных энергиях электронного пучка. Расчеты проводились по формуле [4]:

$$r = \frac{0.0276AE^{5/3}}{\rho Z^{8/9}},$$

где r – глубина проникновения электронов (μm), A – атомная масса (ат.ед.), E – энергия электронов (КэВ), ρ – плотность слоя ($г/см^3$), Z – атомный номер. Полученные зависимости глубины проникновения электронов от энергии приведены на рис.1 и 2. Для последующего слоя

энергия электронов определялась как разница энергий падающего электрона и энергии затрачиваемой на прохождение предыдущего слоя.

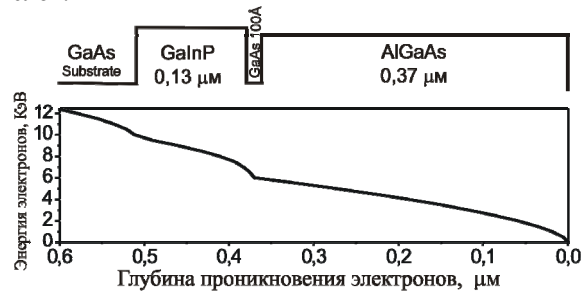


Рис.1. Схема структуры EM719, ниже расчет глубины проникновения электронов в зависимости от энергии электронного пучка.

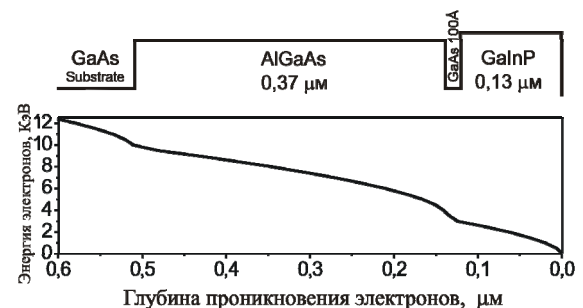


Рис. 2. Схема структуры EM721, ниже расчет глубины проникновения электронов в зависимости от энергии электронного пучка.

На рис.3 и 4 приведены спектры обеих структур измеренные при разной энергии электронного пучка. В видимом диапазоне при энергиях 5КэВ возбуждается только верхний слой структуры, а при увеличении энергии в спектре проявляется люминесценция нижнего слоя. Полученные спектры подтверждают соответствие расчета глубины проникновения электронов и толщин слоев. В КЛ спектрах обеих структур при 77K присутствуют полосы соответствующие слоям AlGaAs 1,89эВ, и InGaP 1,94эВ (Рис.3). В ближнем ИК диапазоне при 5КэВ наблюдается люминесценция от слоя КЯ GaAs, а при энергиях больше 10КэВ проявляется люминесценция от подложки GaAs. Полоса излучения слоя GaAs имеет различные положения и полуширину для двух образцов. Для структуры EM721 полоса 1,535эВ соответствует люминесценции

квантоворазмерного слоя GaAs толщиной 100Å [5]. Полоса 1,49эВ наблюдалась при энергии электронов более 10КэВ и соответствует люминесценции от GaAs подложки. Для структуры EM719 в ИК диапазоне наблюдается широкая полоса люминесценции, смещенная в сторону меньших энергий по отношению к объемному GaAs. В связи с этим мы предполагаем, что в этом образце вместо квантоворазмерного канала GaAs образовался твердый раствор смешанного состава. При комнатной температуре в спектре КЛ структуры EM721 также наблюдается плечо у полосы люминесценции GaAs КЯ соответствующее слою переходного состава со стороны интерфейса GaInP/GaAs КЯ. Положение максимума полос GaAs КЯ хорошо согласуются с результатами спектров фотолюминесценции, на которых для EM719 полоса люминесценции КЯ GaAs при 77К 1,46эВ, для EM721 1,54эВ, а также подтверждаются результатами измерений КЛ пленок GaInP выращенных на подложке GaAs. В КЛ спектрах при 77К полоса GaInP наблюдалась при 1,945эВ, полоса от GaAs подложки при 1,495эВ.

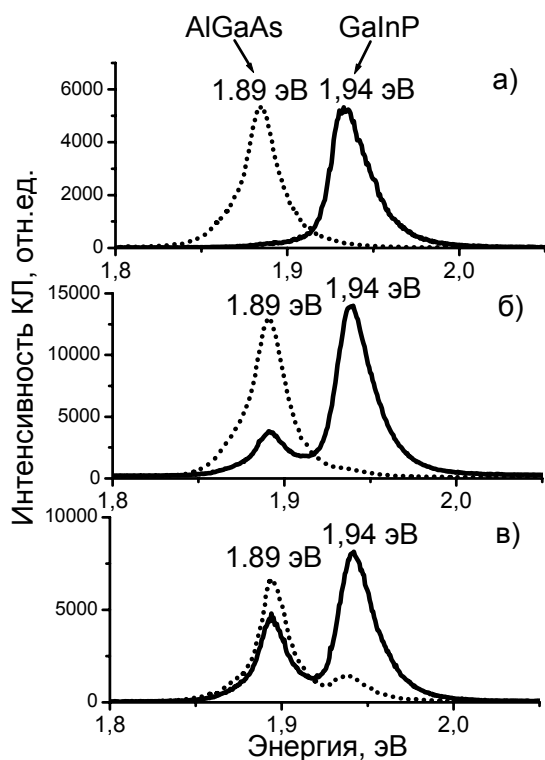


Рис. 3. КЛ спектры структур EM719 (точки), EM721 (сплошная линия) в видимом диапазоне полученные при различной энергии электронного пучка а) 5 КэВ, б) 9 КэВ, в) 11 КэВ при 77К.

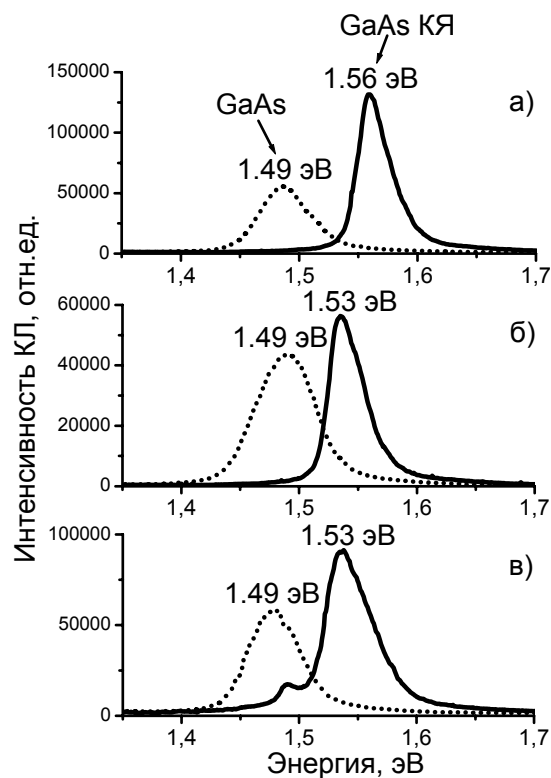


Рис. 4. КЛ спектры структур EM719 (точки), EM721 (сплошная линия) в ближнем ИК диапазоне полученные при различной энергии электронного пучка а) 5 КэВ, б) 9 КэВ, в) 11 КэВ при 77К.

Таким образом, была продемонстрирована возможность использования КЛ для исследования многослойных структур по глубине. По результатам КЛ показано, что при выращивании канала GaAs на слое GaInP образовался слой смешанного состава. Также при выращивании слоя GaInP на канале GaAs образовался переходный слой смешанного состава. Показано наличие квантоворазмерного слоя толщиной 100Å в структуры EM721.

- [1] T. Nittono, S. Sugitani, F. Hyuda. J. Appl. Phys., **78**(9), 5387 (1995).
- [2] K. Uchida, T. Arai, K. Matsumoto. J. Appl. Phys., **81**(2), 771 (1997).
- [3] М.В. Заморянская, С.Г. Конников, А.Н. Заморянский. ПТЭ, **3**, 1-8 (2004).
- [4] K. Kanaya, S. Okayama. J. Phys. D: Appl. Phys., **5**(1), 43 (1972).
- [5] Г.Б. Галиев, М.В. Карачевцева, В.Г. Мокеров, В.А. Страхов, Г.Н. Шкердин, Н.Г. Яременко. ФТП, **37**(5), 599 (2003).

Люминесценция и структура наноразмерных включений, формирующихся в слоях SiO₂ при двойной имплантации ионов кремния и углерода

Д.И. Тетельбаум^{1,2}, А.Н. Михайлов^{1,2}, А.И. Белов¹, В.К. Васильев¹,
А.И. Ковалев², Д.Л. Вайнштейн², Y. Golan³

¹ Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23/3, Н. Новгород, Россия

² НТВП «Поверхность», ул. 2-я Баумановская 9/23, Москва, Россия

³ Ben-Gurion University of the Negev, Beer-Sheva 84105, Israel

e-mail: tetelbaum@phys.unn.ru

Ионная имплантация широко используется для синтеза полупроводниковых нанокристаллов (НК) в матрице SiO₂, обладающих интенсивной люминесценцией в видимой и ближней ИК области спектра при комнатной температуре за счет квантово-размерного эффекта. Ионные пучки могут быть успешно использованы также для модификации свойств наноструктур путем изменения их фазового состава или контролируемого внесения дефектов и примесей. В настоящей работе эти процессы исследованы на примере ионного внедрения углерода в слои SiO₂, предварительно имплантированные кремнием, и этих же слоев, прошедших после имплантации Si промежуточную термическую обработку, при которой были сформированы нанокристаллы Si.

Имплантация Si⁺ (100 кэВ, 7·10¹⁶ см⁻²) и C⁺ (50 кэВ, 7·10¹³-7·10¹⁶ см⁻²) проводилась в пленки SiO₂ толщиной 800 нм, выращенные термически на Si. Имплантация ионов C⁺ осуществлялась (после облучения Si⁺) в двух вариантах: либо сразу после имплантации кремния, либо после отжига при 1100 °С (2 ч.), формирующего НК Si [1,2]. После имплантации углерода образцы подвергались завершающему отжигу при температуре 1000 или 1100 °С в течение 2 часов. Все отжики проводились в атмосфере осушенного

азота. Оптические и структурные свойства изучались с привлечением методов спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) при возбуждении импульсным азотным лазером на длине волны 337 нм, электронного парамагнитного резонанса (ESR), рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (XPS), просвечивающей высокоразрешающей электронной микроскопии поперечного среза, анализа тонкой структуры спектров энергетических потерь электронов (EELFS).

