

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА*

XIII Международный Симпозиум

16 – 20 марта 2009 г.

Нижний Новгород

Том 2

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

Комитет по проведению Симпозиума

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

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

Программный комитет:

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

Организационный комитет:

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

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

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

ПРОГРАММА И СОДЕРЖАНИЕ

17 марта, вторник – 2 стендовая сессия

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ, НАНОФОТОНИКА

Вт 1	A.Zadrazil, <u>R.M.Ainbinder</u> , F.Stepanek <i>Chemical Robotics Laboratory, Institute of Chemical Technology, Prague Czech Republic</i> Experimental and theoretical investigation of active polymer microsponges	307
Вт 2	А.Б.Акимов ¹ , A.S.Vengurlekar ² , T.Weiss ³ , Н.А.Гиппиус ¹ , С.Г.Тиходеев ¹ ¹ Институт общей физики РАН, Москва, Россия ² Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, India ³ Physics Institute, University of Stuttgart, Germany Оптические свойства металлodieлектрических фотонно-кристаллических слоистых структур меандрового типа	308
Вт 3	<u>К.М.Алиев</u> , И.К.Камилов, Х.О.Ибрагимов, Н.С.Абакарова <i>Институт физики ДНЦ РАН, Махачкала</i> Отклик нелинейных систем с туннельным переносом тока на внешние возмущения.	310
Вт 4	<u>А.В.Андреанов</u> ¹ , А.А.Белянин ² , В.В.Кочаровский ^{1,2} , Вл.В.Кочаровский ¹ ¹ Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия ² Физический факультет Техасского A&M университета, Колледж Стейшэн, США Оптимизация дифракционно-решеточных схем вывода излучения разностной частоты с поверхности диодных лазеров с внутрирезонаторным смещением мод	311
Вт 5	<u>И.В.Антонова</u> ¹ , М.Б.Гуляев ¹ , Д.В.Марин ¹ , А.Г.Черков ¹ , В.А.Скуратов ² , J.Jedrzejewski ³ , I.Balberg ³ ¹ Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия ² Объединенный центр ядерных исследований, Дубна, Россия ³ The Racah Institute of Physics, The Hebrew University, Jerusalem, Israel Изменения в морфологии, распределении, оптических и электронных свойствах нанокристаллов кремния в SiO₂ при их модификации облучением ионами высоких энергий	313
Вт 6	Н.А.Бекин <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Инверсная населенность состояний и усиление на примесно-зонных переходах в квантово-каскадных гетероструктурах Si/GeSi(111) n-типа	315
Вт 7	В.Я.Алешкин, Д.И.Бурдейный <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Теоретическое исследование резонанса Фано в спектре примесной фотопроводимости акцепторов в объемном материале p-GaAs	317
Вт 8	П.В.Волков, А.В.Горюнов, В.М.Данильцев, А.Ю.Лукьянов, Д.А.Пряхин, А.Д.Тертышник, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Оптический мониторинг процессов плазмохимического травления	319
Вт 9	<u>С.В.Оболенский</u> ¹ , Н.В.Востоков ² , А.В.Мурель ² , В.И.Шашкин ² ¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия ² Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия Токотенос в диодах Мотта: эффекты горячих электронов	320
Вт 10	<u>А.П.Горшков</u> , И.А.Карпович, Д.О.Филатов, Е.Е.Гладышев <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия</i> Влияние электрического поля и температуры на эмиссию фотовозбужденных носителей из квантовых точек InAs/GaAs	322
Вт 11	А.А.Гуткин, М.Э.Рудинский, П.Н.Брунков <i>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН. С-Петербург, Россия</i> Особенности вольт-емкостных характеристик МДП-структур на вырожденном полупроводнике с квантово-размерным аккумулирующим слоем	324

Вт 12	Е.С.Демидов, А.Н.Михайлов, А.И.Белов, Н.Е.Демидова, Ю.И.Чигиринский, А.Н.Шушунов, Д.И.Тетельбаум, О.Н.Горшков, С.А.Филлипов <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия</i> Фотолюминесценция пористого кремния, пропитанного теллуридным стеклом с примесями эрбия и иттербия	326
Вт 13	А.А.Добровольский ¹ , В.И.Черничкин ¹ , Z.Dashevsky ² , V.Kasiyan ² , Л.И.Рябова ¹ , Д.Р.Хохлов ¹ ¹ <i>Физический факультет, Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия</i> ² <i>Department of Materials Engineering, Ben-Gurion University, Israel</i> Импеданс-спектроскопия фоточувствительных наноструктур на основе PbTe(In)	328
Вт 14	И.А.Дорофеев <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Об уширении и сдвиге уровней квантовой системы вблизи твёрдого тела при произвольной температуре	330
Вт 15	И.А.Дорофеев <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Резонансы в спектре состояний термостимулированного поля твёрдого тела как особенности двухвременных функций Грина	332
Вт 16	М.В.Дорохин ^{1,2} , П.Б.Дёмина ¹ , Н.В.Байдусь ¹ , О.В.Вихрова ¹ , Ю.А.Данилов ^{1,2} , Б.Н.Звонков ¹ , М.М.Прокофьева ² , А.Е.Шолина ² , К.В.Сидоренко ^{1,2} ¹ <i>НИФТИ ННГУ им.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия</i> ² <i>Физический факультет ННГУ им. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия</i> Инжекционная электролюминесценция в квантово-размерных структурах InGaAs/GaAs с контактом металл/полупроводник и металл/окисел/полупроводник	334
Вт 17	М.Н.Дроздов, В.М.Данильцев, Ю.Н.Дроздов, Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Повышение разрешения по глубине при послойном элементном анализе полупроводниковых наноструктур SiGe, GaN, (Al,In)GaAs методом ВИМС путем использования кластерных вторичных ионов и снижения «наведенной» шероховатости	336
Вт 18	Ю.Н.Дроздов, М.Н.Дроздов, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Анализ эпитаксиальных слоев GaN на сапфире с подслоями GaN и AlN	338
Вт 19	В.Я.Алешкин, А.А.Дубинов. <i>Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.</i> Генерация терагерцового излучения на разностной частоте в InGaAsP/InP лазере с InGaAs квантовыми ямами	340
Вт 20	А.В.Ершов, Д.И.Тетельбаум, И.А.Чугров <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия</i> Модификация люминесцентных свойств многослойных наноструктур SiO/Al₂O₃ и a-Si/Al₂O₃ путем водородной пассивации, ионного легирования и отжига	342
Вт 21	Жаров А.А. <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Наномаскировка	344
Вт 22	С.В.Заботнов ^{1,2} , Л.А.Головань ¹ , В.Ю.Тимошенко ^{1,2} , П.К.Кашкаров ^{2,1} ¹ <i>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия</i> ² <i>Российский научный центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия</i> Учет электродинамического запаздывания в описании оптических свойств анизотропных наноструктурированных полупроводников	346
Вт 23	В.Р.Закамов, В.И.Шашкин <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Исследования диодов с пониженной высотой барьера в планарном смесителе миллиметрового диапазона длин волн	348

- Вт 24** А.А.Андронов, Е.П.Додин, Д.И.Зинченко, Ю.Н.Ноздрин
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Ванье-Штарковский лазер на полупроводниковых сверхрешетках с узкими запрещенными минизонами
- Вт 25** И.В.Алтухов, М.С.Каган, С.К.Папроцкий, В.П.Синис
Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Москва, Россия
Кинетика ударной ионизации и рекомбинации для мелких акцепторов в Ge
- Вт 26** Г.А.Кичин^{1,4*}, T.Weiss², J.Henzie³, H.Gao³, T.Odom², H.Gissen³, С.Г.Тиходеев¹ 350
¹*Институт общей физики РАН, Москва, Россия*
²*4th Physics Institute, University of Stuttgart, Germany*
³*Northwestern University, Evanston, Illinois, USA*
⁴*Московский Физико-Технический Институт, Москва, Россия*
Металл-диэлектрические двумерные сверхрешетки. 1D и 2D модель
- Вт 27** Козлов В.А., Вербус В.А. 352
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Влияний нанометровых сферических рассеивателей на протекание туннельного тока в полупроводниковых барьерах
- Вт 28** В.Я.Алешкин¹, А.А.Антонов¹, В.И.Гавриленко¹, А.В.Иконников¹, Б.Н.Звонков¹, Д.В.Козлов¹, К.В.Маремьянин¹, O.Drachenko², M.Goiran³, J.Leotin³, G.Fashing², S.Winner², H.Sheider², J.Wosnitza², M.Helm² 354
¹*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*
²*Institute of Ion Beams and Material Research, Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, Dresden, Germany*
³*Laboratoire Nationale des Champs Magnetiques Pulses, Toulouse, France*
Циклотронный резонанс двумерных дырок в напряженных гетероструктурах InGaAs/GaAs с квантовыми ямами в сильных магнитных полях
- Вт 29** Н.И.Комаревский^{1,2}, T.Weiss³, T.Meyrath³, H.Giessen³, C.Grossmann³, С.Г.Тиходеев² 356
¹*Физический факультет МГУ им. Ломоносова, Россия*
²*Институт общей физики РАН, Москва, Россия*
³*4th Physics Institute, University of Stuttgart, Germany*
Применение метода матрицы рассеяния для расчета спектров и ближнего поля для оптического водородного сенсора
- Вт 30** Н.С.Гинзбург, Е.Р.Кочаровская, А.С.Сергеев 358
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия
Полупроводниковые и волоконные сверхизлучающие лазеры с распределенной обратной связью
- Вт 31** Л.В.Красильникова¹, Н.А.Байдакова¹, М.В.Степихова¹, З.Ф.Красильник¹, В.Ю.Чалков², В.Г.Шенгуров² 360
¹*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия*
²*Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия*
Особенности люминесцентных свойств структур Si/Si_{1-x}Ge_{1-x}:Er с высоким содержанием германия в условиях модулированного оптического возбуждения
- Вт 32** Л.В.Красильникова¹, А.Н.Яблонский¹, М.В.Степихова¹, З.Ф.Красильник¹, В.Ю.Чалков², В.Г.Шенгуров² 362
¹*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия*
²*Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия*
Спектроскопия возбуждения эрбиевой люминесценции в структурах Si/Si:Er и Si/Si_{1-x}Ge_{1-x}:Er
- Вт 33** С.А.Кривелевич, Р.В.Селюков 364
Ярославский филиал Физико - технологического института РАН, Ярославль, Россия
Вентильная фотоэдс в кремниевых структурах, содержащих скрытые слои, легированные кислородом и бором
- Вт 34** С.С.Криштопенко, В.И.Гавриленко, В.Я.Алешкин 366
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Влияние электрон-электронного взаимодействия на энергетический спектр в гетероструктурах InAs/AlSb с двумерным электронным газом

Вт 35	<u>К.Е.Кудрявцев</u> , В.Б.Шмагин, Д.В.Шенгуров, З.Ф.Красильник <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Предельно узкие линии электролюминесценции в Si:Er/Si диодных структурах	368
Вт 36	А.И.Водчиц ¹ , В.С.Горелик ² , А.Д.Кудрявцева ² , Н.В.Чернега ² ¹ <i>Институт физики им.Б.И.Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь</i> ² <i>Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия</i> Вынужденные рассеяния света в трехмерных фотонных кристаллах	370
Вт 37	<u>М.А.Кудряшов</u> ¹ , А.С.Тюрин ¹ , А.И.Машин ¹ , Дж.Кидикимо ² , Дж.Де Фильпо ² ¹ <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия</i> ² <i>Калабрийский университет, г. Козенца, Италия</i> Получение композитных сред на основе полиакрилонитрила и наночастиц серебра	372
Вт 38	В.А.Кукушкин <i>Учреждение РАН Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Эффективная конверсия инфракрасных импульсов в терагерцовые в волноводных гетероструктурах	374
Вт 39	В.М.Данильцев, М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов, Д.И.Курицын, Л.Д.Молдавская, В.И.Пашкин, А.Н.Яблонский <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Исследование кинетики фотолюминесценции гетероструктур InAs/GaAs с квантовыми точками и квантовыми ямами	376
Вт 40	А.В.Антонов, В.И.Гавриленко, А.В.Иконников, К.В.Маремьянин, А.А.Ластовкин, С.В.Морозов, *Д.В.Ушаков, **Ю.Г.Садофьев, **N.Samal <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> <i>*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь</i> <i>**Trion Technology, Tempe, USA</i> Исследование квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона и их применение для спектроскопии полупроводниковых наноструктур	378
Вт 41	<u>А.Н.Лачинов</u> ¹ , В.А.Антипин ² , В.П.Казаков ² , А.А.Ковалев ¹ , С.Н.Салазкин ³ ¹ <i>Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Уфа, Россия</i> ² <i>Институт органической химии УНЦ РАН, Уфа, Россия</i> ³ <i>Институт элементоорганических соединений РАН, Москва, Россия</i> К вопросу о возможности управления спектром излучения электролюминесценции полимеров в широком диапазоне длин волн	380
Вт 42	М.Н.Дроздов ¹ , З.Ф.Красильник ¹ , <u>Д.Н.Лобанов</u> ¹ , А.В.Новиков ¹ , А.А.Тонких ² , М.В.Шалеев ¹ , А.Н.Яблонский ¹ ¹ <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> ² <i>Санкт-Петербургский ФТ НОЦ РАН, Санкт-Петербург, Россия</i> Влияние сурьмы на рост и люминесценцию Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся nanoостровков	382
Вт 43	М.И.Маковийчук <i>Физико-технологический институт РАН (Ярославский филиал), Ярославль, Россия</i> Анализ результатов, проблем и перспектив фликкер-шумовой спектроскопии в наноэлектронике	384
Вт 44	В.И.Гавриленко ¹ , <u>К.В.Маремьянин</u> ¹ , D.Coquillat ² , S.Nadar ² , F.Teppe ² , W.Knap ² , T.Nishimura ³ , Y.Meziani ³ , T.Otsuji ³ ¹ <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> ² <i>Groupe d'Etude des Semiconducteurs-UMR, CNRS-Universite Montpellier, Montpellier, France</i> ³ <i>RIEC, Tohoku University, Sendai, Japan</i> Детектирование терагерцового излучения при комнатной температуре в транзисторах с «встречно-штырьевым» решеточным затвором	386
Вт 45	<u>В.И.Машанов</u> ¹ , В.В.Ульянов ¹ , В.Т.Тимофеев ¹ , А.И.Никифоров ¹ , О.П.Пчеляков ¹ , Н.-Н.Cheng ² ¹ <i>Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия</i> ² <i>Center for Condensed Matter Sciences and Graduate Institute of Electronic Engineering, National Taiwan University, Taipei, Taiwan, Republic of China</i> Начальные стадии роста Ge_{1-x}Sn_x структур на кремнии методом МЛЭ	388

Вт 46	А.А.Антонов, М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов, Л.Д.Молдавская, В.И.Шашкин, Х.О.И.рыкин, А.Н.Яблонский <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Фотопроводимость в области 1.55 мкм при комнатной температуре гетероструктур InAs/GaAs с квантовыми точками, выращенных в реакторе МОГФЭ атмосферного давления	390
Вт 47	<u>П.В.Морозов</u> ^{1,2} , Е.И.Григорьев ¹ , С.А.Завьялов ¹ , В.Г.Клименко ¹ , С.Н.Чвалун ¹ . ¹ <i>Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я.Карпова,</i> ² <i>Московский педагогический государственный университет, Москва, Россия</i> Нанокмпозиционные материалы на основе ZnS, CdS и поли-п-фениленвинилена: структура, морфология поверхности и оптические свойства	392
Вт 48	В.И.Гавриленко, А.В.Антонов, Л.В.Гавриленко, <u>С.В.Морозов</u> , К.В.Маремьянин, Д.И.Курицын, С.М.Сергеев, И.В.Ерофеева, М.С.Жолудев <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Исследование релаксации примесной фотопроводимости в терагерцовом диапазоне в гетероструктурах In_{0.1}Ga_{0.9}As_{0.8}P_{0.2} и Ge/Ge_{0.9}Si_{0.1} с квантовыми ямами	394
Вт 49	Ю.А.Морозов, М.Ю.Морозов, В.В.Попов <i>*Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Саратовский филиал, Саратов, Россия</i> Анализ устойчивости стационарных состояний и динамики излучения двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором	396
Вт 50	Мурадов Р.А., Бабаев А.А. <i>Институт физики ДагНЦ РАН, Махачкала, Россия</i> Оптические свойства нанокмполитного аморфного алмазоподобного гидрогенизированного углерода, полученного при различных условиях осаждения	
Вт 51	В.И.Шашкин, А.В.Мурель <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Обобщённая теория токопереноса в низкобарьерных диодах Мотта с приповерхностным дельта-легированием: сопоставление с экспериментом	398
Вт 52	В.Ф.Насретдинова, С.В.Зайцев-Зотов <i>Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Москва, Россия</i> Структура спектра фотопроводимости квазиодномерного проводника TaS₃: край пайерлсовской щели и примесные состояния	400
Вт 53	<u>А.В.Нащекин</u> ¹⁾ , А.И.Сидоров ²⁾ , К.К.Туроверов ³⁾ , О.А.Усов ¹⁾ ¹ <i>Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия</i> ² <i>Государственный Оптический Институт им.С.И.Вавилова, Санкт-Петербург, Россия</i> ³ <i>Институт цитологии РАН, Санкт-Петербург, Россия</i> Биосенсоры видимого диапазона на основе плазмонного резонанса в наноструктурах	402
Вт 54	А.И.Машин, <u>А.В.Нежданов</u> , В.Г.Шенгуров, А.Афанаскин <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия</i> Рамановская спектроскопия кремниевых нанокластеров полученных методом сублимации в вакууме	403
Вт 55	<u>С.М.Некоркин</u> ¹ , А.А.Бирюков ¹ , М.Н.Колесников ¹ , Б.Н.Звонков ¹ , В.Я.Алешкин ² , А.А.Дубинов ² , Вл.В.Кочаровский ³ ¹ <i>Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, Россия</i> ² <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> ³ <i>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Одновременная генерация TE₀ и TE₁ мод в гетеролазере с квантовыми ямами	405
Вт 56	<u>A.V.Nikolaev</u> ^{1,2} , <u>A.V.Bibikov</u> ¹ , <u>A.V.Avdeenkov</u> ¹ , <u>I.V.Bodrenko</u> ¹ , <u>E.V.Tkalya</u> ¹ ¹ <i>Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia</i> ² <i>Institute of Physical Chemistry and Electrochemistry of RAS, Moscow, Russia</i> Electronic and transport properties of rectangular graphene macromolecules and zigzag carbon nanotubes of finite length	

Вт 57	<u>Е.Е.Орлова</u> ¹ , J.N.Hovenier ² , С.Папротский ³ , X.Gu ² , P.de Visser ² , J.R.Gao ^{2,4} , Т.М.Klapwijk ² , S.Barbieri ⁵ , S.Dhillon ⁵ , P.Filloux ⁵ , C.Sirtori ⁵ ¹ Институт Физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия ² Kavli Institute of NanoScience, Faculty of Applied Sciences, Delft University of Technology, Delft, The Netherlands ³ Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия ⁴ SRON National Institute for Space Research, Groningen/Utrecht, The Netherlands ⁵ Matériaux et Phénomènes Quantiques, Université de Paris 7, Paris, France. Фазовая коррекция направленности излучения терагерцевых квантовых каскадных лазеров	407
Вт 58	В.Н.Федоринин, <u>А.Г.Паулиш</u> Новосибирский филиал Института физики полупроводников СО РАН «КТИ ПМ», Новосибирск. Россия Матричные структуры микроакустических датчиков на основе наноструктурированных мембран для изучения ИК-излучения	409
Вт 59	<u>П.А.Перминов</u> ¹ , А.А.Ежов ² , И.О.Джунь ² , С.В.Заботнов ^{1,2} , Л.А.Головань ² , В.И.Панов ² , П.К.Кашкаров ^{1,2} ¹ Российский научный центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия, ² Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия Формирование кремниевых наночастиц методом лазерной абляции в жидких средах	411
Вт 60	<u>В.В.Платонов</u> , Б.Г.Птицин, В.Д.Селемир ¹ Саровский Государственный Физико-Технический Институт, Саров, Россия ² Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, Саров, Россия Развитие методов регистрации ЦР в субмегагауссовой области магнитных полей	413
Вт 61	Y.M.Meizani ^{1,2} , H.Handa ² , W.Knap ^{2,4} , T.Otsuji ² , E.Sano ³ , D.Coquillat ⁴ , F.Teppe ⁴ , G.M.symbolov ⁵ , V.V.Popov ^{2,5} ¹ Department de Fisica Aplicada, Universidad de Salamanca, Salamanca, Spain ² Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Sendai, Japan ³ Research Center for Integrated Quantum Electronics, Hokkaido University, Sapporo, Japan ⁴ GES-UMR5650, Universite Montpellier 2 and CNRS, Montpellier, France. ⁵ Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Saratov Branch), Saratov, Russia Broadband terahertz emission by hot plasmons in InGaAs/GaAs high-electron mobility transistor with a slit-grating gate	415
Вт 62	В.В.Попов ¹ , Г.М.Цымбалов ¹ , М.С.Shur ² ¹ Саратовский филиал института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия ² Computer, and System Engineering and Center for Integrated Electronics, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY, USA Усиление терагерцевого излучения при неустойчивости плазменных колебаний в массиве полевых транзисторов	417
Вт 63	Ю.А.Романова, Е.В.Демидов, Ю.А.Романов Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия Межминизонное туннелирование и ванье-штарковские состояния в полупроводниковых сверхрешетках со сложной элементарной ячейкой	419
Вс 64	Е.С.Демидов, Н.А.Добычин, В.В.Карзанов, М.О.Марычев, <u>В.В.Сдобняков</u> , С.В.Хазанова Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия ЭПР и фотолюминесценция в пиролитических пленках нитрида кремния, подвергнутых ионному облучению кремнием	421
Вт 65	Сергеев В.А., Широков А.А., Ходаков А.М., Смирнов В.И. Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Ульяновск, Россия Диагностика токораспределения в структурах гетеропереходных светодиодов по теплофизическим характеристикам	423

Вт 66	<u>К.В.Сидоренко</u> , В.А.Беляков, В.А.Бурдов <i>Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия</i> Роль поверхности в процессе межзонной излучательной рекомбинации в нанокристаллах непрямозонных полупроводников, сильно легированных водородоподобными примесями	425
Вт 67	С.В.Сипрова ¹ , А.И.Машин ¹ , Дж.Кидикимо ² , Дж.Де Фильпо ² , А.В.Коробков ¹ ¹ <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия</i> ² <i>Калабрийский университет, Козенца, Италия</i> Возможности дополимеризационной ориентации молекул жидкого кристалла для создания пленок PDLC с инверсной модой	427
Вт 68	М.М.Соболев, Н.М.Шмидт <i>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия</i> Эффект локализации Ваннье-Штарка в структурах с многослойными квантовыми ямами GaN/InGaN	429
Вт 69	<u>И.П.Сошников</u> ^{1,2} , Г.Э.Цырлин ^{1,2,3} , А.М.Надточий ² , В.Г.Дубровский ^{1,2} , М.А.Букин ⁴ , В.А.Петров ⁴ , В.В.Бусов ² , С.И.Трошков ² ¹ <i>«Санкт-Петербургский Физико-Технологический Научно-образовательный Центр РАН», С.-Петербург, Россия</i> ² <i>Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия</i> ³ <i>Институт Аналитического Приборостроения РАН, С.-Петербург, Россия</i> ⁴ <i>Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург, Россия</i> Рост GaAsN нитевидных нанокристаллов при осаждении магнетронным распылением	430
Вт 70	В.Я.Алешкин ¹ , Б.А.Андреев ¹ , В.И.Гавриленко ¹ , С.В.Морозов ¹ , Д.И.Курицын ¹ , <u>А.Г.Спиваков</u> ¹ , Yu.G.Sadofyev ² , N.Samal ² ¹ <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> ² <i>Trion Technology, Tempe, USA</i> Кинетика фотолюминесценции гетероструктур GaAs/GaAsSb с квантовыми ямами	432
Вт 71	В.И.Гавриленко, А.В.Иконников, С.С.Криштопенко, А.А.Ластовкин, Ю.Г.Садофьев, <u>К.Е.Спирин</u> <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Остаточная фотопроводимость в гетероструктурах InGaAs/GaAs с двойными квантовыми ямами	434
Вт 72	А.П.Степанова, Е.Е.Орлова <i>Институт Физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Перестройка водородоподобных состояний с помощью нанометровых квантовых ям	436
Вт 73	А.В.Беспалов ¹ , <u>А.И.Стогний</u> ² , Н.Н.Новицкий ² , А.С.Шуленков ³ ¹ <i>Московский государственный институт радиоэлектроники, электроники автоматики (технический университет), Москва, Россия</i> ² <i>ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», Минск, Беларусь</i> Заращивание поверхностных дефектов в пленках GaN методом многоразового ионно-лучевого осаждения-переосаждения наноразмерного оксидного слоя	438
Вт 74	Т.В.Теперик ^{1,2} , A.Archambault ¹ , F.Marquier ¹ , and J.-J.Greffet ¹ ¹ <i>Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS and Université Paris-Sud, France</i> ² <i>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия</i> Субволновое разрешение оптического изображения с помощью поверхностных плазмонов	440
Вт 75	<u>А.Н.Михайлов</u> , А.И.Белов, Д.А.Лаптев, А.Б.Костюк, Ю.И.Чигиринский, Ю.А.Дудин, А.Н.Шушунов, О.Н.Горшков, Д.И.Тетельбаум <i>Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород</i> Влияние ионно-лучевой обработки на фотолюминесценцию эрбия в пленках вольфрам-теллуридного стекла	442

Вт 76	А.И.Никифоров, В.В.Ульянов, В.А.Тимофеев, О.П.Пчеляков, С.А.Тийс, А.К.Гутаковский <i>ИФП СО РАН, Новосибирск, Россия</i> Влияние напряженного состояния пленки Ge на поверхности Si(100) на толщину смачивающего слоя	444
Вт 77	<u>С.Н.Ульянов</u> , М.А.Пятаев <i>Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва, Саранск, Россия</i> Фототок в квантовой проволоке с короткодействующей примесью	446
Вт 78	Красильникова Л.В., Степихова М.В., Иванов В.В., Уставщиков С.С. <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Метод низкокогерентной интерферометрии для измерения потерь в планарных волноводах Si:SiGe	448
Вт 79	<u>И.А.Чугров</u> , Е.С.Демидов, А.В.Ершов, И.А.Карабанова, А.И.Машин, Д.И.Тетельбаум <i>Нижегородский государственный университете им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия</i> Особенности электропереноса в многослойных нанопериодических структурах SiO₂/Al₂O₃, подвергнутых высокотемпературному отжигу	450
Вт 80	Г.М.Чулкова, А.А.Корнеев, А.В.Дивочий, Г.Н.Гольцман, А.В.Семенов <i>ГОУВПО "Московский педагогический государственный университет", Москва, Россия</i> Сверхпроводниковый однофотонный детектор с разрешением числа фотонов для систем дальней телекоммуникационной связи	452
Вт 81	М.В.Шалеев ¹ , А.В.Новиков ¹ , А.Н.Яблонский ¹ , О.А.Кузнецов ² , Н.Байдакова ¹ , Д.Н.Лобанов ¹ , З.Ф.Красильник ¹ ¹ <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> ² <i>Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, Россия</i> Влияние локализации электронов на температурное гашение сигнала фотолюминесценции от Ge(Si) самоформирующихся островков, заключенных между напряженными Si слоями	454
Вт 82	Е.Л.Шангина ¹ , К.В.Смирнов ¹ , Д.В.Морозов ¹ , В.В.Ковалюк ¹ , Г.Н.Гольцман ¹ , А.А.Веревкин ² , А.И.Торопов ³ ¹ <i>Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет», Москва, Россия</i> ² <i>University at Buffalo SUNY, Buffalo, NY, USA</i> ³ <i>Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия</i> Концентрационная зависимость полосы преобразования смесителей субмиллиметрового диапазона на основе наноструктур AlGaAs/GaAs	456
Вт 83	А.А.Шахмин, М.В.Байдакова, М.А.Яговкина, М.А.Малеев, М.В.Заморянская <i>Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия</i> Рентгеновская дифрактометрия и катодолюминесценция AlGaAs/InGaAs/GaAs гетероструктур	458
Вт 84	О.А.Шегай, В.И.Машанов, А.И.Никифоров, В.В.Ульянов, О.П.Пчеляков <i>Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск</i> Фотопроводимость Si/Ge/Si структур с Ge толщиной 1.5 и 2 монослоя	460
Вт 85	<u>А.В.Шорохов</u> , В.А.Маргулис <i>Мордовский государственный университет им.Н.П.Огарёва, Саранск, Россия,</i> Влияние примесного рассеяния на поглощение электромагнитного излучения квантовыми точками	462
Вт 86	Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник, А.В.Новиков, М.В.Шалеев, <u>Д.В.Юрасов</u> <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Влияние напряженных SiGe слоев на критическую толщину двумерного роста Ge	464
Вт 87	Ю.Н.Дроздов ¹ , З.Ф.Красильник ¹ , Д.Н.Лобанов ¹ , А.В.Новиков ¹ , Н.В.Юрасова ¹ , J.M.Hartmann ² ¹ <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород</i> ² <i>LETI/D2NT & DPTS, CEA-Grenoble, Grenoble Cedex, France</i> Пространственное упорядочение Ge(Si) самоформирующихся наноструктур на Si(001) подложках и релаксированных SiGe буферных слоях	466

- Вт 88** В.Я.Алешкин, А.А.Антонов, А.А.Дубинов, З.Ф.Красильник, К.Е.Кудрявцев, А.Г.Спиваков, А.Н.Яблонский 468
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Перестраиваемый источник терагерцового излучения на основе генерации разностной частоты в кристалле GaP
- Вт 89** Р.К.Яфаров 470
Саратовский филиал Учреждения Российской академии наук Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия
Получение и исследование свойств нанокompозитных гетероструктур на основе гидрогенизированного аморфного карбида кремния с включениями n-Si

19 марта, четверг – 3 стендовая сессия

МАГНИТНЫЕ И СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ НАНОСИСТЕМЫ

- Чт 1** V.V.Temnov¹, U.Woggon², D.Guzatov³, G.Armelles⁴, A.Cebollada⁴, A.Garcia-Matrin⁴, J.M.Garcia-Martin⁴, T.Thomay⁵, A. Leitenstorfer⁵ and R. Bratschitsch⁵ 472
¹Department of Chemistry, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts, USA
²Institut für Optik und Atomare Physik, TU Berlin, Berlin, Germany
³Research Center of the Resource Saving Problems, NAS Belarus, Grodno, Belorussia
⁴Instituto de Microelectrónica de Madrid (CSIC), Cantos, Madrid, Spain
⁵Department of Physics and Center for Applied Photonics, University of Konstanz, Konstanz, Germany
Magneto-optical manipulation of surface plasmons in Gold/Ferromagnet/Gold multilayer films
- Чт 2** Е.М.Артемов, М.Е.Артемов, Л.В.Живаева, П.Е.Волкова 473
Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия
Атомное упорядочение и перпендикулярная магнитная анизотропия в тонких пленках сплавов FePd, FePt, Fe₅₀Pd_{50-x}Pt_x
- Чт 3** С.Н.Варнаков^{1,2}, С.В.Комогорцев¹, С.Г.Овчинников¹, J.Bartolome³, J.Sese⁴, 475
¹Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск, Россия
²Сибирский государственный аэрокосмический университет им. ак. М.Ф.Решетнева, Красноярск, Россия
³Instituto de Ciencia de Materiales de Aragón, CSIC-Universidad de Zaragoza, Zaragoza, Spain
⁴Instituto de Nanociencia de Aragón, Universidad de Zaragoza, Zaragoza, Spain
Исследование процесса формирования силицидов на границах раздела в мультислойных наноструктурах Fe/Si.
- Чт 4** И.С.Вещунов, В.А.Обознов, А.Н.Россоленко, А.С.Прокофьев, Л.Я.Винников, А.Ю.Русанов и Д.В.Матвеев
Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия
Визуализация доменной структуры в пленках Cu_{0,47}Ni_{0,53} при низких температурах.
- Чт 5** Б.Н.Звонков¹, О.В.Вихрова¹, Ю.А.Данилов^{1,2}, Ю.Н.Дроздов³, А.В.Кудрин^{1,2}, С.А.Левчук¹, Е.А.Питиримова², М.В.Сапожников³ 476
¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
²Физический факультет ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
³Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Формирование слоев полуметаллов MnAs и MnP для структур спинтроники
- Чт 6** В.Т.Волков, В.И.Левашов, В.Н.Матвеев, Л.А.Матвеева, И.И.Ходос, Ю.А.Касумов
Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Россия
Особенности экстраординарного эффекта Холла в наноразмерных пленках никеля

Чт 7	Н.В.Волков, ¹ Е.В.Еремин, ¹ В.С.Цикалов, ¹ Г.С.Патрин ¹ , П.Д.Ким, ¹ Seong-Cho Yu, ² Dong-Hyun Kim, ² Nguyen Chau ³ ¹ Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск, Россия ² Department of Physics, Chungbuk National University, Korea ³ Center for Materials Science, National University of Hanoi, Hanoi, Vietnam	478
Чт 8	Эффекты переключения токовых каналов в магнитной туннельной структуре Р.Г.Гатиятов ¹ , А.А.Бухараев ^{1,2} ¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, ² Казанский государственный университет, Казань, Россия	480
Чт 9	Изучение магнитных наноконтактов с квантованной проводимостью Б.А.Грибков, С.А.Гусев, М.Н.Дроздов, А.Ю.Климов, В.В.Рогов Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	482
Чт 10	Формирование решеток наночастиц для систем магнитной записи О.В.Вихрова ¹ , Ю.А.Данилов ¹⁻³ , М.Н.Дроздов ² , Ю.Н.Дроздов ² , Б.Н.Звонков ¹ , И.Л.Калентьева ³ , А.В.Кудрин ^{1,3} , В.И.Шашкин ² ¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия ² Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия ³ Научно-образовательный центр «Физика твердотельных наноструктур» ННГУ, Н.Новгород, Россия	484
Чт 11	Сегрегация марганца в GaAs при выращивании структур с дельта<Mn>- легированным слоем: ВИМС-профилирование и гальваномагнитные свойства С.В.Демисhev ¹ А.Л.Чернобровкин ¹ , Е.А.Гудилин ² , В.В.Глушков ¹ , А.В.Григорьева ² , Т.В.Ищенко ¹ , А.В.Кузнецов ^{1,3} , Н.А.Самарин ¹ , Н.Е.Случанко ¹ , А.В.Семенов ¹ , Ю.Д.Третьяков ² ¹ Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия ² Факультет наук о материалах, МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия ³ Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия	
Чт 12	Квантовая критичность в VO_x многостеночных нанотрубках А.А.Фраерман, С.А.Гусев, Б.А.Грибков, О.Л.Ермолаева, И.М.Нефедов, И.Р.Каретникова, А.Ю.Климов, О.Г.Удалов, В.Л.Миронов Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	486
Чт 13	Исследование особенностей распределения намагниченности в ферромагнитных частицах крестообразной формы Е.А.Ганьшина ¹ , Л.Л.Голик ² , В.И.Ковалев ² , З.Э.Кунькова ² , О.В.Вихрова ³ , Б.Н.Звонков ³ , А.Н.Виноградов ¹ , М.П.Темиряева ² ¹ Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия ² Институт радиотехники и электроники РАН, Фрязинский филиал, Фрязино, Россия ³ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, Россия.	488
Чт 14	Трансформация спектров экваториального эффекта Керра тонких слоёв InMnAs при изменении содержания Mn Д.А.Бизяев ¹ , Р.Г.Гатиятов ¹ , А.А.Бухараев ^{1,2} ¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, Казань, Россия ² Казанский государственный университет, Казань, Россия	490
Чт 15	Особенности формирования магнитных доменов в нанопленке кобальта с пространственно-модулированным рельефом В.Н.Матвеев, В.И.Левашов, А.В.Черных, Г.М.Михайлов, О.В.Кононенко, В.Т.Волков, М.А.Князев, В.А.Тулин Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия	
Чт 16	Измерение индукции магнитного поля кантилеверов ферромагнитными холловскими нанодатчиками. В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева, А.А.Фраерман Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия	492
	Магнитные логические ячейки на основе упорядоченных массивов ферромагнитных наночастиц	

Чт 17	А.С.Мельников, <u>С.В.Миронов</u> , С.В.Шаров <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Положительное и отрицательное магнитосопротивление в гибридных системах ферромагнетик - двумерный электронный газ	494
Чт 18	К.Р.Мухаматчин ¹ , И.Д.Токман ² , А.А.Фраерман ² ¹ <i>Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия</i> ² <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Генерация электрического тока в нестационарной геликоидальной магнитной структуре	496
Чт 19	И.М.Нефедов, И.Р.Каретникова, Б.А.Грибков, В.Л.Миронов, И.А.Шерешевский, А.А.Фраерман <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Компьютерное моделирование МСМ изображений с учетом магнитостатического взаимодействия зонда и образца	498
Чт 20	В.В.Подольский ¹ , В.П.Лесников ¹ , Е.С.Демидов ¹ , Д.Е.Николичев ¹ , С.Ю.Зубков ¹ , В.Г.Бешенков ³ , М.В.Сапожников ² , С.Н.Гусев ¹ , С.А.Левчук ¹ ¹ <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия</i> ² <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> ³ <i>Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Россия</i> Наноразмерные слои ферромагнитных дискретных сплавов кремния и марганца, полученные осаждением из лазерной плазмы	500
Чт 21	Г.С.Патрин ^{1,2} , В.Ю.Яковчук ¹ , Д.А.Великанов ^{1,2} , Е.В.Еремин ¹ , А.В.Зайцев ² ¹ <i>Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск, Россия</i> ² <i>Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия</i> Исследование межслоевых взаимодействий в трехслойных пленках NiFe/Bi/NiFe	
Чт 22	Г.С.Патрин ^{1,2} , И.С.Эдельман ¹ , И.А.Турпанов ¹ , Э.А.Петраковская ¹ , В.И.Юшков ² , Л.А.Ли ² , К.Г.Патрин ^{1,2} , А.В.Кобяков ² ¹ <i>Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск, Россия</i> ² <i>Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия</i> Магнитные, резонансные и магнитооптические свойства пленок в системе ТМ - Ge (ТМ= Co, Ni)	
Чт 23	М.В.Пашкевич ¹ , А.И.Стогний ¹ , Н.Н.Новицкий ¹ , Б.А.Грибков ² , В.Л.Миронов ² , F.Fettar ^{3,4} , H.Garad ³ ¹ <i>Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь.</i> ² <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия.</i> ³ <i>Institut Néel, CNRS, Grenoble, France.</i> ⁴ <i>Departament de Física, Universitat Autònoma de Barcelona, Spain.</i> Оптимизация условий роста ультратонких пленок кобальта, получаемых методом ионно-лучевого распыления	502
Чт 24	В.Н.Петров, А.Б.Устинов <i>Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет, Санкт-Петербург, Россия</i> Магнитные свойства поверхности Fe₃O₄	504
Чт 25	В.Н.Петров, А.Б.Устинов <i>Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет, Санкт-Петербург, Россия</i> Спин – поляризованная электронная Оже спектроскопия многослойных структур Co – Pt	
Чт 26	Н.К.Плешанов ¹ , В.Л.Аксенов ² , А.П.Булкин ¹ , С.Н.Вдовичев ³ , Ю.В.Никитенко ⁴ , В.Г.Сыромятников ¹ , В.М.Уздин ⁵ , А.А.Фраерман ³ ¹ <i>Петербургский институт ядерной физики, Ленинградская обл., Гатчина, Россия</i> ² <i>РНИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия</i> ³ <i>Институт физики микроструктур, Н.Новгород, Россия</i> ⁴ <i>Объединенный институт ядерных исследований, Московская обл., Россия</i> ⁵ <i>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия</i> Исследование перемагничивания бислойной наноструктуры CoCu/Co методом рефлектометрии поляризованных нейтронов	506

Чт 27	Н.И.Полушкин <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Комбинированный электронный резонанс и управление спином электрона в поле стоячей магнитостатической волны	508
Чт 28	С.А.Гусев ¹ , В.Н.Петров ² , <u>Е.В.Скороходов¹</u> ¹ <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> ² <i>С.-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург, Россия</i> Проблема загрязнений в SEMPA микроскопии	510
Чт 29	Д.А.Татарский, А.А.Фраерман <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Невзаимность рассеяния нейтронов от ферромагнетиков с некомпланарным распределением намагниченности	512
Чт 30	<u>А.В.Тележников</u> , В.Я.Демиховский <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия</i> Управление кондактансом квазиодномерного канала в присутствии спин-орбитального взаимодействия	513
Чт 31	В.М.Уздин, П.Ф.Бессараб <i>Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия</i> Основное и метастабильные состояния в металлических магнитных наноструктурах	515
Чт 32	Л.А.Фомин, И.В.Маликов, Г.М.Михайлов <i>ИПТМ РАН, Черноголовка, Россия</i> Магнитное строение эпитаксиальных структур из Fe (001) в переходной области размеров	517
Чт 33	<u>Д.В.Хомицкий¹</u> , Е.Я.Шерман ² ¹ <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия</i> ² <i>Университет Торонто, Онтарио, Канада</i> Пространственная и спиновая динамика в системе двух квантовых точек со спин-орбитальным взаимодействием	519
Чт 34	И.Д.Токман ¹ , <u>А.В.Швецов²</u> ¹ <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> ² <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия</i> Динамика намагничивания кристаллов молекулярных магнитов циркулярно-поляризованной электромагнитной волной миллиметрового диапазона	521
Чт 35	А.Н.Лачинов, Н.В.Воробьева, А.А.Лачинов <i>Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН, Уфа, Россия</i> Влияние магнитострикции на переключение проводимости в системе ферромагнетик-полимер-немагнитный металл	523
Чт 36	А.Н.Лачинов ¹ , К.Н.Югай ² ¹ <i>Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Уфа, Россия</i> ² <i>Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского, Омск, Россия</i> Аномально высокая проводимость границы раздела между полимерными плёнками полидифениленфталида	525
Чт 37	В.Л.Гуртовой, <u>А.В.Никулов</u> , В.А.Тулин, <i>Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Россия</i> Оценка уровня шума из результатов измерений квантовых осцилляций постоянного напряжения	527
Чт 38	Н.В.Клёнов, В.К.Корнев, <u>А.В.Шарафиев</u> <i>МГУ им. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия</i> Исследование логических операций в распределенных динамических кубитах	529
Чт 39	<u>А.Ю.Аладышкин^{1,2}</u> , N.Schildermans ² , J.van de Vondel ² , A.V.Silhanek ² , V.V.Moshchalkov ² ¹ <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> ² <i>INPAC – Institute for Nanoscale Physics and Chemistry, K.U.Leuven, Belgium</i> Локализованная сверхпроводимость в мезоскопических гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик	531

Чт 40	М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов, Д.В.Мастеров, С.А.Павлов, А.Е.Парафин, Г.Л.Пахомов <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Использование кластерных первичных ионов Bi_3^+ для послойного анализа ВТСП пленок $YBaCuO$ методом ВИМС	533
Чт 41	И.Н.Жиляев <i>Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия</i> О возможности существования поля макроскопических осцилляторов в двумерном проводнике и его влиянии на сверхпроводящую щель	535
Чт 42	И.И.Соловьев, <u>Н.В.Клёнов</u> , В.К.Корнев, О.А.Муханов, Т.В.Филиппов <i>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия</i> Динамический диапазон устройств на основе параллельных джозефсоновских структур.	537
Чт 43	<u>Т.П.Криницина</u> , И.Б.Бобылев, Е.И.Кузнецова, Н.А.Зюзева, С.В.Сударева, Е.П.Романов <i>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия</i> Спинодальный распад и наноструктурная стабилизация сверхпроводящей керамики $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ легированием редкоземельными элементами Ce, Pr и Sr	539
Чт 44	А.С.Мельников, Д.А.Савинов <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> О форме вихревых линий в пленках анизотропных сверхпроводников	541
Чт 45	J.-P.Ader ¹ , А.И.Буздин ¹ , А.С.Мельников ² , <u>А.В.Самохвалов</u> ² ¹ <i>Institut Universitaire de France and Universite Bordeaux I, France</i> ² <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Осцилляции Литтла-Паркса в гибридных структурах ферромагнетик--сверхпроводник с эффектом близости	543
Чт 46	Смолянкина О.Ю., Югай К.Н. <i>Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского</i> Транспорт через сверхпроводящую наночастицу	545
Чт 47	Н.В.Тихомиров, К.Н.Югай <i>Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского, Омск, Россия</i> Замкнутые вихри Абрикосова в сверхпроводнике второго рода	547
Чт 48	I.M.Khaymovich ¹ , N.B.Kopin ^{2,3} , A.S.Mel'nikov ¹ , I.A.Shereshevskii ¹ ¹ <i>Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia</i> ² <i>Low Temperature Laboratory, Helsinki University of Technology, Finland</i> ³ <i>L.D.Landau Institute for Theoretical Physics, Moscow, Russia</i> Vortex Core States in Superconducting Graphene	549
Чт 49	И.М.Нефедов, И.А.Шерешевский, Д.А.Рыжов, А.Ю.Аладышкин <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Алгоритмы и программы моделирования процессов в мезоскопических сверхпроводящих пленках	551
Чт 50	С.В.Бенгус ^{1,2} , Е.И.Бухштаб ³ , А.Ю.Сипатов ⁴ , Н.Я.Фогель ³ , <u>О.И.Юзефович</u> ^{1,2} ¹ <i>Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины, Харьков, Украина</i> ² <i>International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw, Poland</i> ³ <i>Solid State Institute, Technion, Haifa, Israel</i> ⁴ <i>Национальный Технический Университет ХПИ, 61002 Харьков, Украина</i> Подавление сверхпроводимости сильным магнитным полем в самоорганизованных сверхпроводящих наноструктурах на границе раздела гетероструктур $A^{IV}B^VI$	553
	АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ	555
	СПИСОК УЧАСТНИКОВ СИМПОЗИУМА	565

Experimental and theoretical investigation of active polymer microsponges

A. Zadrazil, R.M. Ainbinder, F. Stepanek

Chemical Robotics Laboratory, Institute of Chemical Technology,
Prague Technická 5, 166 28 Prague 6, Czech Republic

The aim of this work is to fabricate miniature sponge-like porous structures, which will be able to change their local properties (porosity, pore diameter) as a result of an external stimulus (pH, temperature, chemical composition of a solution). Thermo-responsive hydrogels based on a poly(N-isopropylacrylamide) will be used for fabrication of micro-size spheres (tens of micrometers small). Acetone and sodium bicarbonate (porogens) will be used for increasing internal porosity during polymerization. The usage of porogens will lead to the creation of conducting channels and dead-end reservoirs, which may contain bulk liquid. The expansion/contraction of the porous network will, consequently, cause ejection/absorption of the liquid from/to the reservoirs. In order to effectuate "remote control" of the polymer volume change, composite structures containing Fe_2O_3 nanoparticles are used. Upon the application of an external electro-magnetic field, the particles can locally increase temperature and induce a transition from the expanded to the collapsed state of the polymer.

In order to optimize the material structure, the behaviour of particles dispersed in a polymer placed in a beam of electromagnetic radiation was also investigated theoretically (on the basis of Mie theory). Both spherical or non-spherical (for example, ellipsoidal) forms of particles are considered and the optical extinction spectra of nanoparticles in polymers are simulated. The physical processes which control the features of experimental optical spectra of polymer materials with nanoparticle fillers are discussed.

Оптические свойства металлodieлектрических фотонно-кристаллических слоистых структур меандрового типа

А. Б. Акимов¹, А. S. Vengurlekar², T. Weiss³, С.Г. Тиходеев¹, Н.А. Гиппиус¹

¹Институт общей физики РАН, Москва, Россия

²Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, India

³Physics Institute, University of Stuttgart, Germany

e-mail: tosha_akimov@mail.ru

Металлодиэлектрические структуры с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости на масштабах в десятки и сотни нанометров привлекают значительный интерес в связи с их перспективными применениями в различных областях науки и техники, таких как микроэлектроника, биофизика, солнечная энергетика и др. [1]. В таких структурах могут быть возбуждены плазмонные резонансы, представляющие собой коллективные колебания электронов проводимости металла. В зависимости от пространственного распределения электромагнитного поля плазмоны можно разделить на локализованные и делокализованные (распространяющиеся). Тип плазмона оказывает существенное влияние на спектры отражения и пропускания. Особый интерес вызывает поведение плазмонных резонансов вблизи порога открытия новых дифракционных каналов [2].

В течение последних лет возросшие возможности экспериментаторов привели к созданию и интенсивному изучению оптических свойств образцов достаточно сложной формы. К таковым, в частности, относятся фотонные кристаллы с меандровой модуляцией диэлектрической проницаемости [3]. Элементарная ячейка фотонного кристалла показана на рис. 1. Слой золота толщиной $l = 200$ нм осажден на кварцевую подложку с периодически расположенными продольными канавками шириной $w = 185$ нм и глубиной $L = 600$ нм. Период структуры $d = 740$ нм, толщина золотых стенок $a = 15$ нм.

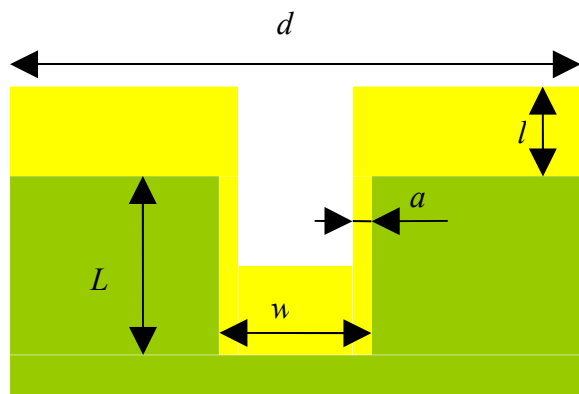


Рис. 1. Элементарная ячейка фотонного кристалла меандрового типа

В эксперименте измерялась спектральная интенсивность пропущенного через структуру p -лого света в зависимости от угла падения. Таким образом, зная спектральный состав падающего излучения, можно найти коэффициент пропускания в зависимости от угла падения и энергии падающего фотона в широком диапазоне длин волн. Оказывается более удобным работать не с пропусканием, а с экстинкцией, которая равна отрицательному десятичному логарифму пропускания.

Данные эксперимента, приведенные на рис. 2, позволяют утверждать, что особенности спектра обусловлены возбуждением делокализованных поверхностных плазмонов, распространяющихся вдоль границы раздела воздух-золото [4]. Об этом свидетельствуют построенные в приближении пустой решетки дисперсионные кривые фотонов и поверхностных электромагнитных волн. Приближение пустой решетки соответствует распространению плазмона вдоль плоской границы раздела двух однородных сред. Эксперимент показывает, что меандровая модуляция структуры позволяет достичь фазового синхронизма между падающей (распространяющейся) и поверхностной (экспоненциальной) волнами, не меняя при этом существенно закон дисперсии последней по сравнению со случаем немодулированного металла.

Численное исследование модельной структуры проводилось методом матрицы рассеяния [5]. Метод матрицы рассеяния основан на представлении электромагнитного поля в виде ряда по гармоникам Фурье-Флоке и сшивке их амплитуд в соседних слоях структуры в соответствии с граничными условиями для уравнений Максвелла. При этом важную роль играет нахождение собственных мод в каждом из слоев структуры. Ввиду наличия границ раздела внутри слоев приходится работать с разрывными функциями, для которых ряд Фурье-Флоке сходится плохо. Частично справиться с этой трудностью позволяет применение адаптивного пространственного разрешения [6]. Расчетные данные с удержанием 101 гармоники, показанные на рис. 3, демонстрируют хорошее качественное согласие с экспериментальными данными.

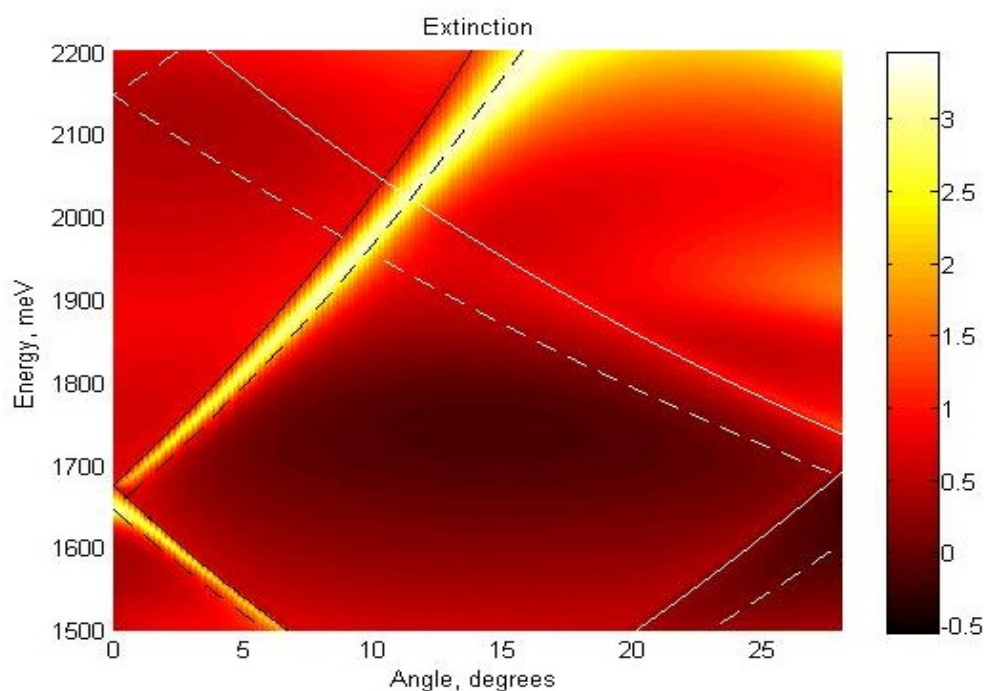


Рис. 2. Экспериментальный спектр экстинкции; значение экстинкции показано цветом (см. цветовую панель). Дисперсионные кривые фотонов и поверхностных плазмонов показаны сплошными и штриховыми линиями соответственно.

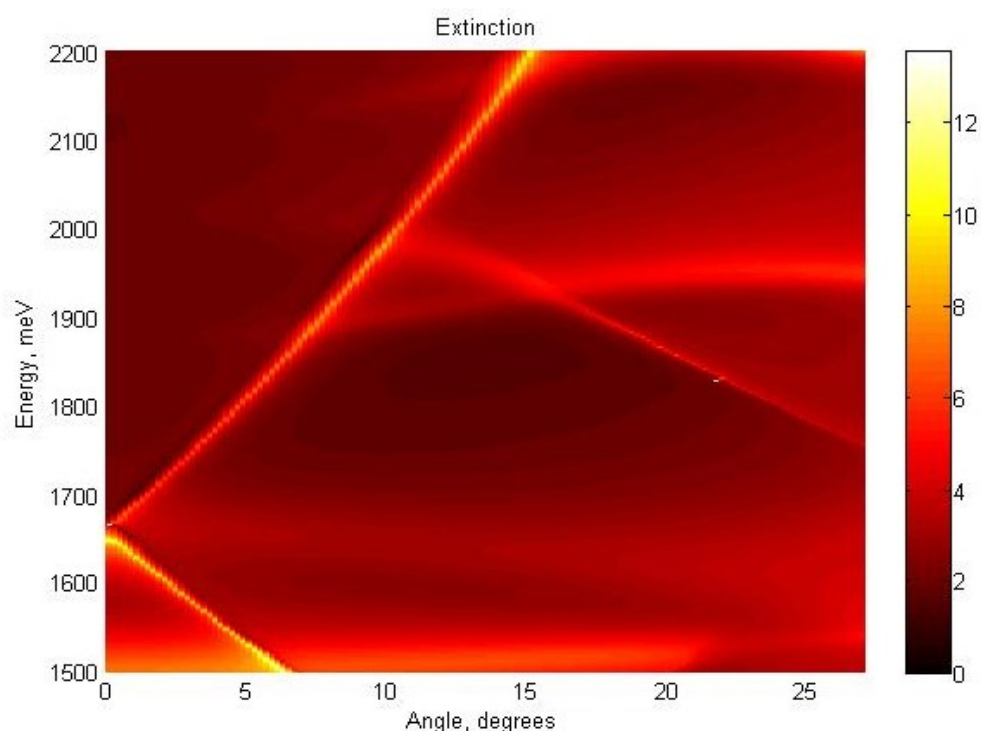


Рис. 3. Расчетный спектр экстинкции; значение экстинкции показано цветом (см. цветовую панель).

- [1] В.В. Климов, УФН **178**, 875 (2008).
- [2] Christ A., Zentgraf T., Tikhodeev S. G., Gippius N. A., Kuhl J., Giessen H., PRB **74**, 155435 (2006).
- [3] Vengurlelar A. S., Venu Gopal A., Ishihara T., APL **89**, 181927 (2006).
- [4] Raether H. *Surface Plasmons on Smooth and*

- Rough Surfaces and on Gratings*. New York: Springer-Verlag (1988).
- [5] Tikhodeev S. G., Yablonskii A. L., Muljarov E. A., Gippius N. A., Ishihara T., PRB **66**, 045102 (2002).
- [6] Granet G., Guizal B. J. Opt.Soc. Am. A **13**, 1019 (1996).

Отклик нелинейных систем с туннельным переносом тока на внешние возмущения.

К.М. Алиев, И.К. Камилов, Х.О. Ибрагимов, Н.С. Абакарова

Институт физики ДНЦ РАН, Махачкала, 367015, Ярагского, 94

e-mail: khmurat@iwt.ru

Экспериментально исследовано влияние когерентного и шумового сигналов большой амплитуды на поведение динамических и статических вольтамперных характеристик (ВАХ) туннельных диодов. Показано, что при подборе соответствующей частоты с ростом амплитуды внешнего когерентного сигнала на ВАХ туннельных диодов появляются многозначности и абсолютное отрицательное сопротивление (АОС) (рис.1).

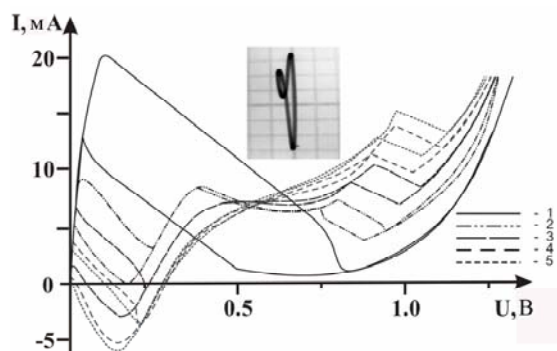


Рис.1. Восходящие и нисходящие ветви ВАХ туннельного диода в прямом направлении по постоянному току при наложении внешнего когерентного сигнала с частотой 48 МГц при увеличении амплитуды: 1 – 0; 2 – 50 мВ; 3 – 75 мВ; 4 – 100 мВ; 5 – 150 мВ. На вставке – «режим с заострением»

Экспериментальный анализ переходных процессов показал, что АОС на ВАХ диода связано с возникновением устойчивых динамических структур большой амплитуды (цикла, двумерного тора или более сложных странных аттракторов) на падающем N-участке ВАХ вследствие резонансного взаимодействия внешнего сигнала и собственных частот диода, приводящих обычно к режимам с заострениями. Одна из таких структур приведена на вставке рис. 1. Расчеты показывают, что только в этом случае суммарные токи могут привести к эффекту АОС.

Исследовано также влияние воздействия шумов со спектральной плотностью до 6.5 МГц и эффективной амплитудой напряжения до 300 мВ на поведение статических ВАХ туннельных диодов. Шумовое воздействие приводит к

подавлению отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) N-типа на ВАХ туннельных диодов и сильной деформации самих ВАХ. На рис.2 приведена серия таких ВАХ при последовательном увеличении эффективной амплитуды шумов от 0 до 300 мВ. При малых амплитудах шумов (до 50 мВ) основной эффект сводится к сужению области гистерезиса на ВАХ, понижению пороговых величин пиковых значений переключения как по токам, так и по напряжению, а также к сильному росту избыточной и диффузионной компонент полного тока диода.

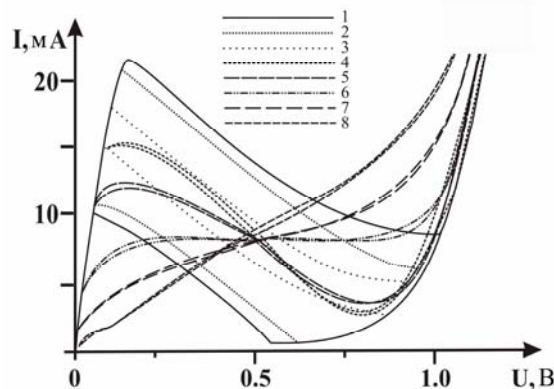


Рис.2. Восходящие и нисходящие ветви ВАХ туннельного диода в прямом направлении по постоянному току при наложении шумового сигнала со спектральной плотностью 6.5 МГц при увеличении эффективной амплитуды: 1 – 0; 2 – 15 мВ; 3 – 30 мВ; 4 – 80 мВ; 5 – 125 мВ; 6 – 150 мВ; 7 – 200 мВ и 8 – 300 мВ.