На рис.1 приведены спектры ФЛ имплантированных ионами Si⁺ и C⁺ пленок SiO₂ для разных стадий облучения и отжига. После облучения Si⁺ пленка SiO₂ характеризуется тремя полосами ФЛ в видимой области (рис.1а). Эта ФЛ связана с исходными и радиационными дефектами в SiO₂, а также образованием при облучении Si⁺ избытка атомов кремния: излучение в области 400-550 нм – с диамагнитными кислорододефицитными центрами [3,4], а ФЛ при 620 нм – с радиационными парамагнитными дефектами типа неомостикового атома кислорода (НАК) [5].

Высокотемпературный отжиг (при 1000 °С и особенно при 1100 °С) после имплантации Si⁺ приводит к синтезу НК Si с размерами 3-5 нм, ответственных за наблюдаемую полосу ФЛ при 700-800 нм (рис.1а) [2].

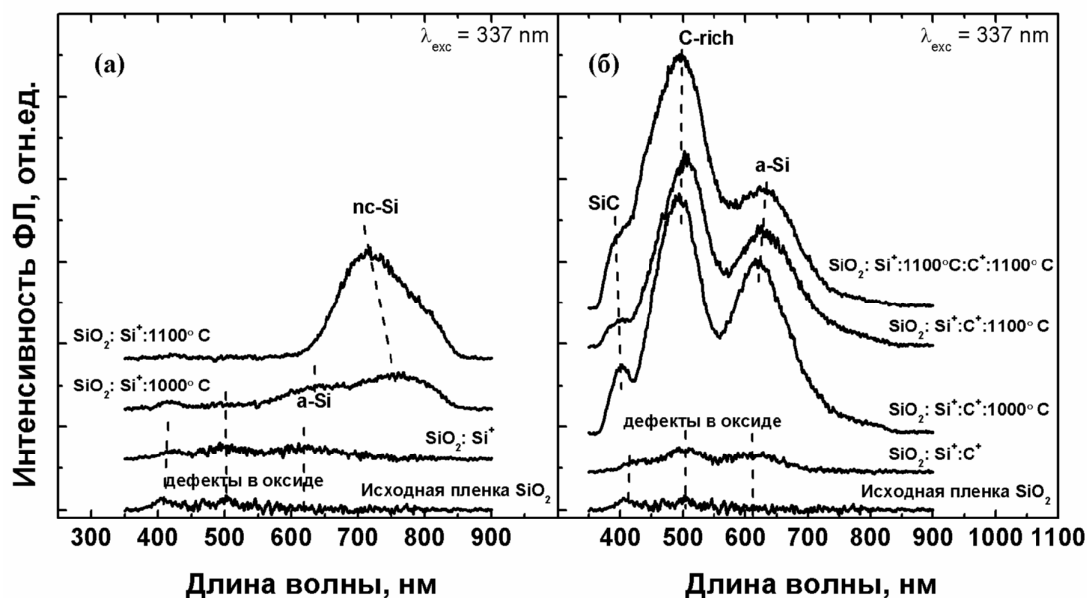


Рис.1. Спектры ФЛ пленок SiO₂, облученных Si⁺ (7·10¹⁶ см⁻²) и Si⁺ (7·10¹⁶ см⁻²) + C⁺ (7·10¹⁶ см⁻²). Последовательность операций облучения и отжига указана около кривых. Масштабы на рис. (а) и (б) одинаковы.

Облучение ионами C^+ усиливает дефектную ФЛ (рис.16) и полностью гасит (уже при минимальной дозе) ФЛ при 700-800 нм, связанную с предварительно сформированными НК Si. Очевидной причиной ослабления ФЛ НК Si является накопление безызлучательных дефектов как в НК Si, так и на границах НК/матрица. Данные ESR показали наличие в пленках SiO_2 , облученных Si^+ , полос поглощения с g -факторами в интервале 2,00–2,01, связанных с парамагнитными дефектами в матрице (E' и НАК) [6]. Облучение ионами углерода сразу после имплантации Si^+ слабо меняет спектр ESR. Завершающий отжиг при 1000 или 1100 °C снижает сигнал ESR от всех обнаруженных дефектов как в слоях, облученных только Si^+ , так и в слоях, облученных совместно Si^+ и C^+ , что свидетельствует о «залечивании» структуры и восстановлении стехиометрии оксидной матрицы SiO_2 .

При двойной имплантации $Si^+ + C^+$ после завершающего отжига 1100 °C, в тех случаях, когда доза углерода была меньше дозы кремния, ФЛ предварительно синтезированных нанокристаллов Si восстанавливается, но не полностью. Это указывает на то, что примесь углерода снижает структурное совершенство НК Si [7]. Действительно, растворение углерода в НК Si и встраивание его атомов в узлы решетки должно приводить к возникновению больших механических напряжений (и связанному с этим разрыву связей внутри и на границах НК, т.е. образованию центров безызлучательной рекомбинации) из-за размерного несоответствия атомов Si и C. Внедрение C может приводить также к затруднению кристаллизации аморфных включений Si.

При равных концентрациях внедренного углерода и кремния после отжигов для всех использованных режимов наблюдается интенсивное «белое» излучение (рис.16). Спектр «белой» ФЛ состоит из трех полос с максимумами при 400, 500 и 620 нм. Пик ФЛ при 620 нм скорее всего обусловлен аморфными нанокластерами Si, которые присутствуют в слоях SiO_2 , облученных ионами Si и отожженных при 1000 °C [8]. Примесь углерода, как сказано выше, способствует сохранению образовавшихся нановключений Si в аморфном состоянии. Люминесценция с максимумами вблизи 400 и 490 нм, связана, по-видимому, с образованием нановключений SiC и C [7,9].

Существование включений фаз карбида кремния и углерода в пленках SiO_2 , облученных последовательно ионами Si^+ и C^+ с равными дозами ($7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) и затем отожженных при температурах 1000 и 1100 °C, было подтверждено методом XPS по наличию связей Si-C (с энергией 281,3 эВ) и C-C (с энергией 285,0 эВ). При этом объемная доля фазы углерода больше в случае имплантации C^+ в слои с предварительно синтезированными НК Si. Это говорит о том, что процесс трансформации уже сформированных НК Si в нановключения SiC более труден, чем прямое формирование кластеров SiC в случае,

когда промежуточный отжиг отсутствует. В последнем случае это формирование не требует диффузии атомов C на большие расстояния, встраивания углерода в решетку Si и к тому же протекает при более высокой концентрации радиационных дефектов, ускоряющих фазообразование.

Межатомные расстояния в имплантированном слое SiO_2 после отжига при 1100 °C были определены методом EELFS. Выявлено наличие нанокластеров SiC и включений алмазоподобного углерода (АУ). Межатомные расстояния Si-C и C-C (0.189 нм и 0.155 нм) равны эталонным значениям для фаз SiC и АУ [10]. Связи C-C с длиной 0.142 нм, типичные для sp^2 -гибридизации (графит), отсутствуют. По-видимому, формированию зародышей АУ непосредственно в процессе ионного облучения способствуют высокие давление и температура в термических пиках.

Предварительные результаты электронной микроскопии высокого разрешения для пленки SiO_2 , облученной Si и C с равными дозами и отожженной при 1000 °C, показали, что в ней существуют аморфные частицы с размерами ~ 5 нм. Такие наночастицы, как и НК, могут проявлять квантоворазмерные эффекты в оптических и электронных свойствах.

Таким образом, варьируя режимы совместной имплантации и отжига, можно получать излучение в разных областях видимого спектра, что связано с синтезом элементарных и «сплавных» нановключений (Si, C, SiC).

Работа выполнена частично в рамках проектов FP6 SEMINANO (NMP4-CT-2004-505285), Федерального агентства по образованию РФ (РНИИ 2.1.1.4022, 2.2.2.2.4737, 2.2.2.3.10002), CRDF (BRHE REC-001, Y4-P-01-05) и поддержана грантом Президента РФ (МК-3877.2007.2).

- [1] Garrido, B. et al, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B, **216**, 213 (2004).
- [2] Качурин, Г.А. и др., ФТП, **39**, 582 (2005).
- [3] Skuja, L., J. Non-Cryst. Sol., **149**, 77 (1992).
- [4] Sulimov, V.B., J. Non-Cryst. Sol., **191**, 260 (1995).
- [5] Bakos, T. et al, Phys. Rev. B, **70**, 075203 (2004).
- [6] Valakh, M.Ya. et al, J.Appl.Phys. **85**, 168 (1999).
- [7] Perez-Rodriguez, A. et al, J.Appl.Phys. **94**, 254 (2003).
- [8] Tetelbaum, D.I. et al, Thin Solid Films, **515**, 333 (2006).
- [9] Fan, J.Y, Wu, X.L., Chu, P.K., Progress in Materials Science, **51**, 983 (2006).
- [10] Muto, S., J. Appl. Phys., **93**, 3765 (2003).

Влияние мелких примесей на межзонную излучательную рекомбинацию в кремниевых нанокристаллах, идущую с участием фононов

В.А. Беляков, В.А. Бурдов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия. e-mail: burdov@phys.unn.ru

В последние 10 лет активно изучалась фотолюминесценция кремниевых квантовых точек малых размеров (2-6 нм). Интерес к ним вызван способностью интенсивно излучать в ближнем инфракрасном и даже видимом диапазоне спектра. Однако, несмотря на все усилия экспериментаторов, достигнуть удовлетворительной эффективности фотонной генерации в кремниевых наноструктурах пока не удаётся. В некоторых работах (см., например, [1,2]) экспериментально наблюдались спектры фотолюминесценции кремниевых квантовых точек, легированных мелкими донорами и акцепторами и показывалось, что структура спектра может заметно модифицироваться по сравнению со случаем нелегированных нанокристаллов. Целью данной работы является теоретический анализ процесса межзонной рекомбинации в нанокристаллах и расчет времен жизни носителей.

Будем рассматривать сферические нанокристаллы, содержащие мелкую примесь донорного (фосфор) или акцепторного типа (алюминий). В дополнение к обычному водородоподобному потенциалу $-e^2/\epsilon_s r$, где ϵ_s - диэлектрическая проницаемость кремния, примесный ион создаёт вокруг себя короткодействующий потенциал центральной ячейки [3]. Данное поле приводит к существенному расщеплению уровней как в зоне проводимости, так и в валентной зоне [4,5]. Также происходит уменьшение энергетической щели, что подтверждалось в экспериментах сдвигом в сторону меньших частот пика фотолюминесценции.