Дальнейшее увеличение амплитуды приводит к полному исчезновению гистерезиса на N-участке ВАХ, а начиная с 140 мВ – к исчезновению самого N-участка ОДС. Отметим, что, как и в случае когерентного воздействия, после исчезновения гистерезиса с ростом эффективной амплитуды шумов все кривые ВАХ проходят через небольшую окрестность точки, расположенной внутри области гистерезиса на ВАХ без внешних возмущений.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 06 - 02 - 96613 - Юг России, НШ 4526.2008.2 и РФФИ № 09-02-00074-а.

Оптимизация дифракционно-решеточных схем вывода излучения разностной частоты с поверхности диодных лазеров с внутрирезонаторным смещением мод

А.В. Андрианов¹, А.А. Белянин², В.В. Кочаровский^{1,2}, Вл.В. Кочаровский¹

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

² Физический факультет Техасского А&М университета, Колледж Стейшэн, США

email: alex.v.andrianov@gmail.com

Доклад посвящен разработке метода получения приближенных аналитических и численных решений задачи о дифракционном выводе излучения разностной частоты через поверхность или подложку диодных лазеров с внутрирезонаторным нелинейным смещением двух близких по частоте мод оптического или ближнего инфракрасного диапазонов длин волн. Разработанный метод позволяет провести сравнительный анализ и указать оптимальные схемы вывода указанного излучения среднего или дальнего инфракрасного диапазонов длин волн, основанные как на металлических, так и на диэлектрических дифракционных решетках, наносимых на поверхность либо внедренных в гетероструктуру или подложку двухчастотных лазеров. Показано, что предложенные оптимальные схемы вывода излучения разностной частоты практически исключают его поглощение свободными носителями и во много раз сужают диаграмму направленности, одновременно решая проблему фазового синхронизма трех взаимодействующих мод и кардинально увеличивая интенсивность получаемого излучения, а следовательно, и эффективность всего процесса внутрирезонаторного смещения мод. В докладе представлены конкретные результаты расчетов некоторых оптимальных схем рассматриваемых лазеров на основе GaAs-гетероструктур.

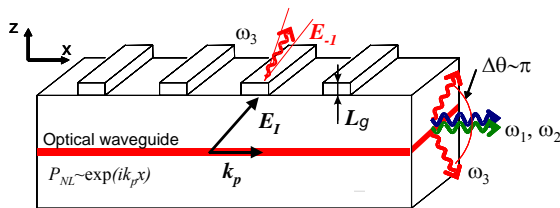


Рис. 1 Схема гибридного лазера с выводом излучения разностной частоты ω_3 через поверхность.

Целесообразность использования гибридного лазера, в котором волна на разностной частоте излучается через поверхность посредством дифракционной решетки (рис. 1), а двухчастотная генерация происходит как обычно, с выводом излучения через торцы гетероструктуры (SEGOL - Surface Emitting Grating Outcoupled Laser), неоднократно обсуждалась в литературе; см., например, [1-4].

Диэлектрическая решетка на поверхности или внутри структуры, либо металлическая решетка, нанесенная на поверхность, осуществляют согласование волны, излучаемой током нелинейной поляризации внутри структуры, с электромагнитной волной, уходящей с поверхности в свободное пространство. Согласование необходимо потому, что обычно при смещении двух близких по частоте (ω_1, ω_2) оптических мод в двухцветном лазере излучаемая током поляризации волна разностной частоты $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ внутри структуры имеет слишком большую продольную компоненту волнового вектора $k_p = k_2 - k_1$, $|k_p| > k_{IR} \equiv \omega_3/c$, а следовательно, испытывает полное внутреннее отражение на границе гетероструктуры. Здесь $k_{1,2}$ - продольные составляющие волновых векторов двух смешиваемых лазерных мод. Дифракционная решетка с периодом a порождает компоненты поля, у которых волновое число $k_n = k_p - nk_g$ смещено на несколько векторов решетки $k_g = 2\pi/a$, так что одна или несколько компонент могут излучаться в вакуум, не претерпевая полного внутреннего отражения, что позволяет эффективно выводить излучение тока нелинейной поляризации по всей длине лазера. Гибридная схема обладает рядом преимуществ по сравнению со стандартной схемой вывода ИК излучения разностной частоты через торцы:

1) Всегда возможно добиться точного синхронизма тока нелинейной поляризации и выходящей с поверхности структуры ИК волны, выбирая период дифракционной решетки так, чтобы соотношение $k_{IR} \cos\theta = k_p - k_g$ выполнялось для некоторого угла вывода волны с поверхности решетки θ . Более того, синхронизм обеспечен в достаточно широком диапазоне периодов решетки, и только угол θ зависит от конкретного выбора k_g .

2) Даже небольшая периодическая модуляция показателя преломления ведет к появлению сильных дифракционных компонент в силу накопления эффекта по многим пространственным периодам, что обеспечивает высокую эффективность дифракционного преобразования волн. Кроме того, требуемые волновые числа решетки $k_g \sim k_2 - k_1$ довольно малы, что позволяет использовать простые в изготовлении решетки относительно большого периода ($\sim 3 - 30$ мкм).

3) Весь нелинейный ток дает вклад в ИК излучение, и нет необходимости формирования высокодобротных ИК мод волновода на разностной частоте, в отличие от схемы вывода ИК излучения с торца гетеролазера.

4) ИК излучение не проходит сквозь всю длину накачиваемой гетероструктуры, испытывая сильное поглощения, но излучается непосредственно из тонкого слоя структуры в свободное пространство (непосредственно или через слабопоглощающую полуизолирующую подложку). Таким образом, решается проблема сильного поглощения излучения среднего или дальнего ИК диапазонов.

5) Уровень выходного ИК сигнала в дальней зоне возрастает на 2-3 порядка, так как излучение сосредоточено в хорошо коллимированном пучке, излучаемом со всей длины лазера (1-3 мм), тогда как в стандартной схеме излучение, выводимое с узкого торца волновода (1-3 мкм), имеет большую расходимость.

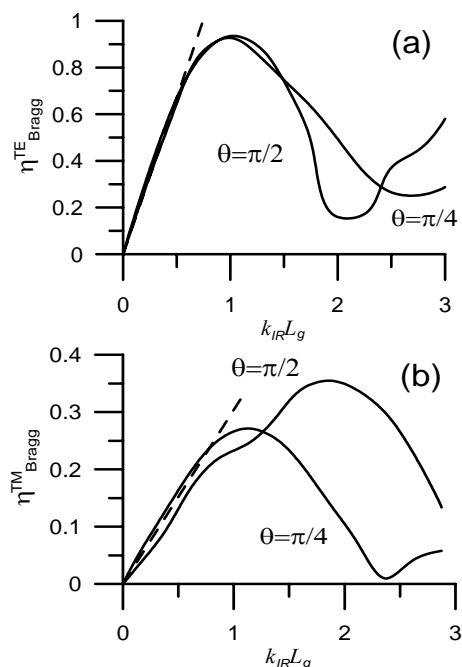


Рис. 2 Зависимость коэффициента брэгговского преобразования (отношения амплитуды поля первой брэгговской гармоники E_{-1} к амплитуде поля падающей волны E_I) от толщины диэлектрической решетки L_g при излучении волны TE (a) и TM (b) поляризации для двух углов вывода излучения (сплошные линии), приближенное решение в первом порядке теории возмущений показано пунктирном.

Теоретический анализ дифракционного преобразования волн построен на базе численного и приближенного аналитического решений уравнений Максвелла для двумерной слоистой структуры, в которой диэлектрическая проницаемость в одном из слоев имеет периодическую модуляцию (дифракционная решетка), а источником служит заданный тонкий слой тока нелинейной поляризации (активная

зона лазера). С помощью преобразования Фурье задача сводилась к системе уравнений для связанных волн – брэгговских гармоник, дополненной граничными условиями на «верхней» и «нижней» границах слоя, заключающего дифракционную решетку. Условия на границах всех остальных (однородных в продольном направлении) слоев могут быть аналитически пересчитаны на границы слоя с дифракционной решеткой с помощью известной в электродинамике процедуры пересчета импедансов. Указанный подход позволяет универсальным образом рассматривать как металлические, так и диэлектрические решетки, выполненные на поверхности либо в толще структуры, а также схемы с выводом ИК излучения через подложку. Таким образом, численное решение задачи о нахождении электромагнитного поля в интересующей нас структуре сводится после разностной аппроксимации поперечных производных к решению алгебраической системы уравнений на амплитуды брэгговских гармоник, из бесконечного числа которых достаточно учесть только самые сильные. Кроме того, при учете пространственных гармоник по теории возмущений были построены аналитические оценки для эффективности дифракционного преобразования в случае тонкой (в масштабах длины волны) решетки.

В качестве примера на рис. 2 приведены результаты численного расчета эффективности дифракционного вывода излучения с длиной волны ~ 10 мкм, генерируемого при нелинейном смешении двух мод с длинами волн 0.94 мкм и 1.06 мкм в двухцветном GaAs-гетеролазере на двух квантовых ямах, заключенных в общий оптический InGaP/GaAs волновод толщиной 1.5 мкм. Там же показан результат приближенной аналитической оценки, который, как и ожидалось, совпадает с численным счетом для тонких решеток. Используя результаты этих расчетов можно найти оптимальные толщину решетки и угол вывода ИК излучения.

Развитый метод решения задачи о дифракционно-решеточном выводе излучения разностной частоты в диодных лазерах позволяет легко рассчитывать и выбирать оптимальные параметры схемы для разных типов и расположений решетки в структуре лазера.

- [1] A.A. Afonenko, V.Ya. Aleshkin, and A.A. Dubinov, *Semicond. Sci. Technol.* **20**, 357 (2005).
- [2] V.Ya. Aleshkin, A.A. Belyanin, A.A. Dubinov, et al., in *ICONO 2005*, Proc. SPIE **6257**, 625701-1-8 (SPIE, Bellingham, WA, 2006).
- [3] V.Ya. Aleshkin, A.A. Afonenko A.A. Belyanin, et al., in *Photonics Devices and Systems III*, Proc. SPIE **6180**, 618004-1 (SPIE, Bellingham, WA, 2005).
- [4] A.V. Andrianov, V.A. Kukushkin, V.V. Kocharovskiy, et al., in *ICONO 2007*, Proc. SPIE **6729**, 672908 (SPIE, Bellingham, WA, 2007).

Изменения в морфологии, распределении, оптических и электронных свойствах нанокристаллов кремния в SiO₂ при их модификации облучением ионами высоких энергий

И.В.Антонова¹, М.Б.Гуляев¹, Д.В.Марин¹, А.Г.Черков¹, В.А.Скуратов²,
J.Jedrzejewski³, I.Balberg³

¹Институт физики полупроводников СО РАН, пр.Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия,
antonova@isp.nsc.ru

²Объединенный центр ядерных исследований, Дубна, Россия

³The Racah Institute of Physics, The Hebrew University, Jerusalem, Israel

Полупроводниковые нанокристаллы (нк-Si) в диэлектрической матрице привлекают к себе внимание благодаря таким возможным приложениям как создание светоизлучающих систем на основе кремния, элементов памяти и низкоразмерных приборных структур, работающих при высоких температурах. В данной работе предлагается новый подход, позволяющий создавать вертикально упорядоченные массивы нанокристаллов с использованием облучения ионами высокой энергии.

В работе рассматриваются слои оксида толщиной 400 - 1000 нм с латеральным градиентом избыточного кремния в интервале от 4 до 94 объемных процентов. Последующий высокотемпературный отжиг позволял формировать нк-Si, размер которых слабо зависел от состава слоя, а концентрация возрастала вдоль образца, изменяясь на несколько порядков. Использование слоев с переменным составом позволяет определять концентрацию и размер нанокристаллов, оптимальные для фотolumинесценции (ФЛ), захвата заряда или других эффектов, связанных с нк-Si. Проведение дополнительного облучения ионами высокой энергии (Kr, Xe, Bi с энергиями 90 – 670 МэВ и дозами 10¹²- 10¹³ см⁻²) до проведения высокотемпературных обработок, а также в слои с уже сформированными нк-Si позволяло координально изменять структурные свойства слоев и, как следствие, их оптические и электрические свойства. Для диагностики свойств исходных и модифицированных облучением нк-Si использовались такие методы как электронная микроскопия, фотolumинесценция (ФЛ), зарядовая спектроскопия, измерение вольт-фарадных характеристик (С-V), проводимости, температурных зависимостей тока.

Обнаружено, что после облучения ионами с электронными потерями более 6 кэВ/нм происходит следующее: (1) формируются вертикально упорядоченные массивы нанокристаллов вдоль треков ионов (рис.1а); (2) меняется морфология нк-Si от сферической до нк-Si, вытянутых вдоль направления движения ионов; (3) разброс в ориентации атомных

плоскостей нк-Si меняется от случайного в исходных образцах до со-направленной ориентации атомных плоскостей вдоль треков ионов с разбросом $\pm 20^\circ$ в облученных слоях (рис.1б). Нужно подчеркнуть, что никаким другим способом не возможно получить массивы нанокристаллов с одинаковой ориентацией атомных плоскостей.

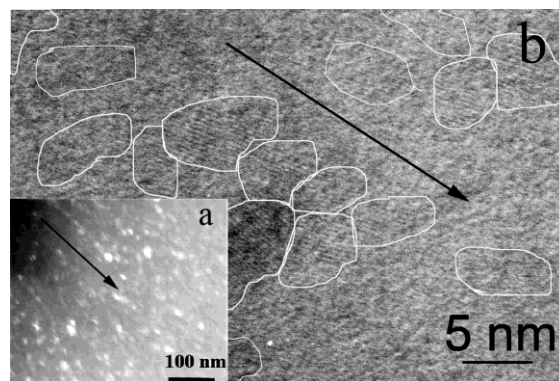


Рис.1 Сечение слоя нк-Si-SiO₂ облученного ионами Kr (90 МэВ, 10¹² см⁻²) N2. Изображения получены просвечивающей (а) и высокоразрешающей (б) микроскопией. Стрелки указывают направление движения ионов.

Показано, что изменения оптических и электрических свойств, происходящие под действием ионов, определяются не только параметрами облучения, но и составом слоев. В случае невысокого содержания избыточного Si (менее 30%) было обнаружено значительное увеличение концентрации нк-Si, что проявлялось в увеличении интенсивности ФЛ в слое с составом 15 – 30 % (рис.2) и в захвате заряда на нк-Si (рис.3). Сдвиг положения пика на спектрах ФЛ после облучения соответствует уменьшению размеров нк-Si. Как видно из рис. 2, интенсивная ФЛ в области с относительно низкой избыточной концентрацией кремния появляется как в структурах, где нанокристаллы были сформированы до облучения, так и в структурах, где при облучении нк-Si отсутствовали и высокотемпературный отжиг проводился после облучения. В облученных

образцах наблюдается корреляция между максимальной интенсивностью ФЛ и максимальным зарядом на нанокристаллах, которая имела место и до облучения [1].

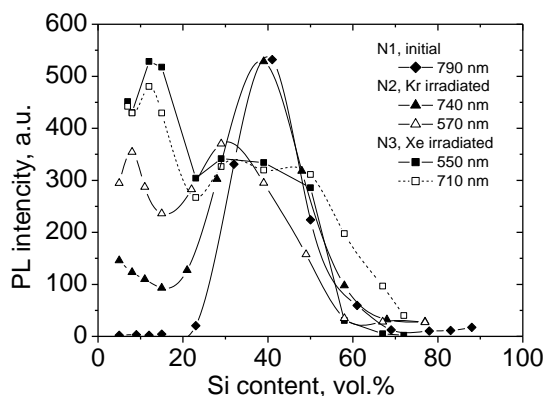


Рис.2. Зависимость интенсивности ФЛ от состава слоя нк-Si-SiO₂. N1 - исходный необлученный образец, отожженный при 1140°C, 40 мин., N2 - N1 дополнительно облученный Kr (90 МэВ, 10¹² см⁻²) и отожженный при 800°C 20 мин, N3 - образец, подвергнутый облучению (Xe, 130 МэВ, 10¹² см⁻²) до высокотемпературного отжига 1140°C, 40 мин.

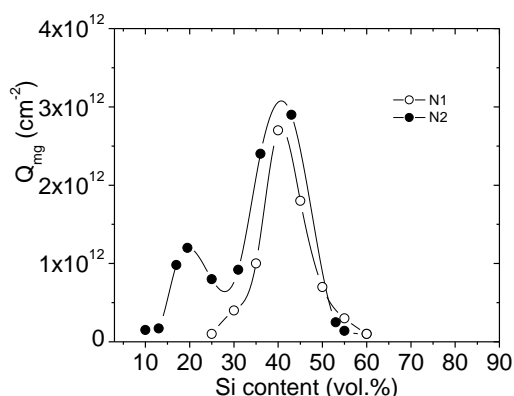


Рис.3. Заряд, захваченный на нанокристаллы для исходного N1 и N3, облученного ионами Хе (130 МэВ, 10¹² см⁻²) до отжига при 1140°C, 20 мин..

В случае высокого содержания Si (содержание избыточного кремния более 50%) наблюдается увеличение доли аморфных включений кремния и уменьшение количества нанокристаллов. Упорядоченное распределение нк-Si приводило в таких слоях к появлению коллективных эффектов их перезарядки, проявляющихся в наблюдении системы пиков на C-V характеристиках, измеренных при разных частотах (рис.4). Пики наблюдались только в облученных структурах при составе 60-80%. Амплитуда пиков растет с уменьшением частоты измерения, а напряжения, при которых они видны, воспроизводится при измерениях в

разных точках образца. По литературным данным такие C-V характеристики наблюдаются только для систем, состоящих из слоя одинаковых по размеру нк-Si, расположенных между двумя туннельно-прозрачными слоями окисла. В нашем случае аналогичные зависимости обнаружены для толстых слоев SiO_x, после возникновения упорядоченного распределения нанокристаллов, наблюдаются впервые и несмотря на наличие заметного разброса в размерах нк-Si. Предполагается, что при облучении формируются цепочки нанокристаллов вдоль треков ионов. Захват заряда на изолированные нк-Si в таких цепочках ответственны за появление пиков, а их положение в зависимости от напряжения определяется размером нанокристаллов. Выполнены оценки емкости нк-Si и размера нк-Si из напряжений, при которых наблюдаются пики. Получено хорошее согласие с данными микроскопии и ФЛ.

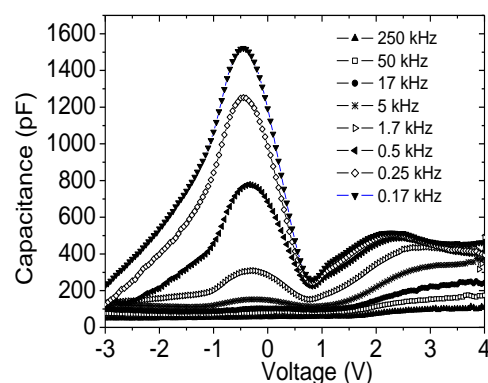


Рис.4. C-V характеристики, измеренные при разных частотах для образца N2, облученного ионами Kr (90 МэВ, 10¹² см⁻²).

В работе обсуждаются возможные причины наблюдаемых эффектов и перспективы использования модифицированных слоев. Основная часть наблюдаемых эффектов объясняется радиационно - стимулированным формированием нанокристаллов кремния вдоль треков ионов при уходе кислорода из областей треков. Обсуждается роль высокой температуры в области треков, анизотропных деформаций, создаваемых облучением, и величины ионизационных потерь. Выполненные оценки величин деформаций и температур объясняют сильную зависимость наблюдаемых эффектов от состава слоя.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 06-02-72003, 08-02-00351 и 08-02-00221.

[1]. Antonova I.V., Gulyaev M., Savir E., Jedrzejewski J. and Balberg I., Phys. Rev. B, **77**, 125318 (2008).

Инверсная населенность состояний и усиление на примесно-зонных переходах в квантово-каскадных гетероструктурах Si/GeSi(111) n-типа

Н.А. Бекин

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

В работе исследуется возможность создания квантово-каскадного лазера на примесно-зонных оптических переходах в сверхрешетках Si/GeSi n-типа. Интерес к кремний-германиевым гетероструктурам связан с необходимостью разработки источников излучения, покрывающих часть терагерцового диапазона, недоступную для каскадных лазеров на основе соединений $A^{III}B^V$ в связи с поглощением в полосе остаточных лучей (≈ 30 –50 мкм). Механизм формирования инвертированного распределения электронов основан на быстрой ионизации донорных центров при туннелировании электронов с участием фононов в континуум нижележащей подзоны [1]. Быстрота туннелирования обеспечивается эффектом гибридизации основного состояния примеси с состояниями подзоны, находящейся почти в резонансе с уровнем примеси (рис. 1). Основное состояние донора оказывается при этом мало заселенным в сравнении с континуумом вышележащей подзоны. Специфика кремний-германиевых гетероструктур заключается, в частности, в многодолинности зоны проводимости. Это приводит к вовлечению в рассматриваемые процессы большого количества внутри- и междолинных акустических и оптических фононов.

Схема лазера анализируется для селективно-легированных сверхрешеток Si/GeSi(111) n-типа. Выбор плоскости роста диктовался двумя обстоятельствами. Во-первых, рост в этом направлении позволяет избежать расщепления Δ -долин зоны проводимости, исключая тем самым дополнительные каналы безызлучательной рекомбинации. Во-вторых, эффективная масса, отвечающая за квантование в вертикальном направлении, $m_q = 0.26m_0$ [2], оказывается в этом случае существенно меньше продольной массы $m_l = 0.92m_0$ и лишь незначительно больше поперечной массы $m_t = 0.19m_0$. Сравнительно небольшая эффективная масса позволяет использовать в периоде более толстые слои, что снижает чувствительность схемы к пространственному разбросу центров легирования и неоднородности слоев сверхрешетки.

Период сверхрешетки можно выбрать четырехслойным (рис. 2). В направлении потока электронов слои каскада располагаются в следующем порядке: инжекционный барьер (Ge, 0.8 нм), узкая квантовая яма (Si, 3.2 нм), барьер

(Ge, 1.5 нм), «широкая» квантовая яма (Si, 8 нм). Узкая квантовая яма предполагается селективно-легированной в её центре. Предполагается также, что активная сверхрешётка выращена на виртуальной подложке $Si_{0.83}Ge_{0.17}$, чтобы обеспечить полную компенсацию упругой энергии. Глубина квантовой ямы в Δ -долине зоны проводимости составляет 362 мэВ. Уровни в L-долинах можно не принимать во внимание, поскольку они находятся достаточно высоко из-за квантования в тонких германиевых слоях. Энергии 2-й и 3-й подзон Δ -долин при рабочем напряжении 116 мВ на каскад, составляют, соответственно, 49.9 и 104.6 мэВ (энергия отсчитывается от минимума первой подзоны). Энергия связи донора составляет, по расчетам, 42.5 мэВ, поэтому уровень основного состояния на 12.2 мэВ выше минимума 2-й подзоны. Таким образом, складываются благоприятные условия для гибридизации основного состояния донора с континуумом 2-й подзоны, что обеспечивает проникновение его волновой функции в широкую квантовую яму и, как следствие,

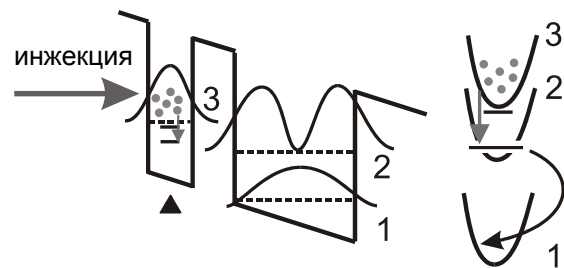


Рис. 1 Схема каскадного лазера на примесно-зонных оптических переходах. Треугольником отмечено место селективного легирования. Справа на схеме показаны излучательные (вертикальная стрелка) и туннельные переходы с участием фононов (изогнутая стрелка).

короткое время жизни. В противоположность этому время жизни состояний 3-й подзоны гораздо более длинное за счёт наличия толстого барьера, разделяющего узкую и широкую ямы. Эффективное резонансное туннелирование электронов в 3-ю подзону (щель антипересечения, $E_1 - E_3 = 11.4$ мэВ) должно, как ожидается, обеспечить формирование инвертированного распределения между континуумом 3-й подзоны и основным состоянием донора.

Спектр и волновые функции донора находились в приближении изолированного

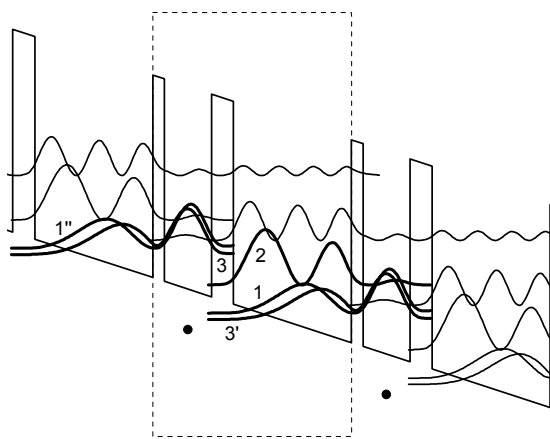


Рис. 2 Зонная диаграмма сверхрешетки каскадного лазера Si/Ge(111). Кружками отмечены места селективного легирования. Жирными линиями изображены волновые функции, играющие ключевую роль в выделенном периоде.

примесного центра методом разложения по волновым функциям электрона в гетероструктуре свободной от примеси [1]. Δ -долины в гетероструктурах Si/GeSi(111) ориентированы под углом к гетерограницам, однако в расчетах оператор кинетической энергии полагался аксиально-симметричным. Латеральная эффективная масса предполагалась равной эффективной массе плотности состояний ($0.36m_0$). Химический сдвиг игнорировался.

Время жизни рабочих состояний контролируется излучением внутри- и междолинных оптических и акустических фононов (всего 9 видов фононов). Ключевую роль играет туннелирование с участием междолинных фононов, как наиболее быстрый процесс. К настоящему времени завершены расчеты вероятности туннелирования только с участием TA-g фононов. Вероятность ионизации донорного центра при туннельном переходе электрона в широкую квантовую яму с испусканием TA-g фонона составляет $8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, а вероятность аналогичного перехода из континуума 3-й подзоны – $5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Не вызывает сомнений, что соотношение этих вероятностей для других типов фононов будет сходным, поэтому учет туннелирования с участием других фононов приведет лишь к увеличению тока, но существенно не изменит благоприятное соотношение времен жизни рабочих состояний. Учитывая величины констант электрон-фононного взаимодействия для остальных фононов, можно оценить, что темп ионизации основного состояния доноров будет порядка 10^{11} с^{-1} , а темп ухода из континуума рабочей подзоны – порядка 10^{10} с^{-1} .

Вблизи красной границы фотоэффекта (42.5 мэВ) сечение усиления на примесно-зонных переходах составляет $5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ в предположении, что разность чисел заполнения

рабочих состояний равна единице. При температуре горячих электронов $\sim 100 \text{ К}$ разность чисел заполнения порядка 10^{-2} . Малость этой величины обусловлена шестикратным вырождением Δ -долин и достаточно большой эффективной массой плотности состояний. С учетом разогрева электронов коэффициент усиления при концентрации селективного легирования $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на каскад имеет порядок 10 см^{-1} на длинах волн 24-29 мкм.

Оценка коэффициента усиления сделана в предположении, что легирование производится идеально селективно (в δ -слое) в центре узкой кремниевой ямы периода сверхрешетки. Поскольку современная технология имеет ограниченные возможности по селективному легированию примесями n-типа, было исследовано влияние на коэффициент усиления распределения легирующих центров по периоду. Был рассмотрен наихудший сценарий равномерного распределения примесей по каскаду. При этом условии коэффициент усиления в том же диапазоне длин волн (24-29 мкм) и при прочих равных условиях должен уменьшиться, по оценкам, до $1\text{-}2 \text{ см}^{-1}$. В связи с этим нужно заметить, что вариант каскадного лазера на основе кремний-германиевых гетероструктур p-типа (бор) представляется более перспективным, поскольку в этом случае селективное легирование можно осуществлять с приемлемой точностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-02-01428) и РФФИ-ННИО (№ 08-02-91951).

- [1] Н. А. Бекин, В. Н. Шастин. ФТП **42**, 622 (2008).
- [2] A. Valavanis, L. Lever, C. A. Evans, Z. Ikonić, and R. W. Kelsall. Phys. Rev. B **78**, 035420 (2008).

Теоретическое исследование резонанса Фано в спектре примесной фотопроводимости акцепторов в объёмном материале *p-GaAs* с квантовыми ямами

В. Я. Алёшкин¹, Д. И. Бурдейный¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
e-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

В спектрах примесной фотопроводимости некоторых полупроводников (*n-GaAs*, *Si:B*) вблизи частоты кванта, соответствующей энергии продольного оптического фонона в кристалле, наблюдаются резкие асимметричные максимумы (минимумы). Они связаны с так называемыми резонансами Фано, общая теория которых была разработана в 1961 г. [1].

Существование или отсутствие резонанса Фано в спектре фотопроводимости зависит как от свойств материала, так и от вида полупроводниковой структуры. В объёмном кремнии *p-Si:B*, где величина спин-орбитального расщепления мала, резонанс Фано наблюдается [2], а в объёмном *p-Ge* (имеющем большую величину спин-орбитального расщепления) этот резонанс не наблюдается. В объёмном *GaAs*, легированном мелкими акцепторами, резонанс Фано наблюдается, как и в квантовой яме из твёрдого раствора *p-In_{0.06}Ga_{0.94}As*. Оба соответствующих эксперимента были впервые выполнены в ИФМ РАН (эксперимент с квантовой ямой описан в [3]).

В данной работе предложена модель для теоретического описания резонанса Фано в спектре фотопроводимости *GaAs*, легированного мелкими акцепторами.

Рассмотрим неограниченный по размерам образец *GaAs* с единственным атомом *p*-примеси (например, цинка *Zn*, углерода *C* или бериллия *Be*). Нас интересуют состояния акцептора в такой системе с учётом электрон-фононного взаимодействия (с *LO*-фононами). Гамильтониан этой системы в рамках приближения эффективной массы имеет вид:

$$\hat{H} = \hat{H}_{free} + \hat{H}_{Coulomb} + \hat{H}_{e-ph} + \hat{H}_{ph}, \quad (1)$$

где \hat{H}_{free} — гамильтониан дырки в кристалле *GaAs*, свободном от примесей и фононов;

$$\hat{H}_{Coulomb} = -e^2 / (\kappa_0 r) \quad (2)$$

— кулоновский потенциал акцептора,

$$\begin{aligned} \hat{H}_{e-ph} = & \sum_{\vec{q}} V(q) \exp(-i\vec{q}\vec{r}) \hat{b}_{\vec{q}}^{\dagger} + \\ & + \sum_{\vec{q}} V^*(q) \exp(+i\vec{q}\vec{r}) \hat{b}_{\vec{q}} \end{aligned} \quad (3)$$

— гамильтониан электрон-фононного взаимодействия, $\hat{b}_{\vec{q}}^{\dagger}$ и $\hat{b}_{\vec{q}}$ — фононные операторы рождения и уничтожения; $V(q) \equiv q^{-1} \sqrt{2\pi\hbar\omega_0 / (V\bar{\kappa})}$;

\vec{q} и ω_0 — волновой вектор и частота оптического фонона; $\bar{\kappa}^{-1} = \kappa_{\infty}^{-1} - \kappa_0^{-1}$, где κ_0 и κ_{∞} — низкочастотная и высокочастотная диэлектрические проницаемости кристалла; \hat{H}_{ph} — гамильтониан системы фононов.

При расчёте дырочных состояний мы ограничиваемся учётом только вырожденной валентной зоны в изотропном приближении [4]. В этом случае гамильтониан \hat{H}_{free} равен (см. [5])

$$\hat{H}_{free} = \left(\gamma_1 + \frac{5}{2} \gamma_2 \right) \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_0} - \frac{\gamma_2}{m_0} (\hat{\mathbf{p}} \hat{\mathbf{J}})^2, \quad (4)$$

где m_0 — масса свободного электрона, γ_1 и γ_2 — параметры Латтинжера, $\hat{\mathbf{p}}$ — оператор импульса электрона, $\hat{\mathbf{J}}$ — оператор собственного углового момента для частицы со спином $\frac{3}{2}$.

Для нахождения состояний дырок в присутствии акцептора решается уравнение Шредингера

$$(\hat{H}_{free} + \hat{H}_{Coulomb}) \psi_E = E \psi_E. \quad (5)$$

Поскольку уравнение (5) сферически симметрично, можно искать решения ψ_E с определёнными полным моментом F и его проекцией F_z (оператор $\hat{\mathbf{F}} \equiv \hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{J}}$). Волновая функция основного состояния акцептора $S_{3/2}$ может быть представлена в виде [4]:

$$\begin{aligned} \Phi(S_{3/2}) = & f_0(r) \left| L=0, J=\frac{3}{2}, F=\frac{3}{2}, F_z \right\rangle + \\ & + g_0(r) \left| L=2, J=\frac{3}{2}, F=\frac{3}{2}, F_z \right\rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

Функции $f_0(r)$ и $g_0(r)$ вычисляются путём решения соответствующих дифференциальных уравнений, приведённых в [4]. Под воздействием циркулярно-поляризованного излучения дырка может перейти из основного состояния $S_{3/2}$ в состояния $P_{1/2}$, $P_{3/2}$ и $P_{5/2}$.

Для нахождения спектра фотопроводимости необходимо рассчитать вероятности перехода дырки из основного состояния акцептора в состояния непрерывного спектра $P_{1/2}$, $P_{3/2}$ и $P_{5/2}$. Отметим, что энергия состояния, в котором дырка находится в основном состоянии акцептора и имеется один оптический фонон, соответствует энергии в непрерывном спектре (НС) дырок

при отсутствии фононов. Поэтому, как показано в работе Фано [1], для нахождения состояний непрерывного спектра необходимо учесть их взаимодействие с состояниями дискретного спектра (ДС).

В работе Фано [1] были рассмотрены несколько простых вариантов взаимодействия состояний ДС с состояниями НС. Однако Фано не рассмотрел ситуацию, когда два континуума взаимодействуют с несколькими дискретными уровнями, что соответствует рассматриваемому случаю, поскольку спектр в валентной зоне двукратно вырожден (без учета спина). Поэтому для данной задачи было выполнено обобщение теории Фано на этот случай.

Волновая функция стационарного состояния акцептора в непрерывном спектре является суперпозицией вида

$$\Psi_E = \sum_n a_n \phi_n + \int_{CS} dE' (b_E(E') \psi_{E'} + c_E(E') \chi_{E'}). \quad (7)$$

Коэффициенты разложения a_n , $b_E(E')$ и $c_E(E')$ в (7) выражаются через матричные элементы $\langle \phi_n | \hat{H}_{e-ph} | \Psi_E \rangle$, величины которых находятся численно. Функция ϕ_n описывает состояние, в котором дырка занимает основной уровень акцептора и имеется один оптический фонон. Индекс n содержит как квантовые числа основного состояния акцептора, так и волновой вектор фонона. Все состояния ϕ_n соответствуют одной и той же энергии, не зависящей от n .

Обозначим матричные элементы гамильтониана (1) рассматриваемой системы так:

$$\langle \psi_{E'} | \hat{H} | \phi_n \rangle = V_{E'n}, \quad \langle \chi_{E'} | \hat{H} | \phi_n \rangle = W_{E'n}, \quad (8)$$

при этом функции различных непрерывных спектров нормированы по шкале энергий и ортогональны между собой.

Важно отметить, что из-за двукратного вырождения непрерывного спектра существует два различных стационарных состояния (7) для каждого значения энергии (т. е. два набора коэффициентов разложения в (7)).

Пусть $|i\rangle$ — начальное состояние акцептора (основное, без фонона, $\Phi(S_{3/2})$ в дискретном спектре). Рассматриваются переходы из $|i\rangle$ в состояния НС под действием оператора взаимодействия с электромагнитным полем

$$V_{ph}(t) = e\bar{E}r \sqrt{\frac{4\pi}{3}} Y_{1,1}(\theta, \varphi) \exp(-i\omega t) \equiv \hat{T} \exp(-i\omega t). \quad (9)$$

Искомая форма спектра фотопроводимости описывается суммой вероятностей переходов в стационарные состояния (7) непрерывного спектра. Т. е. каждое слагаемое равно

$$f(E) = \left| \langle \Psi_E | \hat{T} | i \rangle \right|^2. \quad (10)$$

Возможны различные сочетания квантовых чисел для функций $|\Psi_E\rangle$ и $|i\rangle$ в формуле (10).

В обобщенной теории Фано показывается, что зависимость $f(E)$ в (10) может быть представлена в виде известной формулы Фано (см. [1]):

$$f(E) = F(E) \frac{[q(E) + \varepsilon(E)]^2}{1 + \varepsilon^2(E)} \quad (11)$$

в интересующей нас области энергий $E \approx E_0$ (т. е. вблизи энергии оптического фонона). В формуле (11) $\varepsilon(E) \equiv (E - E_0)/\gamma(E)$; $F(E)$, $\gamma(E)$ и $q(E)$ — плавные функции энергии при $E \approx E_0$, не обращающиеся в нуль при $E = E_0$.

Число ненулевых матричных элементов (8) между «невозмущенными» (без учета LO-фононов) состояниями дырки, обусловленных взаимодействием с фононами, велико (40 элементов). (Причина в том, что нужно учесть различные сочетания квантовых чисел для функций ϕ_n и ψ_E , входящих в (8).) Таково же (сорок) количество зависимостей (10) квадратов матричных элементов от энергии. Каждая функция вида (10) (так называемая резонансная кривая) содержит два параметра, γ и q , характеризующих ширину и амплитуду пика. Соответствующие зависимости должны быть просуммированы для получения полного спектра фотопроводимости.

Для простоты была найдена некоторая усредненная ширина линии, учитывающая сразу все переходы. Она вычисляется по формуле

$$\Gamma(E_0) = \pi \sum_l \left[|V_{E_0l}|^2 + |W_{E_0l}|^2 \right] \quad (4)$$

и является точным результатом в более простых ситуациях. Например, она является точной при взаимодействии одного состояния ДС с одним или несколькими континуумами. Вычисленная $\Gamma(E_0)$ оказалась равной 0.465 мэВ и в пределах 50% погрешности согласуется с экспериментально измеренной шириной резонанса Фано в *p-GaAs* (0.74 мэВ).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 07-02-00549.

- [1] U.Fano, Phys. Rev. v. **124**, №6 (1961).
- [2] H.J.Hrostowski and R.H.Kaiser, J. Phys. Chem. Solids (1958), v. **4**, p. 148.
- [3] В.Я.Алешкин, А.В.Антонов, Д.И.Бурдейный, В.И.Гавриленко, Б.Н.Звонков, Д.В.Козлов, XII Международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника», 2008, т. 1, стр. 180.
- [4] A.Baldereschi and N.O.Lipari, Phys. Rev. B **8**, 2697 (1973).
- [5] J.M.Luttinger, Phys. Rev. **124**, 1030 (1956).

Оптический мониторинг процессов плазмохимического травления

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, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия

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

Травление полупроводниковых структур является одним из важных этапов в технологии изготовления микро- и наноструктур и приборов на их основе. В настоящее время для этих целей широко применяется плазмохимическое травление. При этом большое значение имеет возможность контроля температуры подложки и скорости травления (толщины стравленного слоя).

Наиболее часто для контроля скорости травления используют измерение коэффициента отражения от обрабатываемой поверхности [1]. Однако этот способ имеет ряд недостатков. Среди них: невозможность точного определения толщины в произвольный момент времени, обязательное наличие оптического контраста между слоями в обрабатываемой структуре и другие. Отдельной проблемой при плазмохимическом травлении является контроль температуры образца. Измерения температуры термопарой и пирометром крайне затруднены вследствие слабого теплового контакта между термопарой и образцом при пониженном давлении внутри камеры травления. Использование пирометра затрудняется наличием плазменного разряда, температура которого значительно выше, чем температура образца.

Разрабатываемая авторами оригинальная система оптического мониторинга, основанная на принципах низкокогерентной интерферометрии, лишена описанных выше недостатков и позволяет осуществлять контроль температуры и скорости травления [2].

На рисунках показаны результаты применения разработанной аппаратуры для мониторинга плазмохимического травления подложки Si на установке Plasmolab 80+.

Травление проводилось в пять этапов. Каждый этап длился 11 минут. Из них в течении одной минуты проводилось травление в смеси $Ag + SiCl_4$ (мощности емкостного и индукционно связанного разрядов составляли 50 Вт), далее в течении 10 минут подложка остывала.

Из рис.1 видно, что зажигание плазмы приводит к быстрому нарастанию температуры подложки. За 1 минуту температура подложки поднималась до 120 °С. Следовательно, плазмохимическое травление происходит в сильно нестационарных условиях по температуре, которая может достигать критических значений.

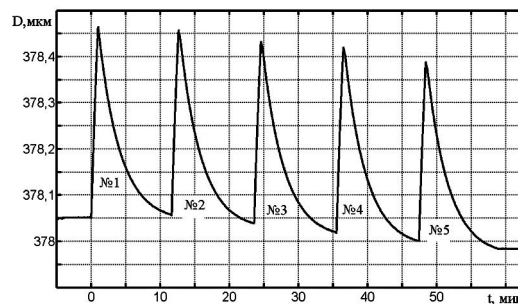


Рис.1 Изменение оптической толщины кремниевой подложки в ходе плазмохимического травления

На рис.2. приведен график зависимости толщины стравливаемого слоя от номера шага. Толщина стравливаемого слоя определялась аппроксимацией кривой остывания подложки до стационарного уровня. Видно, что после первого шага толщина стравленного слоя оказалась существенно меньшей, чем в ходе последующих шагов. Мы связываем это с тем, что на первом этапе происходит травление окисного слоя, скорость травления которого существенно ниже, чем скорость травления основного материала подложки.

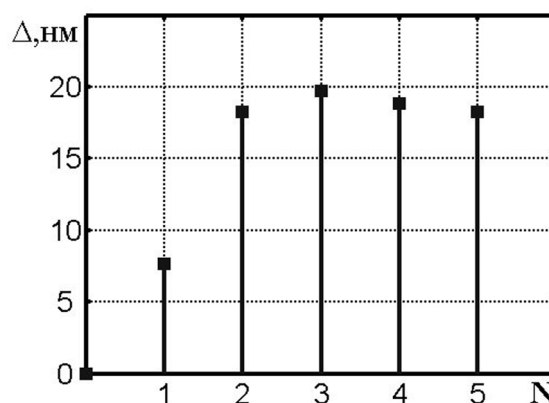


Рис. 2 Зависимость толщины стравливаемого слоя от номера шага.

- [1] Habchi, M.M. Rebey, A., Fouzri, A., Jani B. El // Applied Surface Science, **253**, 275 (2006)
[2] Volkov, P.V. et. all // Journal of Crystal Growth, **310**, 4724 (2008).

Токоперенос в диодах Мотта: эффекты горячих электронов

С.В. Оболенский¹, Н.В. Востоков², А.В. Мурель², В.И. Шашкин²

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород 603950, Россия

²Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, Россия

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

В работе исследовался токоперенос в GaAs диодах Мотта с длиной i -области 50, 100, 200 и 500 нм. Рассматривался диапазон прямых смещений по напряжению питания вплоть до значений в несколько раз превышающих высоту барьера (0.23 эВ) на границе металл-полупроводник. Последнее обуславливает влияние эффектов, связанных с разогревом электронного газа в электрическом поле в области пространственного заряда диода.

Перенос носителей заряда рассчитывался в квазигидродинамическом приближении [1]. Сеточными методами решалась система фундаментальных уравнений, состоящая из уравнений Пуассона, непрерывности, баланса энергии и импульса носителей заряда, а также выражения для плотности тока и потока энергии электронов.

$$\Delta V = \frac{q}{\epsilon_s}(n - N), \quad E = -\nabla V, \quad j = j_n + \frac{\partial E}{\partial t},$$

$$\frac{dm(W)v}{dt} = -qE - \frac{m(W)}{\tau_p(W)}v, \quad \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q}(\nabla \cdot j_n),$$

$$\frac{\partial(Wn)}{\partial t} = (\nabla \cdot j_w) + (j_n, E) - \frac{n(W - W_0)}{\tau_w(W)},$$

$$j_n = -qnv + q\nabla(D(W)n), \quad j_w = -nWv + \nabla(D(W)nW).$$

где V – потенциал; n – концентрация электронов; N – концентрация ионов доноров; j_n и j – плотность электронного и полного тока; j_w – плотность потока энергии электронов; W и W_0 – неравновесная и равновесная энергия электрона соответственно; τ_w – время релаксации энергии; τ_p – время релаксации импульса; m – эффективная масса электрона; $D(W) = 2W\mu(W)/3e$ – коэффициент диффузии электронов (модифицированное соотношение Эйнштейна); v – дрейфовая скорость электронов; E – напряженность электрического поля; ϵ_s – диэлектрическая проницаемость; q – абсолютная величина заряда электрона.

Разогрев электронного газа учитывался путем введения зависимостей коэффициентов уравнений от средней энергии электронов. Учитывались зависимости для подвижности, диффузии и времен релаксации энергии и импульса электронов. В качестве граничных условий задавались значения концентрации и средней энергии электронного газа, а также потенциал, учитывающий внешнее напряжение и высоту барьера металл-полупроводник.

Расчет проводился в несколько этапов. На первом – моделировалось равновесное состояние

диода. Путем варьирования высоты барьера металл-полупроводник определялось такое его значение, при котором диффузионный и дрейфовый токи электронов уравниваются друг друга. Результат расчета сопоставлялся с данными, полученными с помощью расчетов [2]. Невязка по величине барьера при заданных значениях концентрации и энергии электронов на границе металл-полупроводник составляла не более 10%.

На втором этапе расчетов проводилось вычисление распределений n , W , W_e , μ , E , D , v от координаты (рис.1-7). Также вычислялась ВАХ диода при напряжениях до 0.2 В, когда разогрев электронного газа незначителен ($\Delta W_e \leq W_e$). Сопоставление результатов расчетов с данными, полученными по модели [2] без учета разогрева электронного газа, показало хорошее соответствие (рис.8).

На третьем этапе расчетов проводилось моделирование разогрева электронного газа при больших напряжениях питания (0.2...1 В). Результаты представлены на указанных рисунках.

В результате расчетов определено:

- изменение подвижности и коэффициента диффузии электронов начинаются при внешних напряжениях 0.3 и 0.2 В соответственно. Максимальное уменьшение μ составляет 20 раз, а разброс величины D – 6 раз;
- в отличие от модели [2] величина дрейфового тока определяется эффектом всплеска скорости, который отчасти компенсирует уменьшение подвижности, а диффузионный ток большим градиентом концентрации, который компенсирует уменьшение коэффициента диффузии на границе с металлом;
- расчеты, проведенные для диодов с различной длиной i -области показали, что в целом транспорт электронов в таких структурах подобен.

Сопоставление расчетных ВАХ, полученных разными методами, показывает, что в области больших напряжений питания разогрев электронного газа приводит к уменьшению величины тока диода, по сравнению с результатом расчета без учета эффектов горячих электронов. Наиболее сильно эффект выражен в коротких структурах. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-13582) и программы ОФН РАН.

- [1] Оболенский С.В., Изв. вузов: Электроника., № 6, 31 (2002).
- [2] В.И. Шашкин, Н.В. Востоков, ФТП, **42**, 1339 (2008).

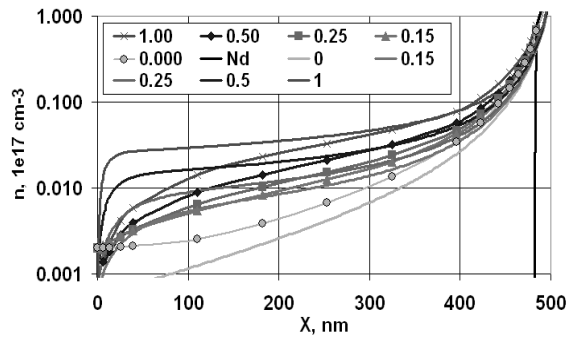


Рис. 1. Зависимость концентрации электронов от координаты: линии – расчет [2], линии со значками – расчет по предложенной в работе модели.

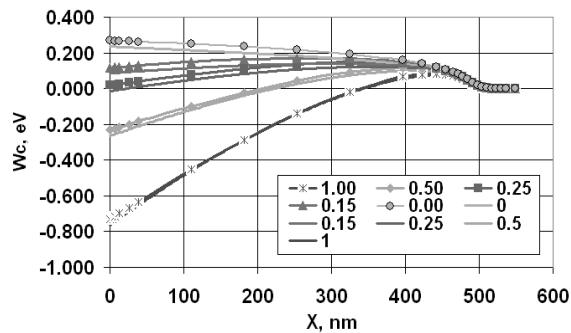


Рис. 2. Зависимость дна зоны проводимости от координаты: линии – расчет [2], линии со значками – расчет по предложенной в работе модели.

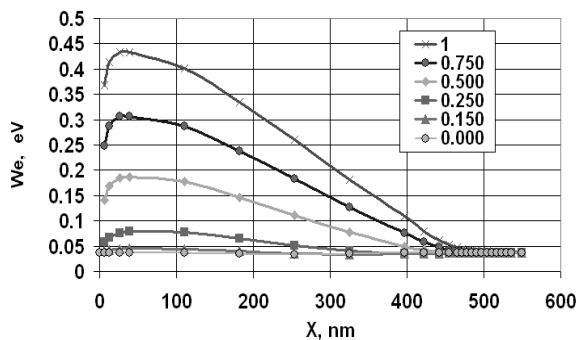


Рис. 3. Зависимость энергии электронов от координаты. Расчет по предложенной в работе модели.

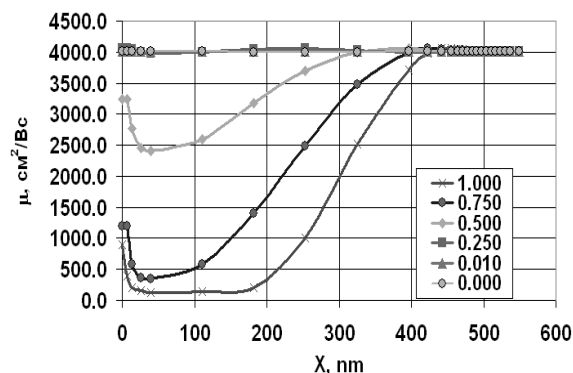


Рис. 4. Зависимость подвижности электронов от координаты. Расчет по предложенной в работе модели.

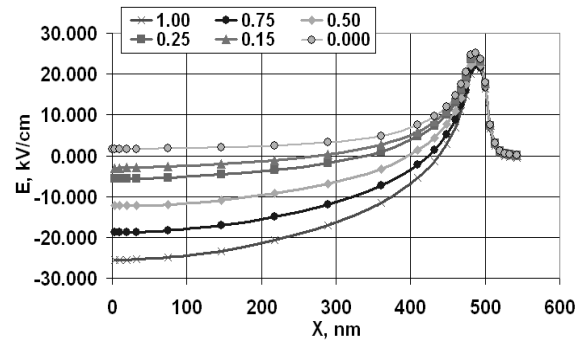


Рис. 5. Зависимость напряженности электрического поля от координаты. Расчет по предложенной в работе модели.

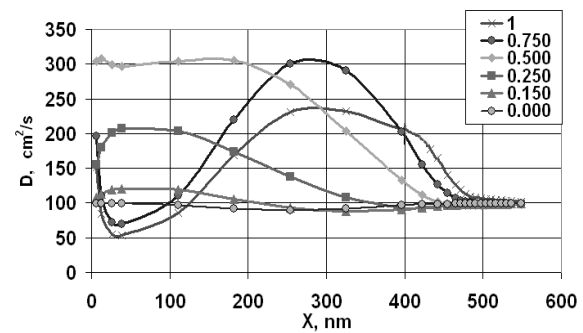


Рис. 6. Зависимость коэффициента диффузии электронов от координаты. Расчет по предложенной в работе модели.

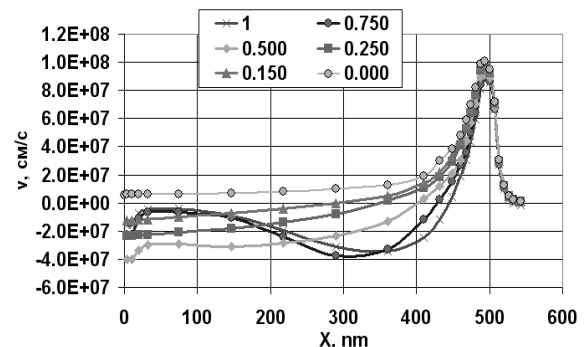


Рис. 7. Зависимость средней дрейфовой скорости электронов от координаты. Расчет по предложенной в работе модели.

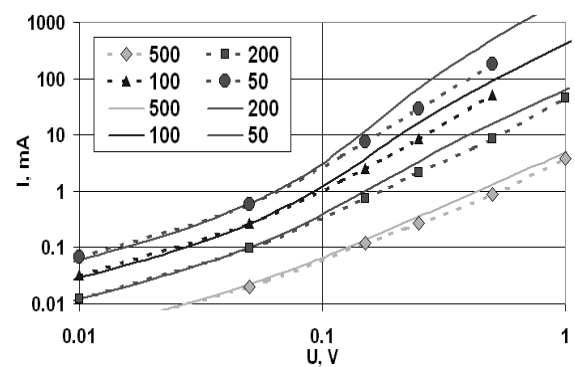


Рис. 8. Вольт-амперная характеристика диодов: линии – расчет [2], линии со значками – расчет по предложенной в работе модели.

Влияние электрического поля и температуры на эмиссию фотовозбуждённых носителей из квантовых точек InAs/GaAs

А.П. Горшков, И.А. Карпович, Д.О. Филатов, Е.Е. Гладышев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород

E-mail: gorshkovap@phys.unn.ru

Эмиссия неравновесных носителей с уровней размерного квантования квантовых точек (КТ) InAs в полупроводниковую матрицу GaAs определяет фотоэлектрические свойства этих структур в области поглощения КТ и существенно влияет на оптические свойства (фотолюминесценцию, электролюминесценцию и др.) этих наноструктур и электронных приборов на их основе.

В данной работе проведены теоретический анализ эмиссии и сравнение теории с экспериментом. Экспериментальное исследование эмиссии проводилось на структурах с КТ InAs/GaAs методами спектроскопии фототока в диодных структурах с барьером Шоттки и конденсаторной фотоэдс в МДП структурах. Структуры выращивались газовой МОС гибридной эпитаксией при атмосферном давлении водорода,

Фототок в барьере Шоттки и конденсаторная фотоэдс в поверхностном барьере МДП структуры в области межзонного оптического поглощения КТ возникают в результате эмиссии фотовозбуждённых электронов и дырок с уровней размерного квантования в матрицу полупроводника и их последующего разделения в матрице в электрическом поле контактного барьера. Эмиссия электронов и дырок через потенциальный барьер в КТ может проходить по трем механизмам: надбарьерному термическому, туннельному и термоактивированному туннельному через промежуточный уровень возбуждения. Роль каждого из этих механизмов существенно зависит от формы потенциального барьера в КТ, которую можно изменять наложением напряжения постоянного смещения на барьер Шоттки, и температуры.

Эффективность эмиссии электронов из КТ

$$\eta_e = \tau_e^{-1} / (\tau_e^{-1} + \tau_r^{-1}),$$

где τ_e и τ_r – времена жизни электрона по отношению к процессам эмиссии из КТ и рекомбинации в КТ соответственно. При расчете эффективности эмиссии предполагалось, что рекомбинационное время жизни τ_r электронно-дырочных пар в КТ определяется только излучательной рекомбинацией и не зависит от температуры [1].

Теория эмиссии фотовозбуждённых носителей из квантовой ямы с учетом трёх вышеуказанных механизмов была развита в [2].

В данной работе для расчета эмиссионного времени жизни τ_e эта теория была модифицирована. Предполагалось, что эмиссия происходит из массива КТ, имеющих форму прямоугольного параллелепипеда, находящегося в постоянном электрическом поле с напряженностью F , направленном вдоль направления роста z . При эмиссии электрон преодолевает сниженный в электрическом поле из-за эффекта Пула-Френкеля треугольный барьер. Фактор спинового вырождения каждого электронного состояния равен 2, а распределение носителей по энергии описывается функцией Ферми. Туннельная прозрачность треугольного барьера в КТ вычислялась в квазиклассическом приближении в предположении, что она зависит только от нормальной компоненты квазиимпульса:

При описанных выше предположениях получено выражение для плотности эмиссионного тока, описывающего его зависимость от напряженности электрического поля и температуры.

В работе экспериментально исследованы зависимости фототока в барьере Шоттки от напряженности электрического поля в КТ (при расчете поля считалось, что встраивание КТ не изменяет напряженности поля) и конденсаторной фотоэдс от температуры. Гетеронаноструктуры с КТ InAs/GaAs выращены на плоскости (100) n^+ -GaAs. Толщина буферного слоя n -GaAs с концентрацией электронов $n \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ составляла 0.6 мкм, толщина покровного слоя 20-30 нм. Высота барьеров Шоттки и поверхностного барьера в МДП-структуре определялась методом фотоэдс насыщения. При расчете напряженности поля в КТ использовалась обычная теория барьера Шоттки.

Для измерения конденсаторной фотоэдс (КФЭ) к поверхности структуры плотно прижималась пластина алюминия, покрытая слоем анодного окисла Al_2O_3 толщиной ≈ 50 нм, который использовался в качестве диэлектрика МДП структуры. КФЭ измерялась при модулированном освещении через подложку GaAs.

При понижении температуры наблюдалось уменьшение конденсаторной фотоэдс и фототока в барьере Шоттки от КТ вплоть до полного исчезновения фоточувствительности в области основного перехода в КТ. Значительно меньшее уменьшение фоточувствительности имело место

в области оптических переходов на уровни возбуждения КТ.

Влияние электрического поля на спектры фоточувствительности исследовалось в диодных структурах с барьером Шоттки, который создавался путем нанесения на поверхность покровного слоя полупрозрачного выпрямляющего Au контакта. Напряженность электрического поля в слое КТ изменялась подачей на диодную структуру обратного смещения. Измерения проводились при 77 К. При такой низкой температуре термический механизм не вносит существенного вклада в эмиссию и при отсутствии смещения на барьере, т.е. в достаточно слабом электрическом поле < 60 кВ/см, на спектре фототока отсутствует фоточувствительность в области переходов между дискретными уровнями КТ (рис. 1, кривая 1).

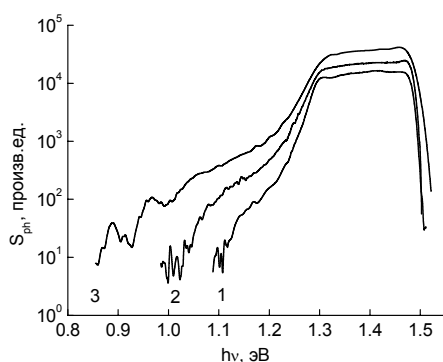


Рис. 1. Влияние электрического поля на спектры фототока структуры с КТ при $T=77$ К. Напряженность электрического поля в слое КТ F , кВ/см: 1 – 60, 2 – 100, 3 – 130.

При подаче обратного смещения на барьер напряженность электрического поля в КТ увеличивается, что приводит к появлению и росту фоточувствительности, связанной с дискретными состояниями КТ (кривые 2, 3). При 130 кВ/см появляется пик, связанный с оптическим переходом между основными состояниями в КТ (кривая 3). Это явление обусловлено тем, что в достаточно сильных полях треугольный барьер становится прозрачным для туннелирования через него электронов из основного состояния.

На рис. 2 проведено сравнение экспериментальных зависимостей фоточувствительности в области основного перехода от температуры и напряженности электрического поля с теорией. При расчётах теоретических значений квантовой эффективности эмиссии (сплошные кривые) в качестве подгоночного параметра использовалось рекомбинационное время жизни τ_r . Наилучшее согласие теории с экспериментом ($\approx 10\%$) получено при значении $\tau_r = 9 \cdot 10^{-10}$ с, которое согласуется с литературными данными

о времени жизни излучательной рекомбинации в КТ [3].

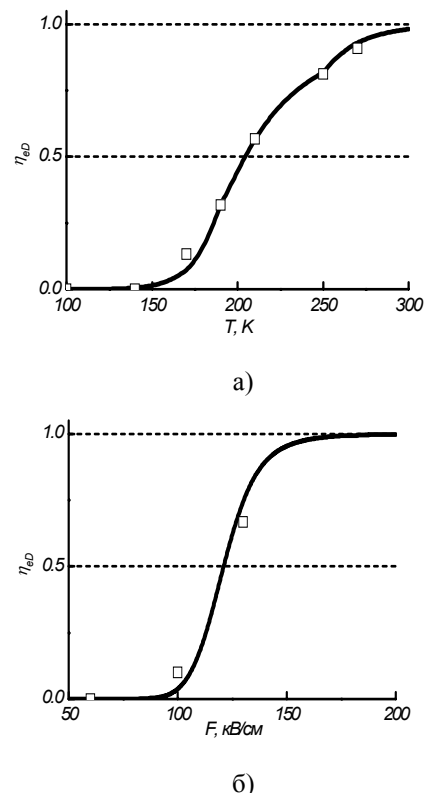


Рис. 2. Зависимости квантовой эффективности эмиссии от температуры (а) и напряженности поля в барьере (б). Сплошные кривые – теоретический расчет, точки – экспериментальные значения из фотоэлектрических спектров

Несмотря на ряд упрощающих предположений в модели КТ, наблюдается вполне удовлетворительное согласие теории с экспериментом.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (проекты РНП.2.2.2.3/8001, РНП.2.2.2.2/4297).