На рис.1 представлены результаты расчёта характерных времен излучательных переходов, идущих с участием фононов. Вычисления выполнены в рамках метода огибающей в предположении сильного потенциала конфайнмента на границе нанокристалла.

Как видно из графика, происходит уменьшение вероятности излучения при добавлении примеси. Только в случае центрального положения акцептора обратное время рекомбинации практически не изменяется по сравнению с нелегированным нанокристаллом. Если примесь находится от центра достаточно далеко, вероятность для донора и акцептора примерно одинакова.

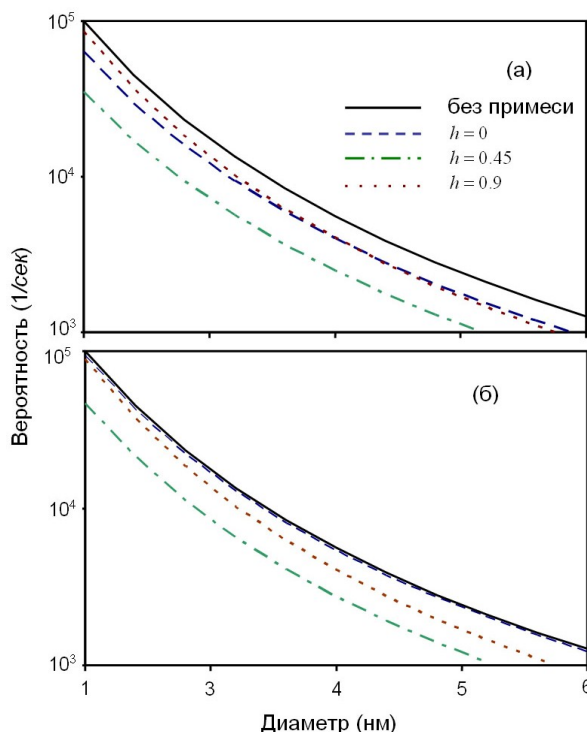


Рис.1 Вероятности излучательной межзонной рекомбинации в кремниевой квантовой точке при различных положениях примеси. (а) - фосфор, (б) - алюминий. h — относительное смещение примеси от центра.

Таким образом, излучательные переходы с участием фононов, по-видимому, не могут дать увеличение интенсивности фотолюминесценции. Однако при добавлении примеси может включиться также прямая бесфонная генерация фотонов, которая в беспримесном нанокристалле подавлена.

Работа была поддержана программой «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект 2.1.1.4022) и РФФИ.

- [1] Д.И. Тетельбаум и др., Поверхность, **5**, 31 (1998).
- [2] M. Fujii *et al.*, APL, **87**, 211919 (2005).
- [3] W. Kohn, J.M. Luttinger, Phys. Rev., **97**, 1721 (1955).
- [4] V.A.Belyakov, V.A.Burdov, Phys. Rev. B, **76**, 045335 (2007).
- [5] V.A.Belyakov, V.A.Burdov, J. Phys.: Condens. Matter, **20**, 025213 (2008).

Создание источников рентгеновского диапазона излучения на основе переходного излучения электрона в аморфном кварце

З.Г. Амирханян, В.Р. Кочарян, А.Е. Мовсисян, Г.К. Хачатурян

*Институт прикладных проблем физики НАН Армении, ул. Гр.Нерсисяна 25, Ереван, Республика Армения
email: zohrab@iapp.sci.am.*

Рассмотрены возможности формирования интенсивного источника монохроматического излучения рентгеновского диапазона с пространственно-временным управлением на основе переходного излучения релятивистских электронов на сверхрешетке диэлектрической проницаемости индуцированной электромагнитным полем или двухстенной наноакустической трубке. Эксперименты проведены на электронном пучке с энергией электронов 20 МэВ. При частоте 1.2 ГГц электромагнитного поля в аморфном кварце индуцируется сверхрешетка – стопка пластинок с периодом 2.3 микрон. Показано, что рассеяние релятивистских электронов на таких стопках с периодом диэлектрической проницаемости в несколько микрон приводит к формированию интенсивного переходного излучения. Для интенсивности излученных фотонов получается $\sim 10^7$ фотон/сек. с энергией 1.3 КэВ, в телесном угле ~ 30 угловых секунд с $\frac{\Delta E}{E} \sim 10^{-5}$. Пиковые значения энергии E совпадают с $\gamma\omega_{pl}$ (γ - Лоренц фактор, ω_{pl} - плазменная частота плавленного кварца).

Теоретическая оценка и ее сравнение с экспериментом показывает, что максимальное число пластинок, которой дает вклад в интенсивность переходного излучения, составляет ~ 20 пластин.

Настоящая задача нами теоретический решена посредством решения уравнений Максвелла. Проведены соответствующие численные расчеты и найдены условия при которых формируется максимальное число фотонов. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментом.

СПИСОК УЧАСТНИКОВ

Mikailov Faik Alekper

Gebze Institute of Technology
+90 262 6051311
faik@gyte.edu.tr
Istanbul Str. 101, Gebze, 41400, Kocaeli,
Turkey

Shanenko Arkady Arkad'evich

Condensed Matter Group, Departement Fysica,
Universiteit Antwerpen
+32 3 265 3661
arkady.shanenko@ua.ac.be
B-2020 Antwerpen, Belgium

Talanov Vladimir V.

Solid State Measurements, Inc.
+1 (412) 787-0627
vtalanov@ssm-inc.com
110 Technology Dr., Pittsburgh, PA 15275 USA

Temnov Vasily Vladimirovich

Universität Dortmund
+49 2317553679
vasily.temnov@uni-dortmund.de
2b Otto-Hahn-Str.4 44227 Dortmund

Агеев Олег Алексеевич

Технологический Институт Южного
Федерального Университета
8634 37-16-11
ageev@fep.tsure.ru
ageev@tsure.ru
347928 Ростовская обл., Таганрог, пер.
Некрасовский, 44

Айнбиндер Роман Михайлович

Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 418-52-14
romain@inbox.ru
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23

Акципетров Олег Андреевич

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 939-4415
aktsip@shg.ru
Москва 119992, Ленинские Горы

Аладышкин Алексей Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН
831 438 5185
aladyshkin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Алексеев Александр Михайлович

ЗАО “Нанотехнология МДТ”,
Технический университет Эйндховен
+31 (040)-247-2975
a.alekseev@tue.nl
STW 0.27, Helix, Den Dolech 2, TU/e, 5600
MB Eindhoven, The Netherlands

Алешкин Владимир Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН
+79108760734
aleshkin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Андрюшечкин Борис Владимирович

Институт общей физики им. А.М.Прохорова
РАН
eltsov@kapella.gpi.ru
ул. Вавилова, 38 Москва 119991 РФ

Антонов Дмитрий Александрович

НОЦ “Физика твердотельных наноструктур”,
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 465 87 09,
antonov@phys.unn.ru
Н.Новгород, пр-т Гагарина 23/3, к.241.

Артемов Евгений Михайлович

Сибирский федеральный университет
3912 498657
aem49@yandex.ru
660036 Красноярск, Академгородок, д.16
кв.84

Афоненко Александр Анатольевич

Белорусский государственный университет
+375 17 2470762
afonenko@bsu.by
пр. Независимости 4, 220030 Минск,
Беларусь

Ахсахалян Арам Давидович

Институт физики микроструктур РАН
831 438-53-13+120
akh@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Байдусь Николай Владимирович

Научно-исследовательский физико-
технический институт Нижегородского
государственного университета им.
Н.И.Лобачевского
831 4656365
baidus@fisica.uminho.pt
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23/3

Балыкин Виктор Иванович
Институт спектроскопии РАН
495 334 02 33
balykin@isan.troitsk.ru
142190 М.О., Троицк

Барышева Мария Михайловна
Институт физики микроструктур РАН
831 4385313+122
maria@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Бахтизин Рауф Загидович
Башкирский Государственный университет
3472 23-65-74
raouf@bsu.bashedu.ru
450074, Уфа, ул. Фрунзе, 32

Белов Алексей Иванович
Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского
831 465-69-14
belov@nfti.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23/3

Бельков Василий Валентинович
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН
812 2927989
bel@epi.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, 194021 С.-Петербург

Беляков Владимир Алексеевич
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского
831 4656255
dragon_bel@mail.ru
603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Бирюков Антон Александрович
Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского
831 4-656365
biryukov@nfti.unn.ru
603950, г.Н.Новгород, пр. Гагарина, 23/3

Бородин Павел Александрович
Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН
843 2319107
pborodin@mail.ru
420029, Казань, Сибирский тракт, д 10/7

Брунков Павел Николаевич
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН
812 292-73-82
brunkov@mail.ioffe.ru
194021 С.-Петербург, Политехническая 26

Бурбаев Тимур Маруанович
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
495 132-63-62
burbayev@sci.lebedev.ru
119991 Москва, Ленинский проспект 53

Бурдов Владимир Анатольевич
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского
831 4656255
burdov@phys.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Бухараев Анастас Ахметович
Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН
843 2319107
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
119991 ГСП-1 Москва, Ленинские горы

Быков Виктор Александрович
ЗАО “Нанотехнология МДТ”
495 535-03-05, 5352493
vbykov@ntmdt.ru
124482, Москва, Зеленоград, корп.317А, а/я 158

Быков Андрей Викторович
ЗАО “Нанотехнология МДТ”
495 7627324
bykovav@ntmdt.ru
124482 Москва, Зеленоград, корп.317А, а/я 158

Вдовичев Сергей Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385313
vdovichev@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Водолазов Денис Юрьевич
Институт физики микроструктур РАН
831 438-5185
vodolazov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Волков Владимир Александрович
Институт радиотехники и электроники РАН
495 6293394, 9402041д, +79163384763м
vova@mail.cplire.ru
Москва, 125009, Моховая, 11-7

Вопилкин Евгений Александрович
Институт физики микроструктур РАН
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Воробьев Леонид Евгеньевич
С.-Петербургский государственный
политехнический университет
812 552-9671
LVor@rphf.spbstu.ru
195251, С.-Петербург, Политехническая ул.,
29

Гавриленко Людмила Владимировна
Институт физики микроструктур РАН
831 4675037 +234
aritany@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Гайнутдинов Радмир Вильевич
Институт кристаллографии им.
А.В.Шубникова РАН
499 1351100
radmir@ns.crys.ras.ru
Россия, 119333, Москва, Ленинский
проспект, 59

Гайслер Владимир Анатольевич
Институт физики полупроводников СО РАН
haissler@thermo.isp.nsc.ru
630090 Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13

Гапонов Сергей Викторович
Институт физики микроструктур РАН
831 4385120
svg@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Гатин Андрей Константинович
Институт химической физики им.
Н.Н.Семенова РАН
495 9397259
akgatin@rambler.ru
119991, Москва, ГСП-1, ул. Косыгина, д.4

Гатиятов Руслан Гумарович
Казанский физико-технический институт им.
Е.К.Завойского КазНЦ РАН
843 2319107
Gativatov.Ruslan@mail.ru
420029, Казань, ул. Сибирский тракт 10/7

Германенко Александр Викторович
Уральский государственный университет им.
А.М.Горького
343 261 74 36
alexander.germanenko@usu.ru
пр. Ленина, 51, 620083, Екатеринбург

Гинзбург Саул Лейбович
Петербургский институт ядерной физики им.
Б.П.Константинова РАН
813 7146096
ginzburg@thd.pnpi.spb.ru
188300, Гатчина, Орлова роща

Гнедин Юрий Николаевич
Главная (Пулковская) Астрономическая
Обсерватория РАН
812 388-06-10
gnedin@gao.spb.ru
196140, С.-Петербург, Пулковское шоссе
65/1

Гольденберг Борис Григорьевич
Институт ядерной физики им. Будкера СО
РАН
383 3394347
goldenberga@inp.nsk.su
630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 11.