[1] G.G.Tarasov, J. Appl. Phys, **88**, 7162 (2000).

[2] J.Nelson, IEEE J. Quantum Electron, **29**, 1460 (1993).

[3] T.Matsusue, Appl. Phys. Lett., **50**, 1429. (1987)

Особенности вольт-емкостных характеристик МДП-структур на вырожденном полупроводнике с квантово-размерным аккумулярующим слоем

А.А. Гуткин, М.Э. Рудинский, П.Н. Брунков

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН,
ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: agut@defect.ioffe.ru

Исследование дифференциальной емкости МДП-структур и подобных им по свойствам контактов электролит-полупроводник [1] часто используется для изучения объемных и поверхностных свойств материалов полупроводниковой оптоэлектроники. Для определения электрических свойств приповерхностных слоев при этом обычно используются подходы, основанные на классическом уравнении Пуассона. Относительно мало изученным является вырожденный полупроводник n-InN [1–4], на поверхности которого существует наноразмерный аккумулярующий слой с концентрацией свободных электронов превышающей 10^{20} см^{-3} . Электроны в этом слое заселяют квазидвумерные зоны, возникающие вследствие размерного квантования электронных состояний. В связи с этим возникают вопросы о том, насколько важным является учет размерного квантования при вычислении электрической емкости, связанной с таким слоем, и как проявляется вырожденный характер полупроводника.

В настоящей работе в одномерной модели проведены классический и квантовый расчеты зависимости емкости МДП-структуры на вырожденном полупроводнике n-типа от напряжения. Легирование полупроводника полагалось однородным.

В квантовом случае расчеты при различных напряжениях смещения проводились с помощью самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера, которое находилось путем послойного численного интегрирования этих уравнений. Методика расчета была подобна использованной в работе [5] для вычисления вольтемкостных характеристик барьеров Шоттки с узкозонной квантовой ямой в широкозонной матрице. Распределение электронов по энергиям описывалось функцией Ферми. Предполагалось, что вклад 3D электронов в заряд аккумуляционного слоя полностью компенсируется ионизованными донорами, как и в квазинейтральной области полупроводника. Итерационная процедура начиналась с треугольной формы потенциала в аккумулярующем слое. Потенциал на $V_{n+1}(z)$ на $n+1$ этапе определялся, как:

$$V_{n+1}(z) = \alpha V_n(z) + (1 - \alpha)V_{n-1}(z),$$

где величина α варьировалась в пределах 0.1 – 0.001. Электрическое поле в полупроводнике принималась равным 0 на расстоянии 50 нм от поверхности (концентрация электронов в объеме полупроводника $2 \cdot 10^{18} - 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$).

В классическом случае численно методом итераций решалось только уравнение Пуассона, а концентрация электронов в каждой точке определялась исходя из объемной плотности состояний в зоне проводимости.

На рис. 1 показан вид потенциала, вычисленный при поверхностном изгибе зон n-InN, полученном в работе [3]. Расчеты при эффективной массе электронов $m_e = 0.15m_0$ показывают, что в этом случае существуют две подзоны размерного квантования. Объемная плотность 2D электронов в максимуме ее распределения превышает $3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1).

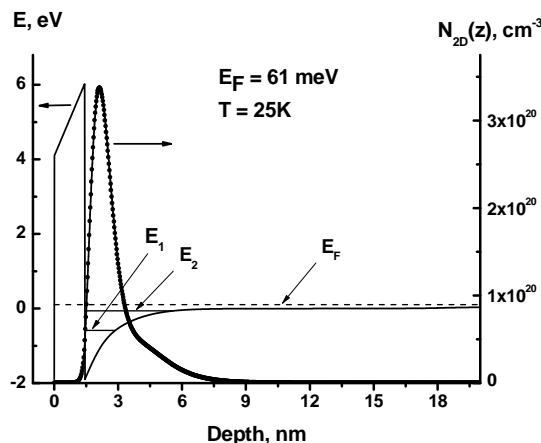


Рис. 1. Распределения потенциала и плотности 2D электронов в аккумуляционном слое при изгибе зон в полупроводнике 1.9 эВ.

На рис. 2 представлены вольт-емкостные зависимости МДП структуры в области существования аккумулярующего слоя (напряжение плоских зон соответствует примерно 3 В). Слой диэлектрика (d_d) выбран очень тонким для наилучшего выявления особенностей емкости полупроводника. Как видно из рис.2, учет размерного квантования приводит к заметному уменьшению емкости по сравнению с классическим случаем. Ступенька, связанная с исчезновением второй

квантоворазмерной подзоны при увеличении напряжения смещения [6], не проявляется. Как показывают расчеты, это может быть связано не только с температурным уширением распределения электронов по энергии, но и с плавной делокализацией квантоворазмерного состояния вследствие уменьшения глубины и изменения формы квантовой ямы. Следует также отметить, что в области заметной аккумуляции в классическом случае, величина емкости полупроводника в четвертой степени (C_{sem}^4) падает линейно с увеличением смещения. В этой же области и в квантовом и в классическом случаях емкость не зависит от концентрации электронов в объеме и температуры (в диапазоне температур до 300 K).

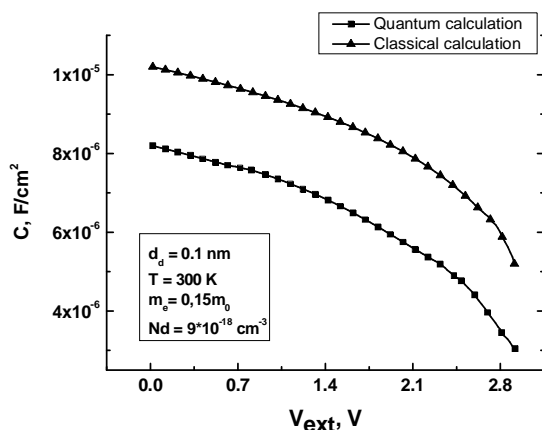


Рис. 2. Зависимость емкости МДП структуры от напряжения смещения.

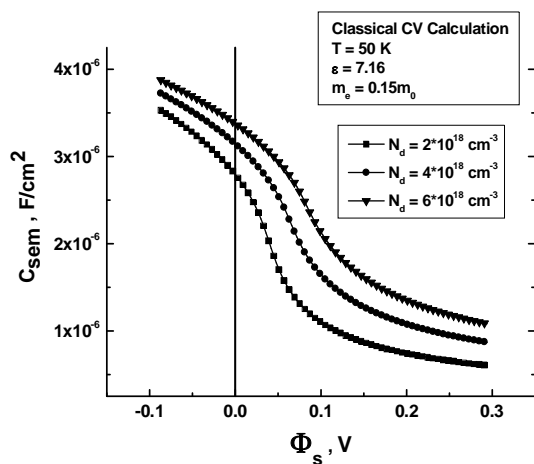


Рис. 3. Зависимость емкости полупроводника от потенциала его поверхности Φ_s .

Указанные закономерности начинают нарушаться при напряжениях смещения вблизи напряжения плоских зон и выше (в области обеднения). В этой области локализованные квантоворазмерные состояния отсутствуют и применимы классические вычисления. Результаты этих вычислений представлены на рис. 3 и 4. Как видно из этих рис., повышение концентрации электронов в объеме

полупроводника (повышение уровня Ферми) приводит к смещению области резкого падения емкости, вызванного появлением у поверхности слоя, практически не содержащего свободных электронов, на величину равную изменению уровня Ферми. В дальнейшем C_{sem} ведет себя подобно емкости классического барьера Шоттки. Повышение температуры, уширяя край распределения Ферми, делает указанное падение менее резким. При этом емкость вблизи напряжения плоских зон несколько понижается (рис. 4).

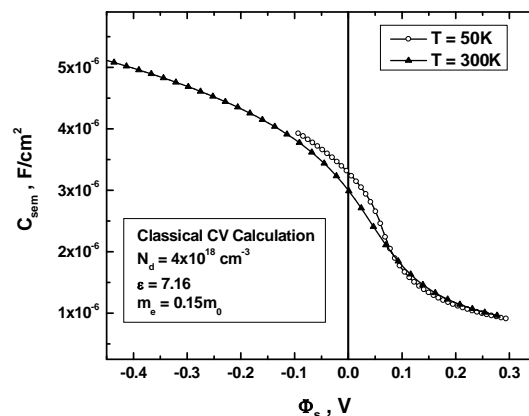


Рис. 4. Зависимость емкости полупроводника от потенциала его поверхности Φ_s .

В заключение отметим, что рассмотренные особенности вольт-емкостных характеристик МДП структур наиболее ярко должны проявляться в случаях, когда последовательная емкость слоя диэлектрика велика, то есть толщина этого слоя мала. Именно такой изолирующий слой образуется в контакте электролит-полупроводник [1, 7].

Авторы выражают благодарность А.А. Ключихину за плодотворные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке ЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях», Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов» и гранта РФФИ № 09-02-01254.

- [1] X. Wang, S.-B. Che, Y. Ishitani, A. Yoshikawa. Appl. Phys. Lett. **91**, 242111 (2007).
- [2] W. Walukiewicz, J. W. Ager III, K. M. Yu, Z. Liliental-Weber, J. Wu, S. X. Li, R. E. Jones, J. D. Denlinger. J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, R83 (2006).
- [3] Leyla Colakerol et al. Phys. Rev. Lett. **97**, 237601 (2006).
- [4] A. A. Klochikhin, V. Yu. Davydov, I. Yu. Strashkova, P. N. Brunkov, A. A. Gutkin, M. E. Rudinsky, H.-Y. Chen, and S. Gwo. phys. stat. sol. (RRL) **1**, 159 (2007).
- [5] P.N. Brunkov, T. Benyattou, G. Guillot. J. Appl. Phys., **80**, 864 (1996).
- [6] Н.А. Прима, А.В. Саченко. ФТП, **15**, 2240 (1986).
- [7] А.А. Гуткин et al. ФТП, **42**, 1448 (2008).

Фотолюминесценция пористого кремния, пропитанного теллуридным стеклом с примесями эрбия и иттербия

Е. С. Демидов, А. Н. Михайлов, А. Н. Белов, Н. Е. Демидова, Ю. И. Чигиринский, А. Н. Шушунов, Д. И. Тетельбаум, О. Н. Горшков, С. А. Филиппов

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

Известна возможность использования нанокристаллов кремния (nc Si) и дополнительной примеси иттербия в оксиде кремния SiO_2 для увеличения эффективности фотолюминесценции (ФЛ) Er^{3+} вблизи длин волн 1530 нм [1]. В настоящей работе мы исследовали возможность сконцентрировать в тонкоплёночной структуре полезные свойства одного из самых эффективных для ФЛ ионов Er^{3+} матричных материалов – теллуридного стекла (ТС) и многоканальную передачу $\text{nc Si} \rightarrow \text{Er}^{3+}$, $\text{nc Si} \rightarrow \text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Er}^{3+}$. Такие структуры представляют интерес для оптоэлектроники на основе кремния. Изучались ФЛ, поперечный транспорт тока и ЭПР в пористом кремнии (ПК), поры которого пропитывались вплавлением ТС. Использован накопленный у нас опыт работы с ПК и низкоплавким ТС, состоящим из оксидов Te, W, La, с температурой размягчения 250°C. Концентрация примесей Yb и Er в ТС составляла 1-4%.

Установлено, что в пористом слое контактное взаимодействие nc Si с ТС после термической обработки при 500 °C не только не ухудшает люминесцентные свойства Er^{3+} и Yb^{3+} при накачке на длинах волн 488 и 985 нм, но даже может способствовать существенному увеличению квантового выхода ФЛ этих элементов по сравнению с объемным стеклом. Изучение поперечного транспорта тока на основе теории дискретного туннелирования [2] и ЭПР позволило судить о влиянии вплавления ТС на нанокристаллы кремния и центры безызлучательной рекомбинации в ПК.

Использовался монокристаллический кремний с ориентацией (100) и марок КДБ 0.3 р-типа и КЭС 0.01 п-типа. Слои ПК толщиной 1 мкм с пористостью 50% формировались анодным растворением кремния при плотности тока 10 мА/см^2 в электролите 30%HF:20% H_2O :50% $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$. Часть образцов подвергалась окислительному отжигу на воздухе при температуре 1000°C. Слои ТС на поверхности кремния и ПК толщиной 1 мкм получались ВЧ магнетронным распылением в вакууме прессованной мишени из порошка ТС атомного состава 65,05TeO₂: 25WO₃: 3La₂O₃: 1Yb₂O₃: 0.25Er₂O₃ в молекулярных процентах. Для заполнения теллуридным стеклом пор ПК образцы подвергались вакуумному отжигу в

течение 30 мин при температуре 500°C, при которой стекло размягчается до жидкого состояния. Сравнительно низкая температура вплавления ТС выбрана, чтобы предотвратить исчезновения наночастиц кремния в ПК вследствие окисления этих наночастиц Si переносом кислорода от оксидов ТС к кремнию. С этой же целью в экспериментах использовался вышеупомянутый частично окисленный при 1000°C ПК. Предполагалось, что образовавшийся при 1000°C слой оксида кремния предотвратит дальнейшее окисление наночастиц при вплавлении ТС. Для полного окисления компонентов ТС образцы выдерживались 30 мин в кислороде при температуре 500°C.

Спектры ФЛ снимались при комнатной температуре в различных диапазонах спектра при возбуждении на трех длинах волн. Измерения в диапазоне 350-900 нм проводились с использованием монохроматора SP-150 (Stanford Research Systems), и фотоумножитель для видимого диапазона R928 (Hamamatsu) при возбуждении импульсным азотным лазером на длине волны $\lambda = 337$ нм. Средняя плотность мощности составляла $\sim 0,1$ Вт/см², а длительность импульса ~ 10 нс. Возбуждение ФЛ на длине волны $\lambda = 488$ нм осуществлялось в диапазонах 650-1000 нм и 900-1650 нм в аналогичной схеме с помощью аргонового лазера. Для регистрации излучения в диапазоне 650-1000 нм использовался фотоумножитель ФЭУ-62. Для регистрации излучения в диапазоне 900-1650 нм использовался полупроводниковый детектор InGaAs с оптимальной чувствительностью в интервале 900-1650 нм. Измерения ФЛ в диапазоне 1400-1650 нм проводились также при возбуждении полупроводниковым лазером на длине волны $\lambda = 985$ нм. Оптические параметры пленок исследовались методом спектроскопической эллипсометрии проводилось на эллипсометре MicroPhotonics PhE-102. Рентгеновский флуоресцентный анализ химического состава образцов производился с использованием источника излучения CuK_α для возбуждения и спектроскопической системы Princeton Gamma Tech для регистрации рентгеновского излучения. Измерения ВАХ диодных структур с прослойкой ПК проводились на анализаторе Agilent Technologies B1500.

Таблица 1. Отношение γ квантового выхода ФЛ ионов Yb в пике 980 нм и Er в пике 1530 нм в плёнках ТС на кремнии и кремнии с ПК к квантовому выходу 3 мм слоя ТС.

Плёнка ТС на Si и Si с ПК		$\lambda_{\text{exc}} = 985$ нм	$\lambda_{\text{exc}} = 488$ нм	
		Er ³⁺ 1530 нм	Yb ³⁺ 980 нм	Er ³⁺ 1530 нм
1	КЭС 0.01	0.26	-	-
2	КЭС 0.01 с ПК	0.26	-	-
3	О 1000°C КЭС 0.01	0.3	-	-
4	О 1000°C КЭС 0.01 с ПК	0.3	-	-
5	КДБ 0.3	0.4	-	-
6	КДБ 0.3 с ПК	0.3	-	-
7	О 1000°C КДБ 0.3	0.4	-	-
8	О 1000°C КДБ 0.3 с ПК	0.8	-	-
9	КЭС 0.01, 500°C ВО	1.1	18	8
10	КЭС 0.01 с ПК, 500°C ВО	1.1	9	4
11	КЭС 0.01 с ПК, 500°C ВО, ОО	1.3	7,5	4
12	О 1000°C КЭС 0.01, 500°C ВО	1.1	4,5	2
13	О 1000°C КЭС 0.01 с ПК, 500°C ВО	1.2	2	0,6
14	О 1000°C КЭС 0.01 с ПК, 500°C ВО, ОО	6	10	4
15	КДБ 0.3, 500°C ВО	0.6	1,3	2
16	КДБ 0.3 с ПК, 500°C ВО	3	5	4
17	КДБ 0.3 с ПК, 500°C ВО, ОО	11	45	25
18	О 1000°C КДБ 0.3, 500°C ВО	1.2	1,3	2
19	О 1000°C КДБ 0.3 с ПК, 500°C ВО	2	5	5
20	О 1000°C КДБ 0.3 с ПК, 500°C ВО, ОО	10	30	20

В таблице 1 приведены итоговые данные для интенсивности ФЛ плёночных образцов ТС по отношению к интенсивности ФЛ объёмного стекла. Сокращённые обозначения: О 1000°C – предварительный отжиг при 1000°C, 500°C ВО – вакуумный отжиг при 500°C, 500°C ОО – окислительный отжиг в кислороде при 500°C. Отношение γ квантового выхода ФЛ ионов Yb и Er в плёнках ТС на кремнии и кремнии с ПК к квантовому выходу объёмного образца ТС в соответствие с вышесказанной аргументацией оценивались по формуле $\gamma = I_f d_g c_g / 2 I_g d_f c_f$ где I_f и I_g – пиковые интенсивности ФЛ от ионов Yb или Er соответственно для плёнки ТС и объёмного образца ТС, $d_f = 1$ мкм и $d_g = 3$ мм – соответственно толщины плёнки ТС и объёмного образца ТС, отношение $c_g/c_f = 3$ учитывает соотношение Er в объёмном стекле и мишени, которая служила источником при напылении плёнок, множитель 1/2 – отражение света от кремниевой подложки.

Как видно из таблицы 1, материальный контакт плёнки ТС с кремниевой подложкой или со слоем ПК не только не уменьшает, но даже может больше чем на порядок позволяет увеличить квантовый выход ФЛ ионов Yb и Er. Отметим, что после окислительного отжига при 500°C на образцах с наиболее высокой квантовой эффективностью излучения эрбия и иттербия не вооружённым глазом наблюдалось зелёное свечение под действием полупроводникового лазера $\lambda_{\text{exc}} = 985$ нм. Такое излучение соответствует апконверсии (up-conversion) в заселённости энергетических уровней эрбия и является дополнительным подтверждением высокоэффективной передачи энергии ИК накачки, как непосредственно к ионам эрбия, так и резонансной передаче через ионы иттербия по цепочкам nc-Si \rightarrow Er³⁺ и nc-Si \rightarrow Yb³⁺ \rightarrow Er³⁺. ВАХ диодных структур с прослойкой ПК, пропитанного ТС были аналогичны таковым в структурах без ТС. Это означает, что вплавление ТС не привело к исчезновению наночастиц кремния в ПК вследствие их химического взаимодействия с кислородом стекла.

Таким образом, показано, что присутствие частично пропитанного ТС слоя ПК на кремнии позволяет на порядок увеличить квантовый выход 1530 нм ФЛ эрбия при длинноволновом возбуждении, почти в 50 раз усилить 980 нм ФЛ иттербия и в 25 раз усилить 1530 нм ФЛ эрбия при коротковолновой накачке.

Работа выполнена при поддержке грантов Рособразования РНП 2.1.1./4022, 2.1.1./933 и РФФИ 08-02-97044р.

[1] Kozanecki A., Kuritsyn D., Jantsch W., Optical Materials, **28**, 850(2006).

[2] Демидов Е.С., Демидова Н.Е., Вестник ННГУ, Сер. ФТТ, В.1, 22(2005).

Импеданс-спектроскопия фоточувствительных наноструктур на основе PbTe(In).

А.А. Добровольский¹, В.И. Черничкин¹, Z. Dashevsky², V. Kasiyan²,
Л.И. Рябова¹, Д.Р. Хохлов¹

¹Физический факультет, Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

²Department of Materials Engineering, Ben-Gurion University, Beer Sheva, Israel
e-mail: dobrovolskyalex@inbox.ru

Теллурид свинца относится к классу узкощелевых полупроводников с шириной запрещенной зоны $E_g=190$ мэВ при температуре $T=0$ К. Характерной особенностью объемных кристаллов PbTe(In) является стабилизация положения уровня Ферми на 70 мэВ выше дна зоны проводимости. Концентрации электронов в PbTe(In) при $T=4.2$ К составляет $6 \cdot 10^{18}$ см⁻³, а подвижность носителей достигает 10^5 см²В⁻¹с⁻¹. Стабилизация уровня Ферми обеспечивает высокую объемную однородность электрофизических параметров монокристаллов, а в применении к наноструктурированным материалам создает предпосылки к формированию зерен со строго идентичными свойствами.

Пленки PbTe(In) осаждались на стеклянную подложку, температура которой варьировалась от -120 до 35 °С. Для характеристики микроструктуры использованы методы сканирующей электронной микроскопии (SEM) и атомно-силовой микроскопии (AFM) (Рис.1). Пленки имели столбиковую структуру с ориентацией столбиков перпендикулярно плоскости подложки. Средний диаметр столбиков (размер зерна) варьировался от 60 до 170 нм в зависимости от температуры подложки. Толщина полученных пленок (высота столбиков) составляла 1 мкм. Часть пленок дополнительно отжигалась в атмосфере кислорода при 300 и 350 °С.

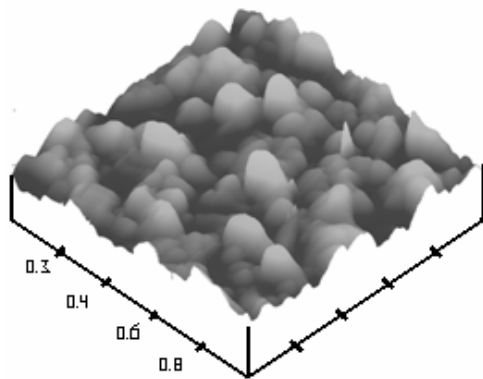


Рис.1. AFM изображение пленки PbTe(In).

В наноструктурированных материалах свойства зерна далеко не всегда являются определяющими. Существенный вклад в проводимость могут вносить поверхностные

эффекты и барьеры, формирующиеся на границах нанокристаллитов. В частности, несмотря на то, что объем зерен нанокристаллических пленок PbTe(In) из-за легирования индием должен был бы иметь проводимость n-типа, знак коэффициентов Зеебека и Холла оказался положительным. Это может указывать на то, что транспорт носителей в пленках определяется дырками в инверсионных каналах на поверхности зерен [1].

Частотные и температурные зависимости компонент полного импеданса $Z=Z'-jZ''$ пленок PbTe(In) исследовались в диапазоне частот f от 20 Гц до 1 МГц. Измерения проводились в температурном диапазоне 4.2 - 300 К. В качестве измеряемых сигналов регистрировались модуль импеданса и фаза, которые пересчитывались в действительную Z' и мнимую Z'' компоненты импеданса. Для измерений использовалась камера, полностью экранирующая образец от фонового излучения. Анализ данных проводился в рамках представления эквивалентных схем.

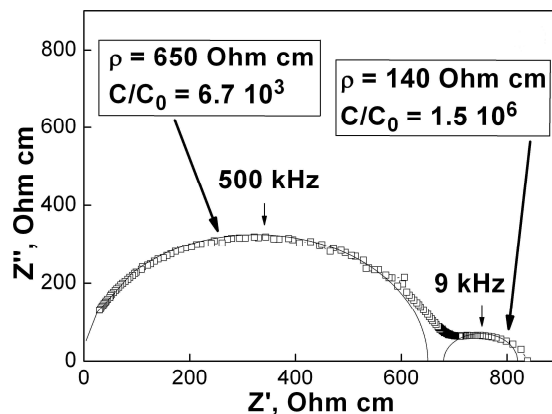


Рис.2. Импеданс-спектр пленки PbTe(In) со средним размером зерна 70 нм при температуре $T=4.2$ К.

На Рис.2 показан импеданс-спектр (зависимость $Z''(Z')$, частота f является параметром) пленки PbTe(In) со средним размером зерна 70 нм. На импеданс-спектре отчетливо наблюдаются две полуокружности, что позволяет аппроксимировать экспериментальные данные эквивалентной схемой, представленной контуром, включающим две последовательно соединенные параллельные

РС-цепочки. Каждому из контуров можно поставить в соответствие определенный механизм транспорта. В данном случае это перенос вдоль инверсионных каналов на поверхности зерен (низкочастотный контур) и перенос через барьер на межкристаллитной границе (высокочастотный контур). Дополнительные аргументы в пользу предположения о наличии двух механизмов транспорта носителей заряда изложены в работе [2], где рассмотрена модификация импеданс-спектра пленки PbTe(In) в условиях подсветки. Анализ импеданс-спектров неотожженной пленки PbTe(In) и пленок, отожженных при 300 и 350 °С, показал, что в образце, отожженном при 300 °С доминирующим механизмом транспорта можно считать активационные переходы через межкристаллитный барьер. В образце, отожженном при 350 °С, определяющим становится перенос по инверсионным каналам на поверхности зерен. Эти выводы находятся в соответствии с данными по энергии активации проводимости. В образце, отожженном при 300 °С, энергия активации, определенная по температурным зависимостям проводимости в статическом режиме, оказалась наиболее высокой. Отжиг пленок при 350 °С приводит к существенному понижению энергии активации.[3]

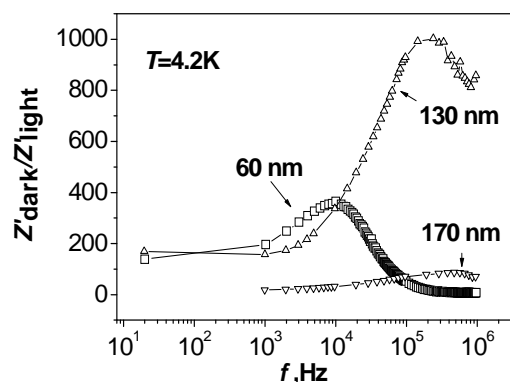


Рис.3. Частотные зависимости относительного фотоотклика действительной компоненты импеданса для пленок PbTe(In) с различным размером нанокристаллита (цифры у кривых).

Во всех исследованных пленках при температурах $T < 150\text{K}$ наблюдалась задержанная фотопроводимость. Для неоднородных полупроводников, к которым относятся и наноструктурированные материалы, возникновение фотопроводимости при высоких температурах обычно связано с пространственным разделением неравновесных носителей заряда, обусловленное крупномасштабным потенциальным рельефом зон в наноструктуре. Высокая фоточувствительность исследуемых пленок в основном связана с формированием энергетического барьера на границе зерен. Другим фактором, определяющим величину фотоотклика, является сопротивление инверсионных каналов. Суперпозиция двух различных механизмов проводимости может приводить к немонотонной частотной зависимости амплитуды фотоотклика. На рис.3 представлены частотные зависимости амплитуды относительного фотоотклика действительной Z'_{dark}/Z'_{light} компоненты импеданса для исследованных пленок PbTe(In). Полученные зависимости характеризуются немонотонным поведением и наличием пика в некотором, достаточно узком, диапазоне частот. Частоты, соответствующие максимальному значению Z'_{dark}/Z'_{light} , так же как и амплитуды пиков, существенно различаются для пленок с разным размером зерна. Для исследованных образцов максимальная амплитуда пика фотоотклика наблюдается для пленки со средним размером зерна 130 нм.

Таким образом, варьируя размер зерна, степень окисления наноструктурированных пленок и выбирая оптимальный частотный диапазон для измерений, можно значительно увеличивать амплитуду фотоотклика.

- [1] Л.Н.Неустроев, В.В.Осипов. ФТП, **20**, 34 (1986); ФТП, **20**, 38 (1986); ФТП, **21**, 1352 (1987).
- [2] Т.Комиссарова, Д.Хохлов, Л.Рябова, З.Дашевский и В.Касиян. Phys. Rev. B, **75**, 195326 (2007).
- [3] А.А.Добровольский, Т.А.Комиссарова, З.М.Дашевский, В.А.Касиян, Б.А.Акимов, Л.И.Рябова, Д.Р.Хохлов. ФТП, **43**, 2 (2009).

Об уширении и сдвиге уровней квантовой системы вблизи твёрдого тела при произвольной температуре

И.А. Дорофеев

Институт физики микроструктур РАН
603950 ГСП-105 Нижний Новгород Россия

E-mail: dorof@ipm.sci-nnov.ru

Хорошо известно, что если атом или молекула помещаются в электромагнитное поле, то их уровни сдвигаются на некоторую величину, изменяется время жизни возбуждённых состояний, может частично или полностью сниматься вырождение. В случае, когда частица находится около поверхности тела, эти её характеристики зависят от расстояния между ними, а также от электродинамических свойств образца, поскольку любое нагретое поглощающее тело является источником термостимулированного флуктуационного электромагнитного поля. Например, это может быть сдвиг $\delta E_a(\vec{r})$ некоторого уровня "a" частицы, или время жизни

её возбуждённого состояния $\tau_a = \gamma_a^{-1}(\vec{r})$, где $\gamma_a(\vec{r})$ - скорость распада состояния "a", являющаяся суммой вероятностей распада в единицу времени по возможным различным каналам релаксации.

Расчётам упомянутых характеристик квантовых систем в разнообразных геометрических условиях посвящено огромное число работ.

По-видимому, наиболее последовательная теория рассматриваемых процессов была создана авторами ряда работ, в частности [1], на основе современной теории линейного отклика. Рассмотрим общее выражение для сдвига уровня, получаемого во втором порядке теории возмущения

$$\delta E_a = -\frac{1}{\pi} P \left(\sum_n \mu_\alpha^{an} \mu_\beta^{na} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{\text{Im} \{ G_{\alpha\beta}(\vec{r}_0, \vec{r}_0; \omega) \}}{[1 - \exp(-\hbar\omega / k_B T)](\omega + \omega_{na})} \right), \quad (1)$$

где μ_α^{an} - компонента дипольного момента, соответствующая переходу $a \rightarrow n$, $G_{\alpha\beta}(\vec{r}_0, \vec{r}_0; \omega)$ - функция Грина точечного источника в месте его нахождения \vec{r}_0 . Из (1) получено окончательное выражение в цитируемой работе для сдвига уровня в пределе $T = 0$. Выражение (1) неудобно для численного расчёта, поскольку не всегда просто найти ответ в смысле главного значения. Целью нашей короткой заметки является получение удобного аналитического выражения для сдвига уровня при любой температуре. Для этого, как и в [1], воспользуемся тождеством Сохоцкого, и в полученном интеграле представим мнимую часть через разность функции Грина с её комплексно - сопряжённой величиной, сделаем замену переменной $\omega = -\omega$ во втором интеграле и учтём свойство гриновской функции $G_{\alpha\beta}^*(-\omega) = G_{\alpha\beta}(\omega)$ на действительной оси частот, справедливое для немагнитных материалов. В результате интеграл представляется в виде $J_1 - J_2$. Подынтегральные функции в J_1, J_2 имеют на мнимой оси частот бесконечное число простых полюсов на мацубаровских частотах $\xi_m = 2\pi m k_B T / \hbar$, $m = 0, 1, 2, \dots$, а также полюса в точках $\omega = -\omega_{na} - i\eta$ и $\omega = \omega_{na} + i\eta$ в плоскости

комплексной частоты. При интегрировании учтём, что функция Грина является аналитической в верхней части комплексной плоскости, поэтому рассмотрим следующие вспомогательные контуры для интегрирования. Для интеграла J_1 контур C_1 включает в себя путь от минус до плюс бесконечности, при этом точка $\omega = 0$ обходится сверху по малой полуокружности по часовой стрелке, кроме того, этот путь замыкается большой полуокружностью в верхней части комплексной плоскости, при этом точка $\omega = -\omega_{na} - i\eta$ оказывается вне этого контура. Для интеграла J_2 контур C_2 также включает в себя путь от минус до плюс бесконечности, точка $\omega = 0$ обходится сверху по малой полуокружности по часовой стрелке, а затем этот путь также замыкается полуокружностью в верхней части комплексной плоскости, при этом точка $\omega = \omega_{na} + i\eta$ оказывается внутри этого контура. Интегралы по таким контурам равны умноженной на $2\pi i$ бесконечной сумме вычетов в простых полюсах $i\xi_m$ ($m = 1, 2, \dots$) внутри контура интегрирования для первого интеграла, а для второго к такой же сумме нужно добавить ещё вычет в точке $\omega = \omega_{na} + i\eta$. Разбивая контурные интегралы на интегралы по отдельным путям, и вычисляя полувычеты с обратным знаком в точке

$\omega = 0$ для первого и второго интеграла, находим значения интегралов J_1 и J_1 . В результате, подставляя значение найденного интеграла в (1),

$$\delta E_a = -\frac{2k_B T}{\hbar} \sum_n \omega_{na} \mu_\alpha^{an} \mu_\beta^{na} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{G_{\alpha\beta}(\vec{r}_0, \vec{r}_0; i\xi_m)}{\omega_{na}^2 + \xi_m^2} - \sum_n \mu_\alpha^{an} \mu_\beta^{na} \operatorname{Re}\{G_{\alpha\beta}(\vec{r}_0, \vec{r}_0; \omega_{an})\} [1 - \exp(-\hbar\omega_{an}/k_B T)]^{-1}, \quad (2)$$

где штрих при значении $m = 0$ означает, что этот член следует взять с половинным весом. Меняя порядок суммирования в (2), и учитывая выражение

$$\alpha_{\alpha\beta}^a(i\xi) = \frac{2}{\hbar} \sum_n \frac{\omega_{na} \mu_\alpha^{an} \mu_\beta^{na}}{\omega_{na}^2 + \xi^2}, \quad (3)$$

получим формулу, в которой фигурирует эта характеристика частицы

$$\delta E_a = -k_B T \sum_{m'} G_{\alpha\beta}(\vec{r}_0, \vec{r}_0; i\xi_m) \alpha_{\alpha\beta}^a(i\xi_m) - \sum_n \mu_\alpha^{an} \mu_\beta^{na} \operatorname{Re}\{G_{\alpha\beta}(\vec{r}_0, \vec{r}_0; \omega_{an})\} [1 - \exp(-\hbar\omega_{an}/k_B T)]^{-1}. \quad (4)$$

При условии $T \rightarrow 0$, мацубаровские частоты $\xi_m = 2\pi k_B T m / \hbar$ «сгущаются», и суммирование в (2) заменяется по обычному правилу

$$\delta E_a = -\frac{1}{\pi} \sum_n \omega_{na} \mu_\alpha^{an} \mu_\beta^{na} \int_0^\infty \frac{G_{\alpha\beta}(\vec{r}_0, \vec{r}_0; i\xi)}{\omega_{na}^2 + \xi^2} d\xi - \sum_n \mu_\alpha^{an} \mu_\beta^{na} \operatorname{Re}\{G_{\alpha\beta}(\vec{r}_0, \vec{r}_0; \omega_{na})\} \theta(\omega_{na}), \quad (5)$$

или, учитывая (3),

$$\delta E_a = -\frac{\hbar}{2\pi} \int_0^\infty G_{\alpha\beta}(\vec{r}_0, \vec{r}_0; i\xi) \alpha_{\alpha\beta}^a(i\xi) d\xi - \sum_n \mu_\alpha^{an} \mu_\beta^{na} \operatorname{Re}\{G_{\alpha\beta}(\vec{r}_0, \vec{r}_0; \omega_{na})\} \theta(\omega_{na}). \quad (6)$$

Как показано в работе [1], входящая во все формулы функция Грина $G_{\alpha\beta} = G_{\alpha\beta}^0 + G_{\alpha\beta}^R$ есть сумма функции Грина для свободного пространства $G_{\alpha\beta}^0(\vec{r}, \vec{r}_0) = \vec{F}_{\alpha\beta}^0(\vec{r}, \vec{r}_0) + 4\pi\delta_{\alpha\beta}\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$ и функции Грина $G_{\alpha\beta}^R(\vec{r}, \vec{r}_0) = \vec{F}_{\alpha\beta}^R(\vec{r}, \vec{r}_0)$, определяющей влияние образца. Для того чтобы учесть это влияние, необходимо во всех формулах (2) - (6) использовать функцию $G_{\alpha\beta}^R(\vec{r}, \vec{r}_0)$.

$$\gamma_a = \hbar^{-2} \sum_n \mu_\alpha^{an} \mu_\beta^{na} J_{\alpha\beta}(\vec{r}_0, \omega_{na}) = 2\hbar^{-1} \sum_n \mu_\alpha^{an} \mu_\beta^{na} \frac{\operatorname{Im}\{G_{\alpha\beta}^R(\vec{r}_0, \vec{r}_0; \omega_{na})\}}{[1 - \exp(-\hbar\omega_{na}/k_B T)]}, \quad (7)$$

где $J_{\alpha\beta}(\omega)$ - спектральная плотность состояний, являющаяся Фурье-образом тензора корреляции стационарного флуктуационного поля $\langle E_\alpha(t') E_\beta(t'') \rangle$. Равенство в формуле (7) следует из флуктуационно-диссипативного соотношения между спектральной плотностью состояний и полевой восприимчивостью $J_{\alpha\beta} = 2\hbar[1 - \exp(-\hbar\omega/k_B T)]^{-1} \operatorname{Im}\{G_{\alpha\beta}^R\}$.

имеем после перехода $\eta \rightarrow 0$ удобную и простую для расчётов формулу без ограничения на величину температуры

для диполь - дипольной поляризуемости частицы, инвариантной по отношению к обращению времени

$\sum_m \rightarrow \int \rho_\xi d\xi$, где $\rho_\xi = (\partial\xi/\partial m)^{-1} = \hbar/2\pi k_B T$, в результате получаем низкотемпературную формулу из цитируемой работы [1]

Очевидно, что смещение частоты перехода, например, между состояниями "a" и "b" равно $\delta\omega_{ab} = (\delta E_a - \delta E_b)/\hbar$.

Для справки приведём выражение, которое можно получить разными способами [1,2] на основе золотого правила Ферми, для вероятности перехода в единицу времени, или скорости перехода из состояния "a" в некоторый набор состояний "n", разрешённых правилами отбора

Работа поддержана РФФИ, грант 08-02-00035-а.

[1] J.M. Wylie and J.E. Sipe, Phys. Rev. A., "Quantum electrodynamics near an interface. II", v.32, n.4, p.2030, (1985).

[2] Д. Н. Клышко «Физические основы квантовой электроники» (М.: Наука, 1986).

Резонансы в спектре состояний термостимулированного поля твёрдого тела как особенности двухвременных функций Грина

И.А. Дорофеев

Институт физики микроструктур РАН
603950 ГСП-105 Нижний Новгород Россия

E-mail: dorof@ipm.sci-nnov.ru

В квантовой статистической физике вводятся разнообразные функции Грина: причинные, запаздывающие, опережающие, половинные, позволяющие вычислять корреляционные функции динамических переменных системы. Удобство использования функций Грина связано с известными аналитическими свойствами их Фурье – трансформант на плоскости комплексной частоты. Фурье – трансформанта же корреляционной функции не является аналитической. Способ вычисления корреляционной функции на основе решения бесконечной цепочки уравнений движения для двухвременных температурных функций Грина был предложен в работе [1]. Такой способ решения, некоторые трудности его применения и ряд важных примеров описаны, например, в [2,3]. Схема

$$\lim_{\Delta \rightarrow 0} [G_{\alpha\beta}^R(\omega + i\Delta) - G_{\alpha\beta}^R(\omega - i\Delta)] = i[1 - \exp(-\hbar\omega / k_B T)] J_{\alpha\beta}(\omega). \quad (1)$$

Способы нахождения функций Грина из уравнений движения постоянно совершенствуются. В частности, используется процедура «линеаризации» уравнения движения путём замены коммутатора во второй функции Грина и её самой на некоторое разложение с помощью так называемых "K" и "F" матриц в прямом алгебраическом методе [2].

Нам неизвестен ни один пример применения такой схемы во флуктуационной электродинамике для нахождения корреляционных характеристик термостимулированного электромагнитного поля. Хотя очевидно, что в принципе такая схема должна работать и в этом случае. По-видимому, основной трудностью здесь является получение явного вида гамильтониана термостимулированного электромагнитного поля реального тела в представлении вторичного квантования. Процедура квантования радиационной (свободной) части поля хорошо известна. Квантование же квазистационарной части поля нетривиально, и на наш взгляд, прекрасным введением в проблему может быть работа [4], в которой квантование проведено в простейшем случае полупространства без потерь. Отметим лишь один результат: отдельно от источника проквантовать квазистационарное поле нельзя (нет квазистационарных фотонов), поэтому возникает проблема нахождения подходящих попарно ортогональных собственных функций

вычисления корреляционных функций включает в себя составление системы зацепляющихся уравнений движения для функций Грина с использованием явного вида гамильтониана системы, расцепление этой системы с помощью более или менее обоснованного условия и её решения, определения скачков Фурье – образов найденных функций Грина через действительную ось, и вычисление спектральной интенсивности искомых корреляционных функций по спектральной теореме. Спектральная теорема связывает Фурье – трансформанты функций Грина, например запаздывающей $G_{\alpha\beta}^R$, с Фурье – трансформантой корреляционной функции $J_{\alpha\beta}$

системы, которая была решена в цитируемой работе путём введения в рассмотрение триплетных состояний, включающих падающее поле на границу полупространства, отражённое и прошедшее, связанных коэффициентами Френеля. С физической точки зрения понятно, почему возникают материальные характеристики в системе собственных функций, поскольку квазистационарные поля неразрывно связаны с их источниками, и не могут, в отличие от радиационных полей, без них существовать. Иными словами, квантовать неизбежно приходится не только поле, но и среду, его порождающую, т.е. квант в данном случае является элементарным возбуждением всей системы, включающей материальную среду. Другая принципиальная проблема - обоснованное условие расцепления бесконечной системы зацепляющихся уравнений для функций Грина.

В свою очередь, во флуктуационной электродинамике корреляционные функции и спектр возбуждений термостимулированного электромагнитного поля твёрдых тел находятся из решения динамических уравнений - системы уравнений Максвелла. А именно, зная решение для точечного источника поля определённого вида, можно найти спектральную интенсивность корреляционной функции, см., например, [5]

$$J_{\alpha\beta}(\omega) = i[1 - \exp(-\hbar\omega / k_B T)]^{-1} [D_{\alpha\beta}^R(\omega) - (D_{\beta\alpha}^R(\omega))^*], \quad (2)$$

при этом Фурье - трансформанта $D_{\alpha\beta}^R$ соответствующей функции Грина полностью определяет возможные резонансные состояния в спектре состояний теплового поля. В частности, знаменатели функции Грина определяют дисперсионные уравнения для поверхностных поляритонов системы - её собственных мод, на частотах которых наблюдаются резонансные особенности в спектре. Практически, имея набор собственных функций, например, в системах координат, в которых допускается разделение переменных, можно найти соответствующие функции Грина в виде разложения по собственным функциям рассматриваемой системы. Имеющиеся в литературе экспериментальные результаты качественно и количественно согласуются с

$$G_{\alpha\beta}^R(\vec{r}, \vec{r}'; t, t') = -i\theta(t-t') \{ \langle \hat{A}_\alpha(\vec{r}, t) \hat{A}_\beta(\vec{r}', t') \rangle - \langle \hat{A}_\beta(\vec{r}', t') \hat{A}_\alpha(\vec{r}, t) \rangle \}, \quad (3)$$

где операторы динамических переменных системы взяты в представлении Гейзенберга, а усреднение можно провести по большому каноническому ансамблю. Используя определение временной

$$\begin{aligned} \hbar\omega G_{\alpha\beta}^R(\omega; \vec{r}, \vec{r}') &= \hbar \langle [\hat{A}_\alpha \hat{A}_\beta] \rangle + G_{\alpha\beta}^{R'}(\omega; \vec{r}, \vec{r}'), \\ \hbar\omega G_{\alpha\beta}^{R'}(\omega; \vec{r}, \vec{r}') &= \hbar \langle [[\hat{A}_\alpha \hat{H}] \hat{A}_\beta] \rangle + G_{\alpha\beta}^{R''}(\omega; \vec{r}, \vec{r}'), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\langle [\hat{A}_\alpha \hat{A}_\beta] \rangle$, $\langle [[\hat{A}_\alpha \hat{H}] \hat{A}_\beta] \rangle$, и т.д. - средние от коммутаторов тех же операторов в шредингеровском представлении, $G_{\alpha\beta}^R(\omega)$ - Фурье -

теоретическими представлениями. Разнообразные способы описания термостимулированных полей и ряд примеров решения задач флуктуационной электродинамики можно найти в работе [6].

Если функции Грина $G_{\alpha\beta}^R$ и $D_{\alpha\beta}^R$ определены идентично, то подход [1], использующий цепочку зацепляющихся уравнений для нахождения $G_{\alpha\beta}^R$ должен быть эквивалентен подходу [5], основанному на решении системы уравнений Максвелла для нахождения $D_{\alpha\beta}^R$. Для пояснения определим обычным образом запаздывающую функцию Грина по компонентам векторного потенциала термостимулированного электромагнитного поля

производной оператора через его коммутатор с гамильтонианом системы, можно записать бесконечную цепочку связанных уравнений, которая в Фурье - образах выглядит так

трансформанта первой функции Грина (3), $G_{\alpha\beta}^{R'}(\omega)$, $G_{\alpha\beta}^{R''}(\omega)$ - второй, третьей и т.д. функций Грина

$$\begin{aligned} G_{\alpha\beta}^{R'}(\vec{r}, \vec{r}'; t, t') &= -i\theta(t-t') \{ \langle [\hat{A}_\alpha(\vec{r}, t) \hat{H}] \hat{A}_\beta(\vec{r}', t') \rangle - \langle \hat{A}_\beta(\vec{r}', t') [\hat{A}_\alpha(\vec{r}, t) \hat{H}] \rangle \}, \\ G_{\alpha\beta}^{R''}(\vec{r}, \vec{r}'; t, t') &= -i\theta(t-t') \{ \langle [[\hat{A}_\alpha(\vec{r}, t) \hat{H}] \hat{H}] \hat{A}_\beta(\vec{r}', t') \rangle - \langle \hat{A}_\beta(\vec{r}', t') [[\hat{A}_\alpha(\vec{r}, t) \hat{H}] \hat{H}] \rangle \}, \end{aligned} \quad (5)$$

С другой стороны Фурье - трансформанта функции Грина во флуктуационной электродинамике [5], определяемой аналогично (3), является, например, в

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x_\alpha \partial x_\nu} - \delta_{\alpha\nu} \Delta - \delta_{\alpha\nu} \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega, \vec{r}) \right] D_{\nu\beta}^R(\omega; \vec{r}, \vec{r}') = -4\pi\hbar\delta_{\alpha\beta}\delta(\vec{r} - \vec{r}'). \quad (6)$$

Очевидно, что решение бесконечной цепочки уравнений (4) должно быть эквивалентно решению задачи (6). Отсюда следует, что, используя решение, полученное одним методом, можно найти условия его нахождения по схеме другого метода. Но, и это не главное. Очевидно, что уже известные решения задач флуктуационной электродинамики накладывают ограничения на возможный вид гамильтониана в представлении чисел заполнения, используемый в методе уравнений движения для функций Грина. Причём, речь идёт о гамильтониане термостимулированного поля, порождаемого объектами с реальными характеристиками. В простейшем случае - это полупространство с комплексной диэлектрической проницаемостью. Такая аналогия может быть полезна при

простом случае, когда $\varepsilon_{\alpha\beta} = \varepsilon\delta_{\alpha\beta}$, $\mu_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta}$, решением уравнения с граничными условиями

рассмотрении других процессов гауссовой статистики, но иной, неэлектромагнитной природы.

Работа поддержана РФФИ, грант 08-02-00035-а.

- [1] Н.Н. Боголюбов, С.В. Тябликов, *ДАН СССР*, т.126, с.53 (1959).
- [2] Д.Н. Зубарев, *УФН*, т.LXXI вып.1, с.71, (1960).
- [3] М.Ф. Сарры, *УФН*, т.161, №11, с.48, (1991).
- [4] С.К. Carniglia and L. Mandel, *Phys. Rev. D*, v.3, n.2, p.280, (1971).
- [5] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, *Статистическая физика*, Часть II (М.: Физматлит, 2001).
- [6] Е.А. Виноградов, И.А. Дорофеев, *УФН*, Принято в печать, (2009)

Инжекционная электролюминесценция в квантово-размерных структурах InGaAs/GaAs с контактом металл/полупроводник и металл/окисел/полупроводник

М.В. Дорохин^{1,2}, П.Б. Дёмина¹, Н.В. Байдусь¹, О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов^{1,2},
Б.Н. Звонков¹, М.М. Прокофьева², А.Е. Шолина², К.В. Сидоренко^{1,2}

¹НИФТИ ННГУ им. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

²Физический факультет ННГУ им. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

Диодные структуры с контактом металл/полупроводник (МП) и металл/туннельно-тонкий окисел/полупроводник (МТОП) успешно применяются в различных областях опто- и нанoeлектроники. Например, металлический контакт может выступать в роли эмиттера в светоизлучающих диодах (СИД) с квантовыми точками InAs/GaAs, работающих в диапазоне длин волн 1.3 – 1.55 мкм [1]. Значительные успехи достигнуты в экспериментах по инжекции спин-поляризованных носителей заряда из ферромагнитного металла в полупроводник [2]. Основной проблемой при использовании МП и МТОП структур в оптоэлектронике является необходимость повышения эффективности инжекции неосновных носителей заряда [3] и, как следствие, повышения интенсивности электролюминесценции. В настоящей работе рассматриваются основные технологические подходы, обеспечивающие сравнительно высокий уровень инжекции неосновных носителей в диодах Шоттки на основе гетероструктур с квантовой ямой InGaAs/GaAs.

Структуры выращивались на подложках n^+ -GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) при атмосферном давлении и температуре 600°C. Активной областью являлась квантовая яма (КЯ) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Толщина КЯ составляла 10 нм, содержание In $0.10 \leq x \leq 0.20$. Квантовая яма зарастивалась покровным слоем n -GaAs толщиной 20-100 нм. Образцы отличались видом приповерхностного слоя. В структурах типа А перед нанесением контакта на поверхности GaAs формировался слой анодного окисла (АО) толщиной 2-20 нм. Структуры окислялись в электролите на основе пентабората аммония, что позволило преодолеть недостатки, присущие диодам с АО, описанным в [4] (неоднородность окисления по поверхности, сложность достоверного определения толщины окисла). Толщина слоя АО измерялась методом эллипсометрии, а также рассчитывалась по CV-измерениям.

В двух других сериях экспериментов было проведено легирование покровного слоя акцепторной примесью: однородное легирование углеродом (структура В) или δ -легирование Mn (структура С). Содержание Mn составляло 0.4

монослоя. Толщина однородно легированного углеродом слоя составляла 10 нм. В качестве контрольных использовались образцы с КЯ, нелегированным покровным слоем и без АО. Au контакт Шоттки наносился на поверхность структур методом термического испарения металла в вакууме. Были проведены исследования фото- и электролюминесценции (ФЛ и ЭЛ) диодных структур в диапазоне температур 10 - 300 К.

Ранее [4] нами была показана возможность получения эффективной ЭЛ в диодах на основе структур, содержащих туннельно-тонкий слой АО между GaAs и металлом. Согласно [3] высокое значение интенсивности ЭЛ ($I_{\text{ЭЛ}}$) обусловлено смещением уровня Ферми в металле к валентной зоне полупроводника n -типа при прямом смещении МТОП-структуры и снижением потенциального барьера для инжекции неосновных носителей.

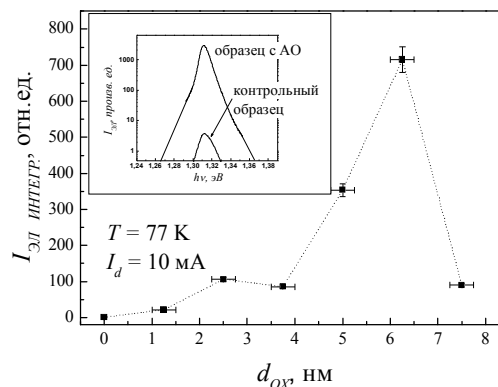


Рис.1. Зависимость относительной интегральной интенсивности ЭЛ (нормированной на $I_{\text{ЭЛ}}$ контрольного диода) от толщины АО. На вставке показаны спектры ЭЛ диода с АО толщиной 6.25 нм и контрольной структуры.

В диодах на основе структур типа А было обнаружено увеличение $I_{\text{ЭЛ}}$ по сравнению с контрольными диодами (вставка к рис.1). Исследование зависимости интенсивности ЭЛ от толщины слоя АО показало, что наибольшая интенсивность ЭЛ достигается при толщине окисла ≈ 6 нм (рис.1). При указанной толщине значение $I_{\text{ЭЛ}}$ диодных структур примерно в 700 раз превышает $I_{\text{ЭЛ}}$ контрольных диодов.

Показанная на рис.1 зависимость согласуется с моделью инжекции неосновных носителей, описанной в [3].

Условия для инжекции неосновных носителей заряда и эффективной ЭЛ могут обеспечиваться и при однородном легировании приповерхностной области полупроводника n -типа. На рис.2 приведён спектр ЭЛ светоизлучающей структуры с КЯ и 10 нм приповерхностным слоем p^+ -GaAs (структура В). Из сравнения со спектром контрольного образца видно, что введение p^+ -слоя также позволяет повысить интенсивность ЭЛ диодов.

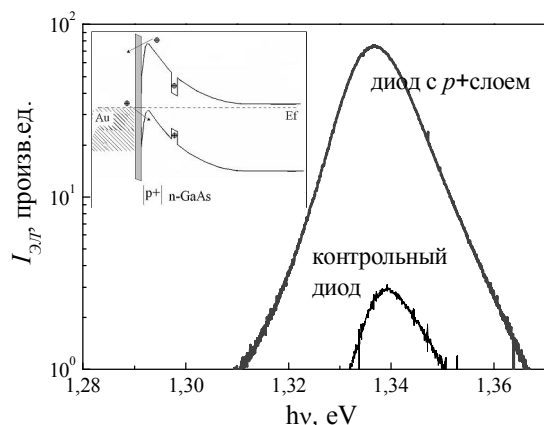


Рис.2. Спектры ЭЛ структуры с InGaAs/GaAs КЯ, содержащей p^+ -слой GaAs на поверхности. На вставке показана зонная диаграмма диода.

По-видимому, увеличение $I_{ЭЛ}$ обусловлено модификацией зонной диаграммы, показанной на вставке к рис.2. В данной конфигурации повышается вероятность туннелирования дырок из металла в валентную зону полупроводника, что приводит к существенному повышению рекомбинационной составляющей тока.

В [1] показана возможность изготовления светоизлучающих диодов Шоттки с $\delta<C>$ -легированием приповерхностной области структур, выращенных на подложках n -GaAs. Было показано, что δ -легирование способствует повышению интенсивности ЭЛ в несколько раз по сравнению с ЭЛ контрольной структуры, что объяснялось модификацией зонной структуры и снижением эффективной высоты потенциального барьера для неосновных носителей заряда (вставка к рис.3). С точки зрения указанного механизма введение δ -слоя любой акцепторной примеси вблизи поверхности n -GaAs должно приводить к повышению эффективности ЭЛ диодов Шоттки.

С точки зрения использования в спинтронике [5] интересным является изучение структур, содержащих $\delta<Mn>$ -легированные слои вблизи активной области. Как видно из рис.3, интенсивность ЭЛ диодов типа С может в несколько раз превышать $I_{ЭЛ}$ контрольных структур.

Установлено, что помимо инжекции неосновных носителей, существенное влияние на

люминесценцию структур типа С оказывает безызлучательная рекомбинация с участием ионов Mn. Так, $I_{ЭЛ}$ существенно зависит от положения $\delta<Mn>$ -слоя относительно КЯ.

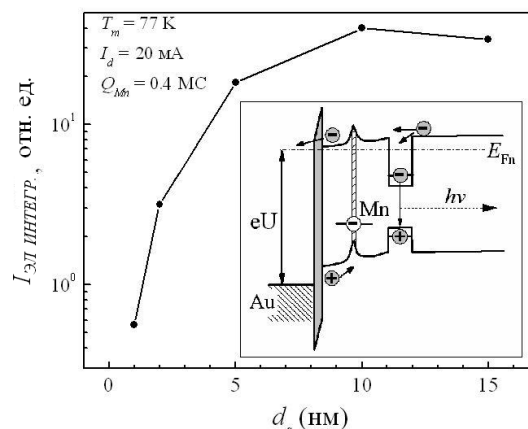


Рис.3. Зависимость относительной интегральной интенсивности ЭЛ от толщины спейсерного слоя между КЯ и $\delta<Mn>$. На вставке показана зонная диаграмма при прямом смещении (U) диода Шоттки с $\delta<Mn>$ слоем.

Наибольшее значение $I_{ЭЛ}$ достигается для структуры, в которой расстояние между $\delta<Mn>$ и КЯ составляет $d_{sp} = 10$ нм (рис.3).

Интенсивности ЭЛ диодов, изготовленных разными методами, приведены в таблице 1.

Таблица 1. Наибольшие значения $I_{ЭЛ}$, отнесённые к $I_{ЭЛ}$ контрольного диода при рабочем токе 7 мА ($h\nu = 1.34$ эВ).

Образец	A	B	C
$I_{ЭЛ}$, отн.ед.	700	90	40

Таким образом, в работе рассмотрены основные методы увеличения эффективности ЭЛ светоизлучающих диодов на основе структур с контактом металл/GaAs: анодное окисление поверхности, однородное легирование и дельта-легирование марганцем приповерхностной области полупроводника. Последний способ открывает возможность применения диодов Шоттки в качестве элемента спинтроники.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 08-02-00548, 08-02-97038), РНП (проект 2.2.2/4297) и программы ОФН РАН "Спин-зависимые эффекты в твердых телах и спинтроника".

1. N.V. Baidus, B.N. Zvonkov, P.B. Mokeeva, et.al. // Semic. Sci. Tech., **19**, S469, (2004).
2. A.T. Hanbicki, O.M.J. van't Erve, R. Magno, et.al. // Appl. Phys. Let., **82**, 4092, (2003).
3. H.C. Card, E.H. Rhoderick // J. Phys. D. Appl. Phys, **4**, 1589, (1971).
4. Н.В. Байдусь, П.Б. Демина, М.В. Дорохин., и др. // ФТП, **39**, 25 (2005).
5. M.V. Dorokhin, Yu.A. Danilov, P.B. Demina, et.al. // J. Phys. D. Appl. Phys, **41**, 245110, (2008).

Повышение разрешения по глубине при послойном элементном анализе полупроводниковых наноструктур SiGe, GaN, (Al,In)GaAs методом ВИМС путем использования кластерных вторичных ионов и снижения «наведенной» шероховатости

М.Н.Дроздов, В.М.Данильцев, Ю.Н.Дроздов, Д.Н.Лобанов,
А.В.Новиков, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
e-mail: drm@ipm.sci-nnov.ru

Необходимым условием послойного элементного анализа полупроводниковых наноструктур методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) является достижение высокого разрешения по глубине на уровне 1–1.5 нм. Основные источники погрешности, определяющие разрешение по глубине можно разделить на две различные группы [1,2]. Первая, это информационная глубина метода, определяемая глубиной выхода регистрируемых вторичных ионов. Вторая группа включает достаточно многочисленные артефакты ионного распыления, среди которых основную роль играют атомное перемешивание в каскаде столкновений и развитие шероховатости в кратере распыления. Способы минимизации этих погрешностей для каждого типа структур требуют отдельного исследования. Кроме того, важную роль могут играть инструментальные погрешности, прежде всего наклон дна кратера ионного распыления, вклад которого в разрешение по глубине зачастую трудно выделить на фоне «наведенной» шероховатости. В данной работе проведено систематическое исследование вклада всех этих явлений в разрешение по глубине при послойном анализе широкого класса полупроводниковых гетероструктур SiGe/Si, GaN/Al₂O₃, (Al,In)GaAs/GaAs методом ВИМС на установке TOF.SIMS-5 и рассмотрены некоторые способы их минимизации. Детальный анализ формы и профиля кратера распыления, а также характеристик шероховатости в зоне кратера и на исходной поверхности проводился на оптическом интерференционном микроскопе TALYSURF. На рис.1 показан профиль кратера

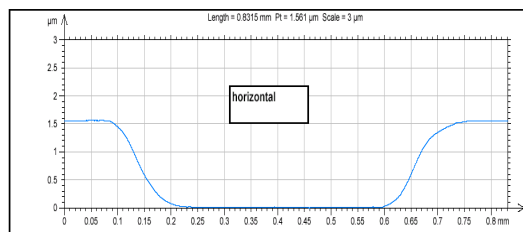


Рис.1 Профиль кратера распыления ионами O₂⁺

распыления полупроводниковой гетероструктуры E682 InGaAs/GaAs ионами O₂⁺ падающими на поверхность под углом 45 град.