Гончаров Вадим Викторович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
+7-921 757-1593
VadimVG2002@mail.ru
194156, С.-Петербург, 1-й Муринский пр., д.
2, кв. 17

Горай Леонид Иванович
Институт аналитического приборостроения
РАН
812 909-7133
lig@pcgrate.com
Рижский пр.26, С.-Петербург 190103

Грановский Александр Борисович
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 6755250
granov@magn.ru
Москва, 119991 Ленинские Горы

Грибков Борис Александрович
Институт физики микроструктур РАН
831 4385120
bg@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Григорьев Максим Валентинович
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
496 5244081
grimax@iptm.ru
142432 Черноголовка, М.О., Ногинский р-н,
ул. Институтская, 6

Гришин Максим Вячеславович
Институт химической физики им.
Н.Н.Семенова РАН
495 9397259
grishin@chph.ras.ru
119991, Москва, ГСП-1, ул. Косыгина, д.4

Грищенко Юлия Викторовна
Институт кристаллографии им.
А.В.Шубникова РАН
499 135-11-00
grishchenko@ns.crys.ras.ru
119333. г. Москва, Ленинский пр., д. 59

Гуртовой Владимир Леонидович
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов
496 5243-083
gurtovoi@ipmt-hpm.ac.ru
142432 Черноголовка, М.О., Ногинский р-н,
ул. Институтская, 6

Гусев Олег Борисович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 292-91-40
oleg.gusev@mail.ioffe.ru
194021, С.-Петербург, Политехническая 26

Гусев Сергей Александрович
Институт физики микроструктур РАН
831 438-53-13
gusev@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Двуреченский Анатолий Васильевич
Институт физики полупроводников СО РАН
383 3332466, 3309606д
dvurech@isp.nsc.ru
630090 Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13

Демидов Евгений Сергеевич
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 4656374
demidov@phys.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23

Демиховский Валерий Яковлевич
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 4656255
demi@phys.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Демишев Сергей Васильевич
Институт общей физики им. А.М.Прохорова
РАН
499 135-8129
demis@lt.gpi.ru
ул. Вавилова, 38, 119991 Москва

Додин Евгений Петрович
Институт физики микроструктур РАН
831 2787203
dodin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Докукина Алина Евгеньевна
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 93-22-10, 8-926-578-24-69моб
snusyer@yandex.ru
dokukina@femtolab.ru
dokukina@nanolab.phys.msu.ru

Домрачева Яна Вениаминовна
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 292-73-82
y.domracheva@mail.ioffe.ru
С.-Петербург, 194021, ул. Политехническая,
д.26.

Дорофеев Илларион Анатольевич
Институт физики микроструктур РАН
dorof@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Дорохин Михаил Владимирович
Научно-исследовательский физико-
технический институт Нижегородского
государственного университета им.
Н.И.Лобачевского
831 4656365
dorokhin@nifti.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23/3

Дубинов Александр Алексеевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385037
sanya@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Дунаевский Михаил Сергеевич
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 2927317
Mike.Dunaeffsky@mail.ioffe.ru
194021, С.-Петербург, ул.Политехническая,
д.26

Еременко Валентин Григорьевич
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
496 962-80-74
eremenko@iptm.ru
142432 Черноголовка, М.О., Ногинский р-н,
ул. Институтская, 6

Жаров Александр Александрович
Институт физики микроструктур РАН
831 438- 50-37
zharov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Жигунов Денис Михайлович

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 9394681
zhigunov@mail.ru
zhigunov@ofme.phys.msu.ru
119992 Москва, Воробьевы Горы, д. 1, стр. 2

Закамов Вячеслав Робинovich

Институт физики микроструктур РАН
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Заморянская Мария Владимировна

Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 9171582
zam@mail.ioffe.ru
194021 С.-Петербург, ул.Политехническая,
д.26

Звездин Анатолий Константинович

Институт общей физики им. А.М.Прохорова
РАН
495 1350247
zvezdin@fpl.gpi.ru
ул. Вавилова, 38 Москва 119991 РФ

Зинченко Дмитрий Игоревич

Институт физики микроструктур РАН
831 4385185
dimazz80@mail.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Иванов Вадим Валерьевич

Институт физики микроструктур РАН
831 438-51-85+226
ivanov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Иванов Сергей Викторович

Физико-технический институт
им.А.Ф.Иоффе РАН
ivan@beam.ioffe.ru
194021 С.-Петербург, Политехническая, 26

Иконников Антон Владимирович

Институт физики микроструктур РАН
831 438-50-37+262
antikn@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Ильющенков Дмитрий Сергеевич

Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 2927392
dmitry@mail.ioffe.ru
194021, С.-Петербург, Политехническая ул.,
26

Иржак Дмитрий Вадимович

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
496 52-44217
irzhak@ipmt-hpm.ac.ru
142432 Черноголовка, М.О., Ногинский р-н,
ул. Институтская, 6

Истомин Леонид Анатольевич

Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
+7 906 348 74 22
istominla@mail.ru
603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Каверин Борис Сергеевич

Институт металлоорганической химии им.
Г.А.Разуваева РАН
831 4627370
kav@iomc.ras.ru
603950 Н.Новгород, ГСП-445, ул.Тропинина,
49

Казаков Евгений Давидович

Физический институт им. П.Н.Лебедева
РАН, Институт теоретической и
экспериментальной физики
им.А.И.Алиханова
499 1969075, +7-926-3291687
evgenische@gmail.com
119991 Москва, Ленинский пр., 53

Казаков Игорь Петрович

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
495 132 66 86
ipkazakov@yandex.ru
119991 Москва, Ленинский пр. 53

Карбань Оксана Владиславовна

Физико-технический институт УрО РАН
3412 250222
ocsa123@yahoo.com
426000 Ижевск, ул. Кирова, 132

Карминская Татьяна Юрьевна

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
+7-916-472-40-54
janaph@gmail.com
119234 Москва, Воробьевы горы 1

Кашин Сергей Михайлович

Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 2413577
Mr.Davior@gmail.com
603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Кислинский Юлий Вячеславович
Институт радиотехники и электроники РАН
495 629-74-31
yulii@hitech.cplire.ru
Москва, 125009, Моховая, 11-7

Клюев Алексей Викторович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 4361708
klyuevalex@mail.ru
603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Козлов Владимир Анатольевич
Институт физики микроструктур РАН
831 438-50-37+229
kozlov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Козлов Дмитрий Владимирович
Институт физики микроструктур РАН
831 438-50-37
dvkoz@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Кононенко Валерий Константинович
Институт физики им. Б.И.Степанова НАН
Беларуси
+375 17 2 840435
lavik@dragon.bas-net.by
пр. Независимости, 70, 220072 Минск,
Беларусь

Кочаровский Владимир Владиленович
Институт прикладной физики РАН
831 4164894
kochar@appl.sci-nnov.ru
Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

Кошелев Константин Николаевич
Институт спектроскопии РАН
495 3340226, 3340886
kkoshelev@isan.troitsk.ru
Троицк, Моск. Обл. 142092

Красильник Захарий Фишелевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385555
zfk@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Красильникова Людмила Владимировна
Институт физики микроструктур РАН
831 4385037
Luda@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Краснобродько Сергей Юрьевич
ЗАО “Нанотехнология - МДТ”, Московский
Институт Электронной Техники
495 913-57-36, +7-926-869-83-69 моб.
serg@ntmdt.ru
124482, Москва, Зеленоград, корп.317А, а/я
158

Кривко Оксана Анатольевна
Институт физики твердого тела РАН
496 522-29-30
krivko@issp.ac.ru
142432, Черноголовка, Московская область,
ул. Институтская, 2

Крыжков Денис Игоревич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385037
krizh@sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Кудасов Юрий Бориславович
Российский Федеральный Ядерный Центр –
ВНИИЭФ
83130 27239
yu_kudasov@yahoo.com
а/я 113, ул. Ленина 15, Саров, 607188, Россия

Кудрин Алексей Владимирович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
+79047856124
alex2983@yandex.ru
603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Кудрявцев Константин Евгеньевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385037
konstantin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Кузнецов Владимир Иванович
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов
496 962-80-74
kvi@ipmt-hpm.ac.ru
142432 Черноголовка, М.О., Ногинский р-н,
ул. Институтская, 6

Кукушкин Владимир Алексеевич
Институт прикладной физики РАН
831 4164894
vakuk@appl.sci-nnov.ru
603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, д.
46

Кулик Леонид Викторович
Институт физики твердого тела РАН
496 5222572, 825242558д, 5249701ф
kulik@issp.ac.ru
142432 М.О., Черноголовка

Кунькова Зоя Эдуардовна

Институт радиотехники и электроники РАН,
Фрязинский филиал
496 565-24-69
zek@ms.ire.rssi.ru
141190, М.О., Фрязино, пл. ак. Введенского,
1

Купер Константин Эдуардович

Институт ядерной физики им. Будкера СО
РАН
383 339 41 54
cooper@inp.nsk.su
630090, Новосибирск, просп. Лаврентьева, 11

Кухаренко Людмила Валентиновна

Белорусский Государственный
Медицинский Университет
+375 17 222 73 28
lvk@europe.com
пр. Дзержинского 83, Минск, Беларусь

Лапшина Марина Александровна

Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 465-87-09
Lapshina-Marina@yandex.ru
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина 23

Латышев Александр Васильевич

Институт физики полупроводников СО РАН
3832 331080
latyshev@thermo.isp.nsc.ru
630090 Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13

Лачинов Алексей Николаевич

Институт физики молекул и кристаллов
Уфимского научного центра РАН
3472 313538
lachinov@anrb.ru
450075, Уфа, пр. Октября, 151

Лобанов Дмитрий Николаевич

Институт физики микроструктур РАН
831 4385037
dima@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Лозовик Юрий Ефремович

Институт спектроскопии РАН
495 3340881
lozovik@isan.troitsk.ru
142190 М.О., Троицк

Лопатин Алексей Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН
831 438-53-13
lopatin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Лукьянов Андрей Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН
831 4385535
luk@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Лучин Валерий Иванович

Институт физики микроструктур РАН
831 4385313
luchin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Майдыковский Антон Игоревич

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 9393669
anton@shg.ru
Москва, 119991, ГСП-1, Ленинские горы,
д.1, стр. 62

Маковийчук Мирослав Иванович

Физико-технологический институт
(Ярославский филиал)
4852 246552
makoviychuk@rambler.ru
150007 Ярославль, ул. Университетская, 21

Макимова Галина Михайловна

Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 4616096
maksimova.galina@mail.ru
603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Маремьянин Кирилл Владимирович

Институт физики микроструктур РАН
831 4385037
kirillm@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Мельников Александр Сергеевич

Институт Физики Микроструктур РАН
831 4607580
melnikov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Миронов Алексей Юрьевич

Институт физики полупроводников СО РАН
+7-913-911-47-28
lexw@rambler.ru
630090 Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13

Миронов**Виктор Леонидович**

Институт физики микроструктур РАН
831 4385226+121
miroнов@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Миронов

Сергей Викторович

Институт физики микроструктур РАН

831 4385313

sermironov@rambler.ru

603950, Н.Новгород, ГСП–105

Митрофанов Александр Викторович

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

499 135-7921

mitrofa@sci.lebedev.ru

119991 Москва, Ленинский пр., 53

Моисеев Константин Дмитриевич

Физико-технический институт

им.А.Ф.Иоффе РАН

812 292-79-29

mkd@iropt2.ioffe.rssi.ru

194021, С.-Петербург, ул. Политехническая
26

Молчанова Марина Владимировна

С.-Петербургский государственный

университет

812 373-36-92

mmv@icape.nw.ru

196135 С.-Петербург, ул. Типанова 3-52

Морозов Александр Игоревич

Московский государственный институт
радиотехники, электроники и автоматики
(технический университет)
495 433-03-11

morosov@mirea.ru

119454 Москва, пр. Вернадского, 78

Морозов Михаил Юрьевич

Институт радиотехники и электроники РАН,

Саратовский филиал

8452 511179

yuri.mor@rambler.ru

Зеленая, 38, Саратов, Россия, 410019

Мурзина Татьяна Владимировна

Московский государственный университет

им. М.В.Ломоносова

495 9393669

murzina@mail.ru

Ленинские горы, ГСП-1, 119991, Москва

Муртазаев Акай Курбанович

Институт физики Дагестанского научного
центра РАН

8722 626675

kamal71@mail.ru

367003, Махачкала, ул. Ярагского, 94

Немцова Ольга Михайловна

Физико-технический институт УрО РАН

3412 250155

nemtsova@fnms.fti.udm.ru

426001 УР Ижевск, ул. Кирова, 132

Нефедов Игорь Михайлович

Институт физики микроструктур РАН

831 4385732

nefd@ipm.sci-nnov.ru

603950, Н.Новгород, ГСП–105

Никитенко Юрий Васильевич

Объединённый институт ядерных
исследований, Лаборатория нейтронной
физики им. И.М. Франка

496 21- 65155

nikiten@nf.jinr.ru

141980 Дубна, Московская область, Жолио-
Кюри 6

Николенко Антон Дмитриевич

Институт ядерной физики СО РАН

383 339-43-47

A.D.Nikolenko@inp.nsk.su

630090 Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 11

Новиков Алексей Витальевич

Институт физики микроструктур РАН

831 4385037

anov@ipm.sci-nnov.ru

603950, Н.Новгород, ГСП–105

Оболенский Сергей Владимирович

Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 465-60-32

obolensk@rf.unn.ru

603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Овчинников Сергей Геннадьевич

Институт физики им. Л.В.Киренского СО
РАН

3912 43-29-06, 49-44-85д

sgo@iph.krasn.ru

660036, Красноярск, Академгородок

Одинцова Екатерина Евгеньевна

Московский государственный университет

им. М.В.Ломоносова

495 939-12-26

k_odintsova@hotmail.com

119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы

Орлов Лев Константинович

Институт физики микроструктур РАН

831 4385603

orlov@ipm.sci-nnov.ru

603950, Н.Новгород, ГСП–105

Орлов Михаил Львович

Институт физики микроструктур РАН

831 4385603

orlovm@ipm.sci-nnov.ru

603950, Н.Новгород, ГСП–105

Перов Анатолий Александрович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
+7-910-394-71-60
perov@phys.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Пестов Алексей Евгеньевич
Институт физики микроструктур РАН
831 438-52-26
pektor@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Платонов Вадим Васильевич
Российский Федеральный Ядерный Центр –
ВНИИЭФ
83130 27239
platonov@ntc.vniief.ru
607183, ул.Некрасова 9-32, Саров,
Нижегородская обл.

Погорелый Дмитрий Константинович
ФГУ РНЦ "Курчатовский институт"
499 1967351
pogodi@kcsr.kiae.ru
123182, Москва, пл.ак. Курчатова, д.1

Полищук Ольга Витальевна
Институт радиотехники и электроники РАН,
Саратовский филиал
8452 511179
polischuk@soire.renet.ru
ул.Зеленая 38, 410019, Саратов, Россия

Полковников Владимир Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
831 438-53-13
kiniokop@rambler.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Поляков Вячеслав Викторович
ЗАО “Нанотехнология МДТ”
+7 903 7422480
polyakov@ntmdt.ru

Пономарев Юрий Владимирович
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
ponomarev.yu@mail.ru

Попов Владимир Геннадьевич
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
496 5244016
popov@ipmt-hpm.ac.ru
142432 Черноголовка, М.О., Ногинский р-н,
ул. Институтская, 6

Попов Вячеслав Валентинович
Институт радиотехники и электроники РАН,
Саратовский филиал
8452 272401
popov@soire.renet.ru
ул.Зеленая, д.38, 410019, Саратов

Принц Виктор Яковлевич
Институт физики полупроводников СО РАН
prinz@isp.nsc.ru
630090 Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13

Прокопьев Евгений Петрович
Московский Государственный Институт
Электронной техники, ФГУП ГНЦ РФ
Институт теоретической и
Экспериментальной Физики им.
А.И.Алиханова
495 5311104
epprokopiev@mail.ru
124575, Москва. К-575, корп.903, кв.18

Пугач Наталия Григорьевна
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 9394787
pugach@magn.ru
119992, Москва ГСП-2, Ленинские Горы

Пунегов Василий Ильич
Коми научный центр УрО РАН
8212 222716, 215740
punegov@rambler.ru
167982, Сыктывкар, ул. Коммунистическая
д.24

Пушко Сергей Вячеславович
ЗАО “Нанотехнология МДТ”
495 913-57-36, 37,38 раб.
pushko@ntmdt.ru
124482, Москва, Зеленоград, корп.317А, а/я
158

Раскин Денис Генадьевич
Институт физики микроструктур РАН
831 438-56-03
redfenix@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Резник Александр Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385037+232
reznik@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Рехвиашвили Серго Шотович
Кабардино-Балкарский госуниверситет
866 274-05-74
rsergo@mail.ru
360000, КБР, Нальчик, ул. Пачева 28/8

Романова Юлия Юрьевна

Институт физики микроструктур РАН
831 4385037+230
jul@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Рощупкин Дмитрий Валентинович

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
496 5244058
rochtch@iptm.ru
142432 Черноголовка, М.О., Ногинский р-н,
ул. Институтская, 6

Румянцев Юрий Андреевич

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
+7-926-590-98-68
m_x_ch@mail.ru
yarumyantsev@rttv.ru

Рыжов Денис Андреевич

Институт физики микроструктур РАН
831 43385185+227
ryzhov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Рябokonь Валерий Николаевич

ЗАО “Нанотехнология МДТ”
+7-916-319-08-71
rbk@ntmdt.ru
124460 Москва, Зеленоград, корп. 1113, кв.
156

Рябоштан Юрий Леонидович

ООО "Сигм плюс"
495 333-33-25
Yu.Ryaboshstan@siplus.ru
117342, Москва, ул. Введенского, 3

Рязанов Валерий Владимирович

Институт физики твердого тела РАН
496 5222574
ryazanov@issp.ac.ru
Институтская 2, Черноголовка, Московской
обл., 142432

Савицкая Наталья Евгеньевна

Петербургский институт ядерной физики им.
Б.П.Константинова РАН
813 7146096
savitska@thd.pnpi.spb.ru
188300, Гатчина, Орлова роща

Сагдуллин Тимур Анатольевич

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
495 962-8074, +7-926-562-2650
tsagdullin@iptm.ru
142432 Черноголовка, М.О., Ногинский р-н,
ул. Институтская, 6

Садовский Иван Александрович

Институт теоретической физики им.
Л.Д.Ландау
+7-926-384-22-08
sddv@mail.ru
142432, М.О., Черноголовка, пр. ак.
Семенова, 1-а

Салашенко Николай Николаевич

Институт физики микроструктур РАН
salashch@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Самохвалов Алексей Владимирович

Институт физики микроструктур РАН
831 4386750
samokh@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Сапожников Максим Викторович

Институт физики микроструктур РАН
831 385185+240
msap@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Саранин Александр Александрович

Институт автоматики и процессов
управления ДВО РАН
4232 310426, 558457моб.
saranin@iacp.dvo.ru
690041, Владивосток, ул. Радио 5

Сарычев Андрей Карлович

Институт теоретической и прикладной
электродинамики РАН
495 484-1722
sarychev_andrey@yahoo.com
Москва 125412, Ижорская ул. 13

Сатанин Аркадий Михайлович

Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 2602351
arkady@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Семенов Валентин Георгиевич

Санкт-Петербургский государственный
университет
812 428-67-77, 428-69-39ф
val_sem@mail.ru
Университетский пр. 26, 198504, Санкт-
Петербург

Сибельдин Николай Николаевич

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
499 135-10-59
sibeldin@sci.lebedev.ru
Ленинский пр., 53 Москва, 119991