Как видим, в установке TOF.SIMS-5 достигается высокая степень коррекции инструментальной погрешности: наклон дна кратера не превышает 1-1.5% от глубины травления Z. Размер области, анализируемой пучком ионов Bi⁺ составляет, как правило, пятую часть от кратера травления. В данном случае кратер составлял 500*500 мкм², а анализируемая область 100*100 мкм². Поэтому наклон дна кратера будет вносить дополнительную погрешность в разрешение по глубине D_Z не превышающую D_Z=0.2%Z. На рис.2,3 приведено распределение интенсивности линий ³⁰Si, Ge и Sb (кластер SbSi) в структуре SiGe B863. Прежде всего, обращает на себя

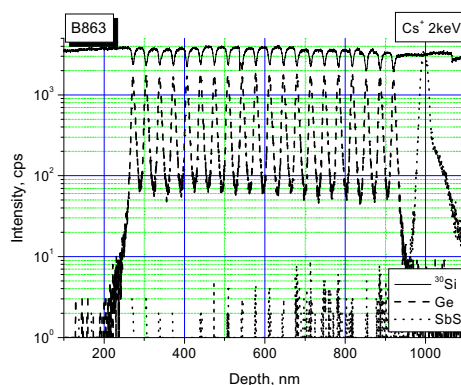


Рис.2 Профили элементов в структуре B863

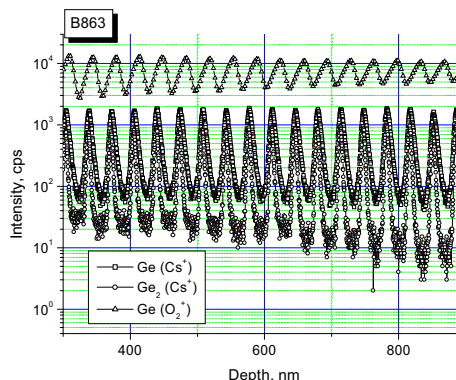


Рис.3 Профили вторичных ионов Ge⁺, Ge_{1,2}⁻

внимание разное поведение модуляции Ge⁺ (распыление ионами O₂⁺) и Ge⁻ (распыление Cs⁺) – рис.3. При распылении ионами O₂⁺ модуляция

элементов снижается с глубиной анализа, что может свидетельствовать о развитии шероховатости в зоне анализа при распылении. В то же время, при распылении ионами Cs^+ модуляция Ge_1^- сохраняет свою величину на всю глубину анализа. Предположение о различной степени развития шероховатости при распылении ионами Cs^+ и O_2^+ подтверждено прямыми измерениями величины среднеквадратичной шероховатости S_q на микроскопе TALYSURF. На исходной поверхности структуры B863 $S_q=0.75\text{nm}$. На дне кратера травления ионами Cs^+ ($Z=1.3\text{мкм}$) шероховатость возрастает незначительно $S_q=1.15\text{nm}$. При распылении ионами O_2^+ ($Z=1.1\text{мкм}$) изменения значительно сильнее - $S_q=3.9\text{nm}$. Подобные различия мы наблюдали и при анализе полупроводниковых гетероструктур других типов. Таким образом, использование ионов Cs^+ для распыления позволяет практически полностью исключить влияние развития шероховатости на разрешение по глубине при послойном анализе полупроводниковых гетероструктур вплоть до $Z=1-1.5\text{мкм}$. При условии минимизации инструментальных погрешностей и процесса развития шероховатости, разрешение по глубине определяется главным образом процессами атомного перемешивания в каскаде столкновений. Известно [1,2], что влияние процессов атомного перемешивания на величину D_z может быть снижено путем уменьшения энергии распыляющих ионов до 1кэВ , а также вариации их массы и угла падения. В данной работе мы хотим обратить внимание на новую возможность повышения разрешения по глубине для полупроводниковых гетероструктур, основанную на использовании кластерных вторичных ионов. Рис.3 демонстрирует интересную особенность профиля элементов в структуре B863 – модуляция кластерных ионов Ge_2^- возрастает с глубиной в отличие от постоянного уровня для ионов Ge_1^- . Более детальная информация о профилях Ge_{1-3} может быть получена из рис.4,5 для структуры Ge/Si R8. Рис.4 демонстрирует существенное различие

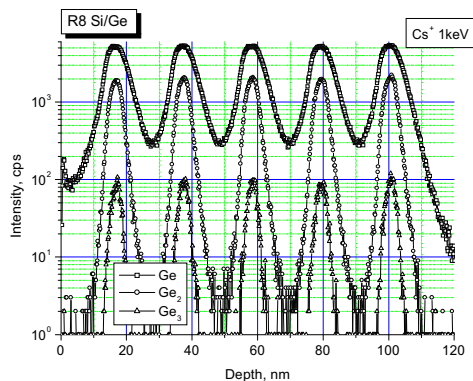


Рис.4 Профили вторичных ионов Ge_{1-3} в структуре Si/Ge R8

профилей Ge_1 , Ge_2 и Ge_3 в структуре R8, свидетельствующее о заметном повышении разрешения по глубине для ионов $\text{Ge}_{2,3}$. Некоторые количественные оценки, характеризующие величину D_z можно получить из рис.5, где приведено нормированное на максимум распределение интенсивностей Ge_{1-3} для последнего, пятого слоя SiGe в структуре. Ширина профиля Ge на полувысоте (FWHM) снижается от 7nm для Ge_1 до 4nm (Ge_2) и 3.5nm (Ge_3). Заметим, что оценка D_z по ширине профиля дельта-слоя или по области перехода на уровне 0.2-0.8 от максимального значения является наиболее распространенным способом для электронной Оже-спектроскопии. Для метода ВИМС характерны очень большие динамические диапазоны изменения концентрации на несколько порядков величины. Поэтому часто используется дополнительная характеристика – размер области спада профиля на один порядок величины – L_{decay} [3]. Для структуры R8 мы получили $L_{\text{decay}}=5.8\text{nm/dec}$ для (Ge_1), 2.5nm/dec (Ge_2) и 1.8nm/dec (Ge_3).

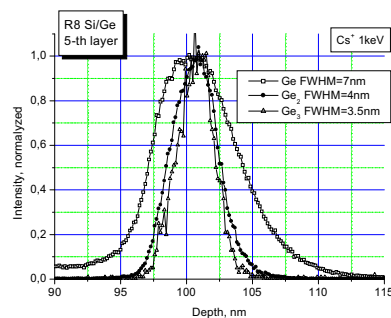


Рис.5 Профили нормированной интенсивности

Возвращаясь к рис.3, можно утверждать, что послойный анализ с использованием вторичных ионов Ge_2^- с повышенным разрешением по глубине позволяет более детально характеризовать структуру B863. Спад профиля Ge_2 от подложки к поверхности пленки обусловлен накапливающимися нарушениями планарного процесса роста многослойной структуры. Улучшение разрешения по глубине с использованием вторичных кластерных ионов мы наблюдали и для других полупроводниковых гетероструктур: Al(In)GaAs/GaAs – кластеры Al_2 , In_2 и $\text{GaN/Al}_2\text{O}_3$ – N_3 , Ga_2 , Ga_3 .

Работа поддерживалась РФФИ, проекты 07-02-00163 и 09-02-0389 и программы Президиума РАН.

[1] М.Н.Дроздов, В.М.Данильцев, Ю.Н.Дроздов, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин. Письма в ЖТФ. 2001, т.27, в.3, с.59-66.

[2] S. Hofmann. Applied Surface Science 2005, v.241, p.113–121.

[3] W.Vandervorst. Appl. Surf. Sci. 2008, v.255, p.805.

Анализ эпитаксиальных слоев GaN на сапфире с подслоями GaN и AlN

Ю.Н. Дроздов, М.Н. Дроздов, О.А. Хрыкин, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

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

Эпитаксиальные слои $Ga(Al)N$ уже сейчас находят широкое применение в современных оптоэлектронных устройствах, и работы по дальнейшему изучению их свойств ведутся широким фронтом. Целый ряд особенностей возникает при анализе этой ГС методами рентгеновской дифрактометрии (РД) [1-4]. В настоящей работе обсуждаются результаты и методические особенности РД-анализа слоев GaN с низкотемпературными подслоями GaN или AlN . Слои выращены газофазным методом в ИФМ РАН. В качестве источников Ga , Al и N использованы TMG , TMA и NH_3 , в качестве газов – носителей – азот и водород. Толщина слоев около 1 мкм. Рентгеновские измерения выполнены на дифрактометре ДРОН-4 на $CuK\alpha$ -излучении с приставкой ГП-14.

Модель, на основе которой ведется анализ, – это слой, состоящий из не сильно разориентированных между собой (до нескольких градусов) областей когерентного рассеяния (блоков мозаики, кристаллитов). Параметрами модели являются углы разориентации ОКР, длины когерентности решетки и неоднородность в периодах решетки ОКР, т.е. микродеформации, природой которых могут быть и неоднородности в концентрации твердого раствора в слое. Кроме того, в гетеросистеме всегда присутствует макродеформация слоев и подложки и макроизгиб, который частично снимает упругие напряжения, приводя гетеросистему в состояние механического равновесия. Более подробно в настоящем сообщении рассмотрено измерение угла “twist” и концентрации твердого раствора $Al_xGa_{1-x}N$.

Основные компоненты разворотов ОКР это разворот (рассеяние) нормалей кристаллографических плоскостей $(000l)$, называемый в литературе “tilt”, и разворот направлений, лежащих в этой плоскости, “twist”, т.е. twist – это лежащая в плоскости $(000l)$ компонента рассеяния нормали к плоскости типа $(hk,0)$. Угол рассеяния нормалей для плоскостей общего вида (hk,l) включает в себя обе этих компоненты. Угол tilt легко измеряется по симметричным отражениям $(000l)$. Угол twist, не прибегая к специальным и труднореализуемым способам съемки, определяют, снимая ширину наклонных рефлексов и экстраполируя зависимость $\omega(\Psi)$ к $\Psi=90^\circ$ [2-4]. Схема измерения ширины рефлекса по углу ω ($FWHM\omega$) для плоскости (hk,l) , наклоненной к $(000l)$ на угол Ψ , показана на

рис.1. Детектор установлен на угол $2\theta(hk,l)$, а образец вращается вокруг главной оси ω , что

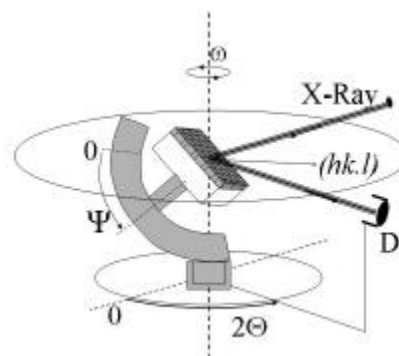


Рис. 1. Схема измерения $FWHM\omega(hk,l)$.

обеспечивает высокое разрешение при использовании кристалл-монокроматоров. Метод расчета состоит в следующем. Пусть каждый отдельный блок мозаики отклонен от среднего значения на W_{tilt} по углу tilt и W_{twist} по углу twist. Тогда вклад этих разворотов в отклонение нормали к (hk,l) , от среднего описывается уравнениями [2]:

$$\cos\omega_{tilt} = \sin^2\Psi + \cos^2\Psi \cdot \cos W_{tilt}$$

$$\cos\omega_{twist} = \cos^2\Psi + \sin^2\Psi \cdot \cos W_{twist},$$

или, в приближении малых углов ω и W :

$$\omega_{tilt} = W_{tilt} \cdot \cos\Psi \quad (1)$$

$$\omega_{twist} = W_{twist} \cdot \sin\Psi. \quad (2)$$

Полное отклонение от среднего для отдельной ОКР составляет

$$\omega(\Psi) = \omega_{tilt} \pm \omega_{twist}$$

в зависимости от направления отклонений. Для всего набора ОКР ω_{tilt} и ω_{twist} представляют собой распределенные по некоторому закону случайные величины. Распределение вероятности для их суммы описывается сверткой двух этих распределений. В случае гауссова закона распределений дисперсии суммируются:

$$\sigma^2(\Psi) = \sigma_{tilt}^2(\Psi) + \sigma_{twist}^2(\Psi),$$

откуда с учетом (1,2) для ширины распределения на половине высоты ($FWHM$) находим:

$$FWHM^2_{\omega}(\Psi) \approx FWHM^2_{tilt} \cos^2\Psi + FWHM^2_{twist} \sin^2\Psi. \quad (3)$$

Из (3) следует, что, аппроксимируя экспериментальную зависимость $FWHM^2_{\omega}(\cos^2\Psi)$ прямой линией $y=ax+b$, получим искомое значение $FWHM_{twist} = (b)^{1/2}$. В случае $tilt \ll twist$ достаточно точной является аппроксимация

$$FWHM_{\omega}(\Psi) \approx FWHM_{twist} \sin\Psi.$$

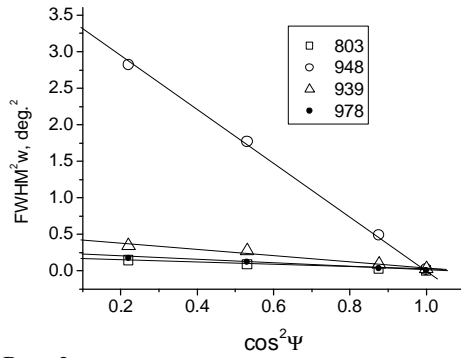


Рис. 2.

Линейность экспериментальной зависимости служит подтверждением использованных приближений.

На рис. 2 показаны зависимости FWHM^2_ω от $\cos^2\Psi$ для нескольких образцов. Использованы рефлексы (0004), $\Psi=0^\circ$; (01.5), $\Psi=21^\circ$; (01.2), $\Psi=43^\circ$ и (01.1), $\Psi=62^\circ$. Видно, что прямая линия хорошо аппроксимирует данные экспериментов. В Таблице приведены определенные описанным способом углы *tilt* и *twist*. Ростовские эксперименты показали, что легче подобрать условия роста слоев с малым *tilt*, используя буферный подслой *AlN*, но на буфере *GaN* вырастают слои с меньшим отношением (*twist/tilt*), что объясняется равенством периодов решетки буфера и слоя.

Таблица. Данные о слоях

№	H948	H803	H939	H978
Буфер	<i>AlN</i>	<i>AlN</i>	<i>GaN</i>	<i>AlN</i>
<i>Tilt</i> , град.	0.13	0.04	0.17	0.05
<i>Twist</i> , град.	1.88	0.43	0.67	0.47
$x(\text{AlAs})$, %	1.3	(0.2)	(0.6)	2.0
σ_1 , ГПа	-0.03	+0.4	-0.4	-1.0

Анализируя положение дифракционных пиков слоя, можно определить упругие напряжения в слое и отделить их вклад в изменение периода решетки от вклада твердого раствора. Трудность в сравнении с ГС «куб-на-кубе» состоит в том, что гексагональная решетка имеет не один, а два параметра решетки. Тем не менее, используя данные о периодах решетки и упругих модулях чистых веществ, удастся записать простое выражение для концентрации x твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ [3]:

$$x = -\frac{ac(1+n) - ac_1 - a_1cn}{ac_1 - ac_2 - a_2cn + a_1cn}$$

где a и c – периоды решетки слоя, a_1, c_1 – периоды решетки *GaN*, a_2, c_2 – *AlN*. Коэффициент v описывает Пуассоновскую деформацию, но не является коэффициентом Пуассона, поскольку состояние слоя – двуосная, а не одноосная деформация. Связь компонент тензора упругих деформаций по z и по x

находится из условия отсутствия упругих напряжений по z , $\sigma_{33}=0$:

$$C_{3311}\epsilon_{11} + C_{3322}\epsilon_{22} + C_{3333}\epsilon_{33} = 0,$$

откуда с учетом формы тензора упругих модулей в гексагональной сингонии [5] и используя матричные обозначения, получаем (при $\epsilon_2=\epsilon_1$):

$$\epsilon_3 = -\epsilon_1(2C_{13}/C_{33}), \quad (5)$$

$$\text{т.е. } \nu = 2C_{13}/C_{33},$$

что не совпадает с записанным в [3] и использованным в [4] $\nu = C_{12}/C_{11}$. Возможно, с этим связано заключение авторов [4] о том, что требуется уточнение коэффициента Пуассона для более точного определения $x(\text{Al})$.

После определения " x " упругие напряжения в плоскости слоя вычисляются через упругую деформацию ϵ_{ij} :

$$\sigma_{11} = C_{1111}\epsilon_{11} + C_{1122}\epsilon_{22} + C_{1133}\epsilon_{33},$$

или с учетом (5) в матричных обозначениях:

$$\sigma_1 = \epsilon_1(C_{11} + C_{12} - 2C_{13}^2/C_{33}).$$

В нашей работе для определения периода "с" слоя использовано отражение (0004). Период "а" определялся после этого по отражению (11.4). Поправка к измеренному углу $2\theta(11.4)$ вводилась по измеренному положению пика подложки (23.10), который близок *GaN*(11.4) по углам 2θ и ω в геометрии поворота с $\Psi=0$. Измеренные таким способом значения x и σ_1 приведены в таблице.

Содержание атомов *Al* в слоях на буфере *GaN* должно быть равно нулю, поэтому полученные значения отражают погрешность метода. Если буфер *AlN*, атомы *Al* могут входить в слой *GaN* и образовывать неоднородный по толщине разбавленный твердый раствор. При измерениях с точностью 0.01° по 2θ обеспечивается чувствительность по концентрации $x \sim 1\%$ (по упругим напряжениям $\sigma \sim 0.1$ ГПа), поэтому в слоях H948 и H978 можно было предполагать наличие алюминия. Для проверки был проведен послойный элементный анализ методом вторично-ионной масс-спектрометрии, который подтвердил наличие в слое *GaN* атомов *Al*. Этот факт подтверждает корректность оценки чувствительности метода РД.

Таким образом, используя данные рентгеновских измерений, удастся определить большой набор структурных параметров слоев гексагональных нитридов на сапфире.

Работа выполнена при поддержке Программы РАН ОФН-5.

[1] В.В. Ратников, Р.Н. Кютт, Т.В. Шубина. ФТТ, **42**, 2140 (2000).

[2] V. Sricant, J.S. Speck, D.R. Clarke. J. Appl. Phys. **82**, 4286 (1997).

[3] H. Angeler, D. Brunner, F. Freudenberger et al. Appl. Phys. Lett. **71**, 1504 (1997).

[4] S. Zhou, M. Wu, S. Yao. Chin. Phys. Lett. **22**, 3189 (2005).

[5] Дж. Най. Физические свойства кристаллов. М.: Мир, 1967.

Генерация терагерцового излучения на разностной частоте в InGaAsP/InP лазере с InGaAs квантовыми ямами

В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН,
ГСП-105, Нижний Новгород, Россия
e-mail: sanya@ipm.sci-nnov.ru

Одним из способов генерации излучения в терагерцовом диапазоне частот является генерация разностной частоты $\omega = \omega_2 - \omega_1$ в процессе нелинейно-оптического преобразования двух полей на частотах ω_1, ω_2 ближнего ИК диапазона [1] вследствие квадратичной нелинейности кристаллической решетки полупроводников A_3B_5 [2].

Для эффективной внутрирезонаторной генерации терагерцового излучения на разностной частоте в настоящей работе предлагается конструкция полупроводникового лазера на основе InP с волноведущим слоем $\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}_{0.5}\text{P}_{0.5}$ и двумя различными квантовыми ямами (расположенными в центре волноведущего слоя). Квантовые ямы будут генерировать две фундаментальные моды с разными частотами и поляризациями. TE₀ мода будет генерироваться в квантовой яме $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ толщиной 5 нм ($\hbar\omega_1 \approx 0.819$ эВ), а TM₀ мода в квантовой яме $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ толщиной 9 нм ($\hbar\omega_2 \approx 0.831$ эВ). То, какую поляризацию будет генерировать лазер, зависит от сжатия или растяжения в плоскости квантовой ямы, возникающего из-за разности постоянных решеток квантовой ямы и подложки [3]. Разность в поляризациях подавляет поглощение z -компоненты электрического поля, направленной перпендикулярно слоям структуры, на частоте ω_2 в квантовой яме, генерирующей частоту ω_1 . Расположив квантовую яму, генерирующую частоту ω_1 в узле x -компоненты электрического поля, направленной вдоль распространения волны, на частоте ω_2 можно подавить поглощение x -компоненты, что позволит осуществить стабильную двухчастотную генерацию в предложенном лазере. Действительно, в этом случае у основной TM₀ моды существует только одна y -компонента магнитного поля, направленная вдоль слоев структуры и перпендикулярно направлению распространения моды. Компонента магнитного поля $H'_y(z)$ и компонента электрического поля $E'_x(z)$ связаны следующим соотношением:

$$E'_x(z) = -i \frac{c}{\varepsilon(z)\omega} \frac{dH'_y(z)}{dz} \quad (1),$$

где c – скорость света в вакууме, $\varepsilon(z)$ – диэлектрическая проницаемость слоев структуры. Следовательно, в пучности $H'_y(z)$ компонента $E'_x(z)$ имеет узел.

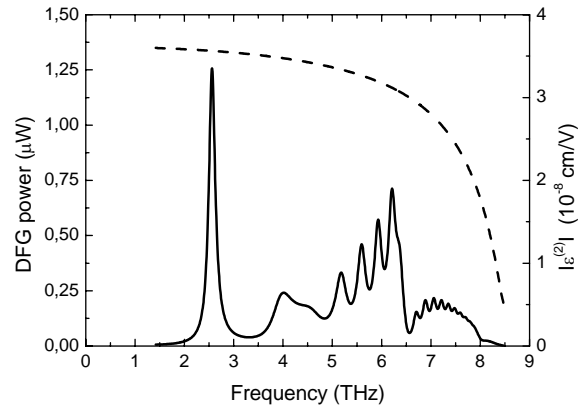


Рис. 1. Зависимость мощности излучения на разностной частоте для структуры с параметрами из Таблицы (сплошная кривая), $\lambda_1 = 1.5$ мкм, а также зависимость модуля нелинейной восприимчивости InP $\varepsilon^{(2)}$ (штриховая кривая) от разностной частоты.

Условие фазового синхронизма, состоящее в равенстве фазовых скоростей разностной моды и волны нелинейной поляризации, возникающей при взаимодействии двух мод ближнего ИК диапазона из-за нелинейности, выполняется для двух фундаментальных мод подбором толщины волноведущего слоя $\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}_{0.5}\text{P}_{0.5}$. Отметим, что это возможно благодаря малой дисперсии показателя преломления $\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}_{0.5}\text{P}_{0.5}$ в области длин волн ($\lambda \sim 1.5$ мкм) стимулированного излучения в этом лазере. При этом из вида тензора нелинейности второго порядка (в случае, когда структура лазера выращена на плоскости (001)) можно показать, что разностная мода будет TE модой. InP имеет в терагерцовом диапазоне частот достаточно большую нелинейность второго порядка, превышающую в 3 раза таковую в GaAs [4]. Использование полуизолирующей подложки для предложенного лазера существенно снизит поглощение излучения на разностной частоте на свободных носителях, т.к. разностная мода будет в основном распространяться в подложке, которая будет играть роль сверхразмерного волновода. Преимуществом предлагаемого способа является то, что интеграл перекрытия в поперечном направлении этих мод не мал (моды не ортогональны).

Мощность P разностной моды вычислялась в приближении, что $\alpha L \gg 1$ (α - коэффициент поглощения на разностной частоте, L - длина лазера). В этом случае для P справедливо выражение:

$$P = -\frac{cL_y}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Re}(H_y(z)E_z^*(z))dz \quad (2),$$

где $H_y(z)$ и $E_z(z)$ - напряженности магнитного и электрического полей разностной волны, распространяющейся вдоль оси x , вычисленные из уравнений Максвелла [5].

В этом случае мощность излучения на разностной частоте не зависит от L . При расчете ширина волновода лазера (L_y) полагалась равной 100 мкм, а мощность каждой моды ближнего ИК диапазона – 1 Вт.

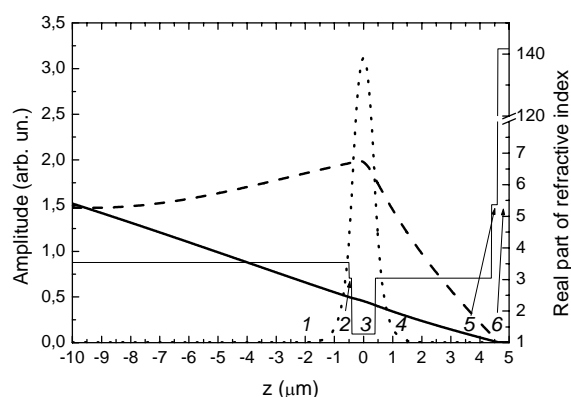


Рис. 2. Зависимости от координаты напряженности электрического поля разностной волны (сплошная кривая – 2.6 ТГц, штриховая кривая – 6.3 ТГц) и показателя преломления (тонкая сплошная линия) на частоте 2.6 ТГц. Пунктирной кривой показана амплитуда моды ближнего ИК диапазона в условных единицах. Номера слоев указаны согласно Таблице.

Результаты расчетов мощности и распределения электромагнитного поля разностной волны в структуре, параметры которой представлены в Таблице, представлены на рис. 1 и 2, соответственно. 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 сверхразмерного волновода для терагерцового излучения, для которой выполняется условие фазового синхронизма.

Согласно проведенным расчетам, в InGaAs/InGaAsP/InP лазере шириной 100 мкм при мощностях мод ближнего ИК 1 Вт мощность разностной моды может достигать порядка 1 мкВт в диапазоне частот 1 - 8 ТГц при комнатной температуре.

Работа выполнена в рамках проектов: Президиума РАН (программа «Электромагнитные волны терагерцового диапазона»), 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).

Таблица.

№	Состав слоя	Тип проводимости	Концентрация носителей, см ⁻³	Толщина слоя, мкм
1	InP	-	-	150
2	InP	n	10 ¹⁸	0.1
3	InGaAsP	-	-	0.8
4	InP	p	2·10 ¹⁸	4
5	InP	p	10 ¹⁹	0.2
6	Au	-	-	0.2

- [1] Гурздян Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. *Справочник. Нелинейно-оптические кристаллы*. (М.: Радио и Связь, 1991).
- [2] Flytzanis C. *Phys. Rev. B*, **6**, 1264 (1972).
- [3] Bachmann F., Loosen P., Poprawe R. *High power diode lasers. Technology and applications*. (New York: Springer Science+Business Media, 2007).
- [4] Madelung O. *Semiconductors: Data Handbook*. (New York: Springer-Verlag, 2003).
- [5] Алешкин В.Я., Афоненко А.А., Звонков Н.Б. *ФТП*, **35**, 1256 (2001).

Модификация люминесцентных свойств многослойных наноструктур $a\text{-SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ и $a\text{-Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$ путем водородной пассивации, ионного легирования и отжига

А.В. Ершов¹, Д.И. Тетельбаум², И.А. Чугров¹

¹ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

² НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, Россия
e-mail: ershov@phys.unn.ru

Интенсивная фотолюминесценция (ФЛ) в видимом диапазоне от системы нанокристаллов (НК) кремния в SiO_2 -матрице, сформированной ионной имплантацией и отжигом, стимулирует интенсивные исследования новых способов формирования наноструктур и использования других диэлектрических матриц. Среди последних Al_2O_3 представляет интерес как материал с большей диэлектрической проницаемостью, что должно обеспечить создание массивов слабозаимодействующих НК повышенной плотности и, как следствие, усиление ФЛ. Недавно была показана возможность образования НК Si в SiO_2 путем отжига многослойных нанопериодических структур (МНС) Si/SiO_2 при высоких ($\sim 1000^\circ\text{C}$) температурах [1], и более эффективно это осуществляется при использовании монооксида кремния (SiO) вместо нанослоев $a\text{-Si}$. Установлено, что гидрогенизация [2] и легирование донорной примесью [3] усиливает ФЛ системы НК Si в матрице SiO_2 .

В настоящей работе исследуется влияние отжига при $500\text{--}1100^\circ\text{C}$, постгидрогенизации и внедрения ионов сурьмы на ФЛ МНС $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ и $a\text{-Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$, полученных электроннолучевым испарением в вакууме. Спектры ФЛ измеряли в диапазоне длин волн $350\text{--}900\text{ нм}$ при накачке импульсным N_2 - и непрерывным Ar -лазерами (337 и 488 нм , соответственно).

МНС $a\text{-SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ (9 периодов) получали последовательным напылением слоев SiO и Al_2O_3 . Толщина слоев SiO_x составляла $2, 4$ и 6 нм при толщине слоев Al_2O_3 в 3 нм (Рис. 1) В другом случае, для толщины SiO_x в 2 нм , варьировалась толщина барьерных слоев: $3, 6$ и 9 нм (Рис. 2).

Обнаружено, что в общем случае после отжига в среде азота МНС проявляют ФЛ при комнатной температуре в трех полосах: при 420 , при 500 и $750\text{--}810\text{ нм}$. Первая полоса – 420 нм – связана с F -центрами в слоях Al_2O_3 ; полосу ФЛ при 500 нм мы объясняем участием дефектных состояний в SiO_2 -фазе (или SiO_x с $x \rightarrow 2$) и/или ФЛ от НК Si малых диаметров (менее 2 нм). Пик ФЛ на 760 нм связан с НК Si в слоях SiO_x с диаметром, соизмеримым с исходной толщиной слоя. Лучшей температурой отжига МНС для проявления ФЛ от НК Si является 1100°C в течение 120 мин , а оптимальной толщиной слоев МНС $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ – $6/3\text{ нм}$.

При увеличении времени отжига от 5 до 160 мин (1100°C) установлено красное смещение длинноволновой полосы ФЛ. Интенсивная ФЛ в низкоэнергетичной (длинноволновой) области (Рис. 3) появлялась после 10 -минутного отжига. Анализ этих зависимостей от времени отжига приводит к выводу, что в течение процесса образуются сначала аморфные Si-кластеры, которые затем кристаллизуются с образованием НК кремния.

Исследования температурной зависимости спектров ФЛ в области $9\text{--}293\text{ К}$ показали, что для МНС $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ $6/3\text{ нм}$ после отжига 1100°C (Рис. 4) поведение положения длинноволнового

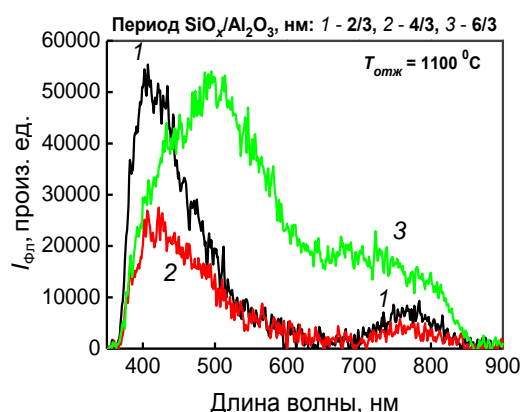


Рис. 1 Спектры ФЛ отожженных МНС $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ при вариации толщины слоев SiO_x в структурах

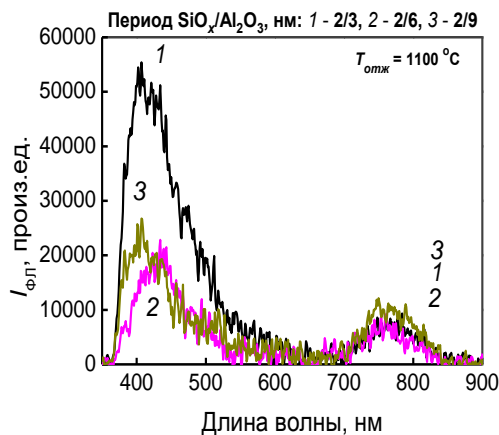


Рис. 2 Спектры ФЛ отожженных МНС $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ при вариации толщины слоев Al_2O_3 в структурах

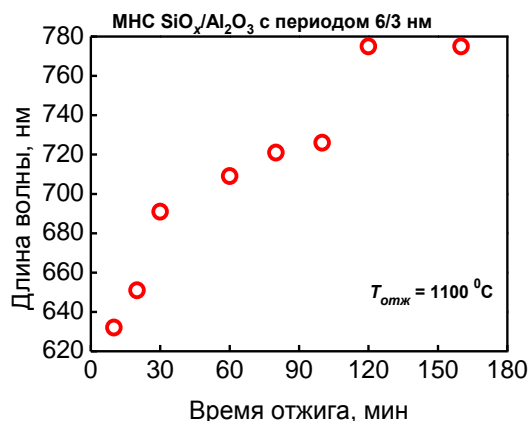


Рис. 3 Положение длинноволнового пика в зависимости от времени отжига МНС.

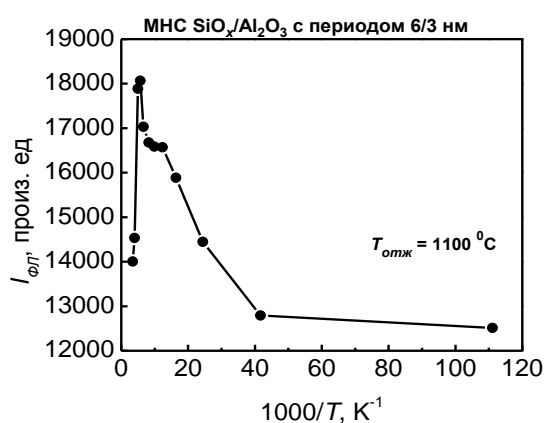


Рис. 4 Интенсивность ФЛ при 750 нм для МНС $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ 6/3 нм от обратной температуры

пика и интенсивности ФЛ идентично таковому для пористого кремния и объясняется моделью Калькотта [4] в рамках размерного эффекта и ФЛ от НК кремния.

Постгидрогенизация отожженных МНС $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ в молекулярном водороде при 400 и 500 °C (2 часа) приводит к росту интенсивности ФЛ (Рис. 5), что свидетельствует о пассивации дефектных состояний водородом. Найдены оптимальная температура и время гидрогенизации: 500 °C и 2 часа, соответственно. Для структур $\alpha\text{-Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$ с периодом 10 нм (3/7 нм) обнаружено качественно такое же поведения ФЛ. Внедрение в них ионов сурьмы с энергией 70 кэВ, дозами от $2 \cdot 10^{13}$ до $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, с последующим отжигом при 1100 °C (2 часа) приводит к изменению интенсивности ФЛ в области 760 нм в зависимости от дозы (Рис. 6). При дозах $(2\text{--}60) \cdot 10^{13} \text{ Sb}^+/\text{см}^2$ интенсивность ФЛ в 5-7 раз выше, чем у необлученной МНС и отожженной при 1100 °C. В области доз $(2\text{--}20) \cdot 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{см}^2$ интенсивность ФЛ снижается, но остается в 2 раза выше, чем у необлученной МНС. При дозах 10^{16} и выше интенсивность ФЛ уменьшается и достигает значения для необлученной МНС.

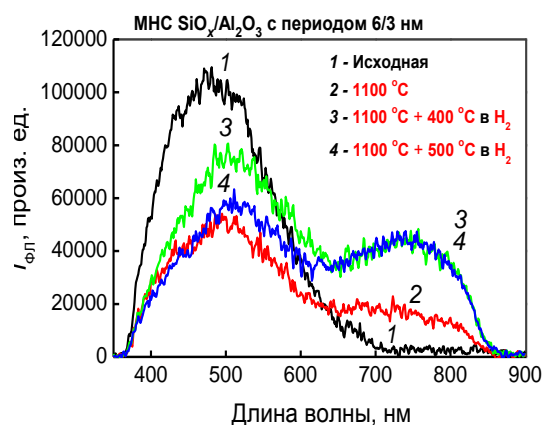


Рис. 5 Спектры ФЛ МНС $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ структур после отжига 1100 °C и гидрогенизации.

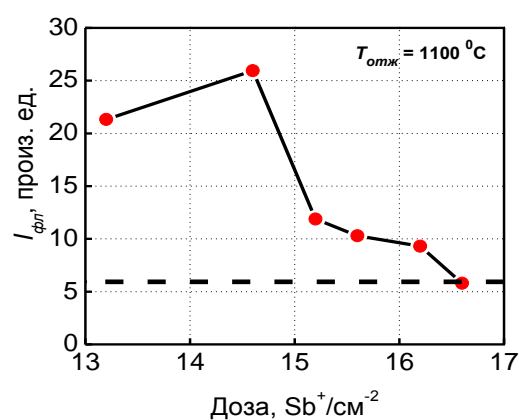


Рис. 6 Интенсивность ФЛ от дозы сурьмы, внедренной в МНС $\alpha\text{-Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$ (3/7 нм). Штрих-линия — ФЛ необлученной МНС.

Обсуждаются механизмы ФЛ НК кремния в диэлектрической матрице, связанные с эффектом квантового ограничения и излучательной рекомбинацией через различные дефекты, в том числе на границе раздела НК/матрица, а также влияние легирующей примеси и радиационных дефектов при ионном легировании.

Авторы выражают благодарность Ю.А. Дудину, Б.Н. Звонкову, Г.А. Погребнову за помощь в выполнении экспериментов.

Работа выполнена при поддержке Рособразования: проект РНП 2.1.1.933 и НИР 1.21.07; гранта РФФИ (заявка 090201099).

- [1] Zacharias, M., Heitmann, J., Scholz, R., et. al., Appl. Phys. Lett., **80**, 661 (2002).
- [2] Аморфный кремний и родственные материалы / Под ред. Х. Фрицше. М.: Мир, 1991. 544 с.
- [3] Fujii, M., Mimura, A., Hayashi, S., et. al., Appl. Phys. Lett., **75**, 184 (1999).
- [4] Calcott, P.D.J., Nash, K.J., Canham, L.T., et.al., J. Luminescence, **57**, 257 (1993).

Наномаскировка

А.А.Жаров

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950 Россия

1. Идея электромагнитной маскировки материальных объектов состоит в создании покрытия («плаща-невидимки») со специально выбранными диэлектрической и магнитной проницаемостями, в общем случае анизотропными и зависящими от пространственных координат, которое приводит к полному исчезновению рассеянных полей от системы «маскируемый объект – маскирующее покрытие», которое мы для краткости будем обозначать английским словом «клоук» (cloak). Вследствие трансформационной инвариантности уравнений Максвелла, оказывается возможным сконструировать покрытие на основе метаматериалов, которые делают объекты невидимыми [1,2]. Однако, получение идеального клоука затрудняется необходимостью достижения бесконечных значений диэлектрической и магнитной проницаемостями метаматериалов, необходимостью выполнения условий симметрии их электрических и магнитных свойств, а также конечной диссипацией. В результате, маскировка не является идеальной и речь может идти лишь об оптимизации интенсивности и диаграммы рассеяния реального клоука [3]. С точки зрения обеспечения электромагнитной невидимости достаточно плодотворной оказалась также идея использования так называемых «одетых» частиц с конечными характеристиками маскирующих метаматериалов [4-6].

В настоящем докладе обсуждается проблема электромагнитного клоука в частотных диапазонах от ближнего ультрафиолетового диапазона до ближнего ИК, в том числе и для объектов нанометровых размеров, для которых немыслимо использование метаматериалов в качестве маскировочных покрытий, а речь может идти только о природных однородных средах. Последнее может оказаться важным применительно к оптической нанолитографии и с точки зрения создания метаматериалов с контролируемыми полосами прозрачности. В дальнейшем мы будем считать размеры маскирующих систем малыми по сравнению с длиной рассеиваемой волны и со внутренними электромагнитными масштабами клоука. В этом случае задача может быть решена в рамках квазистатического дипольного приближения в пренебрежении всеми высшими мультипольными моментами, полагая, что дипольное излучение клоука дает основной вклад в рассеянное поле.

2. Задача обеспечения идеальной маскировки состоит из двух частей: во-первых,

необходимо экранировать некоторую конечную область пространства от электромагнитного поля с тем, чтобы помещенное в эту область *любое* физическое тело *никак* не влияло на поле *вне* этой области; во-вторых, тем или иным способом следует «одеть» эту область пространства таким образом, чтобы *все* поля рассеяний обратились в нуль, т.е. чтобы падающее поле вне клоука оставалось бы *точно таким же*, как и в его отсутствие. Таким образом, снаружи такая система будет невидима до тех пор, пока с ней не будет *физического контакта*. Рассмотрим обозначенные выше пункты на примере решения квазистатической задачи в сферической геометрии. Для определенности, будем рассматривать квазистатическую задачу. Квазимагнитостатическая задача идентична квазистатической с точностью до переобозначения диэлектрической проницаемости ε на магнитную μ . Учитывая, однако, что в оптическом и УФ диапазонах у природных сред $\mu = 1$ [7], наномаскировка будет достигаться за счет подбора только *электрических* оболочек. Рассмотрим клоук, состоящий из внутренней (маскируемой) области $0 < r \leq a$ с проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon_1$, экранирующей оболочки ($a < r \leq b$, $\varepsilon = \varepsilon_2$) и компенсирующей (рассеяние) оболочки ($b < r \leq R$, $\varepsilon = \varepsilon_3$), помещенный в свободное пространство ($r > R$, $\varepsilon = \varepsilon_4 = 1$). Будем считать, что такая «частица» помещена во внешнее однородное электрическое поле. В рамках квазистатического приближения, электрическое поле описывается с помощью потенциала Φ : $\vec{E} = -\nabla\Phi$, а Φ удовлетворяет уравнению Лапласа, которое в сферических координатах имеет вид ($\partial/\partial\varphi = 0$):

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \varepsilon(r) \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{\varepsilon(r)}{r^2 \sin^2 \vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial \Phi}{\partial \vartheta} \right) = 0, \quad (1)$$

где ϑ - полярный угол.

Решение уравнения (1) в каждой из оболочек представляется следующим образом:

$$0 < r \leq a; \quad \Phi = Ar \cos \vartheta,$$

$$a < r \leq b; \quad \Phi = \left(Br + \frac{C}{r^2} \right) \cos \vartheta,$$

$$b < r \leq R; \Phi = \left(Dr + \frac{G}{r^2} \right) \cos \vartheta,$$

$$r > R; \Phi = \left(E_0 r + \frac{P}{r^2} \right) \cos \vartheta,$$

где E_0 - напряженность внешнего (заданного) поля; P - полный дипольный момент клоука, определяющий рассеянное им излучение. Удовлетворение граничным условиям непрерывности Φ и $\varepsilon(\partial\Phi/\partial r)$ при $r = a, b, R$ дает явные выражения для коэффициентов A, B, C, D, G, P . С целью экономии места, мы не будем приводить достаточно громоздкие выражения для соответствующих коэффициентов, приведем некоторые из них лишь в предельных случаях, отвечающих экранировке внутренней полости клоука и отсутствию рассеяния (т.е. идеальной маскировке). Анализ выражения для коэффициента A , представляющего собой напряженность электрического поля в центральной области клоука ($0 < r < b$) показывает, что имеет место два типа экранировки этой области (когда $A \rightarrow 0$):

(i) $\varepsilon_2 \rightarrow 0, A \rightarrow 0$ - экранировка слоем с нулевой проницаемостью [8]. Интересно отметить, что трансформационный дизайн клоука не дает этого решения. При $\varepsilon_2 = 0$ (в отсутствие потерь), что отвечает резонансному возбуждению *объемного* плазмона в экранирующей оболочке,

$$\frac{P}{R^3} = \frac{1}{2} \frac{(2 + \rho_2) - 3\varepsilon_3(1 - \rho_2)}{(2 + \rho_2) + \varepsilon_3(1 - \rho_2)} E_0,$$

$$B = \frac{9}{2(1 - \rho_1)} \frac{1}{(2 + \rho_2) + \varepsilon_3(1 - \rho_2)} E_0,$$

где $\rho_1 = (a/b)^3$, $\rho_2 = (b/R)^3$. Дипольный момент клоука исчезает ($P = 0$) при $\varepsilon_3 = (2 + \rho_2)/(2(1 - \rho_2))$. Как видно, $\varepsilon_3 > 1$, что соответствует обычному диэлектрику. Выбирая диэлектрик с известной проницаемостью, однозначно определяется, таким образом, толщина компенсирующей оболочки. При наличии конечных потерь в экранирующем слое, дипольный момент клоука конечен (при $\text{Re } \varepsilon_2 = 0$) и мал в меру малости

$\text{Im } \varepsilon_2$. У металлов нуль реальной части диэлектрической проницаемости обычно достигается в ближнем УФ диапазоне (например, у серебра при $\lambda = 202 \text{ nm}$). Однако в полупроводниковых или гибридных системах маскировка может быть осуществлена в оптике или ИК диапазоне. Особенностью такого клоука является неограниченное нарастание поля (при $\varepsilon_2 = 0$) в экранирующем слое при $\rho_1 \rightarrow 1$, что

означает принципиальную возможность концентрации электромагнитного поля на очень малых (нано)масштабах.

(ii) $|\varepsilon_2| \rightarrow \infty; A \rightarrow 0$. В этом случае $P = 0$ при $\varepsilon_3 = (1 - \rho_2)/(1 + 2\rho_2) < 1$. Именно такого типа клоук предсказывает трансформационная электродинамика, в том смысле, что на внутренней поверхности клоука диэлектрическая проницаемость имеет сингулярность. Однако данный тип неидеального (реального) клоука также может быть реализован на основе однородных и изотропных природных сред (например, металлов, полупроводников и диэлектриков) в ИК и терагерцовом диапазоне без применения неоднородных и анизотропных метаматериалов (предсказываемых теорией, основанной на трансформационной инвариантности уравнений Максвелла).

Работа выполнена при поддержке РФФИ: грант 08-02-00379.

[1] Pendry J.B., Schurig D., and Smith D.R. Science **312**, 1780 (2006)

[2] Leonard U. Science **312**, 1777 (2006)

[3] Zharova N.A., Shadrivov I.V., Zharov A.A., and Kivshar Yu.S. Opt. Express **16**, 21369 (2008)

[4] Alu A. and Engheta N. Phys. Rev. E **72**, 016623 (2005)

[5] Alu A. and Engheta N. Phys. Rev. Lett. **100**, 113901 (2008)

[6] Silverinha M.G., Alu A., and Engheta N. Phys. Rev. B **78**, 075107 (2008)

[7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред, М. Наука, 1982

[8] Кондратьев И.Г., Миллер М.А. Изв. ВУЗов, Радиофизика **7**, 176 (1994)

Учет электродинамического запаздывания в описании оптических свойств анизотропных наноструктурированных полупроводников

С.В. Заботнов^{1,2}, Л.А. Головань¹, В.Ю. Тимошенко^{1,2}, П.К. Кашкаров^{2,1}

¹Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, 119991 Москва, Россия

²Российский научный центр “Курчатовский институт”, площадь Курчатова, д. 1, 123182 Москва, Россия
e-mail: zabotnov@vega.phys.msu.ru

Интенсивно проводящиеся в настоящее время исследования нанокompозитных сред для фотоники требуют развития методов описания их оптических свойств. Зачастую можно считать, что электромагнитное излучение, распространяясь через такие наноструктурированные материалы, воспринимает их как некие однородные эффективные среды. Для расчета оптических характеристик таких сред часто используются различные модели, в которых эффективные диэлектрические проницаемости определяются по некоторому “правилу смешивания” с учетом объемного содержания наночастиц каждого типа, их оптических констант и формы [1–3]. Как правило, в основе данных моделей лежит электростатическое приближение, условием которого является малость, как размера наночастицы, так и расстояния между ними по сравнению с длиной оптической волны в среде. В то же время, когда отношение размеров наночастиц к длине волны становится достаточно велико, для описания оптических характеристик нанокомпозита требуется принимать во внимание размеры наночастиц. Подход, позволяющий учесть влияние данного фактора, основывается на учете электродинамического запаздывания дипольного излучения в наночастицах конечных размеров [4]. Разработанные к настоящему времени модели [5–8] позволяют учесть распространение электромагнитного излучения в изотропных композитах, сформированных из наночастиц сферической формы. Однако для оптически анизотропных наноструктурированных материалов требуется рассматривать частицы эллиптической или иной формы, не обладающей сферической симметрией. Насколько нам известно, решения данной задачи в явном виде для этих случаев получено не было.

В нашей работе мы в дипольном приближении рассчитали действительные и мнимые части деполяризующих поправок, обусловленных конечным временем распространения излучения в наноэллипсоиде, используя подход, изложенный [4]. В данной работе было рассчитано деполяризующее поле \mathbf{E}_d внутри шара радиуса a согласно методу запаздывающих потенциалов интегрированием поля диполя, расположенного в центре шара, по всему его объему V :

$$\mathbf{E}_d = \int_V \left[\frac{1}{r^3} (3 \cos^2 \theta - 1) + \frac{k^2}{2r} (\cos^2 \theta + 1) + i \frac{2}{3} k^3 \right] d\mathbf{p}_\parallel(\mathbf{r}) \quad (1)$$

где k – волновой вектор, θ – азимутальный угол, p_\parallel – проекция дипольного момента на ось диполя, \mathbf{r} – радиус-вектор, отложенный из центра шара. Интегрирование (1) дает:

$$\mathbf{E}_d = \left(-\frac{4\pi}{3} + \frac{4\pi}{3} k^2 a^2 + \frac{4\pi}{3} i \frac{2}{3} k^3 a^3 \right) \mathbf{P}, \quad (2)$$

где \mathbf{P} – поляризация шара.

Теперь, используя тот же подход, рассмотрим случай эллипсоида вращения с полярной полуосью a и экваториальной полуосью b . В этом случае интегрирование (1) даст:

$$\mathbf{E}_d = -4\pi \left[L(\xi) - D(\xi) k^2 b^2 - i \frac{2}{9} k^3 b^3 \xi \right] \mathbf{P}, \quad (3)$$

где $\xi = a/b$ – соотношение полуосей, $L(\xi)$ – фактор деполяризации для эллипсоида, рассчитываемый в электростатическом приближении [9], а $D(\xi)$ – фактор динамической деполяризации. Последнее слагаемое в (3) отвечает за радиационное затухание. Подобно статическим факторам деполяризации, фактор $D(\xi)$ различается для различных направлений внешнего поля. Так, если поле направлено вдоль оси вращения эллипсоида

$$D_\parallel(\xi) = \frac{1}{4} \left[\frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} \left(1 - \frac{\xi^2}{1-\xi^2} \right) \arccos \xi + \frac{\xi^2}{1-\xi^2} \right] \quad (4)$$

для сплюснутого эллипсоида и

$$D_\parallel(\xi) = \frac{1}{4} \left[\frac{\xi}{\sqrt{\xi^2-1}} \left(1 + \frac{\xi^2}{\xi^2-1} \right) \ln(\sqrt{\xi^2-1} + \xi) - \frac{\xi^2}{\xi^2-1} \right] \quad (5)$$

для вытянутого эллипсоида, тогда как в случае поля, лежащего в экваториальной плоскости

$$D_\perp(\xi) = \frac{1}{8} \left[\frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} \left(3 + \frac{\xi^2}{1-\xi^2} \right) \arccos \xi - \frac{\xi^2}{1-\xi^2} \right] \quad (6)$$

для сплюснутого эллипсоида и

$$D_\perp(\xi) = \frac{1}{8} \left[\frac{\xi}{\sqrt{\xi^2-1}} \left(3 - \frac{\xi^2}{\xi^2-1} \right) \ln(\sqrt{\xi^2-1} + \xi) + \frac{\xi^2}{\xi^2-1} \right] \quad (7)$$

для вытянутого эллипсоида.

В настоящей работе мы применим развитую модель для описания оптических характеристик двулучепреломляющих слоев пористого кремния, формируемого путем

электрохимического травления сильно легированного кристаллического кремния p -типа [10]. Принимая во внимание модификацию локального поля, действующего на поры и нанокристаллы, мы можем, оставаясь в рамках модели Бруггемана, записать для эффективной диэлектрической проницаемости пористого кремния ε_{eff} следующее уравнение:

$$\frac{p}{\varepsilon_{\text{eff}} + (\varepsilon_1 - \varepsilon_{\text{eff}})(L_{\parallel,\perp} - D_{\parallel,\perp} k_1^2 b^2 - i \frac{2}{9} k_1^3 b^3 \xi)} + \frac{(1-p)}{\varepsilon_{\text{eff}} + (\varepsilon_2 - \varepsilon_{\text{eff}})(L_{\parallel,\perp} - D_{\parallel,\perp} k_1^2 b^2 - i \frac{2}{9} k_1^3 b^3 \xi)} = 1 \quad (8)$$

где p – пористость, ε_1 и ε_2 – диэлектрические проницаемости, $k_1 = 2\pi\sqrt{\varepsilon_1}/\lambda$ и $k_2 = 2\pi\sqrt{\varepsilon_2}/\lambda$ – модули волновых векторов для вакуума и кремния соответственно, λ – длина волны в вакууме, индексы \parallel, \perp соответствуют электрическому полю, поляризованному параллельно (необыкновенная волна) и перпендикулярно (обыкновенная волна) оси вращения эллипсоида.

На рис. 1 представлены дисперсионные зависимости показателей преломления оптически анизотропного мезопористого кремния, определенные в эксперименте из анализа спектра пропускания тонкой свободной пленки, изготовленной травлением кристаллического кремния с удельным сопротивлением 3 мОм·см с ориентацией поверхности (110) в растворе $\text{HF}(48\%):\text{C}_2\text{H}_5\text{OH} = 1:1$ при плотности тока травления 75 мА/см^2 , а также результаты расчетов на основе модели Бруггемана как с учетом (формула (8)), так и без учета динамической деполяризации [1, 2].

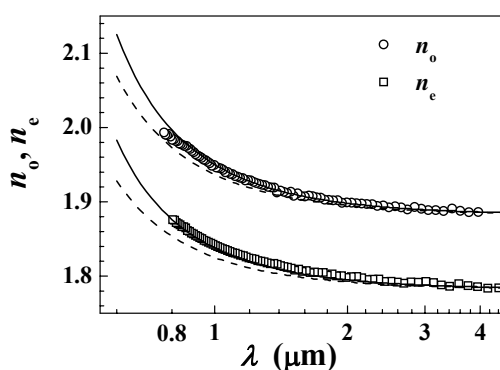


Рис. 1 Зависимость показателей преломления анизотропного мезопористого кремния от длины волны. Экспериментально определенные величины показателей преломления изображены кружками (обыкновенная волна) и квадратиками (необыкновенная волна). Линиями представлены результаты расчета по модели эффективной среды: штриховая – без учета динамической деполяризации, сплошная – с учетом.

Как видно, в длинноволновом диапазоне роль динамической деполяризации невелика и статическая модель эффективной среды обеспечивает хорошее согласие рассчитанных показателей преломления с данными эксперимента (см. рис. 1). Однако с уменьшением длины волны пренебрежение эффектами динамической деполяризации приводит к занижению рассчитанных показателей преломления по сравнению с определенными в эксперименте. Если принимать во внимание конечный размер наночастиц и пор, то расчетная зависимость будет характеризоваться более быстрым ростом эффективных показателей преломления с уменьшением длины волны. Удовлетворительного согласия модели с экспериментом удастся достигнуть при следующих параметрах: пористости $p = 59\%$, соотношении полуосей $\xi = 0.86$ и экваториальной полуоси $b = 9 \text{ нм}$. Последняя величина соответствует размерам наночастиц и пор в исследуемых образцах пористого кремния.

Таким образом, учет динамической деполяризации в частицах, имеющих форму эллипсоидов вращения, позволил обобщить модель эффективной среды на случай двулучепреломляющих композитных материалов, сформированных из наночастиц конечных размеров. Применение данной модели для описания дисперсии эффективного показателя преломления двулучепреломляющего пористого кремния позволило добиться хорошего согласия данных экспериментов с результатами расчетов.

Работа была выполнена на оборудовании Центра коллективного пользования Физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова и поддержана грантами РФФИ №№ 08-02-12014 и 08-02-01408.

- [1] С.Ф. Венгер, А.В. Гончаренко, М.Л. Дмитрук. *Оптика малых частинок і дисперсних середовищ*, Киев: Наукова Думка (1999).
- [2] J.E. Spanier, I.P. Herman. *Phys. Rev. B*, **61**, 10437 (2000).
- [3] А.П. Виноградов. *Электродинамика композитных материалов*, Москва: УРСС (2001).
- [4] M. Meier, A. Wokaun. *Opt. Lett.*, **8**, 581 (1983).
- [5] B.J. Solter, D.G. Hall. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 1195 (2002).
- [6] O.J.F. Martin, N.B. Piller. *Phys. Rev. E*, **58**, 3909 (1998).
- [7] P. Mallet, C.A. Guerin, A. Sentenac. *Phys. Rev. B*, **72**, 014205 (2005).
- [8] C.A. Guerin, P. Mallet, A. Sentenac. *J. Opt. Soc. Am. A*, **23**, 349 (2006).
- [9] J.A. Osborn. *Phys. Rev.*, **67**, 351 (1945).
- [10] D. Kovalev, G. Polisski, J. Diener, H. Heckler, N. Künzner, V.Yu. Timoshenko, F. Koch. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 916 (2001).

Исследования диодов с пониженной высотой барьера в планарном смесителе миллиметрового диапазона длин волн

В.Р. Закамов, В.И. Шашкин

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

Диоды с пониженной высотой барьера широко применяются в радиотехнике в качестве детекторов и преобразователей частоты. Однако для миллиметрового диапазона частот такая элементная база почти отсутствует. Разработаны низкобарьерные диоды на основе Al/GaAs и δ -легированным слоем кремния вблизи контакта для работы в качестве детекторов [1]. При площади анода 8 мкм^2 дифференциальное сопротивление диода при нулевом смещении варьируется в диапазоне $0.4\div 1000 \text{ кОм}$. В данной работе представлены результаты преобразования сигнала миллиметрового диапазона длин волн при использовании низкобарьерных диодов с $R_j = 2\div 9 \text{ кОм}$. Обсуждаются схемы согласования в канале промежуточной частоты (ПЧ) и коэффициент преобразования сигнала в зависимости от мощности гетеродина.

Для исследования смесительных свойств низкобарьерных диодов использовались планарные антенны, конструкция которых описана ранее [2]. Антенны имеют резонансную частоту около 94 ГГц и обеспечивают хорошее согласование в полосе 8 ГГц с включенными в них низкобарьерными диодами. В качестве источников сигнала и гетеродина использовались два генератора с частотами вблизи 94 ГГц разнесенные по частоте на 700 МГц . Излучение выводилось при помощи рупоров. Величина мощности принимаемой антенной определялась в детекторном режиме работы диода по методике, представленной в [2]. Для изменения мощности генераторов использовались аттенюаторы. Максимальная принимаемая мощность от гетеродина составляла около 40 мкВт .

В канале ПЧ для согласования диодов использовались трансформирующие цепи на сосредоточенных элементах – индуктивностях и емкостях, схемы представлены на рис. 1. Трансформирующие цепи рассчитаны на оптимальное согласование линии 50 Ом с нагрузкой сопротивлением $\rho = 1 \text{ кОм}$ (а) и $\rho = 2.2 \text{ кОм}$ (б) и обеспечивают замыкание для диодов по постоянному току. Для проверки работы схем согласования и настройки на частоту 700 МГц в антенны вместо диодов были включены резисторы с сопротивлением 1 и 2.2 кОм . Измерения коэффициента отражения S_{11} в зависимости от частоты для этих схем были проведены с помощью векторного анализатора цепей E8361A (Agilent Technologies). Кривые представлены на рис. 2а. Видно, что в схеме с согласованием на

меньшее сопротивление полоса согласования шире.

При включении в антенны диодов было обнаружено, что коэффициент отражения S_{11} зависит от уровня мощности сигнала векторного анализатора цепей при сканировании. Поэтому для определения коэффициента отражения в канале ПЧ в зависимости от мощности гетеродина измерения были проведены при минимальной мощности сигнала сканирования (-50 дБм).

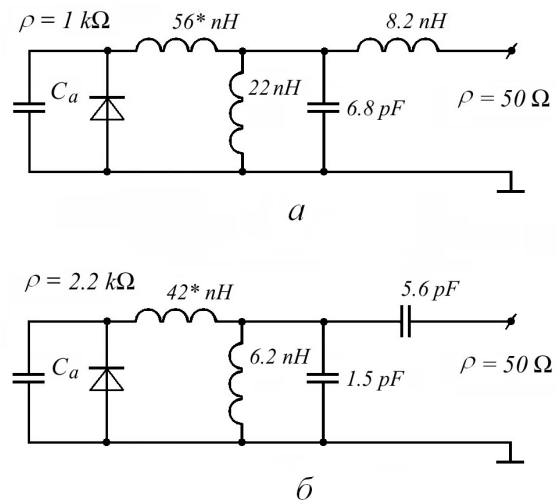


Рис. 1. Схемы согласования канала ПЧ с линией передачи 50 Ом (C_a – ёмкость планарной антенны на ПЧ): а – для эквивалентного сопротивления диода $\rho = 1 \text{ кОм}$; б – для $\rho = 2.2 \text{ кОм}$.

На рис. 2а и 2б представлены результаты измерений для диодов с $R_j = 3\div 4 \text{ кОм}$ для схем с $\rho = 1$ и 2.2 кОм соответственно. Из рисунков видно, что при определенной мощности гетеродина происходит оптимальное согласование тракта ПЧ. Как и следовало ожидать для схемы с $\rho = 2.2 \text{ кОм}$ оптимальное согласование происходит при меньшей мощности гетеродина. При повышении мощности гетеродина согласование реализуется в схеме с $\rho = 1 \text{ кОм}$. Это свидетельствует о уменьшении эквивалентных сопротивлений диодов. Также наблюдается сдвиг резонансной частоты в сторону низких частот, что свидетельствует об увеличении эквивалентных емкостей диодов. Подобные исследования были проведены, также для диодов с другими значениями R_j в диапазонах $2\div 2.5$ и $7\div 9 \text{ кОм}$. Оптимальное согласование в канале ПЧ для них достигалось, соответственно, при несколько меньших и больших мощностях гетеродина.