Сивков Виктор Николаевич
Сыктывкарский государственный
университет
8212 23-71-48
svn@syktsu.ru
167001, Сыктывкар, Октябрьский пр. 55

Силаев Михаил Андреевич
Институт физики микроструктур РАН
+79108761366
msilaev@mail.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Сипрова Светлана Викторовна
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 4621713
vikssi@yandex.ru
603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Смирнов Константин Владимирович
Московский педагогический
государственный университет
495 2461202
smirnov@scontel.ru
119992 Москва, ул. М.Пироговская, д.29

Смирнова Ирина Алексеевна
Институт физики твердого тела РАН
496 522-74-11
irina@issp.ac.ru
142432, г. Черноголовка, Московская обл.,
ул. Институтская д.2

Снигирев Анатолий Александрович
ESRF
+33 476882627, 476882542ф
snigirev@esrf.fr
BP 220 38043 Grenoble, France

Соболев Николай Алексеевич
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 2973885
nick@sobolev.ioffe.rssi.ru
194021 С.-Петербург, ул. Политехническая
д.26

Сошников Илья Петрович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
ipsosh@beam.ioffe.rssi.ru
ул. Политехническая, 26, 194021 С.-
Петербург

Спиваков Александр Георгиевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385037
spag@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Суворов Эрнест Витальевич
Институт физики твердого тела РАН
496 522 2960
suvorov@issp.ac.ru
142432 Черноголовка, Московская область

Титков Александр Николаевич
Физико-технический институт
им.А.Ф.Иоффе РАН
812 2927317
Alexander.titkov@mail.ioffe.ru
194021, С.-Петербург, Политехническая 26

Тиходеев Сергей Григорьевич
Институт общей физики им. А.М.Прохорова
РАН
499 503-8102
tikh@gpi.ru
ул. Вавилова, 38, 119991 Москва

Тихомиров Алексей Александрович
ЗАО “Нанотехнология МДТ”
495 913-57-36, 37,38 раб.
leon@ntmdt.ru
124482,г. Москва, Зеленоград, корп.317А, а/я
158

Торопов Михаил Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
831 438-56-03
write75@rambler.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Трушин Владимир Николаевич
Научно-исследовательский физико-
технический институт Нижегородского
государственного университета им.
Н.И.Лобачевского
831 4656151
trushin@phys.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23/3

Удалов Олег Георгиевич
Институт физики микроструктур РАН
+79050102001
udalov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Уздин Валерий Моисеевич
С.-Петербургский государственный
университет
812 373-36-92
v_uzdin@mail.ru
196135 С.-Петербург, ул. Типанова 3-52

Уздин Сергей Валерьевич
С.-Петербургский государственный
университет
812 7271262
s_uzdin@icape.nw.ru
196188 С.-Петербург, Московское шоссе 30-
30

Успенская Людмила Сергеевна
Институт физики твердого тела РАН
+7 916 645 96 97
uspenska@issp.ac.ru
Черноголовка, М.О., 142432

Курин Владислав Викторович
Институт физики микроструктур РАН
831 4385185+225
tolik@ipm.sci-nnov.ru
kurin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Ушаков Дмитрий Владимирович
Белорусский государственный университет
+375 17 2787742
UshakovDV@bsu.by
пр. Независимости 4, 220030 Минск,
Беларусь

Фатеев Денис Васильевич
Институт радиотехники и электроники РАН,
Саратовский филиал
8452 511179
FateevDV@yandex.ru
410019, Россия, Саратов, ул. Зеленая 38

Филатов Дмитрий Олегович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
+7-910-797-9536
dmitry_filatov@inbox.ru
603950 Н.Новгород, пр. Гагарина, 23

Фомин Лев Александрович
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
496 5244255
fomin@ipmt-hpm.ac.ru
142432 Черноголовка, М.О., Ногинский р-н,
ул. Институтская, 6

Фоминов Яков Викторович
Институт теоретической физики им.
Л.Д.Ландау РАН
+7-910-466-14-89
fominov@landau.ac.ru
142432, М.О., Черноголовка, пр. ак.
Семенова, 1-а

Фраерман Андрей Александрович
Институт физики микроструктур РАН
831 2475802
andr@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Фролова Елена Владимировна
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 4656255
mal_ik@mail.ru
603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Хазанова Софья Владиславовна
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 465-63-74
khazanova@phys.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Хайдуков Юрий Николаевич
Объединенный институт ядерных
исследований РАН
496 21 62-875
khaiduk@nf.jinr.ru
ул. Жолио-Кюри 6, 141980, г. Дубна
Московская область.

Хапугин Олег Евгеньевич
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
+7 905 666 82 77
oillukoil@yandex.ru
603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Харинцев Сергей Сергеевич
Казанский государственный университет
843 2315214
red@ksu.ru
420008, Казань, Кремлевская ул., 16,
ком.1008

Хомицкий Денис Владимирович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 465-62-55
khomitsky@phys.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Хохлов Дмитрий Ремович
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 939-11-51
khokhlov@mig.phys.msu.ru
Ленинские горы, 1, стр.2, Москва 119991

Хышов Андрей Александрович
Институт физики микроструктур РАН
831 4385185
khysh@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Цырлин Георгий Эрнстович
СПб Физико-технический НОЦ РАН
812 6019759
cirlin@beam.ioffe.ru
Санкт-Петербург, 194021 ул. Хлопина д.5 к.3

Чернега Николай Владимирович
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
495 132-65-51
tchera@mail1.lebedev.ru
Москва, 119991, Ленинский пр. 53

Чиненков Максим Юрьевич
ФГУП НИИФП им. Ф.В.Лукина
495 5329858
chinenkov@inbox.ru
124489, Москва, Зеленоград, проезд 4806, д.6

Чукалина Марина Валерьевна
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
+7-916-8066735
marina@ipmt-hpm.ac.ru
142432 Черноголовка, М.О., Ногинский р-н,
ул. Институтская, 6

Чуприк Анастасия Александровна
Московский физико-технический институт,
УНЦ «Нанотехнологии в электронике»
+7-926-188-86-23
potrebich@mail.ru

Чупрунов Евгений Владимирович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 4656151
chuprun@phys.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Чхало Николай Иванович
Институт физики микроструктур РАН
831 438-56-03
chkhalo@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Шалеев Михаил Владимирович
Институт физики микроструктур РАН
831 4385037+183
shaleev@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Шалыгина Ольга Александровна
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
+79104693310
olga@vega.phys.msu.ru
г. Москва, 119991, ГСП-1, Ленинские Горы

Шальнев Иван Владимирович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 292-73-82
brunkov@mail.ioffe.ru
194021 С-Петербург, Политехническая 26

Шастин Валерий Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385037
shastin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Шахмин Алексей Александрович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 292-73-82
alshakhmin@yahoo.com
194021, С.-Петербург, ул. Политехническая
26

Шашкин Владимир Иванович
Институт физики микроструктур РАН
sha@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Швецов Александр Владимирович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 23-344315
alexshdze@mail.ru
603950, Н.Новгород, пр.Гагарина 23

Шестов Сергей Викторович
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
499 132 6597
sshestov@dgap.mipt.ru
119991 Москва, Ленинский пр., 53

Шмагин Вячеслав Борисович
Институт физики микроструктур РАН
831 4385037 +252
shm@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105

Шмаенок Леонид Айзикович
Физико-технический институт им. А.Ф.
Иоффе РАН
PhysTeX, Netherlands
812 2479992
phystex@knoware.nl
ул. Политехническая 26, С.-Петербург,
194021, Россия

Шмелев Евгений Игоревич
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 4393652, 4656153
shmelev@hotmail.ru
603950 Н.Новгород, ГСП-20, пр. Гагарина,
23

Штейнман Эдуард Александрович
Институт физики твердого тела РАН
496 5223244
steinman@issp.ac.ru
Черноголовка, Московской обл., ул.
Институтская, д.2

Штенберг Валерия Борисовна
ННГАСУ
831 4305502
shten@yandex.ru
603083, Н.Новгород, ул.Прыгунова, д.25,
кв.47

Шулаков Евгений Владимирович

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
496 52 22885

shulakov@iptm-hpm.ac.ru

142432 Черноголовка, М.О., Ногинский р-н,
ул. Институтская, 6

Шур Владимир Яковлевич

Уральский государственный университет им.
А.М.Горького
343 2617436

vladimir.shur@usu.ru

пр. Ленина 51, 620083, Екатеринбург

Щеглов Дмитрий Владимирович

Институт физики полупроводников СО РАН
383 3309082

sheglov@thermo.isp.nsc.ru

630090 Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13

Щелкачёв Николай Михайлович

Landau Institute for Theoretical Physics
495 702-93-17

nms@itp.ac.ru

142432, М.О., Черноголовка, пр. ак.
Семенова д.1-а

Югай Климентий Николаевич

Омский государственный университет им.
Ф.М.Достоевского
3812 225673

yugay@omsu.ru

644077, Россия, Омск, пр. Мира, 55а

Юрасов Дмитрий Владимирович

Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
8312 4385535

drozdyyu@ipm.sci-nnov.ru

603950, Н.Новгород, ГСП–105

Яблонский Артем Николаевич

Институт физики микроструктур РАН
831 4385037

yablonsk@ipm.sci-nnov.ru

603950, Н.Новгород, ГСП–105

Яснеевич Ирина Николаевна

Физико-технический институт им.

А.Ф.Иоффе РАН

812 292 97 74

Irina.Yassievich@mail.ioffe.ru

194021 С.-Петербург, Политехническая, 26

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

A		Kononenko V.K.		485
Abrosimov N.V.	35	Kulik L.		6
Aizin G.R.	353	M, N		
Antonov V.	6	Massonnat J-Y.		202
B		Nicola M.A.		202
Baidus N.V.	83	P		
Baranov A.N.	146	Patriarche J.		27
Belenky G.	173	Pavlov S.G.		182, 364
C		Peeters F.M.		376
Calleja J.M.	83	Phillips P.J.		182
Claustre L.	202	Pudonin F.A.		410
D		R		
Deguffroy N.	146	Romero I.		505
Demina P.B.	83	S		
Dorokhin M.V.	83	Sadofyev Yu.G.		503
Duzhev N.A.	410	Samal N.		503
Dyakonova N.	331	Sartel C.		27
E		Satpati B.		146
Eaves L.	13	Shubin A.B.		410
G		Stallinga P.		168
García de Abajo F.J.	339, 505	Steinman E.A.		35
Genoe Jan	110	Sustersic N.		362
Giblin S.	6	T		
Golan Y.	515	Tchernycheva M.		27
Gregorkiewicz T.	168, 489	Tereshchenko A.N.		35
H		Timmerman D.		168
Harmand J.C.	27	Tournié E.		146
Hashiba H.	6	Trampert A.		146
Hübers H.-W.	182, 364	V		
I, J		Van Der Kleij H-P.		202
Izeddin I.	168	Van Vaerenbergh P.		202
Jantsch W.	489	Vasilevskiy M.I.		83
K		Vaughan G.		202
Kleinschmidt P.	6	Viña L.L.		83
Knap W.	331, 335	W		
Kolodzey J.	362	Waag A.		79
Komiyama S.	6	Werner P.		23,31

Z

Zacharias M.	511
Zakharov N.D.	23,31
Zhao Yidong	255
Zheng Lei	255

A

Агеев О.А.	406, 408
Айнбиндер Р.М.	373, 384
Акципетро О.А.	94, 275
Аладышкин А.Ю.	53
Алексеев А.М.	410, 412, 445
Алешкин В.Я.	180, 297, 301, 311, 503, 229, 599
Алябина Н.А.	455
Андреев Б.А.	489, 503
Андреев И.А.	497
Андреева М.А.	218
Андронов А.А.	313, 349
Андрюшечкин Б.В.	465, 467
Анкудинов А.В.	146
Антипов В.В.	61, 206
Антонов А.А.	180
Антонов А.В.	31, 301, 331
Антонов Д.А.	414, 451
Анчарова У.В.	198
Апель П.Ю.	165
Аристов В.В.	190
Арнальдсон А.	281
Арсентьев И.Н.	513
Артемов Е.М.	259
Аруев П.Н.	217
Афоненко А.А.	297
Ахсахалян А.А.	194
Ахсахалян А.Д.	192, 194

Б

Бабанов Ю.А.	216
Багаева Т.Ю.	353
Байдакова Н.А.	487
Бакланов М.Р.	128
Барышева М.М.	196

Zacharias M.	511
Zakharov N.D.	23,31
Zhao Yidong	255
Zheng Lei	255

A

Агеев О.А.	406, 408
Айнбиндер Р.М.	373, 384
Акципетро О.А.	94, 275
Аладышкин А.Ю.	53
Алексеев А.М.	410, 412, 445
Алешкин В.Я.	180, 297, 301, 311, 503, 229, 599
Алябина Н.А.	455
Андреев Б.А.	489, 503
Андреев И.А.	497
Андреева М.А.	218
Андронов А.А.	313, 349
Андрюшечкин Б.В.	465, 467
Анкудинов А.В.	146
Антипов В.В.	61, 206
Антонов А.А.	180
Антонов А.В.	31, 301, 331
Антонов Д.А.	414, 451
Анчарова У.В.	198
Апель П.Ю.	165
Аристов В.В.	190
Арнальдсон А.	281
Арсентьев И.Н.	513
Артемов Е.М.	259
Аруев П.Н.	217
Афоненко А.А.	297
Ахсахалян А.А.	194
Ахсахалян А.Д.	192, 194

Б

Бабанов Ю.А.	216
Багаева Т.Ю.	353
Байдакова Н.А.	487
Бакланов М.Р.	128

Вдовин В.И.	455
Вдовичев С.Н.	374, 427, 428
Вдовичева Н.К.	457
Ведяев А.В.	390
Вербус В.А.	176
Ветошкин В.М.	443
Винниченко М.Я.	173
Виноградов А.Н.	273
Винокуров Д.А.	513
Вихрова О.В.	118, 271
Водолазов Д.Ю.	376
Волгунов Д.Г.	192
Волк Т.Р.	418
Волков В.А.	132
Волков П.В.	327
Волкова Е.В.	139, 499
Володин В.С.	166
Вопилкин Е.А.	366, 471
Воробьев Л.Е.	173
Воробьева Н.В.	110
Воронцов Д.А.	416
Востоков Н.В.	366, 471
Вялых Д.В.	243
Г	
Гавриленко В.И.	180, 297, 299, 301, 317, 331, 351, 499, 503
Гавриленко Л.В.	301
Гайнутдинов Р.В.	418, 420, 422
Гайслер В.А.	8
Галиуллин Э.Г.	190
Ганичев С.Д.	12, 17
Ганьшина Е.А.	273
Гапонов С.В.	453
Гастев С.В.	265
Гатилов П.Ю.	128
Гатин А.К.	424
Гатиятов Р.Г.	100
Германенко А.В.	303
Гилляйнс В.	53

Вдовичев С.Н.	374, 427, 428
Вдовичева Н.К.	457
Ведяев А.В.	390
Вербус В.А.	176
Ветошкин В.М.	443
Винниченко М.Я.	173
Виноградов А.Н.	273
Винокуров Д.А.	513
Вихрова О.В.	118, 271
Водолазов Д.Ю.	376
Волгунов Д.Г.	192
Волк Т.Р.	418
Волков В.А.	132
Волков П.В.	327
Волкова Е.В.	139, 499
Володин В.С.	166
Вопилкин Е.А.	366, 471
Воробьев Л.Е.	173
Воробьева Н.В.	110
Воронцов Д.А.	416
Востоков Н.В.	366, 471
Вялых Д.В.	243
Г	
Гавриленко В.И.	180, 297, 299, 301, 317, 331, 351, 499, 503
Гавриленко Л.В.	301
Гайнутдинов Р.В.	418, 420, 422
Гайслер В.А.	8
Галиуллин Э.Г.	190
Ганичев С.Д.	12, 17
Ганьшина Е.А.	273
Гапонов С.В.	453
Гастев С.В.	265
Гатилов П.Ю.	128
Гатин А.К.	424
Гатиятов Р.Г.	100
Германенко А.В.	303
Гилляйнс В.	53

Демидова Н.Е.	305
Дёмина П.Б.	118
Демиховский В.Я.	307, 355
Демишев С.В.	104
Денисов Г.Г.	325
Денисов С.А.	507
Джонсон Х.	281
Джунь И.О.	437
Дидье К.	465
Додин Е.П.	313
Докукина А.Е.	437
Домрачева Я.В.	475
Дорофеев И.А.	204, 309
Дорохин М.В.	118
Дрозд А.Н.	297
Дроздов Ю.Н.	23, 31, 271, 313, 366, 371, 374, 471, 495
Дружнов Д.М.	263
Друзь Б.	461
Дубинов А.А.	297, 295, 299, 311
Дубонос С.В.	378
Дунаевский М.С.	435, 439
Е	
Евтихийев В.П.	146
Егоров А.Ю.	469
Егоров В.А.	27
Егоров С.	49
Ежов А.А.	437
Езерский А.Б.	441
Елисеев В.С.	198
Ельцов К.Н.	465, 467
Ерко А.И.	239
Ермолаева О.Л.	156
Ефимов А.	412
Ж	
Жаров А.А.	87
Жарова Н.А.	87
Жигунов Д.М.	477, 511
Жмерик В.Н.	79

Дёмина П.Б.	118
Демиховский В.Я.	307, 355
Демишев С.В.	104
Денисов Г.Г.	325
Денисов С.А.	507
Джонсон Х.	281
Джунь И.О.	437
Дидье К.	465
Додин Е.П.	313
Докукина А.Е.	437
Домрачева Я.В.	475
Дорофеев И.А.	204, 309
Дорохин М.В.	118
Дрозд А.Н.	297
Дроздов Ю.Н.	23, 31, 271, 313, 366, 371, 374, 471, 495
Дружнов Д.М.	263
Друзь Б.	461
Дубинов А.А.	297, 295, 299, 311
Дубонос С.В.	378
Дунаевский М.С.	435, 439
Е	
Евтихийев В.П.	146
Егоров А.Ю.	469
Егоров В.А.	27
Егоров С.	49
Ежов А.А.	437
Езерский А.Б.	441
Елисеев В.С.	198
Ельцов К.Н.	465, 467
Ерко А.И.	239
Ермолаева О.Л.	156
Ефимов А.	412
Ж	
Жаров А.А.	87
Жарова Н.А.	87
Жигунов Д.М.	477, 511
Жмерик В.Н.	79

Ильющенко Д.С.	265
Илюхина О.В.	231
Иржак Д.В.	61, 206, 239
Исаков М.А.	507
Истомин Л.А.	319
К	
Каверин Б.С.	441
Казаков Е.Д.	208
Казаков И.П.	481
Калугин В.В.	231
Калядин А.Е.	501
Калямин А.В.	166
Каменских И.А.	511
Кандауров А.А.	433
Карбань О.В.	443
Каретникова И.Р.	277
Карзанов В.В.	305
Карминская Т.Ю.	380
Карпович И.А.	319, 357
Каськов И.А.	222
Кашин С.М.	321
Кашкаров П.К.	437, 477, 511
Кидикимо Дж.	345
Кижаев С.С.	497
Киррен Б. Б.	465
Кислинский Ю.В.	57
Климов А.Ю.	253, 374, 428
Клюев А.В.	323
Клюенков Е.Б.	1, 192, 210, 222, 224
Ковалев А.И.	515
Ковалев В.И.	273
Ковалевский С.А.	77, 424
Коваленко Н.В.	217
Кожевин В.М.	265
Козлов В.А.	135, 176
Козлов Д.В.	180, 483
Козуб В.И.	265
Колмычек И.А.	94
Колокольников Ю.М.	217

Илюхина О.В.	231
Иржак Д.В.	61, 206, 239
Исаков М.А.	507
Истомин Л.А.	319
К	
Каверин Б.С.	441
Казаков Е.Д.	208
Казаков И.П.	481
Калугин В.В.	231
Калядин А.Е.	501
Калямин А.В.	166
Каменских И.А.	511
Кандауров А.А.	433
Карбань О.В.	443
Каретникова И.Р.	277
Карзанов В.В.	305
Карминская Т.Ю.	380
Карпович И.А.	319, 357
Каськов И.А.	222
Кашин С.М.	321
Кашкаров П.К.	437, 477, 511
Кидикимо Дж.	345
Кижаев С.С.	497
Киррен Б. Б.	465
Кислинский Ю.В.	57
Климов А.Ю.	253, 374, 428
Клюев А.В.	323
Клюенков Е.Б.	1, 192, 210, 222, 224
Ковалев А.И.	515
Ковалев В.И.	273
Ковалевский С.А.	77, 424
Коваленко Н.В.	217
Кожевин В.М.	265
Козлов В.А.	135, 176
Козлов Д.В.	180, 483
Козуб В.И.	265
Колмычек И.А.	94
Колокольников Ю.М.	217