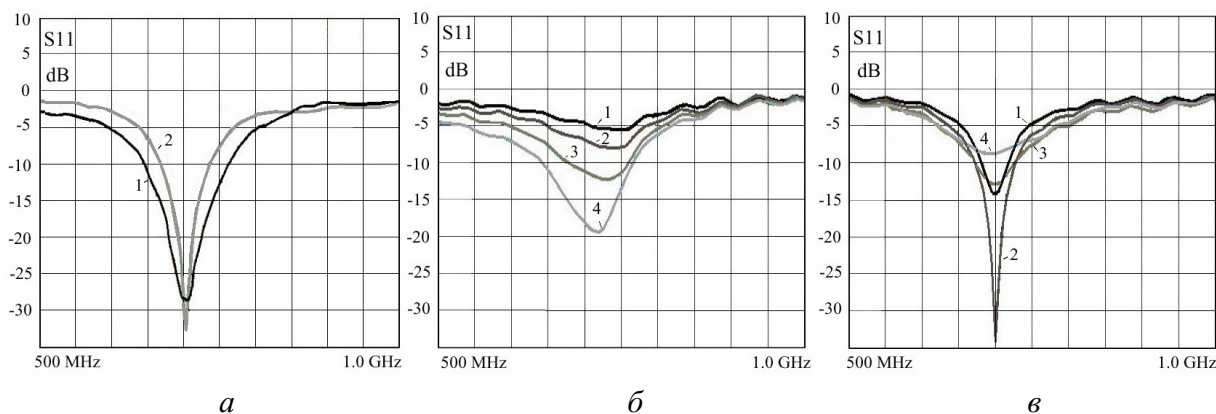


Рис. 2. Зависимости коэффициентов отражения от частоты в канале ПЧ: а – с резисторами 1 кОм (1) и 2.2 кОм (2) включенных в антенны с соответствующими схемами согласования; б и в – при включении диодов с $R_j = 3\div 4$ кОм в антенны и разных уровнях мощности гетеродина (1 – -32 дБм, 2 – -23 дБм, 3 – -17 дБм, 4 – -11 дБм) в схемах согласования на $\rho = 1$ кОм и $\rho = 2.2$ кОм соответственно.

Были проведены измерения потерь преобразования сигнала в планарном смесителе. Измерения проводились в полосе ПЧ (700 МГц). На рис. 3 приведены зависимости потерь преобразования от мощности гетеродина для диодов с различными R_j при использовании обеих схем согласования. Видно, что потери преобразования уменьшаются при возрастании мощности гетеродина. Лучшие результаты показывают диоды с R_j в диапазонах $3\div 9$ кОм: потери преобразования соответствуют -16÷-12.5 дБ при значениях мощности гетеродина 10÷40 мВт. При малых уровнях мощности диоды с $R_j = 3\div 4$ кОм немного превосходят в эффективности смещения за счёт более хорошего согласования. Самые низкоомные диоды с $R_j < 2.5$ кОм проигрывают по потерям преобразования во всём диапазоне мощности гетеродина из-за уменьше-

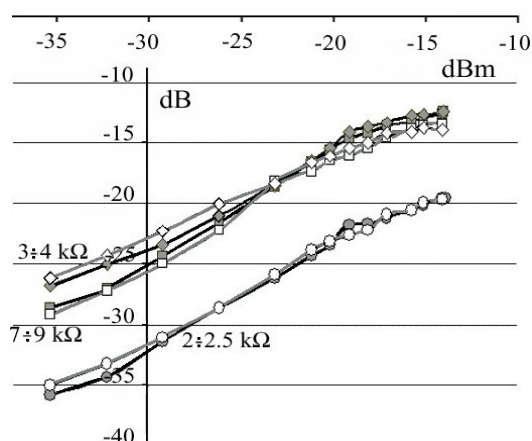


Рис. 3. Зависимость потерь преобразования в планарных смесителях от мощности гетеродина для диодов с разными значениями R_j (тёмные маркеры - для схемы с $\rho = 1$ кОм, светлые - $\rho = 2.2$ кОм).

ния нелинейности ВАХ [2].

В сравнении с обычным смесителем на обычных диодах с барьером Шоттки этого диапазона частот, потери преобразования в планарном смесителе на низкобарьерном диоде больше на $9\div 6.5$ дБ, но при существенно меньшей мощности гетеродина 10÷40 мВт вместо 1 мВт. В ряде случаев заметное снижение необходимой мощности гетеродина (на $20\div 14$ дБ) может позволить суммировать сигнал из нескольких смесительных каналов и тем самым компенсировать потери в чувствительности приёмного устройства. Другим важным обстоятельством является то, что мощность в 1 мВт позволяет вывести в оптимальный режим смещения матричный планарный приёмник плотной компоновки с числом каналов около 30. Это важный результат, поскольку именно отсутствие на частотах ≥ 300 ГГц достаточной мощности гетеродина для обычного многоканального смесительного приёмника сдерживает или делает невозможной разработку многоэлементной высокочувствительной матричной системы видения. Следует ожидать, что построение матричного неохлаждаемого многоэлементного смесительного приёмника на основе низкобарьерных диодов возможно, но для этого необходимо будет оптимизировать структуры диодов с сохранением коэффициента нелинейности и оптимизировать их конфигурацию для высокочастотных схем.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 08-02-13582) и программы ОФН РАН.

1. В.И. Шашкин, А.В. Мурель, Ю.Н. Дроздов, В.М. Данильцев, О.И. Хрыкин. Микроэлектроника. 26, с.57 (1997).

2. В.И. Шашкин, Ю.А. Дрягин, В.Р. Закамов, С.В. Кривов, Л.М. Кукин, А.В. Мурель, Ю.И. Чеченин. Изв. Вузов – Радиофизика, 51, с.1077 (2007).

Металл-диэлектрические двумерные сверхрешетки. 1D и 2D модель.

Г.А.Кичин^{1,4*}, T. Weiss², J. Henzie³, H. Gao³, T. Odom², H. Gissen³,
С.Г. Тиходеев¹

¹Институт общей физики РАН, Москва, Россия

²4th Physics Institute, University of Stuttgart, Germany

³Northwestern University, Evanston, Illinois, USA

⁴Московский Физико-Технический Институт, Россия

*e-mail: geo.andr.k@gmail.com

В настоящее время особый интерес представляет область физики, связанная с созданием метаматериалов и изучением их свойств. Метаматериалы – это в основном металл-диэлектрические фотонно-кристаллические структуры, обладающие трансляционной сим-метрией и имеющие периодичность меньше длины волны. Новейшие методы литографии позволяют выращивать структуры этого типа. Задавая параметры такой структуры, можно контролировать ее оптические свойства. Добавочное структурирование фотонного кристалла в сверхрешетку со сложной элементарной ячейкой дает дополнительную возможность управлять оптическими свойствами. В случае использования металл-диэлектрических структур возникают дополнительно плазмонные резонансы, возбуждения коллективных колебаний электронов проводимости в металле. Плазмонные резонансы возможны двух типов: локализованные и делокализованные

(поверхностные плазмоны). Каждый резонанс по-своему влияет на свойства структуры.

Существующие в настоящее время вычислительные методы описания оптических свойств метаматериалов требуют чрезвычайно больших компьютерных ресурсов. Компьютерное моделирование не дает хороших результатов в случае двумерных и сложных одномерных сверхрешеток. Поэтому важным является создание упрощенных моделей, которые позволяют дать качественное объяснение физических процессов, происходящих в исследуемых системах.

Целью работы было развитие упрощенной одномерной модели сложной сверхрешетки и двумерной модели простой 2D сверхрешетки. Исходная металл-диэлектрическая сверхрешетка представляла собой перфорированный методом soft interface lithography [1] 80 нм слой металла (золота) на стеклянной подложке. В центре элементарной ячейки квадратной сверхрешетки (со сторонами $6 \times 6 \text{ мкм}^2$) имелась $4 \times 4 \text{ мкм}^2$ область с решеткой отверстий $0.1 \times 0.1 \text{ мкм}^2$ и периодом 0.4 мкм .

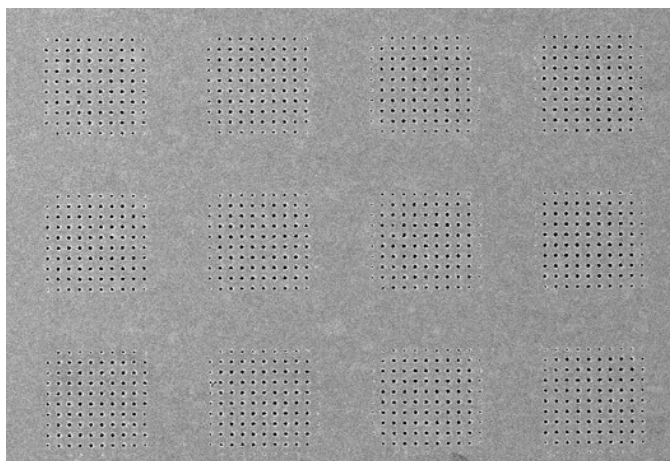


Рис. 1: Исследуемая структура

Для данной структуры были проведены измерения спектров оптического пропускания в зависимости от энергии фотона и проекции его волнового вектора на плоскость структуры.

В качестве упрощенной модели сначала была взята одномерная сверхрешетка с таким же периодом и сверхпериодом, что и оригинальная двумерная структура. Для проверки эффектов возникающих в связи со

сверхпериодичностью была взята простая двумерная модель. В расчетах был использован модифицированный метод матрицы рассеяния [2], [3], [4]. Полученные графики представлены на Рис. 2 и Рис. 3. По расчетам удалось объяснить качественно многие свойства изначальной двумерной структуры.

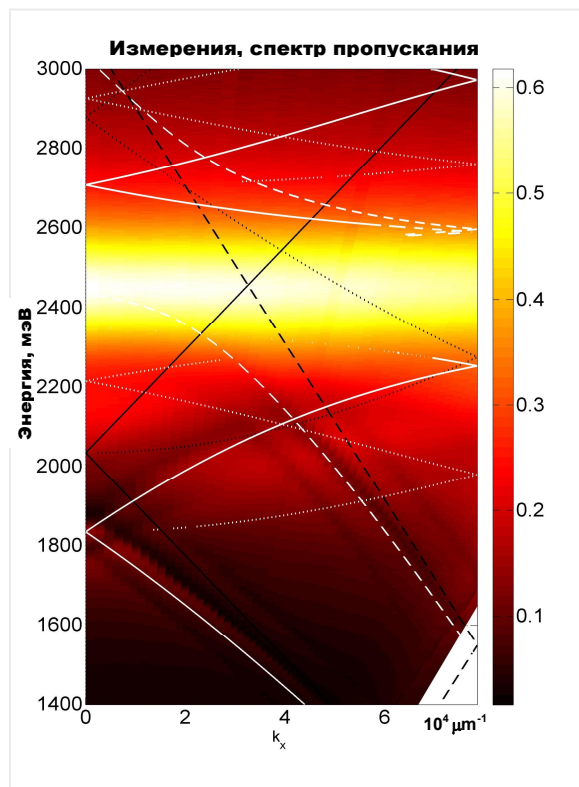


Рис. 2: Измеренный спектр пропускания для выращенной структуры. Цветом показана величина коэффициента пропускания (цветовая шкала объясняется справа). Законы дисперсии фотонов (черные линии) и поверхностных плазмонов (белые линии) для стекла (сплошные линии) и воздуха (пунктиры) свернуты в 1ю зону Бриллюэна решетки.

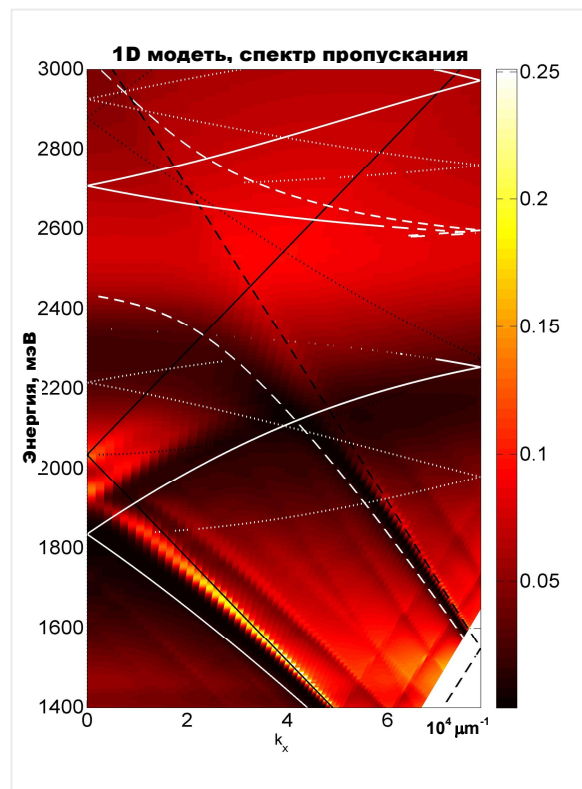


Рис. 3: Рассчитанный спектр оптического пропускания упрощенной одномерной модели. Показаны те же линии дисперсий, что и на рис.2

Многие важные аномалии в спектрах оптического пропускания, которые наблюдаются в измерениях, можно понять, используя для метал-диэлектрического фотонного кристалла приближение пустой решетки [5], [6], [7]. Особенности, которые наблюдаются в спектрах, лежат на свернутых в первую зону Бриллюэна дисперсионных законах фотонов в воздухе и в подложке, а также поверхностных плазмонов на границах раздела воздух/металл и подложка/металл.

- [1] Henzie J., Lee M. H. and Odom T. W., Nature Nanotechnology **2**, 549 - 554 (2007)
- [2] Tikhodeev S. G., Yablonskii A. L., Muljarov E. A., Gippius N. A., Ishihara T., PRB **66**, 045102 (2002).
- [3] Granet G., Guizal B. J. Opt. Soc. Am. A **13**, 1019 (1996).
- [4] Lifeng Li, J. Opt. Soc. Am. A/ Vol. **13**, No. 9 (1996)
- [5] Sakoda K., Optical properties of photonic crystals, Springer (1998)
- [6] Christ A., Zentgraf T., Tikhodeev S. G., Gippius N. A., Kuhl J., Giessen H., PRB **74**, 155435 (2006).
- [7] Christ A., Zentgraf T., Tikhodeev S. G., Gippius N. A., Kuhl J., Giessen H., PRB **73**, 115103 (2006)

Влияние нанометровых сферических рассеивателей на протекание туннельного тока в полупроводниковых барьерах.

В.А. Козлов, В.А. Вербус,

Институт физики микроструктур РАН, 603950, г. Нижний Новгород, Россия
kozlov@ipm.sci-nnov.ru

Одно из несомненных преимуществ нанотехнологии состоит в возможности встраивания нанометровых квантовых объектов в полупроводниковые структуры, которые могут быть использованы для изготовления электронных приборов нового типа. Это может быть достигнуто, например, за счет локальной модификации в нужном месте свойств исходного материала [1-3]. Так в работах [4,5] была экспериментально продемонстрирована возможность увеличения транскондуктанса полевого транзистора за счет создания наноразмерных квантовых отверстий в канале транзистора, что повысило эффективность управления протекающим током, а также улучшило и другие характеристики приборов. Эффективность управления здесь повышалась за счет того, что при туннельном протекании тока управляющий потенциал входит в показатель затухающей экспоненты, в то время как при обычном протекании тока управляющий потенциал просто изменяет ширину канала.

В свою очередь появление и развитие технологии изготовления полевых транзисторов типа FinFET и GAA [6,7] позволило уже сейчас экспериментально исследовать влияние потенциала затвора на гибридизацию волновых функций отдельного примесного атома и близлежащей квантовой ямы [8], что весьма интересно с точки зрения создания базовых элементов кремниевой квантовой электроники.

В настоящем докладе теоретически исследуется влияние квантовых объектов сферической формы (рассеивателей), встроенных в полупроводниковые барьеры, на протекание через них туннельного тока. Такое исследование позволяет выявить основные особенности поведения подобных систем и найти пути применения полученных результатов, как для создания новых, так и совершенствования существующих приборов полупроводниковой наноэлектроники.

Для этого, решалась задача рассеяния затухающих (с энергией меньше потенциала барьера) падающей и отраженной волновых функций электрона, на ступенчатом сферически симметричном потенциале рассеивателя. Причем уровень потенциальной энергии рассеивателя может быть как больше энергии падающего электрона, так и меньше. Данная задача схожа с задачей Ми [9] по рассеянию электромагнитной волны на сферической частице, только несколько проще, поскольку мы имеем дело не с векторным полем, а со скалярным.

Принципиальное отличие в постановке нашей задачи состоит в том, что мы рассматриваем рассеяние не распространяющихся, а затухающих волн в барьере и интересуемся при этом влиянием рассеивателя на протекание тока. Для протекания туннельного тока (в отличие от распространяющихся волн), одной плоской затухающей волны не достаточно, поскольку она не переносит ток. Поэтому здесь необходим учет как падающей, так и отраженной волны от второй границы барьера, поскольку в условиях затухающих волн ток создается за счет их интерференции. Наличие рассеивателя внутри барьера, приводит к созданию рассеянных волн, которые обеспечивают дополнительную интерференцию с падающей и отраженной волнами, что сильно изменяет характер протекания тока. См. Рис.1

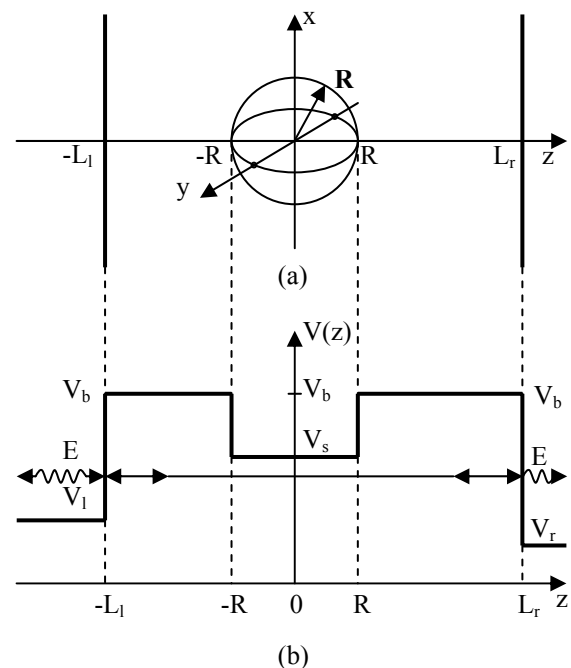


Рис.1 (а) Сферический рассеиватель радиуса R внутри однородного потенциального барьера толщиной $L=L_1+L_r$; (б) Профиль потенциала $V(z)$ в продольном сечении барьера, проходящем через центр рассеивателя. E - энергия электрона, падающего на барьер с левой стороны. Двусторонние стрелки (на линии E) схематически обозначают падающую и отраженную волны. Волнистые стрелки обозначают распространяющуюся, а сплошные - затухающую волны. V_b - потенциал внутри барьера, V_s - потенциал внутри рассеивателя, V_1 и V_r - величины потенциала с левой и правой сторон барьера соответственно.

Для нахождения рассеивающей составляющей, используется хорошо известное граничное условие Зоммерфельда, которое в рассматриваемом случае наряду с туннельным затуханием учитывает также и уменьшение амплитуды рассеянного поля с ростом расстояния r . Ограничиваясь приближением однократного рассеяния [9], волновую функцию в барьере (в области вне рассеивателя) можно записать следующим образом:

$$y_b(r, J) = A e^{ikr \cos J} + B e^{-ikr \cos J} + \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} C_l(J) h_l^{(1)}(kr).$$

Здесь A и B - амплитуды падающей и отраженной волн в барьере, которые считаются заданными; $h_l^{(1)}(kr)$ - сферические функции Бесселя третьего рода; $k = \sqrt{\frac{2m_b}{\hbar^2}(E - V_b)}$ - волно-

вой вектор, который в рассматриваемом нами случае туннельного транспорта является чисто мнимым, m_b - эффективная масса электрона в барьере. $C_l(J)$ - угловые коэффициенты сферических гармоник рассеянной составляющей волновой функции, выражаемые через полиномы Лежандра. Внутри рассеивателя волновая функция $y_s(r, J)$ представляется в виде разложения по сферическим функциям Бесселя первого рода.

Угловые коэффициенты перед сферическими гармониками находятся путем сшивки волновых функций на границе рассеивателя. Эти граничные условия, основаны на непрерывности волновых функций и линий тока:

$$y_b(R) = y_s(R),$$

$$\frac{1}{m_b} \frac{\nabla y_b(R)}{\nabla r} = \frac{1}{m_s} \frac{\nabla y_s(R)}{\nabla r}.$$

Опираясь на полученные волновые функции, находим туннельный ток и вычисляем вносимый рассеянными волнами вклад в протекание тока.

В настоящей работе рассматривается случай нормального падения электрона на потенциальный барьер. Если рассмотреть наклонное падение, то затухание волновой функции в направлении z определяется формулой:

$$k_z = \sqrt{\frac{2m_b}{\hbar^2}(E - V_b) - \frac{2m_l}{\hbar^2}(E - V_l) \sin^2 q_l}.$$

Здесь m_l - масса электрона с левой стороны барьера а q_l - угол падения электрона на барьер. В случае, когда $(E - V_l) > (V_b - E)$, возникает сильная анизотропия затухания и приближение

нормального падения оказывается оправданным. При выполнении противоположного неравенства затухание в барьере окажется слишком большим.

Следует отметить, что если падающие на барьер электроны находятся в термодинамическом равновесии с температурой kT , то можно выполнить условия, при которых основной поток электронов будет проходить через «окно» Гамова (Gamow window) [10]. При этом пик Гамова (Gamow peak), определяющий энергию E_G , соответствующую максимуму потока электронов через барьер, определяется условием:

$$(V_b - E_G) = (kT)^2 / (2\hbar^2 / m_b L^2).$$

Таким образом, при выполнении условия $kT \gg (2\hbar^2 / L^2)$ величина $(V_b - E_G)$ будет много больше kT . Это дает возможность создать с правой стороны барьера инвертированный поток электронов, что очень привлекательно с точки зрения получения отрицательной проводимости в таких системах.

Полученные в настоящей работе решения позволяют установить основные требования, предъявляемые к размерам и свойствам нанометровых сферических объектов, которые можно встроить в канал перспективных полевых транзисторов для повышения эффективности управления током. Уменьшение размеров полупроводниковых приборов приведет к тому, что создаваемые в этих приборах потенциальные барьеры станут туннельно-прозрачными и неоднородными, что потребует создания новых методов описания работы таких систем.

- [1] Козлов В.А., Оболенский С.В., Китаев М.А., Демарина Н.В., труды конференции «Нанопотоника-2000», Н.Новгород, ИФМ РАН, 2000, с.250.
- [2] Козлов В.А., Оболенский С.В., Китаев М.А., Демарина Н.В., Микросистемная техника, 2001, № 4, с.26.
- [3] Козлов В.А., Оболенский С.В., Китаев М.А., Письма в ЖТФ, 2001, т. 27, с.32.
- [4] Громов В.Т., Китаев М.А., Киселева Е.В., Козлов В.А., Оболенский С.В., Шукайло В.П., Микроэлектроника, 2005, т. 34, с. 424.
- [5] Киселева Е.В., Китаев М.А., Оболенский С.В., Трофимов В.Т., Козлов В.А., ЖТФ, 2005, т. 75, с.136.
- [6] Huang X., Lee W.C. et al.. IEEE Transaction on Electron Devices, 2001, v. 48, p. 880.
- [7] Singh N. et al., IEEE Electron Device Letters, 2006, v. 27, p. 383.
- [8] Lansbergen G.P., Rahman R., Wellard C.J., Woo I., Caro J. Collaert N., et al., Nature Physics, 2008, № 4, с. 656.
- [9] Исимару А., Распространение и рассеяние волн в случайно неоднородных средах, М.: Мир, 1981, т.1.
- [10] Ueda M., Sargeant A.J., Pato M.P., Hussein M.S., Phys. Rev. C, 2004, v. 70, p. 025802.

Циклотронный резонанс двумерных дырок в напряженных гетероструктурах InGaAs/GaAs с квантовыми ямами в сильных магнитных полях.

В.Я.Алешкин¹, А.А.Антонов¹, В.И.Гавриленко¹, А.В.Иконников¹,
Б.Н.Звонков¹, Д.В.Козлов¹, К.В.Маремьянин¹, О.Драченко², М.Гоира³,
J.Leotin³, G.Fashing², S.Winner², H.Sheider², J.Wosnitza², M.Helm²

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

²Institute of Ion Beams and Material Research, Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, Postfach 510119, D-01314 Dresden, Germany

³Laboratoire Nationale des Champs Magnetiques Pulses, 143 av. de Rangueil, 31432, Toulouse, France
e-mail: dvkoz@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время наблюдается значительный интерес к напряженным гетероструктурам InGaAs/GaAs вследствие возможности использования их в высокочастотной электронике, для создания фотоприемников и лазеров. При толщине выращиваемых на подложке GaAs слоев InGaAs меньше критической согласование масштабов решетки эпитаксиального слоя и подложки происходит в основном за счет двуслоного сжатия слоев InGaAs. Экспериментально энергетический спектр дырок в структурах InGaAs/GaAs с квантовыми ямами изучался в ряде работ методом циклотронного резонанса (ЦР) [1-2], однако измерения проводились в сравнительно слабых магнитных полях. В настоящей работе выполнены исследования ЦР дырок в селективно легированных структурах InGaAs/GaAs с квантовыми ямами в сильных магнитных полях (до 55 Тл).

Исследуемый образец представлял собой многослойную (50 периодов) гетероструктуру *p*-типа с квантовыми ямами InGaAs, выращенную методом газовой эпитаксии на подложке GaAs(001). Период гетероструктуры состоял из нелегированной квантовой ямы In_{0.14}Ga_{0.86}As шириной 70 Å и барьера GaAs шириной 500 Å. В барьер были введены два дельта – слоя акцепторов углерода на расстоянии 150 Å от гетерограницы. Концентрация дырок составляла $4.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на одну квантовую яму. Исследования спектров ЦР проводились при $T = 4.2 \text{ К}$ в импульсных магнитных полях.

На рис.1 представлены типичные зависимости пропускания от магнитного поля, измеренные при с использованием лазера на свободных электронах или квантовых каскадных лазеров. Впервые обнаружено, что линия ЦР расщепляется, когда энергия кванта возбуждающего излучения увеличивается до 12 мэВ, что соответствует резонансной величине магнитного поля около 20 Тл.

Для анализа наблюдаемых данных был разработан метод расчета состояний дырок в гетероструктурах InGaAs/GaAs с квантовыми

ямами в присутствии магнитного поля. Задача решалась в приближении эффективной массы; гамильтониан уравнения для медленных амплитуд включал гамильтониан Латтинджера, являющийся матрицей 4×4 , диагональное слагаемое, связанное с деформацией, и, ограничивающий потенциал квантовой ямы. При расчетах волновых функций дырок

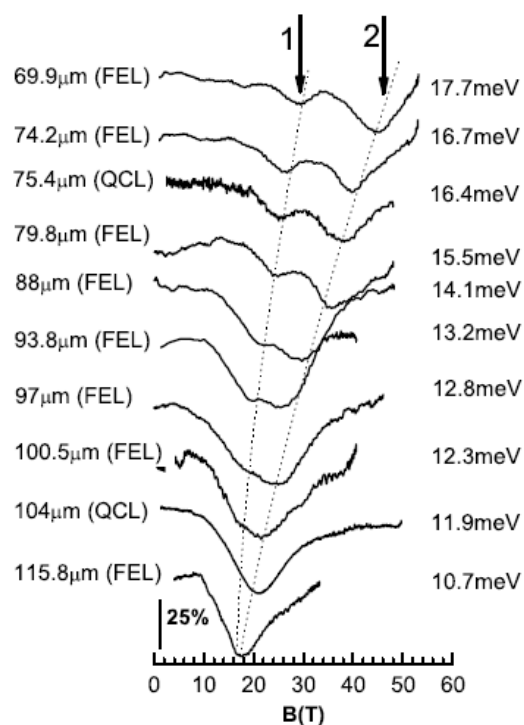


Рис.1 Типичные спектры ЦР, измеренные при возбуждении лазером на свободных электронах (FEL) и квантовым каскадным лазером (QCL). Длины волн излучения указаны слева от кривых, соответствующие энергии квантов - справа. Стрелки 1 и 2 соответствуют переходам $0s_1 \rightarrow 1s_1$ и $3a_1 \rightarrow 4a_1$ при наибольшей энергии квантов излучения. Точечные линии показывают смещение резонансов при изменении частоты падающего излучения.

векторный потенциал электромагнитного поля

был выбран в виде: $\mathbf{A} = \frac{1}{2}[\mathbf{B} \times \mathbf{r}]$. Параметры

Латтинджера γ_1 , γ_2 , γ_3 и κ в твердом растворе выбирались в виде линейной интерполяции между значениями этих параметров в GaAs и InAs в зависимости от доли In, как предлагалось в [3]. Отметим, что параметры Латтинджера связаны следующим выражением:

$$\kappa = \frac{1}{3}(\gamma_1 - 2\gamma_2 - 3\gamma_3 + 2) - \frac{1}{2}q \quad (1)$$

При расчете использовались параметры Латтинджера из работы [4], представленные в таблице 1. Параметром q , как обычно пренебрегали вследствие его малости, поскольку он составляет около 0.04 как для GaAs, так и для InAs. Также мы пренебрегли недиагональными элементами гамильтониана Латтинджера пропорциональными $(\gamma_2 - \gamma_3)$, отвечающими за анизотропию закона дисперсии дырок в плоскости квантовых ям. В таком приближении хорошим квантовым числом является проекция полного момента импульса (J_z) на ось роста структуры (совпадающую с направлением магнитного поля).

Таблица 1: Значения параметров Латтинджера, использованные в расчете (из работы [12])

Материал	γ_1	γ_2	γ_3	κ
InAs	20.0	8.5	9.2	7.6
GaAs	6.98	2.06	2.93	1.2

Рассчитанные уровни Ландау можно характеризовать тремя параметрами (ns_i): номером уровня Ландау n , индексом, определяющим симметрию состояния (s – симметричное состояние, a – антисимметричное) и индексом i – номером уровня размерного квантования, к которому относится состояние дырки. В нашем приближении номер уровня Ландау n может принимать следующие значения: $n = r + (M + |M|)/2$, где $r = 0, 1, 2, \dots, \infty$, $M = J_z/\hbar + 3/2$. На вставке к рис. 2 представлены энергии четырех нижних уровней Ландау дырок относящихся к первой подзоне размерного квантования в зависимости от магнитного поля. При данной концентрации носителей фактор заполнения уровней становится равным 1 при $B \approx 18$ Тл. С другой стороны, согласно расчетам расстояние между уровнями $0s_1$ и $3a_1$ сравнимо с $k_B T$, из-за чего оба они должны быть заселены. Мы можем связать две линии циклотронного резонанса в сильных магнитных полях с переходами $0s_1 \rightarrow 1s_1$ (высокочастотная линия) и $3a_1 \rightarrow 4a_1$ (низкочастотная линия), представленными на рис.1 стрелками 1 и 2 соответственно. Сплошные линии на рис.2 показывают энергии переходов 1 и 2. Отметим отличное согласие экспериментально измеренных и теоретически рассчитанных энергий переходов

Другой интересный эффект мы обнаружили сравнивая спектральную мощность циклотронных линий. Согласно расчетам начальное состояние первого перехода $0s_1$ находится выше начального состояния второго перехода $3a_1$ (см. вставку на рис.2). Следовательно, при низких температурах состояние $0s_1$ должно быть заселено сильнее, и следовательно большая интенсивность должна соответствовать переходу $0s_1 \rightarrow 1s_1$. Однако в спектрах наблюдается обратное соотношение

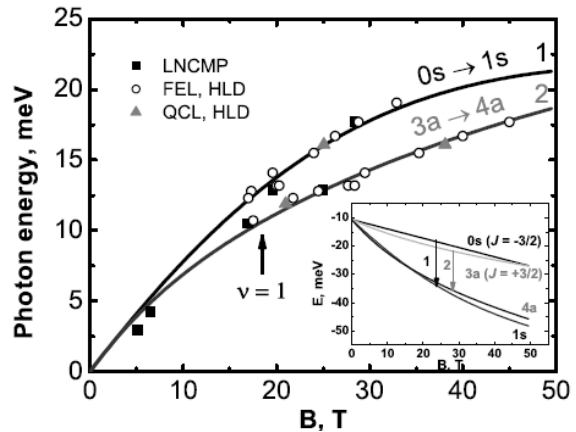


Рис.2 Зависимости энергии циклотронных переходов от магнитного поля, теоретически рассчитанные (сплошные линии) и измеренные экспериментально (квадраты, кружки и треугольники). Вертикальная стрелка $\nu = 1$ показывает величину магнитного поля, когда фактор заполнения уровней Ландау становится равным 1. На вставке показаны энергии первых четырех уровней Ландау в зависимости от магнитного поля. Стрелки 1 и 2 указывают переходы, соответствующие линиям 1 и 2 на рис.1.

спектральных мощностей (т.е. интегральных интенсивностей) двух линий ЦР. Обнаруженный эффект может быть связан с влиянием взаимодействия дырок. В частности вследствие обменного усиления параметра κ (аналогичного g-фактору для электронов) может произойти кроссовер уровней Ландау $0s_1$ и $3a_1$, в результате чего уровень $3a_1$ окажется выше уровня $0s_1$.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (проекты # 08-02-01126, 09-02-00752) и РАН.

- [1] J.E.Schirber, I.J.Fritz, L.R.Dawson, Appl. Phys. Lett. **46**, 187 (1985).
- [2] S.Y.Lin, H.P.Wei, D.C.Tsui, J.F.Klem, Appl. Phys. Lett. **67**, 2170 (1995).
- [3] H.-R.Trebin, U.Rossler, R.Ranvaud, Phys. Rev. B, **20**, 686 (1979).
- [4] I.Vurgaftman, J.R.Meyer, L.R.Ram-Mohan, J. Appl. Phys. **89**, 5815 (2001).

Применение метода матрицы рассеяния для расчета спектров и ближнего поля для оптического водородного сенсора

Н.И. Комаревский^{1,2}, Т. Weiss³, Т. Meyrath³,

Н. Giessen³, С. Grossmann³, С. Г. Тиходеев²

¹Физический факультет МГУ им. Ломоносова, Россия

²Институт общей физики РАН, Москва, Россия

³4th Physics Institute, University of Stuttgart, Germany

e-mail: komarevskiy@inbox.ru

Водород является одним из перспективных источников энергии. Когда-нибудь, возможно, водород будут широко применять в качестве топлива для легковых и грузовых автомобилей. Однако водород является небезопасным топливом, и работа с ним требует большой осторожности. Водород при смеси с воздухом образует взрывоопасную смесь, так называемый гремучий газ. Смесь с воздухом является взрывоопасной при объемных концентрациях от 4% до 75%. Поэтому детектирование водорода представляет собой важную практическую задачу. Много усилий и средств вкладывается в создание и усовершенствование водородных сенсоров. Такой сенсор должен обладать следующими характеристиками: малостью размеров, небольшим весом, высокой надежностью, достаточной быстротой срабатывания, возможностью многократного использования, низкой себестоимостью, взрывобезопасностью. Чисто оптический сенсор, без электрических контактов (и неизбежного в этом случае искрения, что потенциально взрывоопасно в смеси водорода с воздухом), обладает несомненными преимуществами.

Структура, используемая в качестве водородного сенсора, должна изменять коэффициент пропускания или отражения при изменении концентрации водорода в окружающей среде. Изменение коэффициента пропускания (отражения) структуры должно быть, по возможности, максимально большим, чтобы измерять не только присутствие водорода в среде, но и его концентрацию. Водородный сенсор должен мерить концентрацию водорода до 4%, т.е. до взрывоопасной границы. Для измерения пропускания структуры применяются лазер и фотодиод. В целях экономичности лучше

использовать дешевый лазер с длиной волны в интервале от 500 нм до 850 нм. Поэтому желательно, чтобы именно в этом интервале длин волн оптический сенсор обладал наибольшей чувствительностью.

Целью настоящей работы является теоретический расчет спектров пропускания, а также распределения электромагнитного поля трех структурах, потенциально применимых в качестве водородного сенсора, см. Рис. 1. Для всех расчетов использовался метод матрицы рассеяния [1], который был дополнен правилами факторизации [2] и методом пространственного адаптивного разрешения [3] для улучшения сходимости.

Были исследованы три структуры: однородный слой WO_3 на кварцевой подложке (диэлектрическая проницаемость слоя WO_3 меняется при адсорбции водорода [4], поэтому он может использоваться в качестве чувствительного элемента сенсора), металло-диэлектрическая структура с золотыми нанонитями и металло-диэлектрическая структура с дополнительным слоем серебра. Такого типа структуры, как показано в работах [5,6], обладают сильными плазмон-волноводными поляритонными резонансами. Последние можно использовать для повышения чувствительности прибора. В данном случае, при изменении концентрации водорода, изменяется диэлектрическая проницаемость прилегающего к металлу волноводного слоя оксида вольфрама, и в результате плазмонно-волноводные резонансы сдвигаются. За счет этого эффекта в двух последних структурах удастся добиться большей чувствительности сенсора.

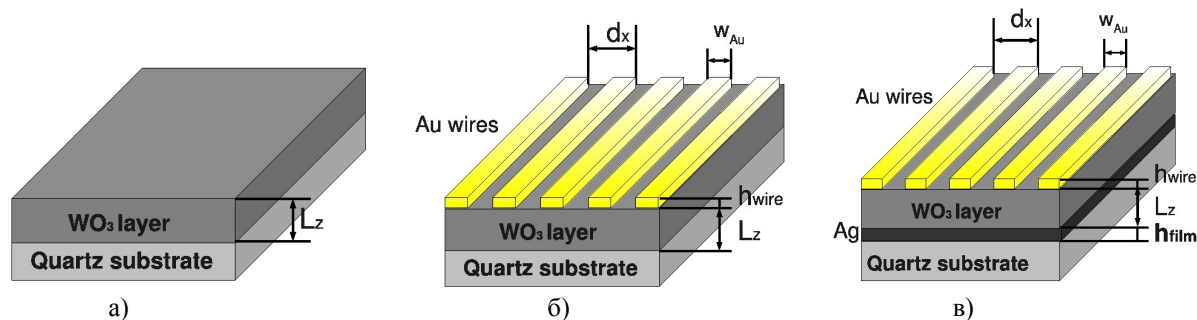


Рис.1. Схематическое изображение трех структур, применимых для оптического детектирования водорода в окружающей среде.

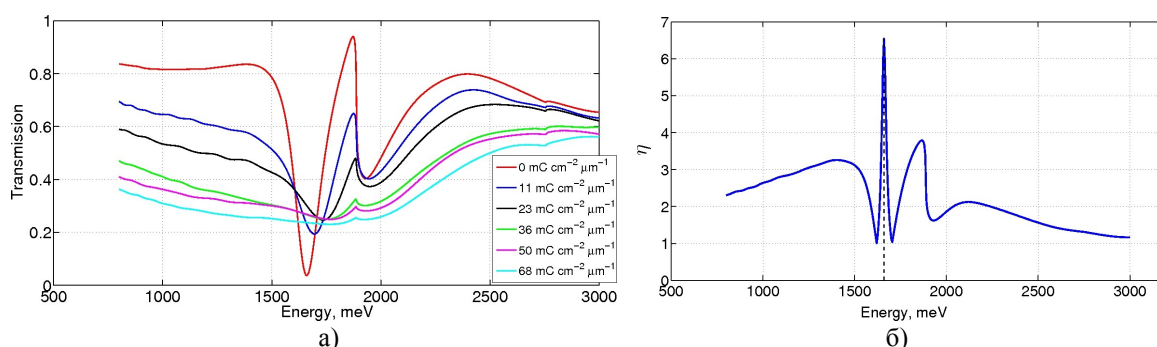


Рис. 2. а) Расчетные спектры пропускания структуры, показанной на Рис. 1. б) для разной плотности заряда инжектированного в слой WO_3 (соответствует концентрации водорода в воздухе от $n=0\%$ до 4% (об.)). б) Расчетная зависимость чувствительности структуры от энергии фотонов. Параметры структуры: $d_x=450$ нм, $w_{\text{Au}}=100$ нм, $h_{\text{wire}}=20$ нм, $L_z=140$ нм.

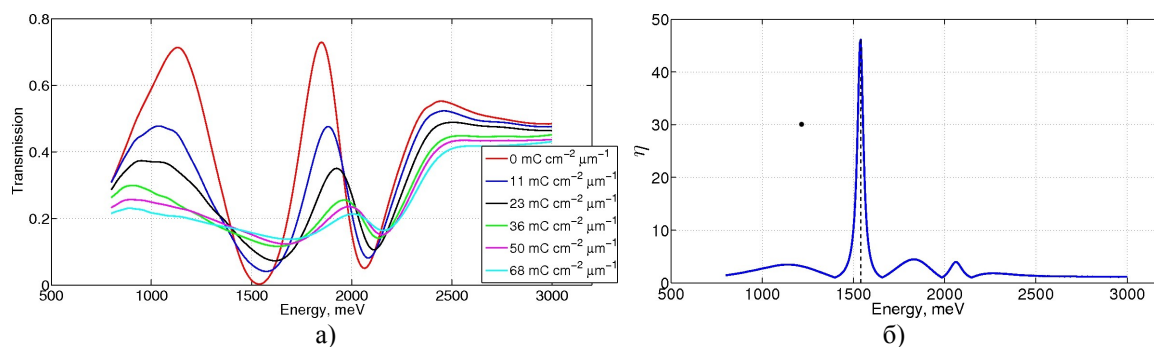


Рис.3. а) Расчетные спектры пропускания структуры, показанной на Рис. 1. в) для разной плотности заряда инжектированного в слой WO_3 (соответствует концентрации водорода в воздухе от $n=0\%$ до 4% (об.)). б) Расчетная зависимость чувствительности структуры от энергии фотонов. Параметры структуры: $d_x=200$ нм, $w_{\text{Au}}=100$ нм, $h_{\text{wire}}=20$ нм, $h_{\text{film}}=10$ нм, $L_z=40$ нм.

[1] S. G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, N.A. Gippius, and Teruya Ishihara Phys. Rev. B **66**, 045102 (2002).
 [2] L. Li, J. Opt. Soc. Am. A (**13**), 1870 (1996).
 [3] G. Granet, J. Opt. Soc. Am. A (**16**), 2510 (1999)
 [4] K. Von Rottkay, M. Rubin, and S.J. Wen, Thin Solid Films **306**, 10 (1997)

[5] A. Christ, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, J. Kuhl, and H. Giessen, Phys. Rev.Lett. **91**, 183901 (2003).
 [6] A. Christ, T. Zentgraf, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, J. Kuhl, and H. Giessen, Phys. Rev. B **74**, 155435 (2006).

Полупроводниковые и волоконные сверхизлучающие лазеры с распределенной обратной связью

Н.С. Гинзбург, Е.Р. Кочаровская, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, г. Нижний Новгород, Россия
e-mail: katya@appl.sci-nnov.ru

В работе [1] были рассмотрены сверхизлучательные лазеры с распределенной обратной связью, основанные на активных средах с однородным уширением линии в одномерном фотонном кристалле, и обеспечивающие генерацию квазипериодической или хаотической последовательности коротких и мощных импульсов, в отсутствие отражений на краях образца. Найденный режим не является балансным и во многих отношениях отличается от традиционной лазерной генерации, существуя благодаря распределённой обратной связи, т.е. брэгговскому рассеянию встречных волн [2] на периодической модуляции диэлектрической проницаемости лазерного образца (с периодом, равным половине центральной длины волны генерируемого излучения $\lambda/2$). В соответствие с результатами теории модового сверхизлучения (СИ) в низкодобротном резонаторе [3], в таком сверхизлучающем лазере с распределенной обратной связью, работающем при постоянной накачке, снижаются требования к скоростям релаксации поляризации и инверсии активной среды.

Однако, в большинстве сред при высокой концентрации активных центров неоднородное уширение линии намного больше, чем однородное: $1/T_2^* \gg 1/T_2$. В этой ситуации и суперфлуоресценция, и лазерная генерация должны сильно измениться [4]. Соответствующий численный анализ приведён ниже для одномерной задачи в случае, когда отражения от торцов образца много меньше, чем полное отражение волн на периодической структуре за один проход. Эффективная СИ-генерация имеет место, если ширина запрещённой зоны фотонного кристалла меньше, чем кооперативная частота активной среды ω_c , и обе величины попадают в интервал между значениями однородного и неоднородного уширения линии:

$$\Delta_0 = \frac{1}{T_2^* \omega_c} \gg 1 \geq 2\beta = \frac{2\bar{\beta}\omega_0}{\omega_c} \gg \Gamma_2 = \frac{1}{T_2 \omega_c}. \quad (1)$$

Суперфлуоресценцию и сверхизлучение как когерентные процессы будем описывать в рамках полуклассического приближения с использованием укороченных классических уравнений Максвелла для встречных электромагнитных волн с амплитудой электрического поля A_{\pm} и оптических уравнений Блоха для частотно-зависимых поляризации P и инверсии населённости уровней ΔN двухуровневой среды с неоднородным уширением и искусственно создан-

ной в среде периодической модуляции диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \bar{\varepsilon} \text{Re}[1 + 4\bar{\beta}e^{2ik\zeta}]$. В расчетах последовательно учтено и нелинейное брэгговское перерассеяние волн на резонансной модуляции диэлектрической проницаемости активной среды из-за интерференции встречных усиливаемых волн, создающих периодическую (с периодом $\lambda/2$) решётку инверсии $n_z \exp(2ik\zeta)$:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial \tau} \pm \frac{\partial}{\partial \zeta} \right] a_{\pm} &= i\beta a_{\pm} + i \int_{-2\Delta_0}^{2\Delta_0} p_{\pm}(\Delta) f(\Delta) d\Delta, \\ \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_2 + i\Delta \right] p_{\pm}(\Delta) &= -\sqrt{I} \left(in(\Delta) a_{\pm} \pm \frac{n_z^*(\Delta)}{2} a_{\mp} \right), \\ \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_1 \right] (n(\Delta) - n_p) &= \sqrt{I} \text{Im}(a_+ p_+^*(\Delta) + a_- p_-^*(\Delta)), \\ \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_1 \right] n_z(\Delta) &= \sqrt{I} (a_+^* p_+(\Delta) - a_- p_-^*(\Delta)). \end{aligned} \quad (2)$$

Неоднородное уширение описывается функцией Лоренца $f(\Delta) = \Delta_0 / (\pi(\Delta^2 + \Delta_0^2))$ (на Рис.1 штриховая линия), $\Delta = (\omega - \omega_0) / \omega_c$ - нормированная отстройка частоты, $I = \omega_c^2 / \omega_0^2$, $\omega_0 = 2\pi c / \lambda$ и d - частота и дипольный момент двухуровневого перехода, $\omega_c = \sqrt{2\pi d^2 N_0 \omega_0 / \hbar \varepsilon}$, N_0 - концентрация активных центров, c - скорость света в вакууме, $\beta = \bar{\beta} / \sqrt{I}$ - безразмерная амплитуда брэгговской модуляции диэлектрической проницаемости среды (отношение полуширины запрещённой зоны к кооперативной частоте), $\tau = t\omega_c$ и $\zeta = z\omega_c / c$ - безразмерные время (нормированное на кооперативную частоту) и продольная координата (нормированная на кооперативную длину c / ω_c), $\Gamma_{1,2} = 1 / \omega_c T_{1,2}$ и $T_{1,2}$ - безразмерные скорости и времена релаксации инверсии и поляризации, $p_{\pm} = P_{\pm} / \bar{\varepsilon} d N_0$ и $a_{\pm} = A_{\pm} / 2\pi d N_0$ - безразмерные амплитуды поляризации и поля, $\Delta N / N_0 = n + \text{Im}[n_z \exp(2ik\zeta)]$ - инверсия населённости активных центров для заданной отстройки частоты Δ , $\kappa = 2\pi c / \omega_c \lambda$, n_p - инверсия, создаваемая накачкой. Для определённости в численных примерах ниже полагаем $\sqrt{I} = 0.02$, $\Delta_0 = 4$, $\Gamma_2 = 2\Gamma_1$ и решаем уравнения (2) для следующих начальных условий: $n = 1$, $n_z = 0$, $p_{\pm} = 10^{-5}$, $a_{\pm} = 0$. Граничные условия на краях

образца $\zeta = \pm L/2$: $a_+(-L/2) = 0$, $a_-(L/2) = 0$, что соответствует условию свободного (без отражений на границах) излучению поля из образца. Заметим, что форма линии неоднородного уширения для уравнений (2) может быть любой гладкой функцией, так как в условиях (1) динамика затрагивает активные центры лишь из узкой центральной части спектральной линии (см. Рис.1), где $f(\Delta) \approx 1/\pi = \text{const}$.

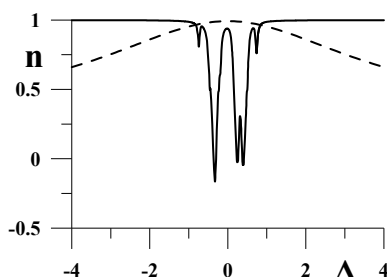


Рис.1 Типичный профиль спектрального распределения инверсии для сверхизлучательной генерации (сплошная линия) и неоднородное лоренцевское уширение линии (пунктир).

Распространяясь вдоль образца, связанные электромагнитные и поляритонные волны усиливаются и переотражаются на периодической структуре (с интегральным коэффициентом отражения $\tanh(\beta L)$). В результате формируются пространственно неоднородные моды, а когерентное усиление и динамика импульсов существенно отличаются от случая, когда распределённой обратной связи нет.

Типичные осциллограммы и пространственно-временные профили инверсии населенностей и амплитуды одной из встречных волн в сверхизлучающем лазере показаны на Рис.2, 3.

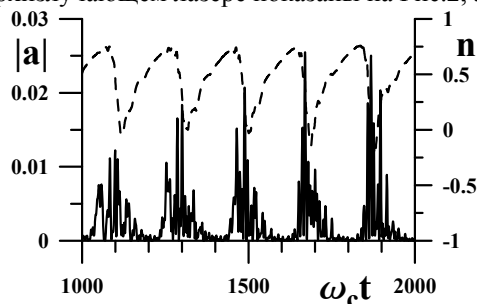


Рис.2 Осциллограммы амплитуды поля сверхизлучательной генерации (сплошная линия) и инверсии для отстройки частоты $\Delta = -0.3$ в образце с длиной $L=8$, $\beta = 0.125$, $\Gamma_1 \approx 0.01$.

Характерным является резкое понижение уровня инверсии населенностей смена её знака в значительной части лазера при достижении полем максимального значения в краевых областях.

На основе проведённых расчётов обнаружена принципиальная возможность получения сверхизлучательной лазерной генерации квазипериодической и хаотической последовательности предельно коротких и мощных импульсов

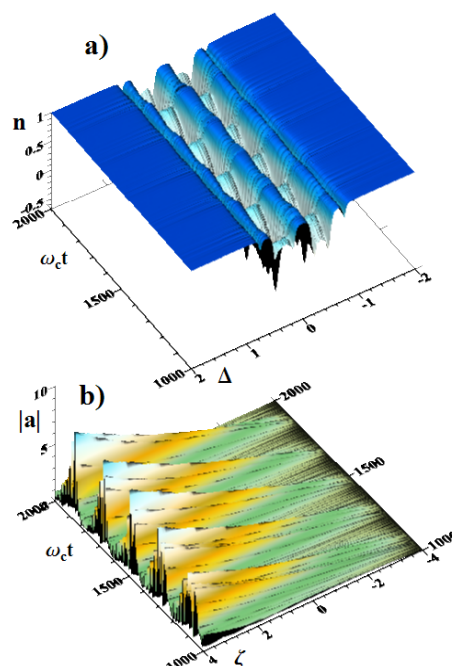


Рис.3 Эволюция инверсии (a) и амплитуды поля (b) импульсов сверхизлучения для лазера с теми же параметрами, что и на рис.2.

когерентного излучения (сверхизлучения Дике) в неоднородно уширенной двухуровневой среде с распределённой обратной связью. Показано, что эффективная импульсная генерация в подобных сверхизлучающих лазерах на фотонных кристаллах обусловлена селекцией мод за счёт брэгговской резонансной структуры и происходит только при достаточно большой мощности накачки и на сравнительно узком спектральном участке неоднородно уширенной линии активной среды, ширина которого меньше запрещённой брэгговской полосы частот, но значительно больше однородной ширины линии активной среды.

Оценки показывают, что рассмотренный сверхизлучающий лазер с распределённой обратной связью может быть реализован на активных средах с сильным неоднородным уширением, таких как полупроводниковые структуры с квантовыми ямами и ансамблями квантовых точек и высокодупированные оптические волокна.

- [1] Ginzburg, N. S., Kocharovskaya, E. R., and Sergeev, A.S., Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, **72**, 226 (2008).
- [2] Bratman, V.L., Denisov, G.G., Ginzburg, N.S., and Petelin, M.I., IEEE J. of Quantum Electronics, **19**, 282 (1983).
- [3] Golubyatnikova, E.R., Kocharovsky, V.V., and Kocharovsky, V.I., Int. J. Computers and Mathematics with Applications, **34**, 773 (1997).
- [4] Zheleznyakov, V. V., Kocharovsky, V. V., and Kocharovsky, V.I., Sov. Phys. – Uspekhi, **32**, 835 (1989).
- [5] Ginzburg, N. S., Kocharovskaya, E. R., Sergeev, A.S., and Telnikh, A.A., Proc. of SPIE, **7138**, 71381C-1 (2008).

Особенности люминесцентных свойств структур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}$ с высоким содержанием германия в условиях модулированного 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, ГСП-105, Н. Новгород, 603950 Россия

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Н. 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 эффективного источника излучения на их основе. Введение германия в легированный эрбием активный слой позволяет формировать волновод с высокой степенью локализации излучения (более 80%) в активном слое [1]. Ранее нами была продемонстрирована высокая эффективность люминесценции структур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}$ [2] и возможность достижения в них инверсной населенности энергетических уровней ионов Er^{3+} при оптической накачке [3]. Несмотря на все перечисленное, структуры $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}$ до недавнего времени оставались малоизученными с точки зрения природы и структуры оптически активных центров иона Er^{3+} , доминирующих в спектрах фотолюминесценции (ФЛ), и условий их формирования.

Как показывают результаты последних исследований, тип оптически активных центров иона Er^{3+} , формирующихся в структурах $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}$, непосредственно зависит от молярного состава твердого раствора [4]. Так, в слоях с содержанием германия $\leq 25\%$ преимущественный вклад в сигнал ФЛ вносят кислородсодержащие центры иона Er^{3+} , исследованные ранее в структурах $\text{Si}:\text{Er}$. При повышенном содержании германия (25 – 30%) в структурах $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}$ наблюдается формирование нового типа оптически активных центров иона Er^{3+} , а именно: центра Er-Ge1 , представленного серией линий 6508.1 см^{-1} , 6481.6 см^{-1} , 6468.1 см^{-1} , 6443.5 см^{-1} , 6423.8 см^{-1} , 6333 см^{-1} , 6303 см^{-1} и центра Er-Ge2 , представленного серией линий 6501.6 см^{-1} , 6473 см^{-1} , 6457 см^{-1} и 6434.8 см^{-1} . Последний проявляется в спектрах ФЛ при повышенных температурах (рис. 1). Особенности этих центров являются близкие значения максимумов излучения в спектрах ФЛ и одинаковые условия формирования, что значительно усложняет анализ их индивидуальных характеристик. С целью исследования в структурах $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}$ выделенных оптически активных центров иона Er^{3+} в данной работе предлагается использовать методики люминесцентной спектроскопии в условиях модулированного возбуждения.

Идея эксперимента показана на рис. 2. Как известно, разные оптически активные центры иона эрбия имеют различные сечения возбужде-

ния, разные времена нарастания и спада сигнала ФЛ, а, следовательно, должны иметь различную зависимость интенсивности сигнала ФЛ от длительности возбуждающего импульса и условий детектирования. Изменение длительности возбуждающего импульса (частоты модуляции возбуждающего сигнала) должно приводить к заметным изменениям в спектрах ФЛ, позволяя тем самым более точно диагностировать наблюдаемые серии линий ФЛ и их принадлежность выделенному центру иона Er^{3+} . Кроме того, здесь может быть использована идея «дефазировки», т.е. рассогласования фазы детектируемого сигнала по отношению к возбуждающему импульсу. На рис. 2 схематически показано условие «дефазировки на центре 1». В этом случае фаза детектируемого сигнала рассогласовывается таким образом, чтобы интенсивность сигнала ФЛ центра 1 достигала 1/3 от исходного значения. Как видно из рисунка, вклад центров с различными временными характеристиками в сигнал ФЛ в условиях измерений с рассогласованием фазы детектируемого сигнала также должен быть различным.

При проведении измерений в данной работе использовалась стандартная техника Lock-in детектирования. Возбуждающий сигнал на длине волны 514 нм модулировался механическим модулятором с частотой 60 – 355 Гц. Измерения проводились на монохроматоре МДР-23, температура измерений – 77 К. Для детектирования сигнала использовался германиевый детектор Edinburgh Instruments EI-S с постоянной времени ~ 50 мкс. Ниже приведены результаты измерений структуры $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}$ с содержанием германия в гетерослое $\sim 25\%$, толщина слоя – 1.1 мкм.

Основное внимание уделялось спектральному диапазону $1.534 - 1.540$ мкм ($6520 - 6490\text{ см}^{-1}$), соответствующему линиям основных переходов центров Er-Ge1 и Er-Ge2 (см. рис. 1) На рис. 3 приведены зависимости соотношения интенсивностей сигнала ФЛ линий центров Er-Ge1 и Er-Ge2 от частоты модуляции возбуждающего излучения. Как видно из рисунка, с увеличением частоты модуляции наблюдается рост соотношения интенсивностей линий центров Er-Ge1 и Er-Ge2 . Последнее свидетельствует о существенном различии временных характеристик этих центров с одной стороны, а с другой

является доказательством принадлежности наблюдаемых линий ФЛ разным оптически активным центрам иона Er^{3+} .

Спектральные зависимости сигнала ФЛ, измеренные с дефазировкой детектируемого сигнала ФЛ на линии центра Er-Ge1 приведены на рис. 4. Как видно из рисунка, при условии «дефазировки» в спектрах ФЛ возможно выделение линий, не различимых при обычных условиях измерений.

Таким образом, рассмотренные в работе методики позволяют более детально проанализировать спектральные особенности сигнала ФЛ гетероструктур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}$ выделяя компоненты спектра, принадлежащие отдельным центрам иона Er^{3+} .

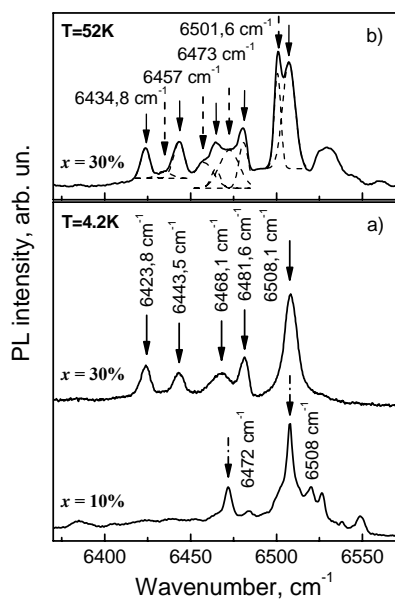


Рис. 1. Спектры ФЛ структур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}/\text{Si}$ с содержанием германия 10 и 30%, полученные при температуре 4.2 К – (а); (б) – спектр ФЛ структуры $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}/\text{Si}$ с содержанием германия 30%, полученный при температуре 52 К. Стрелками на рисунках показаны линии ФЛ основных оптически активных центров иона Er^{3+} .

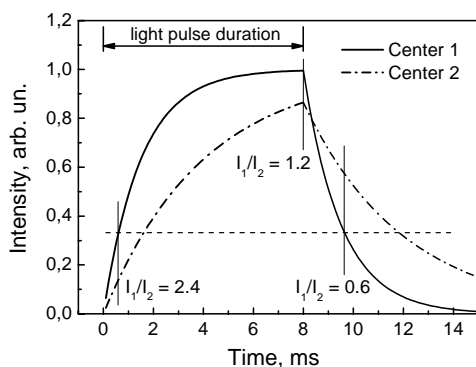


Рис. 2. Схематическое представление процессов нарастания и спада сигнала ФЛ под действием возбуждающего импульса излучения длительностью 8 мс. На рисунке приведены расчетные зависимости сигналов ФЛ двух оптически активных центров, имеющих постоянные времени нарастания и спада 1.5 мс (центр 1) и 4 мс (центр 2). Интенсивность сигналов ФЛ при вы-

ходе на стационарное значение предполагались одинаковыми для обоих центров. Пунктирной линией показано условие «дефазировки» детектируемого сигнала ФЛ на центре 1, т.е. условия измерений, при которых вследствие рассогласования фазы детектируемого сигнала по отношению к возбуждающему импульсу интенсивность сигнала ФЛ центра 1 уменьшается в 3 раза. Соотношения интенсивностей сигналов ФЛ двух центров с разными постоянными времени в условиях измерений с «дефазировкой» и при полной синхронизации сигнала ($t = 8$ мс) также приведены на рисунке.