Кухаренко Л.В.	447, 449
Куюмчян А.В.	212
Л	
Ладутенко К.С.	146
Лазарук С.К.	449
Лапшина М.А.	416, 451
Ластовкин А.А.	317
Латышев А.В.	128, 142, 463
Лачинов А.А.	110
Лачинов А.Н.	110
Лебединский Ю.Ю.	414
Левчук С.А.	263
Легкодымов А.А.	217
Лесников В.П.	263
Лешок А.А.	449
Лобанов Д.Н.	23, 31, 39, 362, 371, 495, 499
Лоос Й.	412
Лопатин А.Я.	210
Лукьянов А.Ю.	327, 471
Лундин В.В.	425
Лучин В.И.	208, 210
Лысова О.А.	418
Лях В.В.	217
М	
Майдыковский А.И.	94
Макаровский О.	13
Маковийчук М.И.	329
Максимов И.Л.	373
Максимова Г.М.	384
Маликов И.В.	287, 289
Малых А.В.	406
Мальте Д.	465
Маремьянин К.В.	299, 331, 351
Марков К.А.	305
Мармалюк А.А.	343
Маслов Д.А.	269
Маслова Н.Е.	477
Машин А.И.	345
Мельников А.С.	53, 386, 388, 392

Куюмчян А.В.	212
Л	
Ладутенко К.С.	146
Лазарук С.К.	449
Лапшина М.А.	416, 451
Ластовкин А.А.	317
Латышев А.В.	128, 142, 463
Лачинов А.А.	110
Лачинов А.Н.	110
Лебединский Ю.Ю.	414
Левчук С.А.	263
Легкодымов А.А.	217
Лесников В.П.	263
Лешок А.А.	449
Лобанов Д.Н.	23, 31, 39, 362, 371, 495, 499
Лоос Й.	412
Лопатин А.Я.	210
Лукьянов А.Ю.	327, 471
Лундин В.В.	425
Лучин В.И.	208, 210
Лысова О.А.	418
Лях В.В.	217
М	
Майдыковский А.И.	94
Макаровский О.	13
Маковийчук М.И.	329
Максимов И.Л.	373
Максимова Г.М.	384
Маликов И.В.	287, 289
Малых А.В.	406
Мальте Д.	465
Маремьянин К.В.	299, 331, 351
Марков К.А.	305
Мармалюк А.А.	343
Маслов Д.А.	269
Маслова Н.Е.	477
Машин А.И.	345
Мельников А.С.	53, 386, 388, 392

Обознов А.	42
Оболенский С.В.	135, 139, 499
Объедков А.М.	441
Овсянников Г.А.	57
Овчинников С.Г.	108
Одинцова Е.Г.	218
Ожегов Р.В.	396
Орешкин А.И.	69
Орлов Л.К.	455
Орлов М.Л.	335
Ортега Л.	239
Остапенко И.О.	437
П	
Павлова Н.С.	226
Паневин В.Ю.	173
Панов В.И.	437
Панченко В.Я.	477
Панчук В.В.	166
Папхави Т.	173
Пархоменко Я.А.	497
Пентин И.В.	396
Перов А.А.	337
Перцов А.А.	255
Пестов А.Е.	220, 222, 224, 237
Петров В.В.	406
Петров В.Н.	261
Петрова Е.В.	198
Пивкина А.Н.	420
Пименов С.М.	461
Пиндюрин В.Ф.	198, 217
Платонов В.В.	139, 499
Погорелый Д.К.	226
Подольский В.В.	263, 271
Подурец К.М.	226
Полищук О.В.	186
Полковников В.Н.	224, 227
Поляков В.В.	408
Пономарёв О.А.	77
Пономарев Ю.В.	158, 229, 241

Оболенский С.В.	135, 139, 499
Объедков А.М.	441
Овсянников Г.А.	57
Овчинников С.Г.	108
Одинцова Е.Г.	218
Ожегов Р.В.	396
Орешкин А.И.	69
Орлов Л.К.	455
Орлов М.Л.	335
Ортега Л.	239
Остапенко И.О.	437
П	
Павлова Н.С.	226
Паневин В.Ю.	173
Панов В.И.	437
Панченко В.Я.	477
Панчук В.В.	166
Папхави Т.	173
Пархоменко Я.А.	497
Пентин И.В.	396
Перов А.А.	337
Перцов А.А.	255
Пестов А.Е.	220, 222, 224, 237
Петров В.В.	406
Петров В.Н.	261
Петрова Е.В.	198
Пивкина А.Н.	420
Пименов С.М.	461
Пиндюрин В.Ф.	198, 217
Платонов В.В.	139, 499
Погорелый Д.К.	226
Подольский В.В.	263, 271
Подурец К.М.	226
Полищук О.В.	186
Полковников В.Н.	224, 227
Поляков В.В.	408
Пономарёв О.А.	77
Пономарев Ю.В.	158, 229, 241

Салашенко Н.Н.	1, 192, 194, 204, 208, 210, 220, 222, 224, 227, 237, 253
Самогуи А.	251
Самохвалов А.В.	46, 53, 374, 386
Самсоненко Ю.Б.	27, 435, 347
Сапожников М.В.	263, 271
Саранин А.А.	5
Сатанин А.М.	196, 321, 370
Светличный А.М.	408
Сдобняков В.В.	305
Седова И.В.	79
Семенов В.Г.	166
Семенов Н.Н.	299, 441
Семиногов В.Н.	477
Сергеева Е.А.	463
Сибельдин Н.Н.	39
Сивков В.Н.	243
Сивков Д.В.	235243
Силаев М.А.	126, 392
Силанек А.В.	53
Сипрова С.В.	345
Ситникова А.А.	475
Скороходов Е.В.	261
Сливинская Е.В.	396
Смехова А.Г.	218
Смирнов К.В.	396
Смирнов В.А.	408
Смирнова А.И.	249
Смирнова И.А.	247
Снигирев А.	60, 202
Снигирева И.	202
Соболев Н.А.	501
Соколов В.И.	477
Соколова З.Н.	173
Солнышкова Л.В.	337
Сорокин С.В.	79
Сорокина К.Л.	422
Сошников И.П.	27, 435, 347

Салашенко Н.Н.	1, 192, 194, 204, 208, 210, 220, 222, 224, 227, 237, 253
Самогуи А.	251
Самохвалов А.В.	46, 53, 374, 386
Самсоненко Ю.Б.	27, 435, 347
Сапожников М.В.	263, 271
Саранин А.А.	5
Сатанин А.М.	196, 321, 370
Светличный А.М.	408
Сдобняков В.В.	305
Седова И.В.	79
Семенов В.Г.	166
Семенов Н.Н.	299, 441
Семиногов В.Н.	477
Сергеева Е.А.	463
Сибельдин Н.Н.	39
Сивков В.Н.	243
Сивков Д.В.	235243
Силаев М.А.	126, 392
Силанек А.В.	53
Сипрова С.В.	345
Ситникова А.А.	475
Скороходов Е.В.	261
Сливинская Е.В.	396
Смехова А.Г.	218
Смирнов К.В.	396
Смирнов В.А.	408
Смирнова А.И.	249
Смирнова И.А.	247
Снигирев А.	60, 202
Снигирева И.	202
Соболев Н.А.	501
Соколов В.И.	477
Соколова З.Н.	173
Солнышкова Л.В.	337
Сорокин С.В.	79
Сорокина К.Л.	422

Ундалов Ю.К.	473
Успенская Л.	49
Устинов В.В.	216
Устинов В.М.	27, 347
Уткин А.А.	349
Ушаков Д.В.	351
Ф	
Фатеев Д.В.	353
Федотов А.А.	406
Филатов Д.О.	414, 416, 451, 507
Филлипов С.А.	305
Фирсов А.А.	382
Фирсов Д.А.	173
Фомин Л.А.	287, 289
Фоминов Я.В.	125
Фраерман А.А.	53, 279, 291, 374
Фролов В.Д.	461
Фролова Е.В.	355
Фуджикава Я.	69
Х	
Хазанова С.В.	509
Хапугин О.Е.	357
Харитонов А.И.	192
Хвальковский А.В.	293
Хизриев К.Ш.	114
Хомицкий Д.В.	118, 359
Хохлов Д.Р.	17
Хрыкин О.И.	327, 366, 471
Худяков А.Е.	108
Хышов А.А.	361
Ц	
Цацульников А.Ф.	425
Цветков В.А.	39
Цехош В.И.	481
Циркунова Н.Г.	447, 449
Цыбин Н.Н.	210
Цымбалов Г.М.	353
Цыпленков В.В.	182, 364
Цырлин Г.Э.	27, 200, 347, 435

Успенская Л.	49
Устинов В.В.	216
Устинов В.М.	27, 347
Уткин А.А.	349
Ушаков Д.В.	351
Ф	
Фатеев Д.В.	353
Федотов А.А.	406
Филатов Д.О.	414, 416, 451, 507
Филлипов С.А.	305
Фирсов А.А.	382
Фирсов Д.А.	173
Фомин Л.А.	287, 289
Фоминов Я.В.	125
Фраерман А.А.	53, 279, 291, 374
Фролов В.Д.	461
Фролова Е.В.	355
Фуджикава Я.	69
Х	
Хазанова С.В.	509
Хапугин О.Е.	357
Харитонов А.И.	192
Хвальковский А.В.	293
Хизриев К.Ш.	114
Хомицкий Д.В.	118, 359
Хохлов Д.Р.	17
Хрыкин О.И.	327, 366, 471
Худяков А.Е.	108
Хышов А.А.	361
Ц	
Цацульников А.Ф.	425
Цветков В.А.	39
Цехош В.И.	481
Циркунова Н.Г.	447, 449
Цыбин Н.Н.	210
Цымбалов Г.М.	353
Цыпленков В.В.	182, 364
Цырлин Г.Э.	27, 200, 347, 435

Шолина А.Е.	118
Штенберг В.Б.	370
Шубина Т.В.	79
Шулаков Е.В.	212, 247
Шур В.Я.	148
Щ	
Щеглов Д.В.	463
Щербачев К.Д.	343
Ю	
Югай К.Н.	398, 400, 402, 404
Юнкин В.	202
Юрасов Д.В.	371
Я	
Яблонский А.Н.	23, 31, 489, 495, 499
Яблонский Г.П.	79
Явсин Д.А.	265
Якимов А.В.	323, 368
Якимов А.И.	19
Яковлев Ю.П.	497
Якушев О.Ф.	208
Ятсиевич И.Н.	168, 265