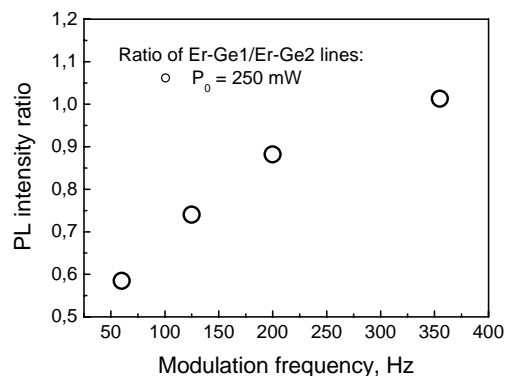


Рис. 3. Зависимости соотношения интенсивностей сигналов ФЛ линий оптически активных центров Er-Ge1 и Er-Ge2 от частоты модуляции возбуждающего сигнала. Зависимости приведены для значения мощности возбуждающего излучения 250 мВт.

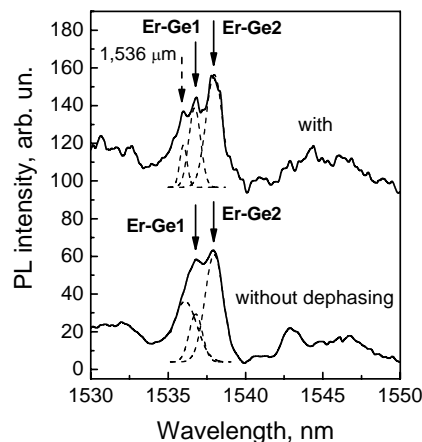


Рис. 4. Спектры ФЛ, измеренные в условиях синхронизации и дефазировки детектируемого сигнала ФЛ на центре Er-Ge1 (линия ФЛ 1.537 мкм). Мощность возбуждающего излучения - 250 мВт, частота модуляции – 60 Гц.

Работа выполнена при поддержке программ фундаментальных исследований ОФН РАН и РФФИ (грант # 08-02-01063-а).

- [1] M.V. Stepihova, L.V. Krasil'nikova, Z.F. Krasil'nik et al., J. Cryst. Growth, **288**, 65 (2006).
- [2] Z.F. Krasilnik, B.A. Andreev, D.I. Kryzhkov et al., J. of Materials Research, **21**, 574 (2006).
- [3] М.В. Степихова, Д.М. Жигунов, В.Г. Шенгунов и др., Письма в ЖЭТФ, **81**, 614 (2005).
- [4] Л.В. Красильникова, М.В. Степихова, Н.А. Байдакова и др., ФТП, **43** (2009) – в печати.

Спектроскопия возбуждения эрбиевой люминесценции в структурах Si/Si:Er и Si/Si_{1-x}Ge_x:Er

Л.В. Красильникова¹, А.Н. Яблонский¹, М.В. Степихова¹,
З.Ф. Красильник¹, В.П. Кузнецов², 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

Структуры на основе кремния, легированного эрбием, привлекают к себе значительное внимание в связи с тем, что длина волны излучательного перехода $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ в 4f – оболочке иона Er³⁺ лежит в спектральной области максимальной прозрачности кварцевых волоконно-оптических линий связи (~1.54 мкм). В настоящее время на основе Si:Er разработан целый ряд приборных структур, работающих в диапазоне температур от 4.2 до 300 К [1]. Особый интерес представляют структуры Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si, позволяющие формировать эффективный волноводный канал с высокой степенью локализации излучения ($\Gamma > 0.8$) в активном слое [2], что является необходимым условием при создании лазера.

Известно, что механизм возбуждения ионов эрбия через электронную подсистему полупроводника, например кремния, является гораздо более эффективным, чем прямое оптическое возбуждение ионов Er³⁺ в диэлектрических матрицах [3,4]. В то же время, согласно общепринятой точке зрения, механизм передачи энергии через электронную подсистему полупроводника представляет собой сложный многоступенчатый процесс с участием примесных уровней в запрещенной зоне полупроводника [5] и до сих пор до конца не изучен. В связи с этим в настоящей работе было проведено исследование спектров возбуждения эрбиевой фотолюминесценции (ФЛ) в структурах Si/Si:Er и Si/Si_{1-x}Ge_x:Er. Введение германия в слой Si:Er позволяет варьировать ширину запрещенной зоны активной среды и исследовать влияние примесных уровней в запрещенной зоне полупроводника на процессы возбуждения редкоземельной примеси.

Исследованные структуры Si/Si:Er и Si/Si_{1-x}Ge_x:Er выращивались методом сублимационной МЛЭ [6, 7]. Структуры Si:Er выращивались на подложках кремния КДБ-10(100) при температуре роста 560°C, образцы Si/Si_{1-x}Ge_x:Er выращивались на подложках Si марки КЭФ-4.5(100) при температуре роста 500°C. При формировании активного слоя поток атомов Er создавался испарением поликристаллического источника Si, легированного эрбием. При росте слоев Si_{1-x}Ge_x:Er поступление германия в активный слой осуществлялось за счет разложения газа GeH₄ на разогреваемой током поверхности

роста. Структурные свойства и элементный состав выращенных слоев анализировались методами рентгеновской дифракции и вторичной ионной масс-спектрометрии. Как показали результаты исследований, распределение примеси эрбия в слоях Si:Er и Si_{1-x}Ge_x:Er носит однородный характер с концентрацией ~ (0.7-5)·10¹⁸ см⁻³. Толщина исследованных эпитаксиальных структур составляла ~ 2 мкм. Содержание Ge в структуре Si/Si_{1-x}Ge_x:Er – 30%, величина остаточных упругих напряжений – 10%.

Для исследования спектров возбуждения ФЛ в структурах Si/Si:Er и Si/Si_{1-x}Ge_x:Er в ближнем ИК-диапазоне (760-1300 нм) использовался оптический параметрический осциллятор (ОРО) MOPO-SL (Spectra-Physics) с накачкой импульсным лазером Nd:YAG. Длительность импульсов возбуждающего излучения составляла ~ 5 нс, частота повторения импульсов - 10 Гц, максимальная энергия в импульсе в диапазоне 760-1300 нм – 40-20 мДж. Регистрация сигнала ФЛ осуществлялась с помощью решеточного спектрометра Acton 2300i, фотоприемника OMA-V на основе линейки фотодиодов InGaAs (Princeton Instruments, рабочий диапазон 0.9-2.2 мкм) или фотоэлектронного умножителя InP/InGaAs (Hamamatsu, диапазон 0.95-1.7 мкм) и цифрового осциллографа WS 432 (Le Croy).

Спектры возбуждения эрбиевой ФЛ изучались в структурах Si/Si:Er и Si/Si_{1-x}Ge_x:Er в широком диапазоне длин волн возбуждающего излучения ($\lambda_{\text{н}} = 760-1300$ нм) при температуре 77 К. Ранее было показано [8-10], что в условиях интенсивного импульсного оптического возбуждения эпитаксиальных структур Si/Si:Er значительный сигнал эрбиевой ФЛ наблюдается как при межзонном возбуждении, так и при энергиях кванта излучения накачки, существенно меньших ширины запрещенной зоны (E_g) кремния ($\lambda_{\text{н}} \geq 1060$ нм). Кроме того, в области 1000-1060 нм, наблюдалось резкое возрастание интенсивности эрбиевой ФЛ с увеличением длины волны возбуждающего излучения.

Возникновение сигнала эрбиевой люминесценции при возбуждении квантами света с энергией, заметно меньшей ширины запрещенной зоны кремния, связывалось в работе [8] с существованием примесных уровней в запрещенной

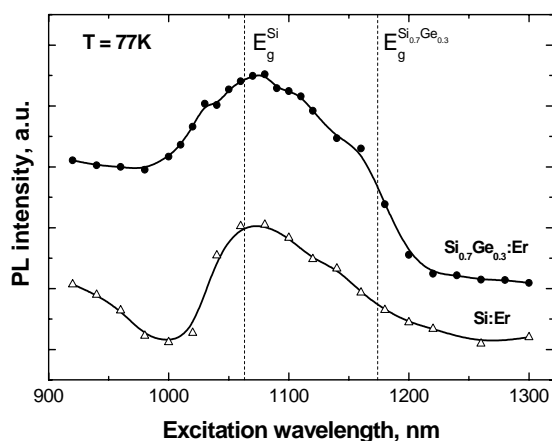


Рис. 1. Спектры возбуждения эрбиевой ФЛ в структурах Si/Si:Er и Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si с содержанием германия 30%. Пунктиром показана ширина запрещенной зоны для Si и релаксированных слоев Si_{0.7}Ge_{0.3} при температуре 77 К.

зоне. В этом случае поглощение кванта света с энергией $h\nu_{ex} < E_g$ может приводить к возбуждению электронов из валентной зоны непосредственно на донорные уровни и к их последующей безызлучательной рекомбинации с дырками в валентной зоне с передачей энергии ионам Er^{3+} . Возрастание сигнала эрбиевой ФЛ в области 1000–1060 нм объяснялось снижением эффективности процессов Оже-девозбуждения ионов Er^{3+} свободными носителями заряда. Последнее вызвано уменьшением числа свободных носителей вследствие резкого уменьшения коэффициента поглощения света вблизи края запрещенной зоны. С другой стороны, авторы работы [11] связывали наличие пика в спектре возбуждения эрбиевой ФЛ вблизи 1040–1060 нм с так называемым «резонансным» возбуждением иона Er^{3+} . Под «резонансным» возбуждением в данном случае понималась генерация экситонов, связанных на эрбиевых донорных уровнях ($E_D \approx 218$ мэВ) и их последующая безызлучательная рекомбинация с возбуждением ионов Er^{3+} . Энергия, необходимая для данного процесса (учитывая энергию связи свободного экситона E_{FEX} , экситона связанного на эрбиевых комплексах E_{BE} , а так же энергию участвующих в процессе фононов E_{LO}), совпадает, по мнению авторов [11], с положением максимума в спектре возбуждения эрбиевой ФЛ в структурах Si:Er и описывается формулой:

$$E_R \approx E_g - E_{FEX} - E_{BE} + E_{LO} \quad (1).$$

Отсюда, связывая возрастание сигнала эрбиевой ФЛ в области 1000–1060 нм с «резонансным» возбуждением, надо полагать, что при изменении ширины запрещенной зоны легированного эрбием материала должен наблюдаться сдвиг максимума в спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ. При температуре 77 К для релаксированного слоя Si_{1-x}Ge_x:Er с $x = 30\%$ ширина запрещенной зоны принимает значение 1.056 эВ (1174 нм). Положе-

ние максимума в спектре возбуждения эрбиевой ФЛ в данной структуре, в соответствии с формулой (1), должно сдвигаться в диапазон длин волн 1158 нм. Однако, как видно из рис. 1, резкое возрастание интенсивности эрбиевой ФЛ наблюдается в области длин волн 1000–1060 нм как для структур Si/Si:Er, так и для структур Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si. Предполагаемого сдвига максимума в спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ в слоях Si_{1-x}Ge_x:Er с $x = 30\%$ не наблюдалось.

Полученный результат свидетельствует о том, что появление пика в спектре возбуждения эрбиевой ФЛ вблизи 1040–1060 нм вряд ли может быть связано с «резонансным» возбуждением иона Er^{3+} , как это полагали авторы [11]. Наблюдаемое возрастание сигнала эрбиевой ФЛ в области длин волн 1000–1060 нм, скорее всего, действительно вызвано снижением эффективности Оже-девозбуждения ионов Er^{3+} свободными носителями заряда. Дополнительное исследование кинетики эрбиевой ФЛ в данном случае позволило бы более детально изучить влияние этого механизма на процессы девозбуждения редкоземельной примеси.

Работа поддержана программами РАН, грантами РФФИ (#08-02-01063) и NWO (проект # 047.011.2005.003).

- [1] *Silicon-based optoelectronics* ed. by S. Coffa, L. Tsybeskov, MRS Bulletin, vol.23, iss.4, p.16 (1998).
- [2] M.V. Stepikhova, L.V. Krasil'nikova, Z.F. Krasil'nik et al., J. Cryst. Growth **288**, 65 (2006).
- [3] F. Priolo, G. Franzo, S. Coffa, A. Camera, Phys. Rev. B **57**, 8,4443 (1998).
- [4] O.B. Gusev, M.S. Bresler, P.E. Pak et al., Phys. Rev. B **64**, 075 302 (2001).
- [5] М.С. Бреслер, О.Б. Гусев, Б.П. Захарченя, И.Н. Яссьевич. ФТТ **38** (5), 1474 (1996).
- [6] С.П. Светлов, В.Г. Шенгуров, В.Ю. Чалков и др., Изв. РАН. Сер. Физ. **65**(2), 203 (2001).
- [7] В.П. Кузнецов, А.Ю. Андреев, Н.А. Алябина. Электронная промышленность, **9**, 57 (1990).
- [8] Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник, Д.И. Крыжков и др., ФТТ **46**(1), 98 (2004).
- [9] Б.А.Андреев, З.Ф.Красильник, А.Н.Яблонский и др., ФТТ **47**(1), 83 (2005).
- [10] A.N.Yablonskiy, M.A.J.Klik, B.A.Andreev et al., Optical Materials **27**(5), 890 (2005).
- [11] I. Izeddin, M.A.J. Klik, N.Q. Vinh et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 077401 (2007).

Вентильная фотоэкс в кремниевых структурах, содержащих скрытые слои, легированные кислородом и бором

С.А. Кривелевич, Р.В. Селюков

Ярославский филиал Физико-технологического института РАН, ул. Университетская 21, Ярославль, Россия

e-mail: s.krivelevich@mail.ru

Структуры, содержащие скрытые силикатные слои, могут быть использованы как при создании устройств современной микро- и нанoeлектроники, так и при разработке высокоэффективных оптоэлектронных приборов [1,2]. В этой связи в настоящей работе исследовались фотоэлектрические свойства диодных структур, формируемых с помощью имплантации в кремний ионов кислорода и бора.

При подготовке образцов имплантацию молекулярного кислорода O_2^+ проводили в кремниевые пластины КЭФ- 4,5 (100) с энергией 300 кэВ и дозами $1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $3,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. После этого пластины отжигали при температуре 900°C в среде сухого кислорода в течение 5 минут. Затем проводили имплантацию бора при энергии ионов B^+ 100 кэВ, доза имплантации - $8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Имплантированные пластины снова подвергали отжигу при 900°C в среде сухого кислорода. Затем проводили отжиги при температуре 1050°C.

Получаемые структуры, анализировались методом электронной оже - спектроскопии. Перед проведением оже - анализа поверхность образцов очищалась с помощью травления ионами аргона. Последующий оже - анализ осуществляли на установке РНП-660. Энергия пучка первичных электронов составляла 10 кэВ. Удаление слоев проводилось с помощью пучка ионов азота N_2^+ с энергией 9 кэВ. Измерялись интенсивности основных оже - пиков (KLL - для кислорода, LMM - для кремния). Полученные результаты представлены на рис.1-3

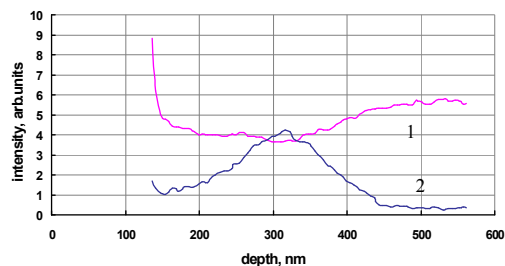


Рис. 1 Зависимость интенсивности основных оже - пиков кислорода и кремния от глубины: 1 - кремний, 2 - кислород. Температура термообработки 1050°C, доза молекулярного кислорода $1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

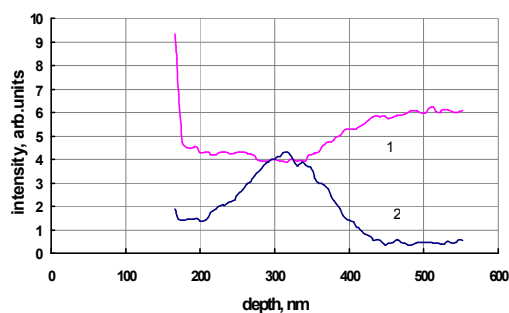


Рис. 2. Зависимость интенсивности основных оже - пиков кислорода и кремния от глубины: 1 - кремний, 2 - кислород. Температура термообработки 1050°C, доза молекулярного кислорода $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

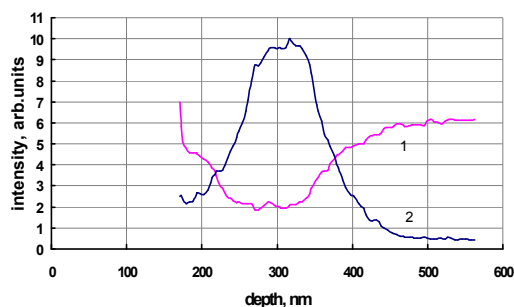


Рис. 3 Зависимость интенсивности основных оже - пиков кислорода и кремния от глубины: 1 - кремний, 2 - кислород. Температура термообработки 1050°C, доза молекулярного кислорода $3,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

Кроме того, контроль концентрационных распределений бора и кислорода для образцов с дозой кислорода $3,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ осуществляли методом ВИМС на установке Cameca IMS-4F. Методом ВИМС определяли также распределения бора для образцов с дозами кислорода $1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Анализ распределений бора проводили с использованием пучка ионов O_2^+ в качестве первичного. Энергия ионов в пучке была равна 9 кэВ. Измеряли выход вторичных ионов $^{11}B^+$ и $^{30}Si^+$. Анализ концентрационных распределений кислорода проводили в режиме регистрации отрицательных вторичных ионов. В качестве первичного использовали пучок ионов Cs^+ . Ускоряющее напряжение составляло 7,5 кэВ,

отрицательный потенциал на мишени был равен -4,5 кэВ. Регистрировались вторичные ионы $^{16}\text{O}^-$ и $^{28}\text{Si}^-$. Измерения показали, что распределения бора практически не зависят от содержания кислорода в образце. Это подтверждается и результатами моделирования с помощью программы TRIM.

При интерпретации результатов оже - анализа необходимо было определить коэффициенты чувствительности характерные для кислорода и кремния в силикатных системах. Обычно при пересчете кривых интенсивностей в концентрационные распределения используются стандартные коэффициенты чувствительности, определенные по отношению к серебряному эталону. Однако, предварительные оценки показали, что использование стандартных коэффициентов относительной чувствительности приводит к ошибочным результатам. Одновременное использование ВИМС и оже - анализа позволило уточнить значения коэффициентов. Пример полученных распределений концентраций представлен на рис.4.

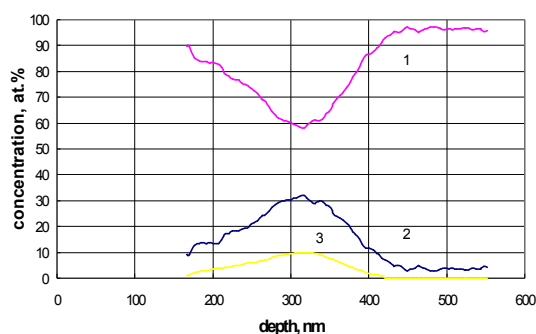


Рис. 4. Распределения относительных концентраций атомов кислорода, бора и кремния, полученные после термообработки при температуре 1050°C в течение 5 минут. 1- концентрация атомов кремния, 2 – концентрация атомов кислорода, 3 – концентрация атомов бора. Доза молекулярного кислорода $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

Вообще, было обнаружено, что при термообработке образцов с дозой молекулярного кислорода $3,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ формируется скрытый слой с соотношением концентраций близким к стехиометрии диоксида кремния. При обработке же образцов с дозами кислорода $1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ в системе образуются скрытые слои с максимальным содержанием кислорода равным примерно 33 ат. %.

На полученных структурах, были проведены измерения величины вентильной фотоэдс в зависимости от длины волны падающего излучения. Измерения проводились с помощью монохроматора МДР-23. В качестве контрольных использовались образцы кремния, имплантированного только бором и

отожженного при температуре 1050°C. Результаты измерения фотоэдс представлен на рис.5

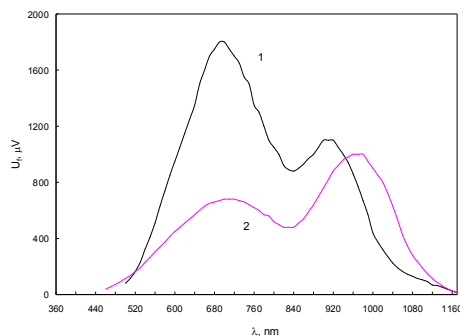


Рис.5. Спектральная зависимость вентильной фотоэдс. 1- образец, легированный бором и кислородом . 2 – контрольный образец.

Видно, что по сравнению с контрольными значениями, максимальное значение вентильной фотоэдс увеличивается для образцов, легированных бором и кислородом с дозами кислорода меньшими, чем стехиометрическая. При этом максимум фотоэдс смещается в область более коротких длин волн. Это свидетельствует о том, что в структурах, содержащих «достехиометрические» дозы кислорода, происходит увеличение эффективной ширины запрещенной зоны в скрытом слое. Это подтверждается и измерениями удельного сопротивления скрытых слоев, которые показали, что последнее составляет величину порядка 10^8 Ом см .

Полученные результаты могут быть обусловлены образованием в скрытом слое системы нанокластеров, содержащих, наряду с атомами кремния, атомы кислорода и бора. При этом «растворимость» нанокластеров в кремнии оказывается величиной ограниченной. Последнее обстоятельство и приводит к образованию скрытых слоев с максимальным содержанием кислорода близким к 33 ат. %.

[1] Кривелевич С.А., Бачурин В.И, Денисенко Ю.И., Селюков Р.В., Известия РАН. Сер. Физическая. **70**, 883 (.2006).

[2] Krivelevich S.A., Buchin E.Y., Denisenko Y.I, Selyukov R.V. Proc. SPIE. **6260**, 52 (2006).

Влияние электрон-электронного взаимодействия на энергетический спектр в гетероструктурах InAs/AlSb с двумерным электронным газом

В.Я. Алёшкин, В.И. Гавриленко, С.С. Криштопенко

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
e-mail: ds_a-teens@mail.ru

В последние годы во всём мире наблюдается значительный интерес к полупроводниковым структурам, характеризующимся не только высокой подвижностью носителей заряда, но и большим спиновым расщеплением в энергетическом спектре. Это в первую очередь обусловлено бурным ростом числа исследований в области спинтроники, инициированным идеей создания спинового транзистора.

Гетероструктуры на основе узкозонных полупроводников таких как InAs, InSb являются наиболее привлекательными для таких приложений. Гетероструктуры InAs/AlSb (рис. 1) характеризуются большой величиной разрыва зон на гетерогранице (1.35 эВ), малой эффективной массой электронов ($0.03 m_0$), большим значением g -фактора и высокой подвижностью (до $9 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 4.2 \text{ К}$). Хорошо известно, что даже в номинально нелегированных структурах InAs/AlSb присутствует двумерный (2D) электронный газ с концентрацией порядка 10^{12} см^{-2} .

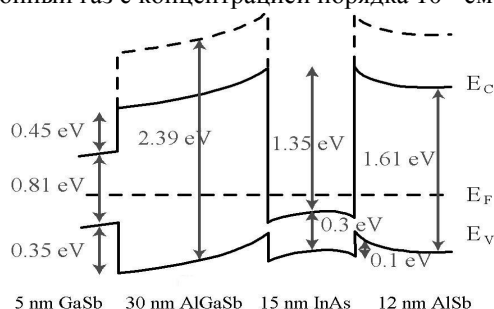


Рис. 1 Зонная структура нелегированных гетероструктур InAs/AlSb [5].

В таких структурах наблюдаются эффекты спин-орбитального расщепления спектра состояний в зоне проводимости в нулевом магнитном поле [1], вызванные как SIA (расщепление Рашбы) [2], так и BIA (расщепление Дрессельхауза) [3]. Особенностью этих структур является биполярная остаточная фотопроводимость (ОФП), наблюдаемая при низких температурах [4-6]. Используя явление ОФП можно изменять в несколько раз концентрацию электронов в квантовой яме (КЯ) и, соответственно, встроенное электрическое поле и заселённость спиновых подзон, что позволяет управлять не только эффектами спин-орбитального взаимодействия, но и контролировать проявление эффектов коллективного взаимодействия между электронами (в частности управлять обменным усилением g -

фактора) [7], что открывает дополнительные возможности для спиновой инженерии.

Электрическое поле пространственно разделённых примесных ионов и 2D электронов, искажает профиль КЯ, что в свою очередь, через спин-орбитальное взаимодействие может приводить к расщеплению спектра 2D электронов в КЯ InAs даже в отсутствие магнитного поля [2]. Целью данной работы был расчёт энергетического спектра электронов в КЯ InAs/AlSb с одной заполненной подзоной размерного квантования в нулевом магнитном поле с учетом электрон-электронного взаимодействия. В качестве «поставщиков» электронов в КЯ InAs рассматривались только поверхностные доноры в покрывающем слое GaSb [5].

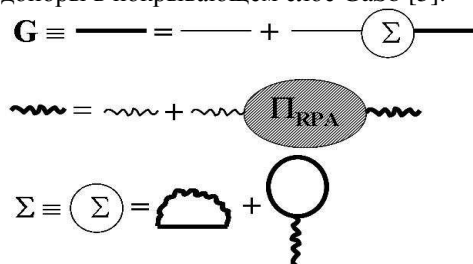


Рис. 2 Схема выполненных расчётов.

Основная сложность проделанных расчётов энергетического спектра состояла в нахождении самосогласованного поля, искажающего профиль КЯ, в условиях непараболичности закона дисперсии в зоне проводимости. Для расчёта энергетического спектра решалась система самосогласованных уравнений Хартри-Фока (рис. 2). В качестве одноэлектронного гамильтониана использовался 8-зонный гамильтониан Кейна [8] с учётом эффектов деформации [9]. Постоянная решетки InAs в плоскости КЯ полагалась такой же, как и в AlSb. Вклад слагаемых гамильтониана, пропорциональных квадрату волнового вектора дырок и слагаемых, появляющихся из-за отсутствия центра инверсии в кристалле (расщепление Дрессельхауза), в электронный спектр полагался малым [1,8,9]. Для нахождения кулоновской функции Грина решалось уравнение Пуассона для плоскостной среды с пространственной дисперсией [10], которая рассчитывалась в рамках приближения хаотических фаз.

На рис. 3 представлены результаты расчёта энергетического спектра в гетероструктурах InAs/AlSb с концентрацией 2D электронного газа $1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Пунктирными линиями представлен закон дисперсии, вычисленный при учёте только

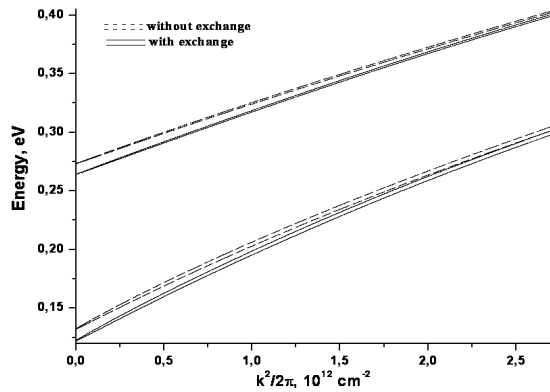


Рис. 3 Энергетический спектр 2D электронов в гетероструктурах InAs/AlSb с концентрацией 2D электронного газа $1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

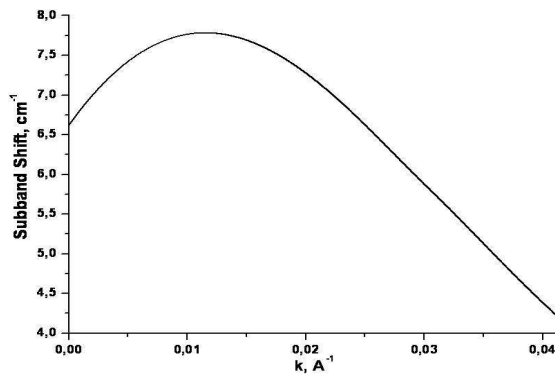


Рис. 4 Увеличение расстояния между подзонами размерного квантования в гетероструктуре InAs/AlSb с концентрацией 2D электронного газа $1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

самосогласованного потенциала. Видно, что обменное взаимодействие, приводя к уменьшению энергии 2D электронов в подзонах размерного квантования, увеличивает расстояние между подзонами (рис. 4).

В работе показано, что относительный вклад обменного взаимодействия в спин-орбитальное расщепление электронного спектра на уровне Ферми, не превышает 0,3% во всём диапазоне концентраций 2D электронов, при которых заполнена только первая подзона размерного квантования в гетероструктурах InAs/AlSb. Поэтому в отсутствие внешних электрических полей величина и константа спин-орбитального расщепления спектра на уровне Ферми определяется пространственной асимметрией самосогласованного потенциала, что оправдывает использование одноэлектронных моделей для описания спин-зависимых явлений в отсутствие магнитных полей [1]. Непараболичность закона дисперсии в зоне проводимости приводит к тому, что расщепление спектра при фиксированной концентрации электронов (рис. 5) линейно по волновому вектору только вблизи дна подзон размерного квантования.

Константа расщепления Рашбы [2] на уровне Ферми нелинейно зависит от концентрации 2D электронов (рис. 6), что также является следствием непараболичности закона дисперсии в

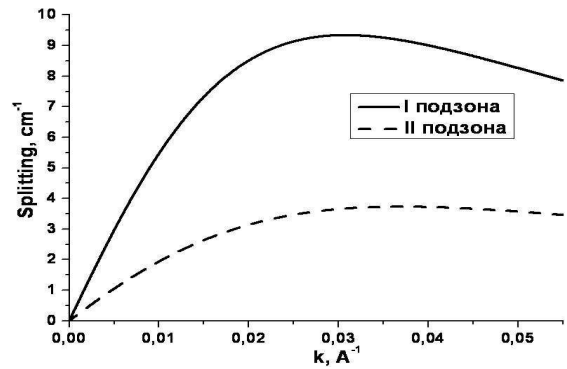


Рис. 5 Спинное расщепление подзон размерного квантования в отсутствие обменного взаимодействия в гетероструктурах InAs/AlSb с концентрацией 2D электронов $1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

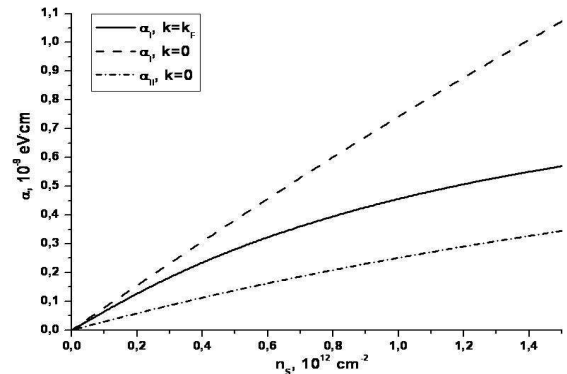


Рис. 6 Константа расщепления Рашбы в первой (I) и второй (II) подзонах размерного квантования от концентрации 2D электронов в гетероструктурах InAs/AlSb в отсутствие обменного взаимодействия.

зоне проводимости. Вблизи дна подзоны размерного квантования, где закон дисперсии можно считать параболическим, зависимость константы расщепления Рашбы от концентрации 2D электронов является линейной (пунктирные линии на рис. 6).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 09-02-00752), РАН и Фонда некоммерческих программ «Династия».

- [1] S.D. Ganichev et al. Phys. Rev. Lett., **92**, P.256601 (2004).
- [2] Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба. Письма ЖЭТФ, **39**, 66 (1984).
- [3] G. Dresselhaus. Phys. Rev., **100**, 580 (1955).
- [4] G. Tuttle, et al. J. Appl. Phys. **65**, 5239 (1989).
- [5] Ch. Gauer, et al. Semicond. Sci. Technol., **8**, S137 (1993).
- [6] F.C. Wang, et al. Appl. Phys. Lett., **69**, 1417 (1996).
- [7] В.Я. Алёшкин и др., ФТП **42**, 846 (2008).
- [8] E.O. Kane, J. Phys. Chem. Solids **1**, 249 (1957).
- [9] G.L. Bir, G.E. Pikus, *Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductors*. Wiley, New York, 1974.
- [10] Ю.А. Романов, ФТТ, **47**, 2119 (1979).

Предельно узкие линии электролюминесценции в Si:Er/Si диодных структурах

К.Е. Кудрявцев, В.Б. Шмагин, Д.В. Шенгуров, З.Ф. Красильник

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

Легирование структур на основе Si и Si/SiO₂ редкоземельной примесью эрбия является на настоящий момент активно исследуемым способом построения кремниевых светоизлучающих структур на диапазон 1.55 мкм. Несмотря на общий сдвиг текущих исследований в область nc-Si:Er или Si:Er/SOI, существенно более простые структуры Si:Er/Si до сих пор представляют исследовательский интерес с точки зрения как фундаментальной науки, так и возможности практических применений. Во многом этот интерес обусловлен уникальными свойствами светоизлучающих структур Si:Er/Si, получаемыми методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ). В работе [1] была показана возможность получения в рамках этого метода структур с исключительно узкими (10 мкэВ при 4.2 К [2]) линиями фотолуминесценции (ФЛ), принадлежащими идентифицированному авторами [1] оптически активному центру (ОАЦ) Er-1. При этом оценка достижимого коэффициента оптического усиления (30 см⁻¹) заметно превышала возможные потери (~1 см⁻¹) [3], что явилось хорошей заявкой на создание лазера с оптической накачкой на основе Si:Er.

В данной работе впервые наблюдалась электролюминесценция (ЭЛ) ОАЦ Er-1 при инжекционной токовой накачке диодной структуры типа p⁺/n-Si:Er. Исследованы температурное гашение и кинетика спада эрбиевой ЭЛ для ОАЦ Er-1, а также температурное уширение линий ЭЛ.

Исследуемые структуры выращены методом СМЛЭ на подложке КДБ-0.2 при температуре 400°C. Для этой температуры роста характерно формирование ряда эрбиевых ОАЦ с преобладанием центра Er-O1. Последующий термический отжиг при температуре 800°C является обязательным условием формирования центра Er-1 в исследуемых структурах. Концентрация эрбия в слое составила 10¹⁷ см⁻³, кислорода 10¹⁸ см⁻³. При этом концентрация электрически активных центров в Si:Er слое составляла по данным C-V профилирования ~10¹⁷ см⁻³. Далее структура закрывалась подконтактным n⁺ слоем ([P]~10¹⁸ см⁻³). Со стороны подложки напылялся сплошной алюминиевый контакт, со стороны Si:Er слоя – точечные контакты Ti/Au. Для измерений структура раскалывалась на чипы размером

2×2 мм². Образец помещался в гелиевый криостат замкнутого цикла. Измерения спектров ЭЛ проводились методом Фурье-спектроскопии.

На рис. 1 представлен спектр ЭЛ исследуемого образца при T=30 К (при меньших температурах имеет место вымораживание носителей заряда в подложке, что делает невозможной токовую накачку структур). Важно отметить, что несмотря на наличие в неотожженном образце нескольких типов ОАЦ ионов Er³⁺, после отжига их люминесценция подавлена, и центр Er-1 является единственным излучающим центром в исследуемых структурах. На вставке к рис. 1 показана основная линия люминесценции при большем разрешении спектрометра. Ширина линии составила 0.2 см⁻¹ (25 мкэВ) при 30 К, что являются минимальным значением для ЭЛ структур Si:Er/Si.

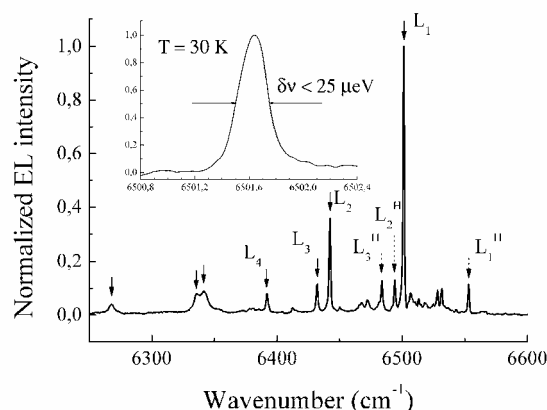


Рис. 1. Спектр ЭЛ исследуемой структуры с разрешением 1 см⁻¹. На вставке: наиболее интенсивная линия L₁ с разрешением 0.05 см⁻¹. Температура измерений 30 К.

Для реализации инверсной населенности энергетических состояний ионов Er³⁺ важно, чтобы токовая накачка диодных структур с центром Er-1 была эффективной. Измеренные зависимости интенсивности ЭЛ от тока накачки (рис. 2) позволили определить сечение возбуждения ОАЦ Er-1. Зависимость интенсивности электролюминесценции *I* от тока накачки *j* определяется выражением

$$I = I_{\max} \frac{\sigma\tau(j/e)}{1 + \sigma\tau(j/e)},$$

где σ – сечение возбуждения иона Er^{3+} , τ – его время жизни в возбужденном состоянии, I_{max} – интенсивность ЭЛ в состоянии насыщения, e – заряд электрона. Аппроксимация данных эксперимента дает при температуре $T=30\text{ K}$ значение $\sigma\tau=4\times 10^{-18}\text{ см}^2\cdot\text{с}$. Поскольку при этом $\tau\sim 0.7\text{ мс}$, для сечения возбуждения получаем величину $\sigma=5.7\times 10^{-15}\text{ см}^2$. Полученное значение соответствует лучшим результатам для ФЛ и инжекционной ЭЛ Si:Er структур [4].

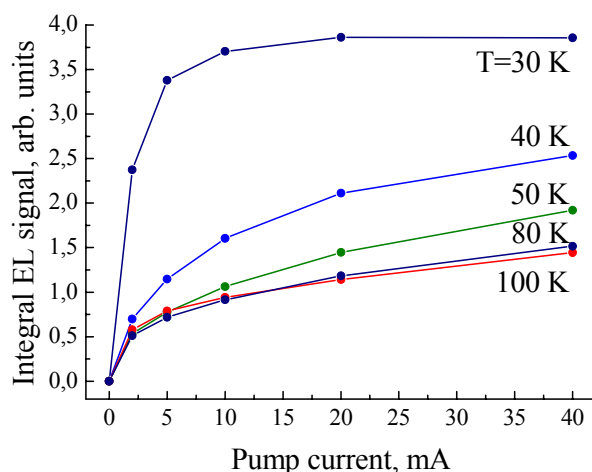


Рис. 2. Зависимость интенсивности ЭЛ от тока накачки при различных температурах.

Сопоставление приведенных на рис. 2 зависимостей интенсивности ЭЛ от тока накачки, снятых при различных температурах, показывает, что наиболее резкий спад ЭЛ происходит при температурах $T<80\text{ K}$. На рис. 3 для этого интервала температур приведена кинетика спада ЭЛ центра Er-1. Анализ

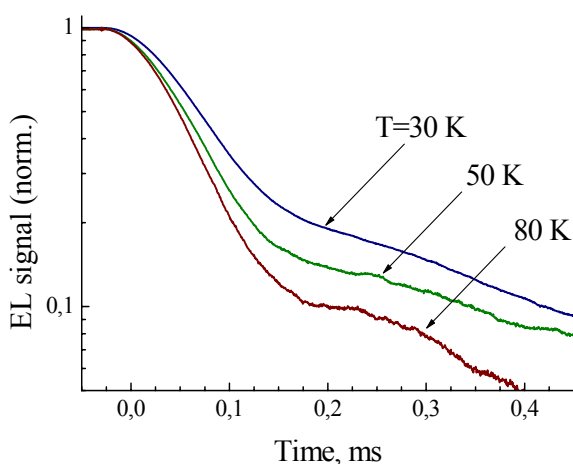


Рис. 3. Кинетика спада ЭЛ центра Er-1 в зависимости от температуры.

полученных кинетических кривых показывает, что спад интенсивности люминесценции является биэкспоненциальным. Преобладающая в сигнале быстрая ($<100\text{ мкс}$) компонента обусловлена Оже-релаксацией ионов Er^{3+} вне

обедненной области (ОПЗ) диода. При этом её характерное время спада существенно зависит от температуры, а изменение амплитуды этой компоненты в сигнале приблизительно соответствует температурному гашению ЭЛ в указанном интервале. Таким образом, температурное гашение ЭЛ определяется здесь в основном Оже-релаксацией эрбия. В то же время, медленная компонента сигнала, соответствующая релаксации эрбия в обедненной области диодной структуры, практически не меняется в указанном температурном интервале. Это создает предпосылки к существенному подавлению температурного гашения ЭЛ в случае, если излучающий объем будет находиться в пределах ОПЗ диода.

Не менее важным фактором, определяющим возможность продвижения в область более высоких температур, является уширение линии ЭЛ. Температурная зависимость ширины линии для исследуемой структуры представлена на рис. 4. Уширение линии до 0.7 см^{-1} при 80 K и 2.2 см^{-1} при 160 K затрудняет реализацию лазерного эффекта при более высокой температуре.

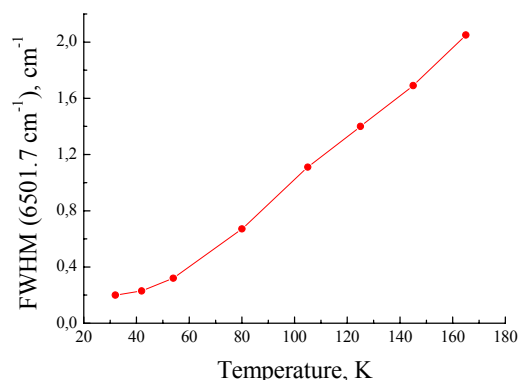


Рис. 4. Температурное уширение линии ЭЛ центра Er-1 в Si:Er/Si диодах.

Таким образом, в области низких температур диодные структуры Si:Er/Si с ОАЦ Er-1 обладают малой шириной линий эрбиевой ЭЛ и высоким сечением возбуждения, что открывает перспективы реализации оптического усиления на основе Si:Er с токовой накачкой.

- [1] А.Ю. Андреев, Б.А. Андреев, М.Н. Дроздов, В.П. Кузнецов, З.Ф. Красильник, Ю.А. Карпов, Р.А. Рубцова, М.В. Степихова, Е.А. Ускова, В.Б. Шмагин, Н. Ellmer, L. Palmetshofer, K. Piplits, H. Hutter. ФТП, **33**(2), 156 (1999).
- [2] N.Q. Vinh, H. Przybylinska, Z.F. Krasil'nik, T. Gregorkiewicz. Phys. Rev. B, **70** 115332 (2004)
- [3] В.Я. Алешкин, Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник. Симпозиум “Нанофотоника-2002”, 10-14 марта 2002 г. Материалы симпозиума, с. 289.
- [4] F. Priolo, G. Franzo, S. Coffa, A. Carnera. Phys. Rev. B, **57**, 4443 (1998).

Вынужденные рассеяния света в трехмерных фотонных кристаллах

А.И.Водчиц¹, В.С. Горелик², А.Д.Кудрявцева², Н.В.Чернега²

¹Институт физики им.Б.И.Степанова НАН Беларуси

²Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

e-mail: akudr@sci.lebedev.ru

Настоящая работа посвящена исследованию вынужденного глобулярного рассеяния (ВГР) [1] и вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в фотонных кристаллах – искусственных опаловых матрицах и наноккомпозитах на их основе.

Исследовались опаловые матрицы, состоящие из плотно упакованных сфер аморфного кварца с диаметром от 200 до 320 нм. Заполняя полости между кварцевыми сферами в опаловых матрицах жидкостями с различными показателями преломления, можно эффективно управлять параметрами стоп-зоны и увеличивать эффективность нелинейных процессов благодаря изменению плотности фотонных состояний вблизи края запрещенной зоны. Для композитных материалов с периодически изменяющейся плотностью вещества может существовать запрещенная зона для акустических частот. Одновременная локализация фотонов и фононов в периодических наноструктурах приводит к возрастанию эффективности фотон-фононного взаимодействия и открывает перспективы для использования таких материалов при создании акусто-оптических устройств для эффективного управления звуком и светом. В настоящей работе была поставлена цель определить условия эффективного возбуждения ВКР и ВГР в трехмерных фотонных кристаллах и показать влияние параметров запрещенной фотонной зоны на процесс генерации ВКР.

В качестве источника возбуждения вынужденных рассеяний (ВР) использовался рубиновый лазер (длина волны генерации – 694.3 нм, длительность импульса 20 нс; максимальная энергия в импульсе 0.3 Дж). Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 1.

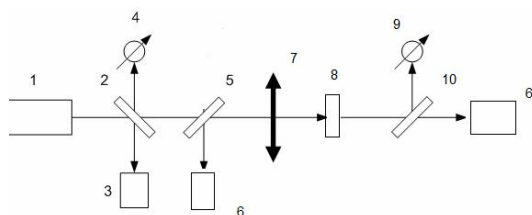


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1 - рубиновый лазер, 2, 5, 10 -

стеклянные пластины, 3 - система контроля параметров лазерного излучения, 4, 9 - системы измерения энергии рассеянного света в обратном и прямом направлении, 6 - спектральные приборы (для ВГР – интерферометры Фабри-Перо, для ВКР – спектрометры FSD-8), 7 - линза, фокусирующая излучение лазера в образец, 8 – опаловая матрица.

Процесс ВГР является результатом нелинейного взаимодействия импульсного лазерного излучения и собственных акустических колебаний кварцевых сфер, образующих синтетическую опаловую матрицу. Экспериментально эффект проявляется в появлении в спектре прошедшего образца и отраженного от образца излучения линий в стоксовой области со смещением относительно возбуждающего излучения порядка нескольких десятых долей см^{-1} , определяемым собственными частотами колебаний кварцевых глобул, лежащими в гигагерцовом диапазоне. Порог возникновения эффекта и число линий зависят от состава образца, энергии возбуждения и температуры вещества. Эффективность преобразования возбуждающего излучения в ВГР достигала 40 %. Расходимость излучения ВГР была близка к расходимости возбуждающего лазерного излучения. ВГР наблюдается в широком температурном диапазоне. При понижении температуры до 77 К порог ВГР понижается в 3 раза, число компонент возрастает и происходит перераспределение энергии в пользу компонент высшего порядка. Поскольку ВГР может возбуждаться с высокой эффективностью как в направлении «назад», так и в направлении «вперед», оно может оказывать влияние на процесс генерации ВКР. Для всех экспериментов мы контролировали возбуждение ВГР с помощью интерферометров Фабри-Перо (см. Рис.1).

В таблице 1 приведены частоты компонент ВГР, измеренные экспериментально для различных образцов и различной геометрии рассеяния при комнатной температуре и при температуре жидкого азота, экспериментальные величины частот в гигагерцах, а также вычисленные собственные частоты колебаний кварцевых сфер, составляющих опаловую матрицу.

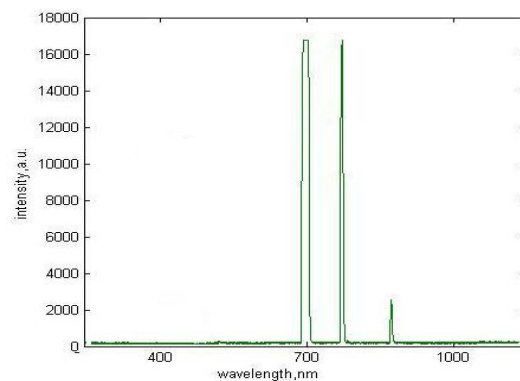
Таблица 1.

Образец и геометрия рассеяния	ν , см ⁻¹ эксп.	ν , см ⁻¹ вычисл.	Частота ГГц эксп.
Комнатная температура, опаловая матрица			
"назад"	0.44	0.44	8.8
Комнатная температура, нанокомпозит			
с ацетоном	0.40	0.44	8.0
"назад"	0.65	0.68	13.0
с ацетоном "вперёд"	0.40	0.44	8.0
с этанолом	0.39	0.44	7.8
"назад"	0.63	0.68	12.6
с этанолом "вперёд"	0.37	0.44	7.4
Температура жидкого азота (77 К), нанокомпозит			
с этанолом	0.40	0.44	8.0
"вперёд"	0.77	0.68	15.7
	1.13	1.07	22.6

Как видно из таблицы, экспериментально наблюдаемые сдвиги частот близки к собственным частотам колебаний кварцевых глобул. Нелинейные жидкости, заполняющие полости между кварцевыми глобулами, могут оказывать влияние на их движение, но даже в этом случае разница между экспериментальными и вычисленными величинами невелика.

При заполнении опаловой матрицы нитробензолом наблюдалось вынужденное комбинационное рассеяние света (ВКР) в нитробензоле с высокой эффективностью преобразования лазерного излучения в ВКР. Пороговое значение интенсивности лазерного излучения составило величину 0.1 ГВт/см². Увеличение плотности мощности накачки приводило к появлению в спектре ВКР второй стоксовой компоненты. При понижении температуры образцов до температуры жидкого азота эффективность преобразования возбуждающего излучения в ВКР возрастала. Во всех исследованных образцах ВКР могло возбуждаться только в том случае, когда частота возбуждающего лазерного излучения располагалась вблизи высокочастотного края запрещенной зоны, а частота первой стоксовой компоненты – вблизи низкочастотного края. В этом случае длина волны, соответствующая центру запрещенной фотонной зоны расположена между величинами длин волн лазерного излучения и первой стоксовой компоненты ВКР.

На рис. 2 приведен спектр ВКР, полученный при фокусировке лазерного импульса в опаловую матрицу, заполненную нитробензолом.

Рис. 2. Спектр ВКР. Интенсивность лазерного излучения 0.15 ГВт/см².

Толщина образца составляла в этом случае 3 мм, а диаметр пятна на образце был 0.2 мм. Таким образом, объем активной среды (с учетом степени заполнения образца) составлял величину 0.12 мм³.

В тех же экспериментальных условиях возбуждение ВКР «назад» в чистом нитробензоле при том же уровне интенсивности накачки может быть реализовано только для длины кюветы не менее 2 см. Это означает, что в случае, когда нитробензол находится в опаловой матрице, мы имеем уменьшение порога ВКР по крайней мере в 20 раз по сравнению с чистым нитробензолом. Эффективная генерация ВКР, реализованная в наших экспериментах, обусловлена структурой фотонных зон использованных образцов.

Одна из возможных причин высокой эффективности возбуждения ВКР в фотонных кристаллах – возникновение в этих материалах распределенной обратной связи, обусловленной их периодической структурой. Обратная связь может достигаться и другими методами, например, с помощью специальных зеркал [2]. Другим способом увеличить эффективность преобразования накачки в ВКР является использование для возбуждения бесселевых пучков [3]. Возможно, применение этих методов к возбуждению ВКР в фотонных кристаллах даст хорошие результаты.

Авторы выражают благодарность РФФИ за финансовую поддержку (грант РФФИ- БРФИИ № 08-02-90020-Бел_а).

- [1] Esakov, A.A., Gorelik, V.S., Kudryavtseva, A.D. and Tcherniega N.V., SPIE Proc., **6369**, 6369 OE1 (2006)
- [2] Vodchits, A.I., Kozich, V.P., Orlovich, V.A., Apanasevich, P.A., Opt.Comm., **263**, 304 (2006).
- [3] Gadonas, R., Jarutis, V., Marcinkevicius, A., Smilgevicius, V., Stabinis, A., Vaicaitis, V., Opt.Comm. **169**, 189 (1999).

Получение композитных сред на основе полиакрилонитрила и наночастиц серебра

М. А. Кудряшов¹, А. С. Тюрин¹, А. И. Машин¹, Дж. Кидикимо²,
Дж. Де Фильпо²

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород, Россия

²Калабрийский университет, г. Козенца, Италия
e-mail: Kudryashov@phys.unn.ru

Композитные среды с наночастицами благородных металлов представляют большой практический интерес при разработке различных оптических устройств. Линейные и нелинейные оптические свойства таких сред определяются плазмонным резонансом металлических наночастиц и свойствами прозрачной матрицы. Предсказано возникновение резонанса диэлектрической проницаемости в нанокомпозите, состоящем из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной матрице, причем положение резонанса зависит как от диэлектрической проницаемости исходных материалов, так и от концентрации наночастиц [1,2]. Резонанс диэлектрической проницаемости лежит в видимой области спектра, поэтому использование таких нанокомпозитов могут иметь разнообразные применения. Существует много различных методов получения данных систем. Традиционно, соединения делают с помощью механического смешивания металлических наночастиц с расплавленным или растворенным полимером [3]. Такой метод часто приводит к неоднородной дисперсии частиц в очень вязких матрицах. В последнее время, значительное внимание было обращено к синтезу наночастиц металла в матрицах полимера методом поликонденсации (полимеризации), который включает растворение и восстановление солей/или комплексов металлов одновременно с полимеризацией исходного мономера [4].

Исследуемые в данной работе системы наночастицы серебра/полиакрилонитрил (НЧ-Ag/ПАН) были изготовлены методом разделения фаз, индуцированного полимеризацией в присутствии фотоинициатора Irgacure 651. Полимеризация осуществлялась при помощи ультрафиолетовой (УФ) лампы с длиной волны $\lambda = 365$ нм. Для получения полимерной матрицы использовался мономер акрилонитрил. В качестве соли металла применялся нитрат серебра (AgNO_3). После смешивания мономера, фотоинициатора и AgNO_3 , смесь помещалась между двумя покровными стеклами (зазор 20 мкм). Размеры наночастиц (НЧ) серебра и их плотность рассчитывались с помощью программного пакета SpmLab из снимков образцов, полученные на просвечивающем электронном микроскопе. Спектральные характеристики пленок в

диапазоне $0.3\div 0.8$ мкм исследовались на спектрофотометре Cary 5000.

На рис. 1 показаны изображения просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), которые отображают эволюцию размера и дисперсии частиц от количества AgNO_3 и фотоинициатора.

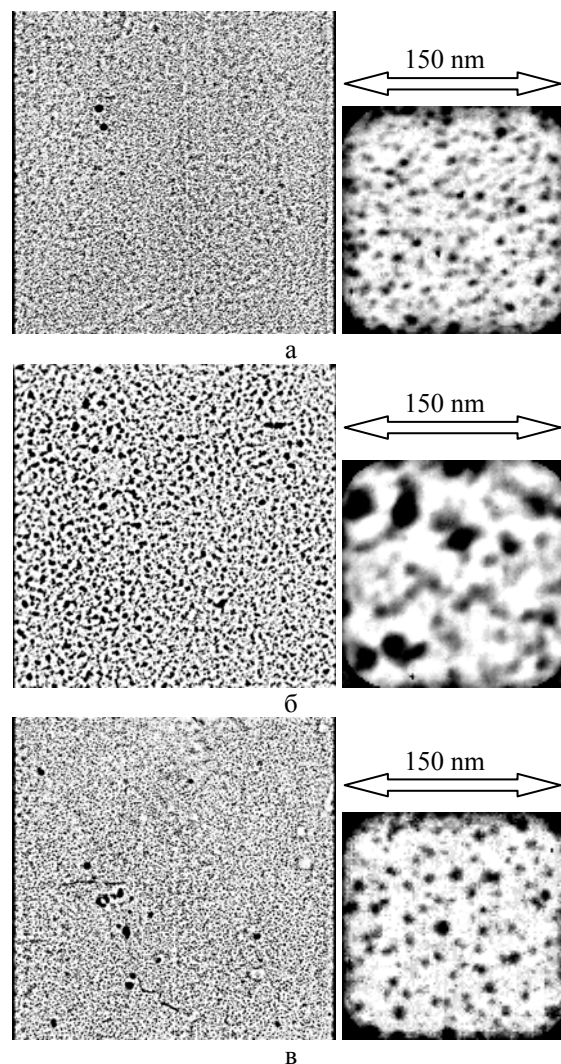


Рис. 1. Изображения ПЭМ от композитов НЧ-Ag/ПАН при различных концентрациях AgNO_3 и фотоинициатора в исходной смеси: а) 10% AgNO_3 , 2% фотоинициатора, б) 15% AgNO_3 , 2% фотоинициатора и в) 15% AgNO_3 , 5% фотоинициатора.

В зависимости от концентрации AgNO_3 и фотоинициатора структуры получались с различными размерами наночастиц серебра. При увеличении содержания нитрата серебра от 10 до 15% (при концентрации инициатора 2%) диаметр частиц возрастал (от ~ 5 до ~ 10 нм), а их плотность падала (от $\sim 6 \times 10^{16}$ до $\sim 10^{16}$ см^{-3}). По-видимому, здесь имеет место коалесценция наночастиц, поэтому с ростом концентрации AgNO_3 возникают более крупные частицы, имеющие меньшую плотность распределения. Напротив, при увеличении содержания фотоинициатора в диапазоне 0–25 % частицы серебра уменьшались в диаметре (от ~ 12 до ~ 2 нм), а их плотность росла (от $\sim 10^{16}$ до $\sim 5 \times 10^{17}$ см^{-3}). Предположительно это может быть связано с зародышеобразованием новых наночастиц, что в свою очередь ведет к уменьшению размеров частиц в процессе роста. ПЭМ от данных композитных сред также выявляет однородную дисперсию и малый разброс по размерам наночастиц серебра.

Спектры пропускания, изображенные на рис. 2, от структур, полученных при различных интенсивностях УФ-лампы, показали наличие минимума в области 420 нм, который принято связывать с плазмонным резонансом от наночастиц серебра. Из рис. 2 видно, что оптимальная интенсивность УФ-лампы, при которой наблюдается наиболее ярко-выраженный минимум пропускания, равна ~ 1550 мВт/м^2 . При интенсивности 2450 мВт/м^2 минимум на спектре пропускания отсутствует.

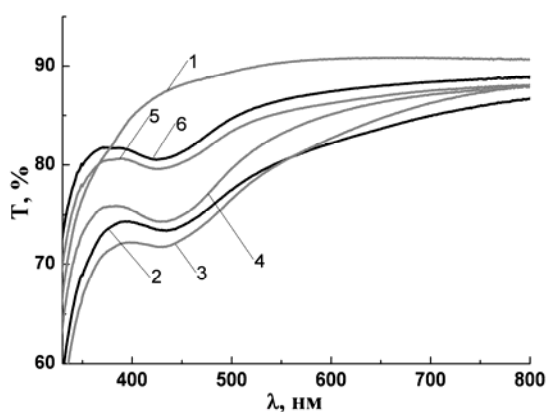


Рис. 2. Спектры пропускания от композитов НЧ-Ag/ПАН, полученных при различных интенсивностях УФ-лампы, мВт/м^2 : 1 - 2450, 2 - 2100, 3 - 1800, 4 - 1550, 5 - 1350 и 6 - 1150.

Рис. 3, на котором представлены спектры пропускания от только что полученных пленок и при их хранении на воздухе в течение нескольких дней, явно показывает изменение спектров. Это изменение может быть связано со старением данных структур.

Характерный спектр отражения от данных структур изображен на рис. 4, из которого видно, что спектр особенностей не проявляет.

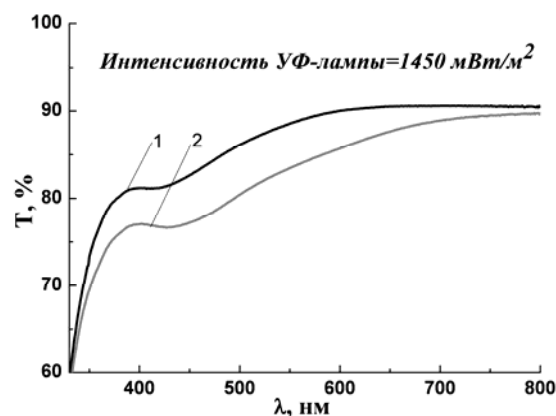


Рис. 3. Спектры пропускания от композитов НЧ-Ag/ПАН: 1 - только что полученных и 2 - после хранения в течение нескольких дней.

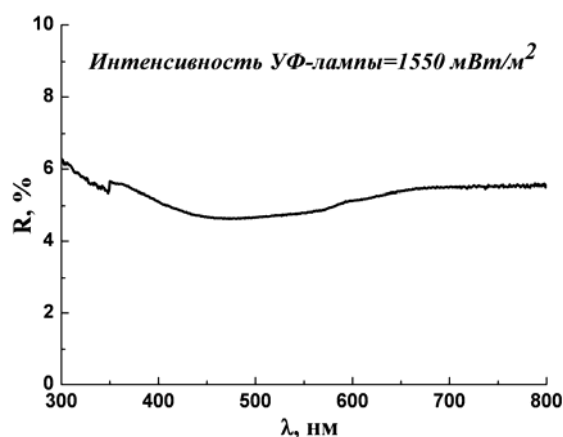


Рис. 4. Спектр отражения от композитов НЧ-Ag/ПАН.

Синтез композитных сред методом поликонденсации имеет несколько преимуществ перед другими методами. Это контроль размера и плотности частиц, получение структур с малым разбросом по размерам и однородной дисперсией частиц. Кроме того, для этого не требуются добавки, такие как растворитель, поверхностно-активное вещество или восстановитель. Контроль размера частиц может быть достигнут посредством изменения содержания соли металла и фотоинициатора в исходной смеси. На оптические свойства можно влиять путем изменения интенсивности УФ-лампы.

Данные результаты свидетельствуют о необходимости тщательного выбора условий получения композитных сред с наночастицами металлов.

- [1] Ораевский, А.Н., Проценко, И.Е., Квантовая Электроника, **31**, 252 (2001).
- [2] Ораевский, А.Н., Проценко, И.Е., Письма в ЖЭТФ, **72**, 641 (2000).
- [3] Ghosh, K. and Maiti, S. N., J. Appl. Polym. Sci., **60**, 323 (1996).
- [4] Zhang, Z. P., Zhang L. D., Wang, S. X., Chen, W. and Lei, Y., Polymer, **42**, 8315 (2001).

Эффективная конверсия инфракрасных импульсов в терагерцовые в волноведущих гетероструктурах

В.А. Кукушкин

Учреждение РАН Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия
e-mail: yakuk@appl.sci-nnov.ru

В последние годы импульсное электромагнитное излучение терагерцового (ТГц) диапазона частот находит всё более широкое применение как в фундаментальных, так и прикладных исследованиях, а также в многочисленных практических приложениях. Однако, до сих пор отсутствуют достаточно мощные, эффективные и компактные источники электромагнитного поля в этой частотной области. Хотя было предложено много различных вариантов генерации ТГц импульсов, среди которых можно назвать квантовые каскадные лазеры [1-3], фотопроводимость [4,5], полупроводниковые наноструктуры [6], переходное излучение [7] и др., одним из наиболее перспективных методов их получения является оптическая ректификация мощных импульсов ближнего инфракрасного (ИК) диапазона. Данный процесс заключается в нелинейном смещении фурье-компонент последних и генерации соответствующих разностных частот в средах с квадратичной нелинейностью диэлектрической проницаемости (например, полупроводниках GaAs, GaP, ZnTe и др.), в результате чего формируются импульсы ТГц поля. Однако, одним из недостатков этого метода является малая степень конверсии η (определяемая как отношение энергии выходного ТГц импульса к энергии входного ИК импульса) и, как следствие, малая мощность выходного ТГц импульса. Характерные значения η оказываются меньше 0.1% (см., например, [8], где было достигнуто одно из рекордных $\eta \approx 5 \cdot 10^{-4}$).

Очевидные пути увеличения η - это повышение пиковой мощности ближних ИК импульсов (что интенсифицирует нелинейное взаимодействие их фурье-гармоник) и протяженности нелинейной среды, где происходит их ректификация. Однако первый путь приводит к росту двух- и трёхфотонного поглощения ближних ИК импульсов, а также к генерации свободных носителей – электронов и дырок. Первый из названных процессов ведёт к быстрому росту коэффициента поглощения ближних ИК импульсов с ростом их мощности, а второй – к сильному поглощению генерируемого ТГц импульса. В результате увеличение мощности ближних ИК импульсов сверх определённой величины не приводит к росту η . Для кристалла GaAs, например, прекращение роста η начинается уже, когда пиковая интенсивность ближнего ИК импульса

превышает величину $1.9 \cdot 10^8$ Вт/см² и вызывается поглощение ТГц импульса на свободных носителях. При этом степень конверсии в максимуме достигает всего лишь $7 \cdot 10^{-6}$. Увеличение протяженности нелинейной среды для повышения η также становится неэффективным, когда она превышает величину $l_{GVD} = 2\pi c \tau^2 v_{pg}^2 / |\lambda^2 \partial v_{pg} / \partial \lambda|_{\lambda=\lambda_p}$ (где τ - начальная длительность ближнего ИК импульса, λ_p - его несущая длина волны, c - скорость света в вакууме, $v_{pg} = 1/(\partial k_p / \partial \omega)$ и $k_p(\omega)$ - его групповая скорость волновое число соответственно), т.е. длину, на которой происходит существенное увеличение длительности (и, как следствие, падение мощности) ближнего ИК импульса вследствие дисперсии его групповой скорости.

В настоящей работе рассмотрен метод увеличения η , заключающийся в осуществлении оптической ректификации в волноведущей гетероструктуре, т.е. структуре, состоящей из слоя нелинейного кристалла, помещённого между двумя слоями диэлектрика с меньшим показателем преломления. В таком устройстве оптимальное значение λ_p , т.е. то значение λ_p , при котором групповая скорость ИК импульса, равна фазовой скорости ТГц импульса, v_{THz} (условие фазового синхронизма, выполнение которого необходимо для эффективности процесса оптической ректификации) зависит от толщины слоя нелинейного кристалла. В результате, подбирая значение последней, можно добиться значительного увеличения оптимального λ_p по сравнению с величиной ~ 1 мкм, характерной для схем оптической ректификации без использования волновода. Это позволяет применять ИК импульсы с большими интенсивностями I_p (и, тем самым, интенсифицировать процессы нелинейного взаимодействия между их фурье-гармониками), тогда как в случае $\lambda_p \sim 1$ мкм увеличение I_p лимитируется, как было сказано выше, процессами двух- и трёх-фотонного поглощения ИК излучения в нелинейном кристалле, а также сильным поглощением ТГц импульса на генерируемых при этом электронах и дырках. Кроме того, в таком устройстве можно достичь выполнения условия фазового синхронизма

$v_{pg} = v_{THz}$ при такой λ_p , где дисперсия v_{pg} равна нулю, т.е. там, где выполняется равенство $\partial v_{pg} / \partial \lambda_p = 0$. Это позволяет значительно увеличить длину нелинейного кристалла l по сравнению со схемами без волновода, где, вследствие $\partial v_{pg} / \partial \lambda_p \neq 0$, l лимитируется l_{GVD} , т.е. дистанцией, на которой из-за дисперсии v_{pg} происходит существенное уширение ИК импульса и, как следствие, уменьшение его интенсивности.

Конкретно, рассчитана волноведущая гетеросистема, состоящая из GaAs в качестве нелинейного кристалла, покрытого CVD алмазными плёнками. Показано, что для неё одновременное выполнение условий $v_{pg} = v_{THz}$ и $\partial v_{pg} / \partial \lambda_p = 0$ достигается при толщине слоя GaAs, равной 74 мкм, и $\lambda_p \approx 6$ мкм (рис. 1). Найдено также, что наибольшая величина эффективной нелинейной восприимчивости второго порядка (а, следовательно, и степень конверсии) достигается, если ось волновода направлена вдоль оси $\langle 112 \rangle$, а его широкая грань – вдоль оси $\langle \bar{1} \bar{1} 1 \rangle$ в кристалле GaAs. Величина $l \approx 2.4$ см и лимитируется длиной поглощения ТГц излучения в GaAs.

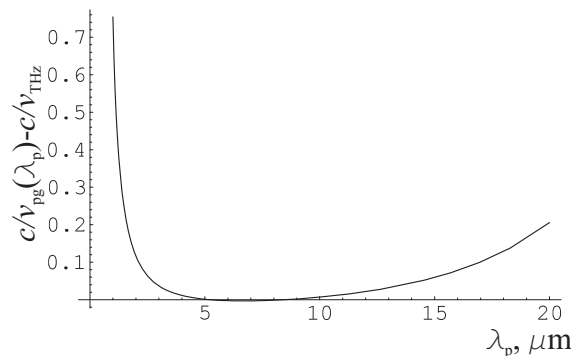


Рис. 1. Зависимость $c/v_{pg}(\lambda_p) - c/v_{THz}$ от λ_p .

Длительность ТГц импульса приблизительно определяется формулой $(1/v_{THzg} - 1/v_{pg})l \approx 30$ пс, где v_{THzg} – его групповая скорость. Таким образом, выходной импульс будет содержать около 30 осцилляций поля. Ширина его переднего фронта определяется длительностью ИК импульса и равняется нескольким сотням фс. Длительность же его заднего фронта связана с дисперсией v_{THzg} на центральной длине волны ТГц импульса λ_{THz} и приблизительно описывается формулой $[l\lambda_{THz}^2 \partial v_{THzg} / \partial \lambda_{THz} / (2\pi c v_{THzg}^2)]^{1/2} \approx 700$ фс.

Согласно проведённым расчётам, степень конверсии в такой системе достигает 1.4% при

$I_p \approx 6 \cdot 10^{10}$ Вт/см² и более чем на порядок превышает аналогичные величины, достигнутые в экспериментах по оптической ректификации без волноведущей гетероструктуры. Дальнейшее увеличение I_p позволяет в принципе получить $\eta \sim 1$. Однако при таких высоких η существенным становится обратное влияние ТГц импульса на ИК импульс, что приводит к замедлению роста η с повышением I_p . Оценки, проведённые в [9], показывают, что данный процесс становится существенным уже при $\eta \geq \lambda_{THz} / (2\pi c \tau) \approx 1.4\%$.

Необходимо также отметить, что C/GaAs/C волновод с указанными выше параметрами поддерживает распространение не только одной ИК моды, которая рассматривалась выше, но большого количества других мод на несущей частоте ИК импульса. Тем не менее, можно возбудить только низшую ИК моду, наклоняя ИК лазерный пучок по отношению к входной грани волновода таким образом, что проекция его волнового вектора на направление, ортогональное волноводным слоям, будет равно поперечному волновому числу этой моды. В результате возбуждение всех высших ИК мод будет неэффективным и их влияние на процесс генерации ТГц импульса несущественным.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-00486) и Совета по грантам Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ (грант № НШ 4485.2008.2).

- [1] Kohler R., Tredicucci A., Beltram F., Beere H. E., Linfield E. H., Giles Davies A., Ritchie D. A., Iotti R. C., and Rossi F., *Nature* **417**, 156 (2002).
- [2] Williams B. S., Kumar S., Callebaut H., and Hu Q., *Appl. Phys. Lett.* **83** (11), 2124 (2003).
- [3] Dhillion S., Alton J., Barbieri S., Sirtori C., de Rossi A., Calligaro M., Beere H. E., and Ritchie D., *Appl. Phys. Lett.* **87**, 071101 (2005).
- [4] Dreyhaupt A., Winnerl S., Dekorsy T., and Helm M., *Appl. Phys. Lett.* **86**, 121114 (2005).
- [5] Duvillaret L., Garet F.-F., Roux J.-F., and Coutaz, J.-L., *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **7**, 615 (2001).
- [6] Roskos H., Nuss M., Shah J., Leo K., Miller D., Fox A., Schmitt-Rink S., and Kohler K., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2216 (1992).
- [7] Toth C., van Tilborg J., Geddes C. G., Fubiani G., Schroeder C. B., Esarey E., Faure J., Dugan G., and Leemans Wm. P., *Proc. SPIE* **5448**, 491 (2004).
- [8] Stepanov A. G., Kuhl J., Kozma I. Z., Riedle E., Almasi G., and Hebling J., *Opt. Express* **13**, 5762 (2005).
- [9] Ding Y. J., *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **10** (5), 1171 (2004).

Исследование кинетики фотолюминесценции гетероструктур InAs/GaAs с квантовыми точками

В.М.Данильцев, М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов, Д.И.Курицын

Л.Д.Молдавская, В.И.Шашкин, А.Н.Яблонский

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

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

В настоящее время изучение структуры и электронных свойств самоорганизующихся квантовых точек (КТ), разработка приборов на их основе является одной из актуальных проблем физики и техники низкоразмерных систем. Активно исследуется возможность использования структур с КТ для создания инфракрасных фотоприёмников. Изучение динамики носителей в активной области структур необходимо для понимания работы и оптимизации приборов [1]. Теоретически предсказывалось, что дискретный характер энергетического спектра в КТ приводит к подавлению фононного механизма релаксации фотовозбужденных носителей (так называемый «phonon bottleneck» effect) и, следовательно, к значительному возрастанию их времени жизни и снижению темновых токов. В работе [2] показано, что экспериментально наблюдать этот эффект в структурах с КТ можно лишь при специальных условиях, когда другие возможные механизмы релаксации, например электрон-дырочное рассеяние внутри КТ, подавлены. Полной ясности по вопросу о механизмах релаксации носителей в нуль-мерных системах пока не достигнуто. В ряде работ было показано, что захват носителей из барьера в точки и их релаксация на нижележащие уровни представляет собой каскадный процесс [3]. В работе [4] наблюдалось одновременное заполнение состояний КТ с длинным (несколько десятков пикосекунд) временем захвата, определяемым в основном временем диффузии в барьере GaAs. В работе [5] показано, что фотовозбуждённые в барьере GaAs носители в течение всего нескольких пикосекунд релаксируют одновременно на более низкие энергетические состояния в структуре. Релаксация носителей может быть объяснена несколькими механизмами: процессами типа Оже, электрон-дырочным рассеянием, многофононными процессами. На относительную важность этих механизмов оказывают влияние как особенности структур, так и условия эксперимента.

В работе [6] мы исследовали гетероструктуры InAs/GaAs с квантовыми точками для фотоприёмников ближнего и среднего ИК диапазона. Были изучены их структурные и оптические свойства методами атомно-силовой микроскопии, рентгеновской дифракции, фотолюминесценции и

фотопроводимости, измерена обнаружительная способность.

В данной работе приводятся результаты исследований фотолюминесценции при импульсном межзонном возбуждении с временным субпикосекундным разрешением. Структуры были выращены методом металлоорганической газовой эпитаксии (МОГФЭ) при пониженном давлении. Активная область состоит из 10 слоев КТ, разделенных барьерными слоями GaAs толщиной около 90 нм. Рост КТ InAs проводился при пониженной температуре 480°C, после чего следовала продувка реактора водородом в присутствии арсина и заращивание КТ тонким слоем GaAs.

Временные зависимости интенсивности фотолюминесценции были получены методом up-conversion с помощью системы FOG-10 (femtosecond optically gated fluorescence kinetic measurement system). Использовался Тисапфировый лазер Spectra-Physics Tsunami 3960. Фотолюминесценция возбуждалась импульсами длительностью 80 фс, с энергией 1.61 эВ и частотой повторения 80 МГц. Сигнал суммарной частоты детектировался фотоумножителем в режиме счёта фотонов. Длина волны возбуждающего излучения 770 нм. Интенсивность лазерного излучения изменялась от 2 до 220 мВт.

На рис.1 показаны спектры фотолюминесценции, измеренные при температуре 8 К при разных уровнях накачки. Для регистрации спектров фотолюминесценции

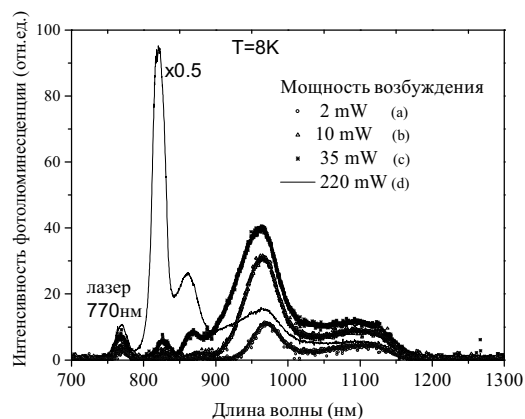


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции структуры с КТ при разных уровнях накачки.

использовался фотоприёмник "ОМА-5" на основе линейки фотодиодов InGaAs. Пики 1100 и 960 нм мы связываем с межзонными переходами в КТ разных размеров. Пики 870 и 820 нм связаны с межзонными переходами в смачивающем слое и слоях GaAs соответственно. При относительно малых уровнях накачки доминируют линии от КТ. При высоком уровне возбуждения происходит заполнение состояний КТ, и в спектре фотолуминесценции доминируют линии от GaAs и смачивающего слоя.

На рис.2 приведены зависимости интенсивности фотолуминесценции от времени на длинах волн, соответствующих излучению из смачивающего слоя и квантовых точек. Зависимости получены в условиях, соответствующих спектру ϵ на рис.1.

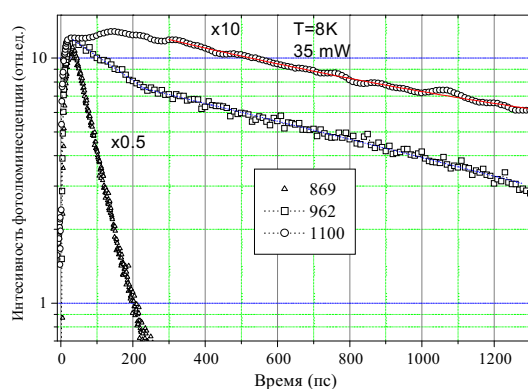


Рис.2. Временные зависимости интенсивности фотолуминесценции структуры с КТ.

Времена нарастания фотолуминесценции от КТ в области 960 нм и фотолуминесценции, связанной с краем зоны смачивающего слоя, одинаковы в пределах погрешности эксперимента и составляют около 30 пс. Скорее всего, это значение определяется временем транспорта носителей в барьере GaAs в область, где расположены КТ и смачивающие слои [4]. Времена захвата носителей в точки, вероятно, значительно короче и могут быть определены из измерений с резонансным возбуждением фотолуминесценции КТ. Время затухания фотолуминесценции от смачивающего слоя составляет около 70 пс, если аппроксимировать экспериментальную кривую моноэкспоненциальной функцией. Затухание фотолуминесценции от КТ в области 960 нм имеет биэкспоненциальный вид с двумя временными константами около 120 пс и 2 нс. В течение первых 240 пс наблюдается более быстрый спад, при больших временах скорость спада уменьшается. Быстрая релаксация на начальном этапе, когда число возбуждённых неравновесных носителей очень велико, может быть объяснена оже-процессом, связанным с электрон-электронным взаимодействием. Затем плотность фотоносителей в барьере GaAs и смачивающем слое уменьшается, поэтому

скорость релаксации вследствие электрон-электронного рассеяния становится меньше собственной скорости излучательной рекомбинации [5].

Можно было бы ожидать, что спад фотолуминесценции от КТ большого размера (в области 1100 нм) будет происходить медленнее, поскольку в них скорость переходов ниже, чем в маленьких КТ, благодаря меньшему перекрытию между электронными и дырочными волновыми функциями [5]. Проведённые к настоящему времени эксперименты не позволяют с достаточной точностью описать кинетику фотолуминесценции от КТ в области 1100 нм в течение первых 100 пс после возбуждающего импульса. Однако, видно, что её характер несколько отличается от кинетики фотолуминесценции в области 960 нм. Во временном интервале, на котором наблюдается быстрый спад фотолуминесценции на 960 нм, интенсивность фотолуминесценции на 1100 нм не снижается. Затем наблюдается моноэкспоненциальный спад с временной константой порядка наносекунды. В работе [2] долгие времена затухания фотолуминесценции (600 пс) объясняются «phonon bottleneck» эффектом, возникающим в результате реализации непарного процесса захвата носителей в точку. В этом случае электрон-дырочное рассеяние внутри точки подавлено из-за пространственного разделения электронной и дырочной волновых функций. Авторы обсуждают и другие возможные источники долгих времён затухания фотолуминесценции в структурах с КТ: дефекты или примеси в окружающих КТ слоях, эффекты, связанные с разогревом решётки. Для выяснения причин наблюдаемых в наших экспериментах времён необходимы дальнейшие исследования.

Работа поддерживалась РФФИ, проект 07-02-00163 и программами Президиума РАН.

- [1] T.V.Norris, K.Kim, J. Urayama, Z.K.Wu, J.Singh, P.K.Bhattachariya. J.Phys.D:Appl.Phys., v.38, p.2077 (2005).
- [2] J. Urayama, T.V.Norris, J.Singh, P.K.Bhattachariya. Phys. Rev. Lett, v.86, p.4930 (2001).
- [3] F.Adler, M.Geiger, A.Bauknecht, F.Scholz, H. Schweizer, M.H.Pilkuhn, B.Ohnerorge and A.Forchel. J.Appl.Phys., 80, p.4019 (1996).
- [4] S. Raymond, S. Fafard, P. J. Poole, A. Wojs,† P. Hawrylak, S. Charbonneau, D. Leonard, R. Leon,‡ P. M. Petroff, J. L. Merz. Phys. Rev. B, v. 54, N 16, p.11548 (1996).
- [5] G.Raino, G.Visimberga, A.Salhi, M.De Vitorio, A.Passaseo, R.Cingolani and M.De Giorgi. Appl.Phys.Lett. 90, 111907 (2007).
- [6] Л.Д. Молдавская, Н.В. Востоков, Д.М. Гапонова, В.М. Данильцев, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, В.И. Шашкин. ФТП, т.42, в.1, с.101-105 (2008).

ИССЛЕДОВАНИЕ КВАНТОВЫХ КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУР

А.В.Антонов, В.И.Гавриленко, А.В.Иконников, К.В.Маремьянин,
А.А.Ластовкин, С.В.Морозов, *Д.В.Ушаков, **Ю.Г.Садофьев, **N.Samal

Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

**Trion Technology, Tempe, AZ 85281, USA

Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) являются компактными, эффективными полупроводниковыми источниками излучения в среднем ИК и терагерцовом диапазонах. Сегодня создаются новые уникальные структуры ККЛ, которые претендуют на достижение рекордных значений характеристики таких, как мощность излучения, максимальная рабочая температура и другие. Поэтому разностороннее детальное исследование подобных структур с различными параметрами по-прежнему является актуальным.

Исследуемые ККЛ, изготовленные фирмой «Trion Technology» (г.Темпе, Аризона, США), были выполнены в виде полосковой меза-структуры с характерными шириной около 100 микрон и длиной 1-2 мм. Дизайн структур соответствовал описанному в работе [1]. В настоящей работе исследовались структуры двух типов с различающимися параметрами, излучающие в области 3 ТГц и 4,3 ТГц.

Были проведены расчеты энергетических уровней, волновых функций и энергии переходов в квантовых каскадных структурах. Процедура численного расчета включала в себя следующие этапы: определение уровней энергии и волновых функций, расчет матричных элементов дипольных переходов, вычисление скоростей рассеяния на оптических фононах и электрон-электронного рассеяния, определение поверхностных концентраций носителей заряда и квазиуровней Ферми, соответствующих энергетическим подзонам, из системы замкнутых балансных уравнений [2] и расчет спектров усиления [3].

Вычисления зонной диаграммы, уровней энергии и волновых функций проводились путем численного решения уравнения Шредингера на основе метода передаточной матрицы в расширенной модели Бастарда с учетом координатной и энергетической зависимости эффективной массы электронов [4]. При этом, высота потенциальных барьеров в зоне проводимости полагалась равной $\Delta E_c = 0.118$ эВ, а рассчитанные значения эффективных масс носителей заряда составляли $m^* = 0.075 m_0$ для барьерных слоев $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ и $m^* = 0.067 m_0$ для квантовых ям GaAs.

На рис. 1 представлены результаты расчета энергетического спектра в зоне проводимости и квадраты модулей волновых функций электронов, рассчитанные для двух каскадов в электрическом поле близком к оптимальному для работы лазера, а на рис. 2 - спектры усиления для 5-ти различных напряженностей поля. Толщины слоев GaAs/AlGaAs в

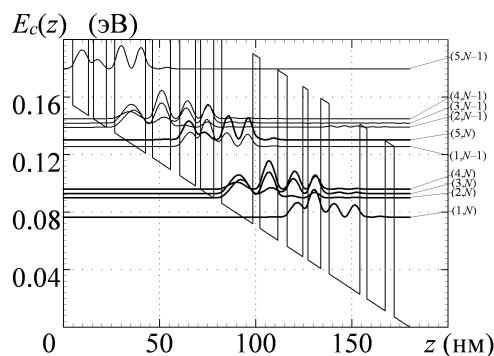


Рис.1. Диаграмма зоны проводимости $E_c(z)$ и квадраты модулей волновых функций электронов квантовой каскадной структуры, находящейся в электрическом поле $E = 8.8 \cdot 10^5$ В/м.

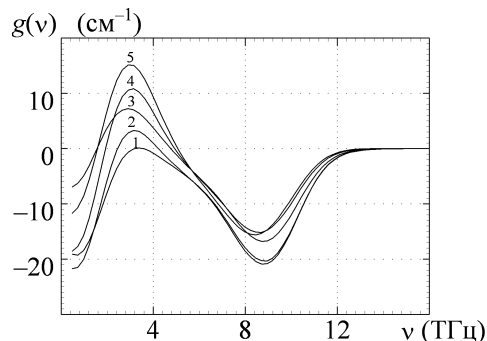


Рис.2. Спектры усиления при различных значениях напряженности электрического поля: $E = 8.0 \cdot 10^5$ (1), $8.2 \cdot 10^5$ (2), $8.4 \cdot 10^5$ (3), $8.6 \cdot 10^5$ (4) и $8.8 \cdot 10^5$ В/м (5)

периоде слева направо, начиная с широкой КЯ составляют (в нм): /16.09/3.66/9.36/4.78/8.20/2.620/6.79/4.25.

Были проведены измерения спектров ККЛ при низких температурах $T = 7-150$ К, лазер размещался в вакууме на медном хладопроводе в гелиевом криостате замкнутого цикла DISPLEX DE-202S. Блок управления температуры криостата замкнутого цикла позволял выставлять и поддерживать автоматически заданную температуру и контролировать ее с помощью термодатчика, расположенного на хладопроводе. Все измерения проводились в импульсном режиме. Для питания лазеров использовался электронный ключ, позволяющий получать импульсы заданной длительности, скважности и амплитуды, а также измерять

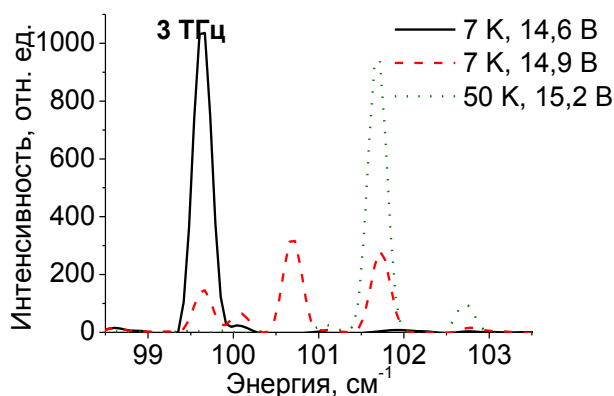


Рис.3. Спектры излучения ККЛ диапазона 3 ТГц , измеренные с разрешением $0,2 \text{ см}^{-1}$

напряжение и ток, проходящий через лазер. Для измерения амплитуды импульсов (напряжения, тока, сигнала излучения) использовался двухканальный строб-интегратор (боксер) фирмы Stanford Research Systems (два блока SR250). Постоянное напряжение с выхода каждого из каналов оцифровывалось с помощью блока АЦП SR245 и записывалось в ЭВМ. Для записи спектров излучения использовался фурье-спектрометр BRUKER Vertex 80v с возможностью работы в режиме пошагового сканирования. В последнем случае протектированный сигнал излучения с выхода строб-интегратора подавался на АЦП фурье-спектрометра. Максимальное разрешение спектрометра составляло $0,2 \text{ см}^{-1}$. Для демонстрации возможности применения лазеров для спектроскопии полупроводников исследовалась примесная фотопроводимость объемного материала *n*-GaAs и гетероструктуры *p*-Ge/GeSi.

На рис. 3 представлены спектры излучения 3 ТГц лазера, измеренный при различных температурах. Хорошо видно, что при низкой температуре (7 К) при напряжении на лазере 14,6 В в спектре присутствует одна линия с максимумом $99,6 \text{ см}^{-1}$ (2,99 ТГц), что хорошо согласуется с результатами расчета. При большем напряжении на лазере (14,9 В) в спектре излучения наблюдаются еще несколько линий, смещенных в область больших энергий. Наиболее мощные линии расположены эквидистантно, и расстояние между ними соответствует, очевидно, расстоянию между продольными модами резонатора. По всей видимости, эффект смещения полосы генерации в коротковолновую область связан с разогревом лазера, вызванным увеличением напряжения и тока. Это подтверждается и исследованиями спектров излучения при различных температурах. Как видно из рис. 3 при температуре 50 К основная линия в спектре также смещается в сторону больших энергий, т.е. при увеличении температуры наблюдается «перекачка» интенсивности из низкочастотной в более высокочастотную моду. Данный эффект можно объяснить как падением усиления, так и возросшим поглощением электромагнитного излучения в лазере на свободных носителях. В совокупности оба фактора приводят к тому, что максимум коэффициента

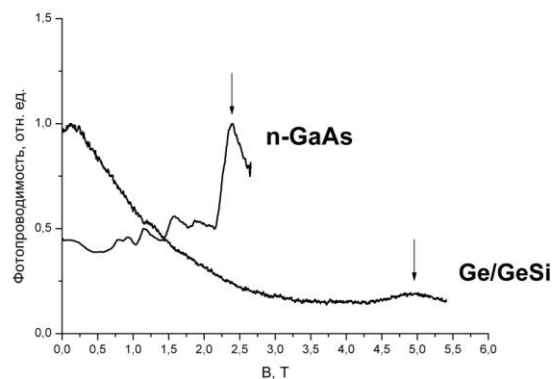


Рис.4. Зависимости фотопроводимости в структурах *n*-GaAs и Ge/GeSi от магнитного поля, измеренные с помощью ККЛ диапазона 3 ТГц.

усиления должен сдвигаться в область более высоких частот, что и наблюдается для обоих типов лазеров.

Для демонстрации возможности применения лазеров для задач спектроскопии в качестве «тестовых» структур использовались толстая эпитаксиальная пленка *n*-GaAs, а также гетероструктура *p*-Ge/GeSi #306a (см. [5]). На рис. 4 представлена зависимость фотоотклика *n*-GaAs от величины магнитного поля. В спектре фотопроводимости наблюдается линия, связанная с фотовозбуждением мелких доноров и соответствующая переходу $1s \rightarrow 3p^+$ [6]. Для гетероструктуры *p*-Ge/GeSi положение обнаруженного пика в районе 5Т (рис. 4) хорошо соответствует наблюдаемому ранее [5] примесному переходу $1s \rightarrow 2p^+$ для мелких акцепторов в центре квантовой ямы Ge.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (Ф08Р-119), РФФИ (08-02-90054, 08-02-00962) и РАН.

- [1] Williams B.S., Callebaut H., Kumar S., Hu Q., Reno J.L. Appl. Phys. Lett. **82**, 1015 (2003).
- [2] Ушаков Д.В., Манак И.С. Оптика и спектроскопия. 2008. **104**. С. 846–851.
- [3] Ушаков Д.В., Манак И.С. ЖПС. 2007. **74**. С. 801–804.
- [4] Yoo K.H., Ram-Mohan L.R., Nelson D.F. // Phys. Rev. B. 1989. **39**. № 17. P. 12808–12813.
- [5] Гавриленко В.И., Ерофеева И.В., Коротков А.Л., Красильник З.Ф., Кузнецов О.А., Молдавская М.Д., Никоноров В.В., Парамонов Л.В. Письма ЖЭТФ, **65**, 194 (1997).
- [6] Stillman G.E., Wolfe C.M., Dimmock J.O. In: Semiconductors and Semimetals, **12** Infrared Detectors II (Academic Press, NY 1997), p.169.

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ СПЕКТРОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОЛИМЕРОВ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

Лачинов А.Н.¹, Антипин В.А.², Казаков В.П.²,
Ковалев А.А.¹, Салазкин С.Н.³

¹Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, пр. Октября, 151, г.Уфа, Россия

²Институт органической химии УНЦ РАН, г.Уфа, Россия

³Институт элементоорганических соединений РАН, г. Москва, Россия

e-mail: lachinov@anrb.ru

Поиски органических светоизлучающих материалов обладающих устойчивыми во времени электрофизическими свойствами, а также имеющими спектр излучения электролюминесценции (ЭЛ) близкий к ультрафиолетовому диапазону задача по сей день не утратившая своей актуальности. Это связано, прежде всего, с проблемой создания «синих» органических светоизлучающих диодов (OLED) способных непрерывно работать равные промежутки времени с «красными» и «желтыми» OLED.

В тоже время, последнее время складывается устойчивая тенденция поиска гибридных органических структур, оптическими излучательными свойствами которых можно было бы управлять альтернативными методами. Например, внешним магнитным полем или изменением полярности.

В связи с этим, в настоящей работе было проведено исследование электролюминесцентных свойств полимеров обладающих большой шириной запрещенной зоны. Что связано с возможностью смещения области излучения в синюю часть спектра. Кроме того, в органических материалах с шириной запрещенной зоны около 4 эВ значительно больше возможности реализации транспортных уровней, имеющих сложный энергетический спектр электронов.

В качестве объектов исследования были выбраны полимеры из класса полиариленфталидов – сополимеры полиариленэфиркетоны. Особенностью этих полимеров является отсутствие сопряжения π -электронов в скелетной части молекулы. Потому объемная электропроводность этих полимеров чрезвычайно мала. Однако известно, что в тонких слоях этих полимеров можно реализовать условия, при которых в них возникает высокая проводимость [1]. Кроме того, исследование транспорта носителей заряда в таких системах время-пролетным методом [2] показало наличие двух типов собственных носителей заряда близких по подвижностям и концентрациям. Также было известно, что транспорт носителей заряда характеризуется несколькими энергиями активации, что можно было трактовать, как

наличие нескольких транспортных уровней, различающихся по энергиям.

Полиариленфталиды характеризуются хорошей растворимостью в органических растворителях, высокими пленкообразующими свойствами. Кроме того, они являются термостойкими – температура начала разложения 420 °С на воздухе и хемостойкостью. Что делает их потенциально перспективными в практическом аспекте. Ранее [3] на одном из представителей этого класса полимеров – полидифениленфталиде наблюдалась электролюминесценция с относительно небольшим квантовым выходом.

Экспериментальные образцы представляли собой стандартную для таких исследований многослойную структуру сформированную на стеклянной подложке: Al/полимер/ITO

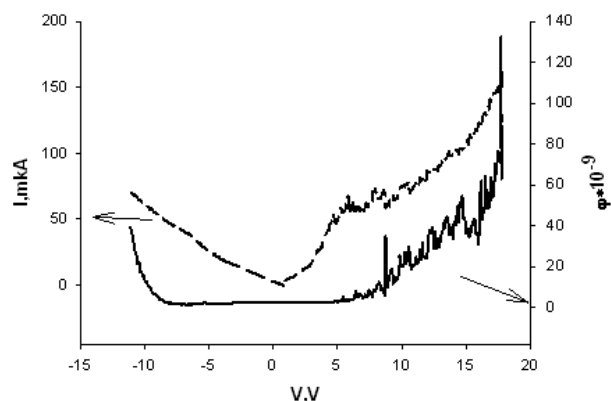


Рис.1 Вольт-амперная характеристика (пунктирная линия). Зависимость квантовой эффективности “ Φ ” от прикладываемого напряжения (сплошная линия). Знак на оси абсцисс соответствует знаку электрического потенциала на ITO.

(прозрачная электропроводящая смесь оксидов индия и олова). Слой полимера отливался из раствора в циклогексаноне методом центрифугирования. Для удаления остатков растворителя пленка сначала сушилась при комнатной температуре 20-30 минут, а затем выдерживалась при температуре 150-200 °С в течение 30 – 40 минут. Алюминиевый электрод осаждался методом термодиффузионного напыления в вакууме на поверхность полимерной пленки. Все последующие

измерения проводились при комнатной температуре.

Для всех исследованных полимеров является характерным наличие интенсивной фотолюминесценции. Как правило спектр излучения представляет собой широкую структурированную полосу с относительно большим Стоксовым сдвигом. Природа такого большого сдвига до конца не ясна, хотя этот вопрос и обсуждался ранее в литературе [4]. Наличие интенсивной фотолюминесценции подчеркивает большую вероятность электролюминесценции.

Для реализации электролюминесценции в экспериментальной структуре необходимо создать условия для двойной инжекции носителей заряда. На рисунке 1. представлена типичная вольт-амперная характеристика (ВАХ). Хорошо видно, что ВАХ имеет существенно нелинейный характер. При малых напряжениях изменение тока от напряжения происходит по закону близкому к линейному. Однако при определенном значении разности потенциалов на образце регистрируется сверхлинейная зависимость, что может свидетельствовать о преобладании инжекционного механизма. При смене полярности также наблюдается нелинейная зависимость тока от приложенного напряжения, но общий наклон кривой к оси абсцисс меньше. Это означает, что в рассматриваемой структуре не удалось реализовать идеальной диодной структуры. Инжекционный процесс осуществляется и при смене полярности, однако с другими параметрами переноса. Из полученных кривых сложно судить о наличии или отсутствии двойной инжекции. На этот вопрос может ответить непосредственная регистрация электролюминесценции. При «прямом включении» полярности на образце, то есть плюс на электроде из «ИТО», а минус на алюминиевом электроде, спектр имеет вид широкого структурированного пика, с максимум при 460 нм.

На рис. 1, представлена зависимость квантового выхода ЭЛ от приложенного напряжения. Величина квантового выхода невелика, что может быть связано с использованием неоптимизированной экспериментальной структуры (по толщинам, качеству электродов, отсутствием буферных слоев и т.п.). Обращает на себя внимание наличие порога по напряжению, ниже которого ЭЛ не происходит. По-видимому, величина этого напряжения характеризует начало двойной инжекции носителей зарядов из электродов.

При смене полярности напряжения «обратное включение», когда плюс на алюминиевом электроде, а минус на электроде из ИТО, также наблюдается электролюминесценция, но со своим набором характеристик. Во-первых, пороговое напряжение двойной инжекции значительно больше $\sim 10\text{В}$, в тоже время

квантовый выход электролюминесценции стал значительно меньше. При смене направления протекания тока через образец изменился спектр электролюминесценции, в котором произошло перераспределение интенсивности излучения – более интенсивным стало «красное» плечо полосы испускания.

Проведенные измерения подтверждают идею о том, что использование широкозонных аморфных органических материалов позволяет сместить область излучения электролюминесценции в синюю область спектра, которая является проблемной для полноцветных светоизлучающих электролюминесцентных устройств. Излучение образцов коррелирует с величиной протекающего тока. Наличие излучения ЭЛ при обеих полярностях напряжения свидетельствует, по-видимому, о специфической энергетической структуре интерфейсов, которая способствует тому, что электроды с разной эффективностью, но генерируют оба типа носителей заряда. В тоже время в полимере существуют подходящие транспортные уровни, которые способны переносить заряды обеих полярностей. При этом смена направления электрического поля приводит к тому, что условия излучательной рекомбинации отличаются прежде всего в том, что разница энергетического положения уровней для электронов и дырок меньше в случае «обратной» полярности и потому происходит смещение пика излучения в длинноволновую область спектра. Можно предположить, что наличие в сополимере двух молекулярных структур с разными электронными свойствами способствует формированию сложной системы двух пар электронных (дырочных) уровней в запрещенной зоне. Излучательная рекомбинация экситонов, соответствующая каждой из этих пар, возможна лишь при условии двойной инжекции зарядов из электродов на эти уровни и происходит при определенной полярности соответствующей энергетике интерфейсов. До конца этот процесс излучательной рекомбинации при смене полярности напряжения в структуре Al/полимер/ИТО не понятен и требует дополнительного исследования. Однако очевидна прикладная перспектива подобного управления длиной волны излучателя путем смены полярности приложенного напряжения.

Работа было поддержана грантами РФФИ №№ 08-03-99008, 08-08-00914, 08-08-00959.

- [1] А.Н.Лачинов, Н.В.Воробьева, УФН 2006, т. 176, №12., с.1249–1266.
- [2] A.N. Lachinov, R.B.Salikhov, A.A.Bunakov, A.R.Tameev Nonlinear Optics, 2004, Vol.32, pp13-20.
- [3] Антипин В.А., Валеева И.Л., Лачинов А.Н., Письма в ЖЭТФ - 1992.- Т.55.- В.9.- С.526-529.
- [4] Валеева И.Л., Лачинов А.Н., Химическая физика - 1993.- Т.12.- В. 4.- С.53-58

Влияние сурьмы на рост и люминесценцию Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся наноструктур.

М.Н.Дроздов¹, З.Ф.Красильник¹, Д.Н.Лобанов¹, А.В.Новиков¹,
А.А.Тонких², М.В.Шалеев¹, А.Н.Яблонский¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП–105, Нижний Новгород, Россия

² Санкт-Петербургский ФТ НОЦ РАН, ул. Хлопина 8, Санкт-Петербург, Россия

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

Введение. Структуры с Ge(Si) самоформирующимися островками, выращенными на кремниевых подложках, уже более 10 лет являются объектом интенсивных исследований в связи с перспективой создания на их основе различных оптоэлектронных приборов. Ранее было показано, что интенсивность сигнала люминесценции и фотопроводимости островков растет с ростом их поверхностной плотности [1, 2]. Одним из способов увеличения поверхностной плотности Ge(Si) самоформирующихся островков является использование различных поверхностно активных примесей (сурфактантов), например сурьмы. Последние результаты показали, что при относительно высоких температурах роста использование сурьмы позволяет уменьшить размеры Ge(Si) островков и значительно увеличить их поверхностную плотность [3]. Однако в некоторых случаях необходимо подавить влияние Sb из нижележащих p^+ легированных (контактных) слоев на образование и рост островков.

В данной работе представлены результаты исследования влияния сурьмы (Sb) на образование, рост и фотолюминесценцию (ФЛ) Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков. Определены различные условия роста, позволяющие как модифицировать с помощью Sb параметры Ge(Si) островков, так и подавить влияние Sb на рост островков.

Методика эксперимента. Исследуемые структуры были выращены методом МПЭ на подложках Si(001) p -типа. На подложку осаждался буферный слой Si толщиной 100 нм, на который в диапазоне температур роста $T_p = 600^\circ\text{C} \div 700^\circ\text{C}$ осаждался слой Ge толщиной

$0.11 \div 0.14$ нм. Скорости осаждения Si и Ge составляли 0.1 нм/с и 0.015 нм/с соответственно ($0.1 \text{ нм/с} \approx 4.47 \times 10^{14} \text{ атомов/}(\text{см}^2 \cdot \text{с})$). Введение Sb в исследуемые структуры было выполнено двумя способами: за счет однородного легирования сурьмой Si буферного слоя и за счет осаждения δ -слоев Sb непосредственно перед осаждением Ge. Для исследования влияния Sb из нижележащих p^+ легированных слоев на рост Ge(Si) островков, была выращена серия структур, в которых Si:Sb слои, легированные до концентрации $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, были отделены от слоя островков слоем нелегированного Si толщиной 50 нм, условия роста которого варьировались. Первые 10 нм этого Si выращивались при различных температурах, а остальные 40 нм и последующий слой Ge для формирования островков осаждались при 600°C .

Результаты и их обсуждение.

Проведённые нами методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) исследования показали, что поверхностная плотность островков увеличивается, а их размеры уменьшаются с ростом потока сурьмы при осаждении Si буфера (рис. 1). Следует отметить, что влияние сурьмы на параметры островков с увеличением температуры роста начинает сказываться при больших потоках сурьмы. Так с увеличением температуры роста с 600°C до 700°C такой «пороговый» поток Sb возрастает с $\sim 5 \times 10^8$ до $\sim 1 \times 10^9 \text{ атомов/}(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Этот результат может быть вызван тем, что оказавшаяся на поверхности в результате сегрегации сурьма частично реиспаряется, и это реиспарение возрастает с увеличением температуры роста.

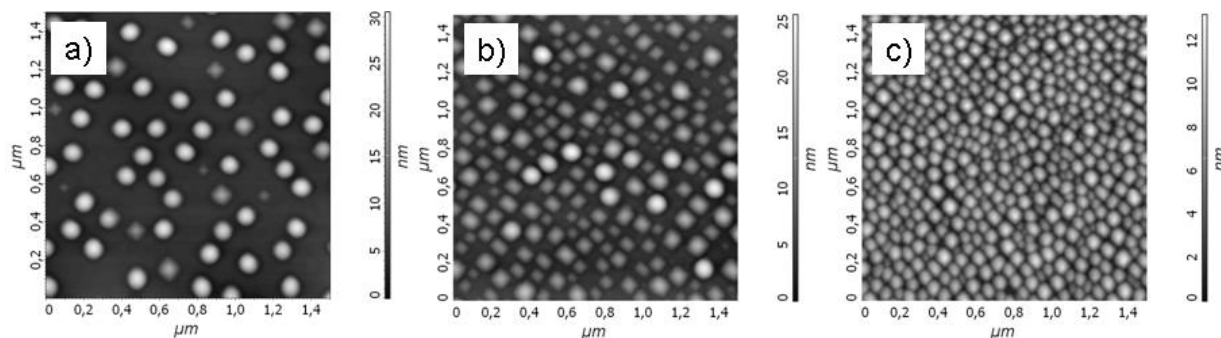


Рис. 1. АСМ снимки структур с островками, выращенными при 700°C на легированных Si:Sb буферах. Поток Sb при росте буфера был $5 \times 10^8 \text{ атомов/}(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ (а), $2 \times 10^9 \text{ атомов/}(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ (б) и $5 \times 10^9 \text{ атомов/}(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ (с).

Исследования структур с островками, выращенными на нелегированном Si буфере, но с осаждением δ -слоёв Sb перед началом осаждения Ge, показали, что влияние сурьмы на рост островков при $T_p = 600^\circ\text{C}$ начинает сказываться со значений осаждаемой Sb $\sim 10^{12}$ атомов/ cm^2 . В случае же легирования сурьмой Si буфера при «пороговом» для $T_p = 600^\circ\text{C}$ потоке Sb в 5×10^8 атомов/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$) общее количество Sb, попавшей на образец за время роста буферного слоя (1000 с), составляет величину $\sim 5 \times 10^{11}$ атомов/ cm^2 . Полученные величины «пороговых» значений осаждаемой поверхностной концентрации Sb для двух способах ее введения близки, что говорит о значительной сегрегации Sb на поверхность при росте Si:Sb буфера. Известно [4], что сегрегация атомов Sb из легированного Si буфера может достигать величины ~ 1 моно слоя (6.27×10^{14} атомов/ cm^2).

Для решения некоторых задач, в частности получения δ -легированных слоёв, необходимо подавить сегрегацию сурьмы. Как было показано выше, рост островков очень чувствителен к присутствию сурьмы на поверхности, поэтому его можно использовать для контроля сегрегации Sb. В выращенных для исследования подавления сегрегации Sb структурах n^+ -Si слой, легированный сурьмой, зарастивался слоем нелегированного Si. АСМ исследования показали, что при зарастивании n^+ -Si слоя при $T_{\text{зар}} = 500^\circ\text{C}$ сурьма в значительной степени сегрегирует сквозь нелегированный Si слой на поверхность и подавляет трёхмерный рост островков (рис. 2а). В то же время при понижении $T_{\text{зар}}$ до $\sim 350^\circ\text{C}$ влияние Sb на рост Ge(Si) островков эффективно подавлено (рис. 2б) и параметры островков практически не отличаются от параметров островков, выращенных при тех же условиях, но в структурах без n^+ слоя. Значительное подавление сегрегации Sb при понижении $T_{\text{зар}}$ до $\sim 350^\circ\text{C}$ подтверждено с помощью метода ВИМС (рис. 3). Из рисунка 3 можно видеть, что на глубине ~ 50 нм, соответствующей толщине нелегированного Si слоя, для структуры с $T_{\text{зар}} = 500^\circ\text{C}$ наблюдается значительная концентрация Sb в изначально нелегированном Si слое, тогда как для структуры с $T_{\text{зар}} \sim 350^\circ\text{C}$ происходит резкое падение концентрации Sb до порога чувствительности ВИМС $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Небольшое увеличение концентрации Sb на поверхности структуры с $T_{\text{зар}} \sim 350^\circ\text{C}$ может говорить о сегрегации части Sb сквозь низкотемпературный слой кремния. Это проявляется, в частности в повышенной поверхностной концентрации островков в этой структуре по сравнению с нелегированной.

Структуры с Ge(Si) островками, легированными Sb, демонстрируют сигнал фотолуминесценции в области длин волн 1.3–1.55 мкм вплоть до комнатной температуры.

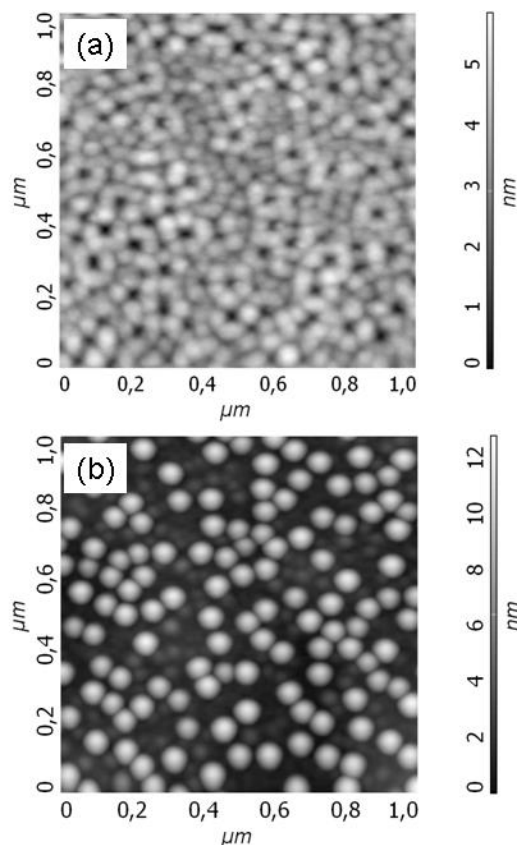


Рис. 2. АСМ снимки структур с островками, в которых $T_{\text{зар}}$ составляла 500°C (а) и $\sim 350^\circ\text{C}$ (б).

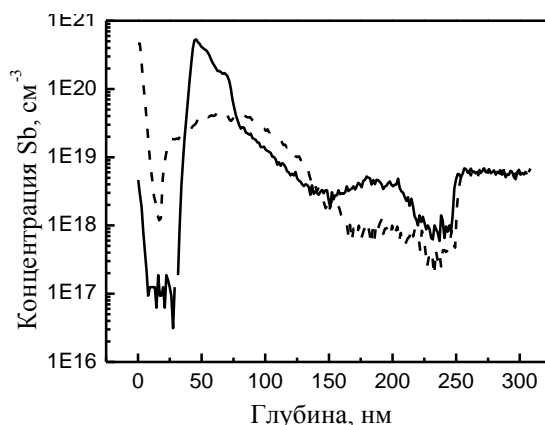


Рис. 3. Распределение Sb по толщине структуры с островками со слоем нелегированного Si, осаждённым при $T_{\text{зар}} = 500^\circ\text{C}$ (штриховая линия) и $T_{\text{зар}} \sim 350^\circ\text{C}$ (сплошная линия).

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда содействия отечественной науке, проекта Рособразования РНП.2.1.1/617 и программы Президиума РАН.

- [1] O. G. Schmidt, C. Lange, K. Eberl// Appl. Phys. Lett. – 1999. V. 75 – P. 1905.
- [2] K. Brunner, G. Abstreiter// Japanese Journal of Appl. Phys. – 2001. V. 40 – P. 1860.
- [3] Г.Э.Цырлин и др.// ФТТ – 2005. Т. 47 – С. 58.
- [4] O. Dehaese, X. Wallart, F. Mollot// Applied Physics Letters – 1995. V. 66 – P. 52.

Анализ результатов, проблем и перспектив фликкер-шумовой спектроскопии в нанoeлектронике

М.И.Маковийчук

Физико-технологический институт РАН (Ярославский филиал)

Ярославль, Россия

E-mail: makoviychuk@rambler.ru

Развитие физики мезоскопических систем и ее приложений в области нанотехнологий связано с возрастанием интереса к изучению хаотических (в том числе, низкоразмерных) систем [1]. Для таких систем даже в тепловом равновесии весьма существенны флуктуации физических величин.

Разумно предположить, что место физики флуктуационных явлений в будущем станет еще более значительным. Суть интереса к исследованию флуктуаций (шумов) удачно подчеркнул Р. Ландауэр фразой: «Шум – это тоже сигнал» [2]. Действительно, измерение шумов, т.е. флуктуаций электронного тока, позволяет определить ряд характеристик электронного транспорта, которые невозможно получить, измеряя только средний ток или контактное сопротивление системы.

Разупорядоченность является одним из основных факторов определяющих свойства твердых тел. Особенно существенную роль беспорядок играет в системах малых размеров и/или пониженной размерности. Исследования подобных систем представляют собой магистральное направление развития современной физики твердого тела, которое стимулировано потребностями нанoeлектроники, связанного с переходом к системам нанометрового диапазона размеров, где существенную роль играют одноэлектронные явления. Понятие разупорядоченности является основным для таких новых направлений науки как мезоскопика, нанoeлектроника, физика фазового перехода металл-диэлектрик и квантовых эффектов в проводимости.

В докладе рассмотрены фликкер-шумовые процессы в кремниевых системах, влияние облучения (как электромагнитного, так и корпускулярного) на их адсорбционные свойства. Экспериментально установлено, что 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 и воздействии оптического излучения [3]. Этот принцип лежит в основе разработанных нами методов дефектно-примесной и адсорбционно-десорбционной фликкер-шумовой спектроскопии

низкоразмерных структур с квантовыми эффектами [4].

В кремниевых системах с пониженной размерностью спектр низкочастотных (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.

Здесь приведены результаты измерений шумового параметра $\beta_s(f)$ на тест-структурах, сформированных на моно-Si p-типа (рис.1), эпи-Si (рис.2) и КНИ-структурах (рис.3). Видно, что даже по мере уменьшения только одного геометрического размера (толщины приборного слоя тест-структуры) происходит переход формы спектра от фликкерного типа к сумме лоренцианов.

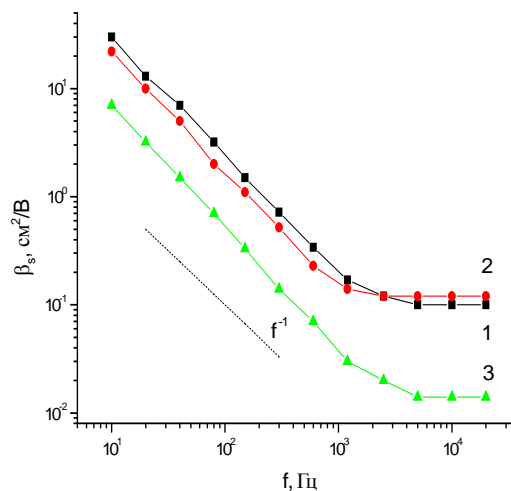


Рис.1. Частотные зависимости параметра фликкер-шума β_s для образцов тест-структур, сформированных на p-Si. Толщина подложки $t_{\text{подл}} = 475 \text{ мкм}$. Сопротивление R, Ом: 1 – $2,8 \cdot 10^6$; 2 – $4 \cdot 10^6$; 3 – $2,64 \cdot 10^6$.

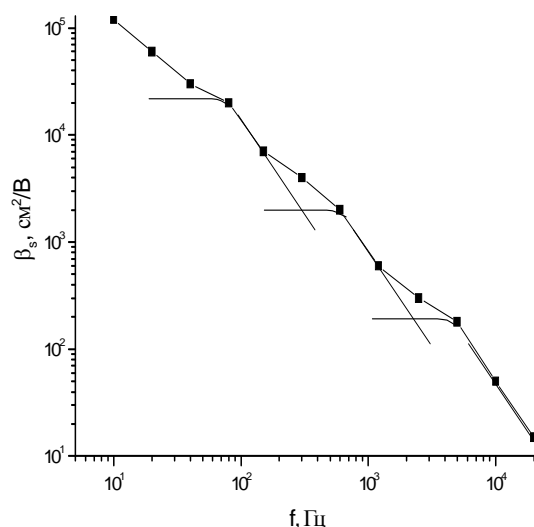


Рис.2. Частотные зависимости параметра фликкер-шума β_s для образцов эпитаксиальной тест-структуры. Толщина эпитаксиального слоя $t_{\text{эпи}} = 5$ мкм.

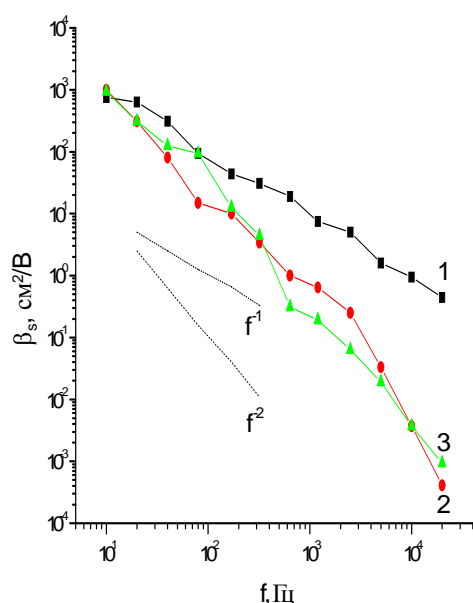


Рис.3. Зависимости параметра фликкер-шума $\beta_s(f)$ для образцов SIMOX:

1 – высокоэнергетическая ($E = 1$ МэВ) имплантация ионов кислорода. Толщина приборного слоя ~ 1 мкм;

2, 3 – низкоэнергетическая ($E = 150$ кэВ) имплантация ионов кислорода. Толщина приборного слоя $\sim 0,1$ мкм;

Киртон, Дей и Урен показали [5], что уменьшение площади n-Si МОП структуры приводит к аналогичному изменению формы спектра шума.

Таким образом, в системах с малыми геометрическими размерами спектр НЧ шумов при низких температурах не имеет вида $1/f$, а

представляет собой линию (или сумму нескольких линий) лоренцевской формы. Увеличение температуры или геометрических размеров приводит к усложнению спектра и переходу его к фликкерному типу.

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.

Основной вывод работы заключается в том, что измерения НЧ шумов типа $1/f$ в твердотельных структурах, по аналогии с традиционными методами структурного анализа, необходимо проводить в вакуумной среде. Это даст возможность экспериментально отделить поверхностные источники шума от объемных и тем самым закончить многолетние споры по проблеме объемной или поверхностной природы $1/f$ -шума.

Разработаны новые исследовательские методы:

- для анализа поверхности – адсорбционно-десорбционная фликкер-шумовая спектроскопия;
- для анализа объема – дефектно-примесная фликкер-шумовая спектроскопия.

Предложена новая количественная мера для анализа фликкер-шумовых явлений в физических системах – параметр $\beta(f)$, определяемый механизмами рассеяния носителей заряда, дающий возможность характеризовать дефектную подсистему структурно-неупорядоченных полупроводников и тем самым, быть корректирующим показателем при проведении дефектно-примесной инженерии.

[1] Рудой Ю.Г., Суханов А.Д., УФН, **170**, 1265 (2000).

[2] Landauer, R., Nature, **392** (1998).

[3] Маковийчук М.И., Микроэлектроника, **37**, 258 (2008).

[4] Маковийчук М.И., Труды конференции «Квантовые компьютеры, микро- и нанoeлектроника (физика, технология, диагностика и моделирование)», 22-23 сентября, Ярославль: ЯрГУ, 86 (2008).

[5] Uren M.J., Day D.J., Kirton M.J. Appl. Phys. Lett., **47**, 1195 (1985).

Детектирование терагерцового излучения при комнатной температуре в транзисторах с «встречно-штырьевым» решеточным затвором

В.И. Гавриленко¹, К.В. Маремьянин¹, D. Coquillat², S. Nadar², F. Terpe²,
W. Knap², T. Nishimura³, Y. Meziani³, T. Otsuji³

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

³RIEC, Tohoku University, Sendai, 980-8577, Japan

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

Введение

Улучшение характеристик приемников терагерцового диапазона является одним из условий дальнейшего развития терагерцовой спектроскопии. Полевые транзисторы с двумерным электронным газом в канале с одним затвором, как известно, являются эффективными детекторами с конкурентоспособными параметрами, сопоставимыми с коммерческими приемниками, и они используются в некоторых экспериментах посвященных «теравидению» [1]. Механизм детектирования в таких транзисторах обычно описывается плазменными колебаниями, возбужденными в подзатворной двумерной электронной плазме, ограниченной каналом транзистора [2]. Однако из-за существенного рассогласования между волновыми векторами подзатворных плазменных волн в канале транзистора и падающего терагерцового излучения их связь могла бы быть более эффективной при использовании вместо одиночного решеточный затвор с более широкой апертурой.

Эксперимент

В данной работе было экспериментально исследовано детектирование терагерцового излучения полевым транзистором GaAs/InGaAs с затвором в виде «встречно-штырьевой» периодической решетки с двумерным электронным газом в канале при различных значениях напряжения на затворе при комнатной температуре. На рис. 1 показан поперечный разрез структуры транзистора, «встречно-штырьевой» решеточный затвор которого формирует периодическое распределение концентрации электронов в подзатворной плазме. Более полная информация об изготовлении данных транзисторов представлена в статьях [3]. Длина затворов (ширина штырей) G1 и G2 у исследованных структур составляла 100 нм и 1300 нм соответственно, зазор между ними равнялся 100 нм. Переходные характеристики и фотоотклик на терагерцовое излучение в транзисторе были измерены при комнатной температуре. В качестве монохроматических, линейно поляризованных и перестраиваемых источников излучения

использовались лампы обратной волны ОВ-30 и ОВ-74. Излучатель был несфокусирован и диаметр пучка излучения был гораздо больше размера решетки транзистора. Транзистор монтировался на держателе для микросхем, расположенный на вращающейся платформе, что позволяло менять азимутальный угол между плоскостью транзистора и пучком излучения. Регистрировались как сигнал фотоЭДС исток-сток, так и сигнал фотопроводимости при пропускании через канал слабого тока 10-20 мкА при фиксировании отрицательного постоянного напряжения прикладываемого к одному из затворов относительно истока и развертке отрицательного постоянного напряжения прикладываемого ко второму затвору относительно истока. Измерения проводились при постоянной частоте излучения и амплитудной модуляции с частотой 200 Гц. Использовалась стандартная схема синхронного детектирования сигнала.

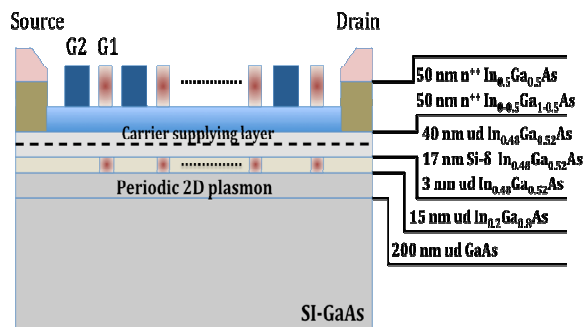


Рис.1. Вид структуры транзистора в поперечном разрезе.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены типичные измеренные сигналы фотоотклика, как функции от напряжения U_{G2} при различных напряжениях U_{G1} . Амплитуда сигнала возрастала при приложении к затвору запирающего напряжения, максимум сигнала фотопроводимости наблюдался при затворных напряжениях $U_{G1} = -2,5В$ и $U_{G2} = -3В$. Сигнал интерпретируется как нерезонансный фотоотклик на терагерцовое излучение при комнатной температуре [4], однако, для данного транзистора интенсивность

отклика может управляться, что является преимуществом для таких практических приложений, как 3D «теравидение», безопасность и контроль окружающей среды, и данные транзисторы могут быть чувствительными детекторами терагерцового излучения, работающими при комнатной температуре.

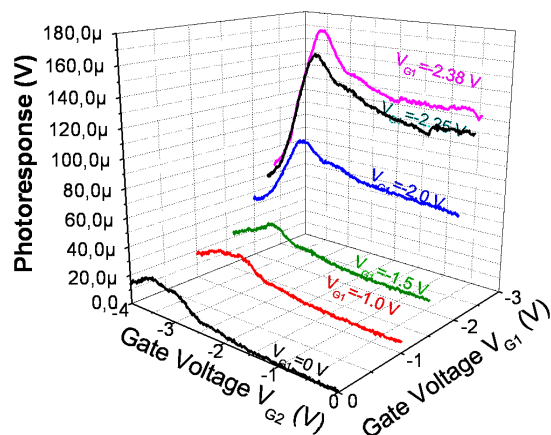


Рис.2. Типичные сигналы фотоотклика, как функции от U_{G2} при различных U_{G1} .

Падающее излучение было линейно поляризовано, и обнаруженный сигнал был также исследован как функция азимутального угла φ между направлением поляризации и направлением сток-исток транзистора (рис. 3). Форма наблюдаемой зависимости может быть аппроксимирована кривой $\cos^2\varphi$. Это указывает, что решетка с периодом $1,6 \mu\text{m}$, много меньшим чем длина волны падающего излучения, определяет поляризацию детектируемого падающего излучения, максимум сигнала фотопроводимости наблюдается при поляризации падающего излучения вдоль канала транзистора.

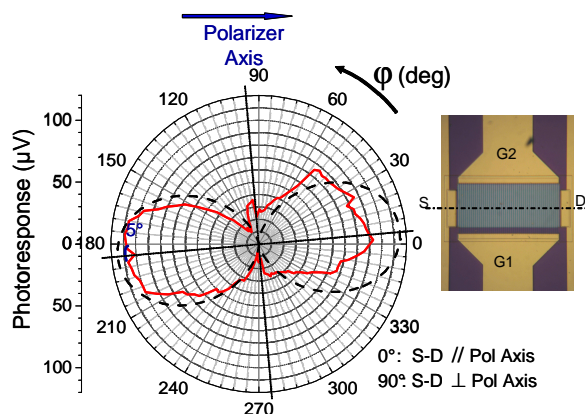


Рис.3. Амплитуда фотоотклика, показанного как длина радиуса для каждого азимутального угла φ , между направлением поляризации и направлением сток-исток транзистора (сплошная кривая). Форма наблюдаемой зависимости может быть аппроксимирована кривой $\cos^2\varphi$ (штриховая кривая).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№08-02-00962-а, №08-02-97034-р_поволжье_а) и Российской академии наук.

- [1] Lisauskas A. Lisauskas, W. von Spiegel, S. Boubanga-Tombet, A. El Fatimy, D. Coquillat, F. Teppe, N. Dyakonova, W. Knap, and H.G. Roskos, *Electr. Lett.* **44**, 408 (2008).
- [2] M. Dyakonov, and M.S. Shur, *IEEE Trans. On Elec. Dev.* **43**, 380 (1996).
- [3] Y. M. Meziani, H. Handa, W. Knap, T. Otsuji, E. Sano, V. V. Popov, G. M. Tsymbalov, D. Coquillat, and F. Teppe, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 201108 (2008). T. Otsuji, Y.M. Meziani, M. Hanabe, T. Nishimura, and E. Sano, *Solid State Electronics*, **51**, 1319 (2007).
- [4] W. Knap, F. Teppe., Y. Meziani, N. Dyakonova, J. Lusakoowski, F. Boeuf, T. Skotnicki, D. Maude, S. Rumyantsev, and M. S. Shur *Apl. Phys. Lett.* **85**, 675 (2004).

Начальные стадии роста $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ структур на кремнии методом МЛЭ

В.И.Машанов¹, В.В. Ульянов¹, В.Т. Тимофеев¹, А.И. Никифоров¹,
О.П. Пчеляков¹, Н.-Н. Cheng²

¹ Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия

² Center for Condensed Matter Sciences and Graduate Institute of Electronic Engineering, National Taiwan University, Taipei, 106, Taiwan, Republic of China

e-mail: mash@isp.nsc.ru

Гетеросистема $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x/\text{Si}(100)$ представляет интерес для создания светоизлучающих устройств для опто- и нанoeлектроники, поскольку имеются теоретические предсказания и экспериментальные данные о том, что твердые растворы Ge-Sn могут быть прямозонным полупроводником [1-3].

Начальные стадии эпитаксии из молекулярных пучков Ge-Sn слоев плохо изучены в литературе. В частности нет данных о механизме роста слоев. В данной работе мы предприняли попытку использовать метод дифракции быстрых электронов (ДБЭ) для наблюдения эволюции структуры поверхности при росте твердого раствора $\text{Ge}_{0.96}\text{Sn}_{0.04}$ на поверхности $\text{Si}(100)$. Дифракция быстрых электронов является наиболее информативным методом исследования *in situ* при молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) гетероструктур [4]. Ранее авторами были проведены путем анализа интенсивности рефлексов картины ДБЭ в процессе роста слоев германия измерения толщины смачивающего слоя (т.е.

толщины, при которой наблюдается переход от двумерного роста к трехмерному) в зависимости от температуры роста [5]. В данной работе этим методом были измерены толщины, при которой наблюдается переход от двумерного роста к трехмерному в зависимости от температуры подложки в процессе роста слоев твердых растворов $\text{Ge}_{0.96}\text{Sn}_{0.04}$. Состав 4 атомных процента олова был выбран из-за большого несоответствия параметров решетки $\alpha\text{-Sn}$ ($a=6.489 \text{ \AA}$), Ge ($a=5.658 \text{ \AA}$) и Si ($a=5.431 \text{ \AA}$). Несоответствие параметров решетки $\text{Ge}_{0.96}\text{Sn}_{0.04}$ и Si составляет 4.8 %, что близко по величине к аналогичному параметру хорошо изученной гетеросистемы Ge/Si(100).

Изменения дифракционных картин в процессе осаждения Ge на Si(100) и $\text{Ge}_{0.96}\text{Sn}_{0.04}$ на Si(100) подобны. На начальной стадии роста наблюдаются картины дифракции от гладкого смачивающего слоя, затем после некоторой толщины осажденного слоя появляются рефлексы от островков на просвет, так называемые, 3D рефлексы.

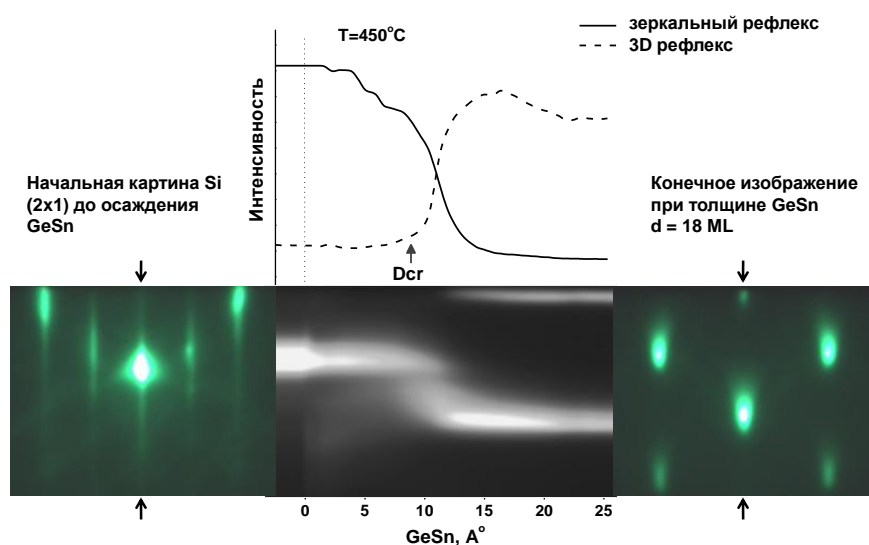


Рис.1 Изменение профиля интенсивности дифракционной картины вдоль вертикального направления в процессе осаждения $\text{Ge}_{0.96}\text{Sn}_{0.04}$ на $\text{Si}(100)$. Слева и справа показаны начальное и конечное изображение дифракционной картины.

Характерное поведение рефлексов при росте пленки $\text{Ge}_{0.96}\text{Sn}_{0.04}$ на $\text{Si}(100)$ представлено на рис.1 (температура роста 450°C). Дифракционные картины регистрировались каждые 0.5 сек с помощью цифровой видеокамеры. В процессе осаждения интенсивность профиля изменяется вдоль вертикального направления, указанного стрелками. Наблюдается слабое немонотонное

изменение зеркального рефлекса с периодом близким к одному монослою $\text{Ge}_{0.96}\text{Sn}_{0.04}$. Выраженных осцилляций интенсивности нет, поэтому мы не можем говорить о двумерно-островковом механизме роста твердого раствора Ge-Sn . Толщина слоя D_{cr} при которой начинается рост интенсивности 3D рефлекса от островков показана стрелкой.

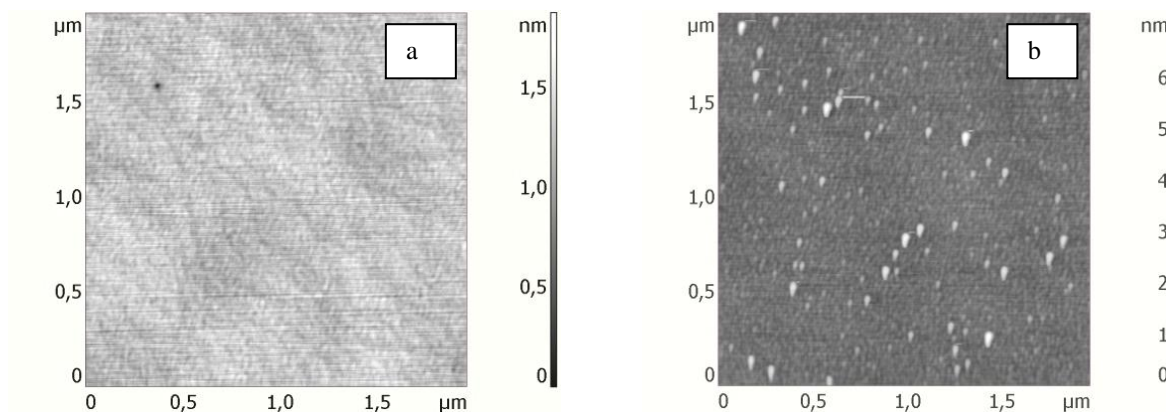


Рис. 2 Атомно-силовые изображения поверхностей смачивающего слоя (рис. 2a) и пленки $\text{Ge}_{0.96}\text{Sn}_{0.04}$ (рис. 2b) в момент появления 3D рефлекса на дифракционной картине.

Изменение морфологии растущей пленки было подтверждено методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). На рис. 2 показаны АСМ изображения от смачивающего слоя $\text{Ge}_{0.96}\text{Sn}_{0.04}$ толщиной 3.7 Å и от поверхности пленки при толщине слоя 8.7 Å в момент появления трехмерных островков высотой до 70 Å и плотностью $\sim 6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Видна значительная разница в шероховатости поверхности, температура подложки 450°C .

Зависимость толщины 2D-3D перехода при эпитаксии пленки $\text{Ge}_{0.96}\text{Sn}_{0.04}$ от температуры подложки в диапазоне $250^\circ\text{C} - 450^\circ\text{C}$ имеет немонотонный характер с минимумом при 350°C (Рис.3).

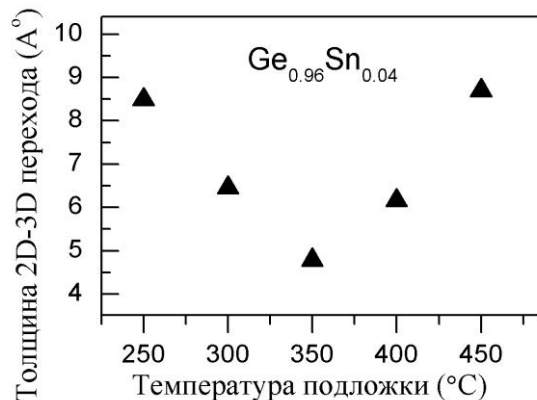


Рис. 3 Температурная зависимость толщины 2D-3D перехода

Данные ДБЭ и АСМ позволяют сделать вывод, что рост твердых растворов Ge-Sn на кремнии по крайней мере для малых концентраций олова в диапазоне температур $250^\circ\text{C} - 450^\circ\text{C}$ идет с образованием островков по механизму Странского-Крастанова.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 08-02-92008-ННС_а).

- [1] G. He, H.A. Atwater, Phys. Rev. Lett. **79**, (1997),1937.
- [2] D. W., Jenkins, J.D. Dow, Phys. Rev. Bt. **36**, (1987),7994.
- [3] P. Montragoon, Z. Ikonc, P. Harrison, Semic. Sci. Technol. **22** (2007) 742
- [4] A.I. Nikiforov, V.V. Ulyanov, S.A. Teys, A.K. Gutakovsky, O.P. Pchelyakov, A.I. Yakimov, A. Fonseca, J.P. Leitaio, and N.A. Sobolev. Phys. Stat. Sol. (c) **4**, No. 2, (2007) 262.
- [5] А.И. Никифоров, В.В. Ульянов, В.А. Тимофеев, О.П. Пчеляков, С.А. Тийс, А.К. Гутаковский, Тезисы докладов "Кремний-2008", Черноголовка (2008) 174.

Фотопроводимость в области 1.55 мкм при комнатной температуре гетероструктур InAs/GaAs с квантовыми точками, выращенных в реакторе МОГФЭ атмосферного давления

А.В.Антонов, М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов, Л.Д.Молдавская,
В.И.Шашкин, О.И.Хрыкин, А.Н.Яблонский

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

С конца 90-х годов значительный интерес вызывает исследование фотопроводимости гетероструктур с квантовыми точками (КТ) в инфракрасном диапазоне, наиболее привлекательной представляется возможность создания на их основе неохлаждаемых фоточувствительных элементов. Для структур InGaAs/GaAs с КТ разных размеров была показана возможность детектирования излучения в среднем и дальнем ИК диапазоне при нормальном падении, основанная на эффекте внутризонной фотопроводимости [1-3]. В ряде недавних работ обсуждается возможность использования гетероструктур с КТ в качестве детекторов излучения ближнего ИК диапазона, работающих при комнатной температуре [4]. В работе [5] мы сообщали о наблюдении интенсивной межзонной фотопроводимости в структурах InAs/GaAs с крупными КТ в диапазоне 1-2.6 мкм при комнатной температуре, что может представлять интерес для быстрых фотоприёмников ближнего ИК диапазона, включая актуальный диапазон 1.55 мкм волоконно-оптических линий связи. Структуры были выращены методом металлоорганической газовой эпитаксии (МОГФЭ) на установке Epiquip VP-502RP при пониженном давлении. Специфика их роста заключалась в использовании увеличенной толщины слоя InAs для самоорганизации массивов КТ и чередовании температуры роста барьерных слоев GaAs при заращивании КТ.

В данной работе исследовалась временная динамика фотопроводимости гетероструктур в ближнем ИК диапазоне 1-2.5 мкм. Насколько нам известно, несмотря на широкое исследование динамики процессов фотолуминесценции и фотопоглощения, динамика фотопроводимости в структурах с КТ до настоящего времени не исследовалась. Кроме того, исследованы спектры пропускания и фотопроводимости структур. Гетероструктуры были изготовлены на установке МОГФЭ атмосферного давления с вертикальным реактором. Как и в работе [5] использовался режим с повышенной толщиной слоя InAs для формирования квантовых точек. Многослойные структуры выращивались на подложках полужолирующего GaAs (100). Слои КТ разделены барьерными слоями GaAs толщиной

около 90 нм. Измерения поглощения и фотопроводимости проводились на Фурье-спектрометре «Bruker VERTEX 80v». Фотопроводимость измерялась в продольной геометрии электронного транспорта при нормальном падении излучения на образец. Динамика фотопроводимости с наносекундным разрешением была исследована с помощью параметрического генератора света MOPO-SL ("Spectra-Physics") с длительностью импульса 5 нс и диапазоном перестройки длины волны излучения 0.4 ÷ 2.2 мкм.

Мы наблюдали значительное отличие спектров пропускания, фотолуминесценции и фотопроводимости в диапазоне 1-2 мкм для структур с КТ, выращенных на двух различных

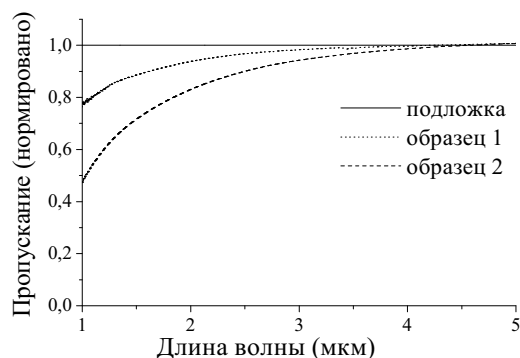


Рис.1. Спектры пропускания структур 1 и 2, нормированные на пропускание подложки GaAs.

установках МОГФЭ — при пониженном давлении в реакторе и при атмосферном давлении. В структурах, изготовленных в реакторе атмосферного давления обнаружено интенсивное поглощение в диапазоне длин волн 1-2 мкм при комнатной температуре. В структурах с 10 слоями КТ величина поглощения в области 1.55 мкм составляет 20-25%. На рис.1 приведены спектры пропускания для двух структур 1 и 2, отличающихся временем подачи InAs при росте КТ: 12 с для структуры 1 и 14 с для структуры 2. Увеличение поглощения в структуре 2 мы объясняем повышением поверхностной плотности КТ. В десятислойных структурах, выращенных при пониженном давлении в реакторе, поглощение в этой области спектра, связанное с КТ было значительно меньше.

В спектре фотолюминесценции структур, выращенных при пониженном давлении, присутствует длинноволновый пик 1.55 мкм, связанный с крупными КТ [5]. Фотопроводимость при 300К не имеет выраженного максимума, основной особенностью является сохранение высокой интенсивности фотопроводимости при увеличении длины волны до 1.7мкм.

В спектре фотолюминесценции структур, изготовленных в реакторе атмосферного давления, мы не наблюдали длинноволновую линию от КТ. Однако, фотопроводимость имеет ярко выраженный максимум в области 1.55мкм, который мы связываем с межзонными переходами носителей в КТ. На рис.2 показан спектр фотопроводимости образца 1. Соотношение сигнал/шум для этой структуры больше, чем для структуры, исследованной в работе [5]. Фотопроводимость, связанная с межзонными переходами в GaAs на рисунке практически не видна из-за падения интенсивности излучения глобара в этой области спектра. На вставке приведён спектр излучения глобара, измеренный тем же детектором.

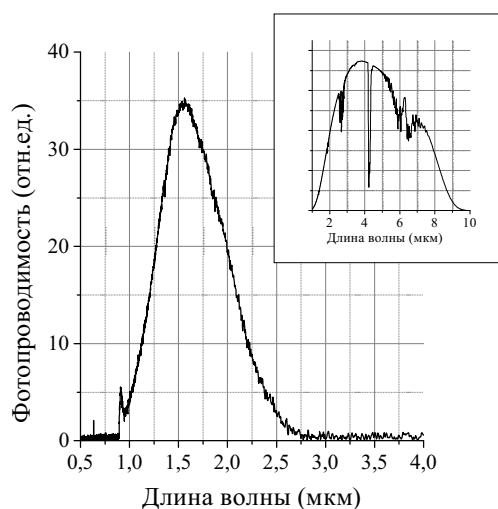


Рис.2. Спектр продольной фотопроводимости структуры 1.

Особенности структур, выращенных в двух реакторах мы связываем с разным характером модального распределения КТ по размерам.

Мы провели измерения кинетики фотопроводимости в области 1.55мкм. На рис.3 приведена зависимость фотопроводимости структуры 1 от времени. Обнаружено, что фотоотклик имеет двухкомпонентную временную зависимость. Быстрая компонента составляет около 10нс, медленное время составляет сотни микросекунд. На наш взгляд, полученные результаты свидетельствуют о двух различных механизмах фотопроводимости в структурах с КТ. Быстрая компонента связана с процессами выброса и релаксации

фотовозбужденных носителей тока на возбужденные и основной уровни в КТ.

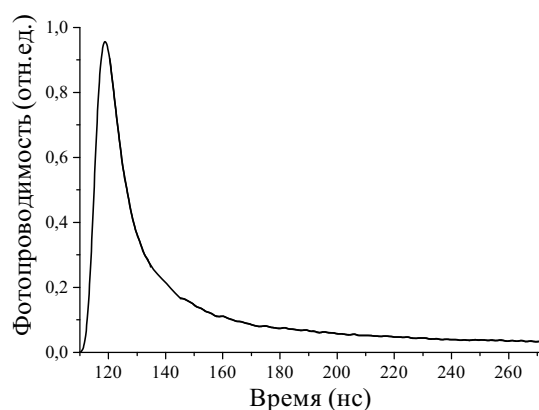


Рис.3. Зависимость фотопроводимости от времени для образца 1 при температуре 300К.

Характерное время этой компоненты еще предстоит уточнить, поскольку измеренная величина 10нс близка к пределу разрешения системы регистрации измерительной установки на данном этапе. Наиболее вероятной причиной медленной составляющей ФП является фотовозбуждение и захват носителей на глубокие уровни в структурах, связанные с дефектами. Мы установили, что в изготовленных структурах с КТ доминирующей составляющей является первый механизм ФП, связанный с квантовыми точками.

Работа поддерживалась РФФИ, проект 07-02-00163 и программами Президиума РАН.

- [1] S. Chakrabarti, A.D.Stiff-Roberts, X.H.Su, P.Bhattacharya, G.Ariyawansa, A.G.U.Perera. J. Phys. D: Appl. Phys. v.38, p.2135 (2005).
- [2] Xuejun Lu, Jarrod Vaillancourt, Mark J Meisner and Andreas Stintz. J.Phys.D: Appl. Phys, v.40, p.5878, (2007).
- [3] Молдавская Л.Д., Востоков Н.В., Гапонова Д.М., Данильцев В.М., Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Шашкин В.И. ФТП, т. 42, вып. 1, с.101 (2008).
- [4] Brandon S. Passmore, Jiang Wu, M. O. Manasreh and G. J. Salamo. Appl. Phys. Lett. 91, 233508 (2007).
- [5] М.Н.Дроздов, В.М.Данильцев, Л.Д.Молдавская, В.И.Шашкин. Письма в ЖТФ, т.34, в.1, с.3 (2008).

Нанокмпозиционные материалы на основе ZnS, CdS и поли-*p*-фениленвинилена: структура, морфология поверхности и оптические свойства.

П.В. Морозов^{1,2}, Е.И. Григорьев¹, С.А. Завьялов¹, В.Г. Клименко¹,
С.Н. Чвалун¹.

¹Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я. Карпова. 105064 Москва, Воронцово поле, 10.

²Московский педагогический государственный университет. Факультет физики и информационных технологий. 119992 Москва, Малая Пироговская, 29. morozov@cc.nifhi.ac.ru

Сопряженные полимеры, обладающие полупроводниковыми свойствами, привлекают значительный интерес, т.к. могут использоваться в оптоэлектронных приборах, таких как органические светоизлучающие диоды, квантовые лазеры или фотовольтаические ячейки.

Целью работы являлась оптимизация параметров синтеза пленок поли-*p*-фениленвинилена (ПФВ) методом газовой полимеризации, внедрение в полимерную матрицу наночастиц и их стабилизация, исследование структуры и свойств полученных материалов.

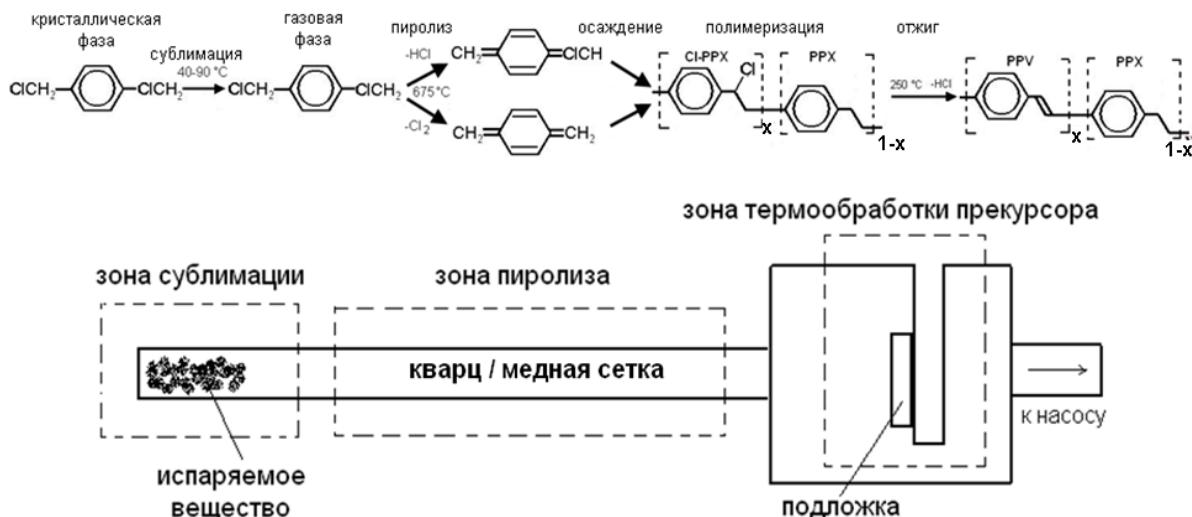


Рис.1 Схема синтеза и модель установки.

Синтезированы пленки PPV методом полимеризации из газовой фазы на поверхности, с внедренными в полимерную матрицу наночастицами CdS и ZnS. Сокоденсацию паров CdS, ZnS и активных интермедиатов проводили при остаточном давлении в системе $\sim 5 \times 10^{-5}$ торр. Температуру сублимации изменяли в диапазоне $40-90^\circ\text{C}$, температуру пиролиза в диапазоне $500-700^\circ\text{C}$, полимеризацию проводили при криогенных температурах подложки -196°C , отжиг пленок прекурсора осуществляли в вакууме при 250°C .

Наночастицы получали электронным испарением, а также прямым испарением сульфидов из танталовой лодочки, нагреваемой переменным током. Конденсат мономеров и частиц CdS (ZnS) осаждали на различные подложки: кварц, оксид индий-олово на кварце (ITO), монокристаллический кремний(100).

Исходным соединением для синтеза полимера являлось вещество: *a,a'*-дихлор-*n*-ксилол, (Aldrich).

Методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) исследована морфология поверхности полученных пленок. В качестве модели расчетов использовали скейлинговую теорию роста пленок. В рамках этой теории рассчитывается парная корреляционная функция высоты точек поверхности от расстояния между этими точками: $H(r) = \langle [h(r) - h_0]^2 \rangle$, которую можно представить в виде $H(r) = \rho^2 r^{2\alpha}$ при $r \ll \xi$, и $H(r) = 2\omega^2$ при $r \gg \xi$, где ρ - средний локальный наклон поверхности, ξ - боковая корреляционная длина, ω - среднеквадратичная шероховатость, α - показатель изрезанности, описывающий фрактальность поверхности. Здесь приводится изображение высоты поверхности пленки ПФВ-ZnS размером 3.0×3.0 мкм. Шероховатость

поверхности и размер гранул увеличиваются с ростом толщины пленок.

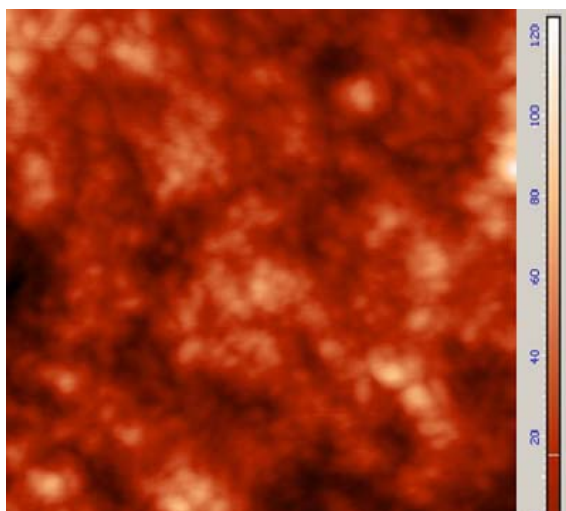


Рис.2 АСМ изображение нанокompозита PPV-ZnS размером 3.0x3.0 мкм.

Показатель изрезанности α для прекурсора и отожженной пленки равен 0.82 ± 0.05 , шероховатость термообработанных образцов увеличивается. Зависимость показателя изрезанности и шероховатости от концентрации наночастиц требует дополнительных исследований.

В исследовании оптических свойств синтезированных материалов использовали методы УФ спектроскопии. Для сопряженных полимеров (в том числе для ПФВ) рассматриваются две принципиальные модели, описывающие природу фотовозбуждения и генерации носителей зарядов. В зонной модели для полимеров свободные заряды генерируются в результате межзонного поглощения света, а край полосы фундаментального поглощения рассматривается как межзонные переходы и описывается выражением: $\alpha h\nu = A(h\nu - E_g)^k$, где α – коэффициент поглощения, k – константа, характеризующая тип оптического перехода. Для образцов ПФВ, не наполненных наночастицами, рассчитанное значение $k = 0.5$, что говорит о прямых разрешенных межзонных переходах, для ПФВ-CdS $k = 2.3$, и свидетельствует о непрямых разрешенных переходах, это может свидетельствовать о захвате эл.-магн. квантов

энергии полупроводниковыми наночастицами CdS, переносу зарядов в полимерный слой с последующей флуоресценцией. Ширина запрещенной зоны, определенная из второй производной спектра поглощения равнялась 2,53 эВ. Из спектров поглощения и флуоресценции рассчитана колебательная энергия молекул, которая составляет $0,14 \div 0,17$ эВ в зависимости от концентрации наночастиц. Для композитов ПФВ-CdS и ПФВ-ZnS по разложению спектра флуоресценции (представлено на рис. 3) определили фактор Хуанга-Риса (характеризует электрон-фононное взаимодействие), который равняется $2 \div 2.5$, в зависимости от концентрации наночастиц.

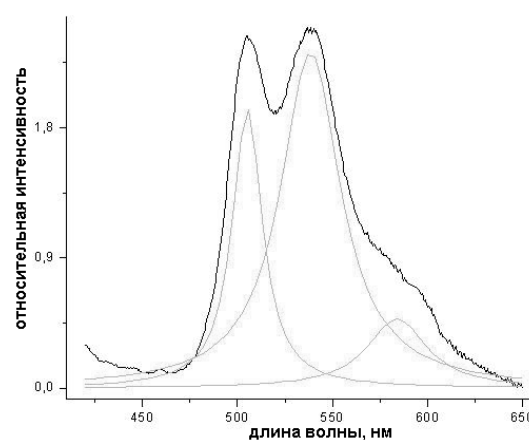


Рис.3 Разложение спектра флуоресценции ($\lambda_{\text{возб.}} = 320$ нм) ПФВ-CdS. Компоненты разложения соответствуют переходу из возбужденного состояния $S_1 \rightarrow S_0$, линии 0-0, 0-1 и 0-2 флуоресценции.

Выводы: методом пиролизической полимеризации а,а'-дихлор-п-ксилола, совместным осаждением сульфидов с последующей термообработкой полимерного прекурсора получены тонкопленочные композиционные материалы на основе ПФВ, с различным содержанием полупроводниковых наночастиц. Установлено, что изменяя концентрацию наночастиц в полимерной матрице, можно варьировать длину волны люминесценции, влиять на поглощательную способность пленок электромагнитного излучения в УФ и видимом диапазоне, а также модифицировать структуру композита.

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

В.И. Гавриленко, А.В. Антонов, Л.В. Гавриленко, С.В. Морозов, К.В. Маремьянин, Д.И. Курицын, С.М. Сергеев, И.В. Ерофеева, М.С. Жолудев

Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия

email: more@ipm.sci-nnov.ru

В работе исследовались спектры фотопроводимости и кинетика релаксации примесной фотопроводимости двух типов гетероструктур с квантовыми ямами легированных мелкой примесью: $\text{GaAs}/\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.2}$ с мелкими донорами и $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с остаточными акцепторами. Гетероструктуры $\text{GaAs}/\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.2}$ были выращены методом газовой эпитаксии на грани (001) полуизолирующей подложки GaAs и содержали 30 квантовых ям GaAs, разделенных барьерами $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.2}$ толщиной 400 Å. Ширина квантовых ям составляла 200 Å (структура №4147) и 90 Å (структура №4236). Середина каждой квантовой ямы была дельта-легирована кремнием. Концентрация доноров на одну яму составляла по данным холловских измерений $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $2.3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ соответственно. Гетероструктуры $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ были выращены методом газовой эпитаксии на подложке Ge с ориентацией (111). Доля кремния в твердом растворе составляла около 0.1. Характерные толщины слоев составляли: 200 Å – квантовая яма и 260 Å – барьерный слой в гетероструктуре №306а, и 355 Å и 155 Å – соответственно в гетероструктуре №308а. Исследованные образцы не были специально легированы, остаточная концентрация мелких акцепторов составляла около $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Спектры примесной фотопроводимости (ФП) регистрировались при $T=4.2 \text{ К}$ регистрировались с помощью фурье-спектрометра BOMEM DA3.36. В спектрах фотопроводимости гетероструктур $\text{GaAs}/\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.2}$ с квантовыми ямами наблюдалась широкая длинноволновая полоса соответствует переходам электрона из основного состояния донора в возбужденные состояния и в непрерывный спектр.

Вторая часть исследований была связана с изучением фотоотклика на терагерцовое излучение в гетероструктурах $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с остаточными акцепторами с малой энергией активации примесей (менее 10 мэВ).

В спектрах фотопроводимости двух образцов с шириной квантовой ямы 200 Å (№306 а) и 355 Å (№308 а) обнаружена линия фотопроводимости с максимумом в районе 55 см^{-1} , стоит отметить, что для образца с узкой квантовой ямой эта особенность не единственная. Полученные спектры заметным образом отличаются от

спектра примеси в объемном Ge, где основной максимум лежит в области 100 см^{-1} .

Известно, что энергия ионизации акцептора зависит от его расположения в квантовой яме: в центре или на гетерогранице [1]. В центре ямы энергия связи акцептора максимальна и уменьшается с приближением иона примеси к барьеру

Помимо спектральных измерений в гетероструктурах $n\text{-GaAs}/\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.2}$ и $p\text{-Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ был проведен цикл исследований по изучению релаксации примесной фотопроводимости. Такие исследования представляют большой интерес с точки зрения изучения возможности создания инверсной населенности примесных и примесно-зонных оптических переходов в гетероструктурах, для чего необходимо знать как энергетические спектры, так и времена жизни вовлеченных в процесс возбужденных состояний примесей и состояний континуума. В качестве основной экспериментальной методики в настоящей работе для возбуждения фотопроводимости использовался метод оптического выпрямления фемтосекундного импульса оптического диапазона в нелинейном кристалле ZnTe, обеспечивающий генерацию широкополосного терагерцового импульса (0.5-3 ТГц).

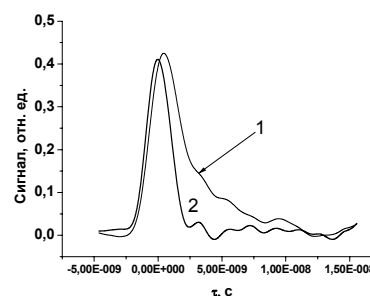


Рис.1. Осциллограммы сигнала терагерцового фотоотклика образца №4147 (ширина квантовой ямы 200Å). $U = 2 \text{ В}$ (кривая 1), $U=10 \text{ В}$ (кривая 2).

На Рис.1,2 приведены осциллограммы сигнала примесной фотопроводимости исследуемых гетероструктур $n\text{-GaAs}/\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.2}$ с мелкими донорами.

Для двух образцов №4147 и №4236 с разной шириной квантовых ям (200 Å и 90 Å), было обнаружено существенное увеличение

времени примесного фотоотклика (от ≤ 2 до 5 нс и от ≤ 2 до 3 нс, соответственно) при переходе от режима примесного пробоя ($U = 10$ В) в режим примесной фотопроводимости ($U = 2$ В) (Рис.1,2).

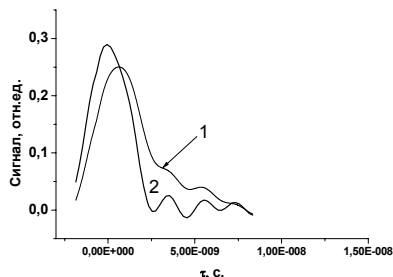


Рис.2. Осциллограммы сигнала терагерцовой фотопроводимости образца №4236 (ширина квантовой ямы 90А). $U = 2$ В (кривая 1), $U = 10$ В (кривая 2).

Короткие наблюдаемые времена в условиях примесного пробоя, которые близки к временному разрешению используемой схемы регистрации, (Рис.1,2, кривые 2) мы связываем с проводимостью на свободных носителях, вклад которой в режиме примесного пробоя основной. При низком напряжении смещения в условиях примесной фотопроводимости время релаксации определяется процессом захвата свободного электрона на примесь. Таким образом, впервые обнаружено, что время релаксации падает с 5 нс до 3 нс при уменьшении ширины квантовой ямы GaAs от 200 А до 90 А, что связывается с увеличением матричного элемента взаимодействия электрона с акустическим фононом, испускание которого приводит к захвату свободного электрона в квантовой яме на примесь. Матричный элемент взаимодействия пропорционален волновому вектору, а значит и энергии испускаемого фонона, а энергии связи примесных состояний возрастает при уменьшении ширины квантовой ямы.

На Рис.3,4 приведены осциллограммы сигнала примесной фотопроводимости гетероструктур $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с остаточными акцепторами. Для двух образцов №308а и №306а с разной шириной квантовых ям (355 А и 200 А), при увеличении прикладываемого напряжения наблюдался рост времени примесного фотоотклика (от ≤ 4.9 до 11.3 нс и от ≤ 4.19 до 9.35 нс, соответственно), связанного с уменьшением подвижности дырок из-за разогрева двумерного дырочного газа [2]. В дальнейшем при росте напряжения при прохождении максимума время фотоотклика уменьшается (от ≤ 11.3 до 5.3 нс и от ≤ 9.35 до 3.7 нс, соответственно) что связано с переходом от режима примесной фотопроводимости в режим примесного пробоя ($U = 3$ В) в ($U = 4.5$ В) (Рис.3,4). Стоит отметить, что уменьшение времени при переходе в режим примесного пробоя происходит равномерно без дискретных «скачков», что связано с увеличением вероятности пробоя для все большего числа носителей.

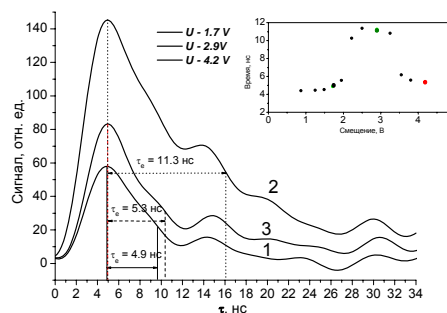


Рис.3. Осциллограммы сигнала терагерцовой фотопроводимости образца №308а (ширина квантовой ямы 355А). $U = 1.7$ В (кривая 1), $U = 2.9$ В (кривая 2), $U = 4.2$ В (кривая 3). На вставке – приведена зависимость времени фотоотклика от напряжения приложенного к образцу.

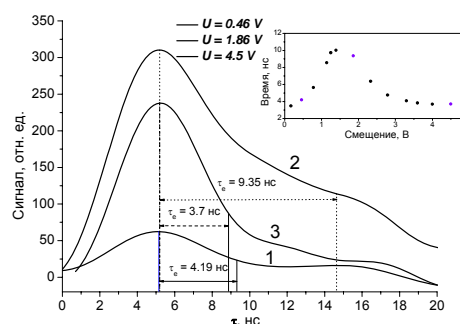


Рис.4. Осциллограммы сигнала терагерцовой фотопроводимости образца №306а (ширина квантовой ямы 355А). $U = 0.78$ В (кривая 1), $U = 1.86$ В (кривая 2), $U = 4.5$ В (кривая 3). На вставке - приведена зависимость времени фотоотклика от напряжения приложенного к образцу.

Короткие наблюдаемые времена в условиях примесного пробоя, которые близки к временному разрешению используемой схемы регистрации, (Рис.16,17, кривые 2) мы связываем с проводимостью на свободных носителях, вклад которых в режиме примесного пробоя основной. При низком напряжении смещения в условиях примесной фотопроводимости время релаксации определяется процессом захвата свободной дырки на примесь.

[1] A. A. Reeder, J.-M. Mercy, B.D. McCombe. *Effect of conformation on shallow donors and acceptors in GaAs/AlGaAs quantum wells*. IEEE J. Quant. Electron. - 1998. – Vol.24, № 8. P. 1690-1697.

[2] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Яснеевич. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках, С.-Петербург, Наука, 1997.

Анализ устойчивости стационарных состояний и динамики излучения двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором

Ю.А. Морозов, М.Ю. Морозов, В.В. Попов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратовский филиал
Зеленая 38, 410019, Саратов, Россия
e-mail: yuri.mor@rambler.ru

Несмотря на значительные успехи в освоении среднего и дальнего инфракрасных диапазонов электромагнитного спектра (5-20 μm), достигнутые с помощью квантово-каскадных лазеров [1], существуют проблемы как фундаментального, так и технологического свойства, сдерживающие прогресс этих приборов.

Имея в виду создание более простых, дешевых и удобных в использовании полупроводниковых лазеров в указанных диапазонах, может рассматриваться альтернативный подход, основанный на нелинейно-оптическом преобразовании частоты [2]. На наш взгляд, после создания двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором (ЛВВР) [3,4], появилась возможность для осуществления этого процесса с высокой эффективностью. В самом деле, как показано в [3,4], в подобном ЛВВР может быть реализована генерация двух полностью перекрывающихся в пространстве коаксиальных гауссовых пучков на основной поперечной моде с большой площадью поперечного сечения. При обеспечении эффективного теплоотвода от активной области лазера, увеличение поперечного сечения пучков масштабируется в увеличение мощности генерации. Кроме того, в двухчастотном ЛВВР имеется возможность для размещения нелинейного кристалла внутри лазерного резонатора. Как показывают оценки, мощность «родительских» волн, колеблющихся внутри резонатора, на 1.5-2 порядка величины превышает выходную мощность генерации. Высокая эффективность внутрирезонаторного нелинейно-оптического взаимодействия в двухчастотном ЛВВР была недавно продемонстрирована в ходе наблюдения генерации суммарной частоты [5]. Отметим, что для генерации разностной частоты в диапазоне длин волн, превышающих 5 μm , в качестве нелинейного кристалла может быть применен, например, кристалл GaAs с регулярной доменной структурой и квазисинхронизмом (orientation-patterned quasi-phase-matched crystal [6]).

В работах [3] и [4] были предложены две различные модификации ЛВВР с оптической накачкой, в которых реализуется одновременное излучение на двух длинах волн с интервалом порядка 60-80 нм в ближнем инфракрасном диапазоне (~ 1000 нм). Принципиальное отличие этих технических решений состоит в способе снижения уровня поглощения коротковолнового излу-

чения в более глубоких («длинноволновых») квантовых ямах (КЯ). В первом варианте [3] длинноволновые КЯ помещены в узлы стоячей волны коротковолнового излучения. В варианте лазера, представленном в [4], активные области с ямами разной глубины отделены друг от друга дихроичным брэгговским зеркалом, прозрачным для длинноволнового, но отражающим коротковолновое излучение. При этом более глубокие КЯ помещены в глубине структуры, а мелкие – вблизи поверхности.

Математическая модель двухчастотного лазера, объединяющая особенности обеих структур [3,4], формулируется в виде следующих скоростных уравнений:

$$\begin{aligned}\dot{S}_i &= v_g \left[\sum_{j=1}^2 \Gamma_{ij} g_{ij} - \alpha_{si} + \frac{1}{2L_i} \ln \left(\frac{S_{i\tau}}{S_i} \right) \right] S_i \\ \dot{N}_i &= \frac{J_i}{t_w} - \frac{N_i}{\tau_r} - \frac{v_g}{t_w} \sum_{j=1}^2 \Gamma_{ji} g_{ji} L_i S_j\end{aligned}\quad (1)$$

здесь i - индекс, характеризующий коротковолновое ($i = 1$) и длинноволновое ($i = 2$) излучение, S_i - плотность фотонов, значения с индексом τ относятся к моменту времени $t - \tau_{ext}$, Γ_{ij} , g_{ij} - коэффициент ограничения и усиления i -го оптического поля в j -й КЯ, v_g - групповая скорость, L_i - длина резонатора (subcavity) для соответствующего поля, N_i - плотность носителей в эквивалентных КЯ, τ_r и τ_{ext} - время жизни в КЯ и время обхода внешнего резонатора, соответственно, J_i - плотность диффузионного потока носителей, сгенерированных оптической накачкой, в яму с номером i , t_w - ширина ямы. При выводе системы уравнений было сделано предположение о том, что усиление в каждой активной области может быть сведено к усилению, характеризующему одну эффективную квантовую яму. Суммарный коэффициент потерь можно записать как

$$\alpha_{si} = \alpha_{in} - \frac{1}{L_i} \ln [r_{ext} (1 - r_f^2) r_{DBRi}]$$

где α_{in} - потери в материале структуры, r_{ext} , r_f и r_{DBRi} - коэффициент отражения внешнего зеркала, поверхности структуры и брэгговского зеркала на длине волны с номером i . Заметим, что активные области лазерной структуры становятся независимыми друг от друга, если перекрестные коэффициенты оптического ограничения

$\Gamma_{12} = \Gamma_{21} = 0$, т.е. в этом случае в одном внешнем резонаторе располагаются два независимых лазера, работающих на разных частотах. Причем, определяющую роль в связанности активных областей играет величина коэффициента Γ_{12} . Влияние Γ_{21} незначительно вследствие малости коэффициента усиления g_{21} длинноволнового поля в коротковолновой КЯ. Поэтому, далее будем полагать $\Gamma_{21} = 0$.

Применяя метод преобразования Лапласа к малым отклонениям $(\delta S_1(t), \delta N_1(t), \delta S_2(t), \delta N_2(t))^T$ от стационарных состояний динамической системы уравнений (1), получим характеристическое уравнение в виде:

$$\det(M(p)) = 0$$

Решения последнего уравнения образуют четыре ветви на комплексной плоскости, а именно:

$$\begin{aligned} p_k^{(1,3)} &= P_k^{(1)} \pm j\Omega_k^{(1)}, \\ p_k^{(2,4)} &= P_k^{(2)} \pm j\Omega_k^{(2)}, \end{aligned}$$

причем действительные части корней характеризуют декремент (инкремент), а мнимые – частоту изменения во времени малых отклонений от состояний равновесия системы (1). Критерием нарушения устойчивости стационарных состояний является наличие положительной действительной части у корней p_k . На рис.1 показано поведение корней характеристического уравнения в положительной области изменения частоты, причем ветви 1' и 2' соответствуют независимым ($\Gamma_{12} = 0$), а 1 и 2 – связанным активным областям ($\Gamma_{12} = 0.1\Gamma_{11}$). Положение корней показано квадратами и кружками, которые соединены кривыми лишь для наглядности. Расчеты проведены

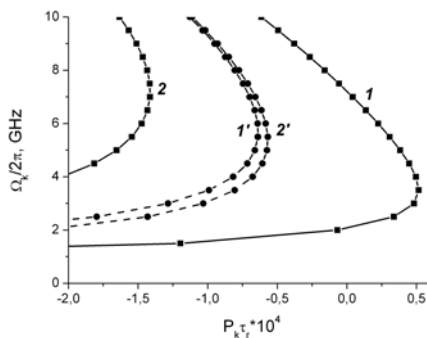


Рис.1 Корни уравнения $\det(M)$ на комплексной плоскости.

для следующих параметров лазера и накачки: $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = 0.0084$, $L_1 = L_2 = 10 \mu\text{m}$, $\alpha_{s1} = \alpha_{s2} = 10 \text{ cm}^{-1}$, $\tau_{ext} = \tau_r = 2 \text{ ns}$, $t_w = 7 \text{ nm}$, мощность пучка оптической накачки на входе 1 W при диаметре 100 μm . Из графиков следует, что стационарное состояние теряет устойчивость при наличии связи между активными областями – ветвь решений с максимальным значением действительной части заходит в область $P_k > 0$. Главной причиной

этой неустойчивости является, по нашему мнению, насыщающееся поглощение коротковолнового излучения в глубоких КЯ. Заметим, что соседние значения корней на каждой из ветвей отличаются по частоте на величину, кратную обратному времени задержки τ_{ext} .

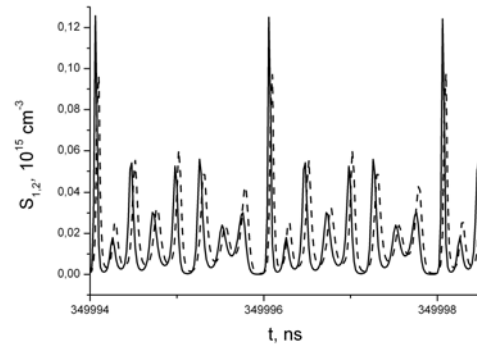


Рис.2 Отрезок реализации зависимости плотности фотонов от времени в ЛВВР с $\tau_{ext} = 2 \text{ ns}$.

Рис.2 демонстрирует динамику излучения лазера в условиях нарушения устойчивости стационарного состояния. Сплошной кривой показана временная зависимость плотности фотонов в излучении с короткой длиной волны, пунктиром – в длинноволновом излучении. Видно, что для выделенного малого отрезка реализации характерна периодичность со временем, равным времени задержки во внешнем резонаторе. В целом же, динамика характеризуется многомасштабностью – медленным (с временем порядка единиц-десятков микросекунд) квазислучайным изменением амплитуд импульсов и быстрыми (с временем порядка десятков пикосекунд) изменениями мощности излучения в пределах каждого импульса. Из Рис.2 следует, что импульсы излучения на обеих длинах волн формируются почти синфазно. Эта особенность принципиально важна при использовании данного ЛВВР для генерации разностной частоты в результате нелинейно-оптического взаимодействия.

Авторы выражают признательность РФФИ за частичную поддержку работы средствами гранта №08-02-90007- Бел-а.

- [1] Beck, M., Hofstetter, D., Aellen, T., Faist, J., et al. Science, **295**, 301 (2002).
- [2] Zvonkov, B.N., Biryukov, A.A., Ershov, A.V., Nekorkin S.M., et al. Appl.Phys. Lett., **92**, 021122 (2008).
- [3] Leinonen, T., Morozov, Yu. A., Harkonen, A., Pessa, M. IEEE Phot. Techn. Lett., **17**, 2508 (2005).
- [4] Leinonen, T., Ranta, S., Laakso, A., Morozov, Yu., et al. Optics Express, **15**, 13451 (2007).
- [5] Harkonen, A., Rautiainen, J., Leinonen, T., Morozov Yu. A., et al. IEEE Phot. Techn. Lett., **19**, p.1550 (2007).
- [6] Levi, O., Pinguet, T. J., Skauli, T., Eyres, L.A., et al. Optics Letters, **27**, 2091 (2002).

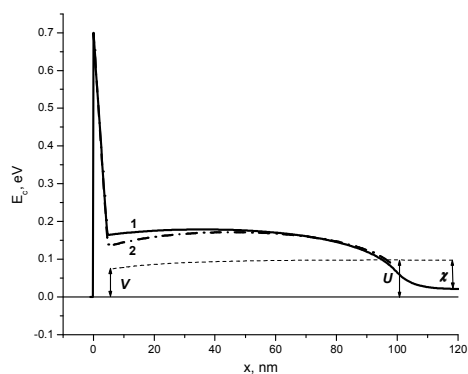
Обобщённая теория токопереноса в низкобарьерных диодах Мотта с приповерхностным дельта-легированием: сопоставление с экспериментом

В.И. Шашкин, А.В. Мурель

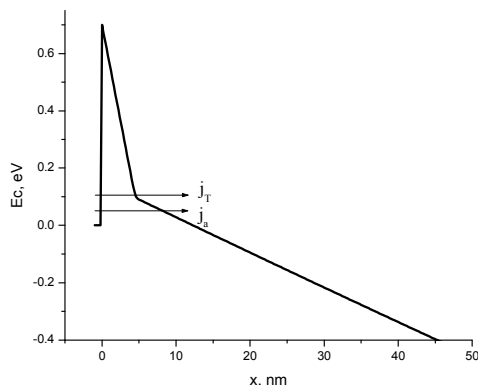
Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия

Низкобарьерные диоды Мотта с приповерхностным изотипным δ -легированием обеспечивают высокую чувствительность при детектировании микроволновых сигналов [1,2]. Для этих диодов в работе предлагается обобщённая модель токопереноса, учитывающая эффекты термополевой эмиссии и неоднородного распределения электрического поля из-за инжекции электронов в базовом слое; рассчитываются вольт-амперные характеристики (ВАХ) и проводится сопоставление с экспериментом.

Решается задача о вычислении ВАХ в структуре металл – базовый полупроводниковый слой с δ -легированием у границы с металлом, – сильно легированная n^+ -подложка. На рис. 1 показан ход края зоны проводимости диода при



а



б

Рис. 1. Ход края зоны проводимости: а - $U=0,1$ В, (1) – без учёта вырождения; (2) – с учётом вырождения электронного газа; б - $U=-1$ В.

прямом (а) и обратном (б) напряжениях смещения. Граница с металлом соответствует $x=0$, D – толщина базового слоя. Пунктиром показан ход электрохимического потенциала в дрейфово-диффузионной области $d < x < D$. Туннелирование электронов происходит через тонкий барьер между металлом и плоскостью δ -легирования ($0 < x < d$), где электрохимический потенциал имеет разрыв, равный V . Полное напряжение на диоде обозначено буквой U .

Задача о туннелировании электронов через барьер на границе с металлом была рассмотрена в работе [3]. Полученные соотношения удовлетворительно описывали ВАХ диодов в области малых напряжений. При уменьшении Δ согласие ухудшалось. Причиной этого является приближение однородного поля в базовом слое. Для обычных контактов Мотта решение с учётом неоднородного поля было найдено в [4]. Основные допущения состояли в пренебрежении током инжекции и объёмным легированием в базовом слое. В работе используется это решение для описания потенциала при $d < x < D$. Неоднородность электрического поля при прямых смещениях приводит к нелинейной зависимости $\Delta(U)$ (рис. 2) и к росту фактора идеальности диода на прямой ветви ВАХ. Решение продолжается в область $0 < x < d$ и известным способом [5] находится дрейфово-диффузионный ток в базовом слое и обобщённое выражение для ВАХ с учётом падения напряжения V на туннельном контакте. Вычисления – простые, но громоздкие.

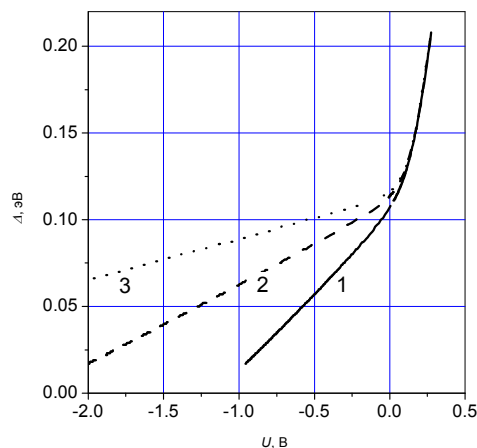


Рис. 2. Зависимость Δ от U при различных D , нм: 50 (1), 100 (2) и 200 (3).

Для полупроводников с высокой подвижностью электронов $\mu > 1000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и при $D \sim 100 \text{ нм}$ процессом, ограничивающим ток, является туннелирование. Дрейфово-диффузионные процессы проявляются лишь при больших прямых напряжениях, замедляя рост тока. На рис. 3 сравниваются расчётная (1) и экспериментальная ВАХ (3). Параметры диода: высота барьера $\Phi = 0,7 \text{ эВ}$, $d = 4,7 \text{ нм}$, концентрация примеси в δ -слое $N_s = 8,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $D = 100 \text{ нм}$, $T = 300 \text{ К}$, $\mu = 4000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и уровень легирования в подложке $N_D = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Видно, что только в диапазоне $-0,1 \dots +0,1 \text{ В}$ достигается совпадение с экспериментом. При обратных напряжениях теория предсказывает заниженные значения тока, а при прямых - завышенные.

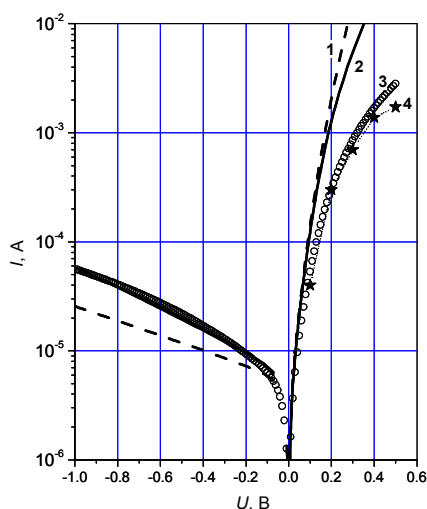


Рис. 3. ВАХ низкобарьерного диода: (1, 2, 4) - расчётные кривые, (3) - эксперимент.

Причиной большей величины обратного тока в эксперименте является конечная величина туннельной прозрачности треугольного основания при значениях энергии меньше Δ (рис. 1б). Это приводит к дополнительному току j_a , который ранее не учитывался. Для нахождения тока запишем приближённое выражение для вероятности туннелирования, пренебрегая при $x \geq d \sim 5 \text{ нм}$ влиянием сил изображения и считая ход потенциала линейным, а поле равным $F(d+0)$. Это оправдано, так как из-за резкого уменьшения туннельной прозрачности большая часть электронов туннелирует в узком диапазоне энергий вблизи Δ . Обозначим Δ_m энергию максимума для прошедших электронов и вычислим j_a методом перевала:

$$j_a \approx \frac{A^{**} T}{2k} \sqrt{\frac{\pi}{f_{md}}} \exp\left(-\frac{\Delta_m}{kT} - a \cdot (\Delta - \Delta_m)^{\frac{3}{2}}\right) \cdot \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right] \cdot \left\{1 + \operatorname{erf}\left[\sqrt{f_{md}} \cdot (\Delta - \Delta_m)\right]\right\}, \quad (1)$$

$$a = \frac{4\sqrt{2m} \cdot d}{3\hbar} \cdot \left(\frac{1}{ed \cdot F(d+0)} - \frac{1}{\Phi - \Delta}\right), \quad (2)$$

$$f_{md} \approx \frac{3 \cdot a}{8 \cdot (\Delta - \Delta_m)^{\frac{1}{2}}}, \quad (3)$$

$$\Delta_m \approx \Delta - \left[\frac{\hbar(\Phi - \Delta)}{2\sqrt{2m} \cdot d \cdot kT} - (\Phi - \Delta)^{\frac{1}{2}}\right]^2 \cdot \left[\frac{\Phi - \Delta}{ed \cdot F(d+0)} - 1\right]^{-2}, \quad (4)$$

где A^{**} - модифицированная постоянная Ричардсона. Добавление тока j_a в обратной ветви (кривая 2 на рис. 3) приводит к хорошему совпадению с экспериментом (3) при $U < 0 \text{ В}$.

При анализе тока прямой ветви нужно иметь в виду, что $\Delta(U=0 \text{ В}) \approx 110 \text{ мэВ}$, а при $U \sim 0,1 \text{ В}$ уровень электрохимического потенциала в n^+ -подложке приближается к Δ . Это значит, что эффекты вырождения начинают играть важную роль, как при вычислении туннельного тока, так и при решении задачи о распределении потенциала в структуре. Для кривой 2 на рис. 3 ток прямой ветви ВАХ определялся путём численного интегрирования исходного интеграла в [3] при учёте вырождения. Видно, что при больших прямых напряжениях ток немного уменьшается. Наконец, был проведён численный расчёт потенциала с учетом вырожденной статистики Ферми, который заметно изменил ход края зоны проводимости (рис. 1а, кривая 2). Численный расчёт туннельного интеграла [3] для найденного потенциального рельефа обеспечил хорошее согласие теории (4) и эксперимента (3) во всём диапазоне напряжений (рис. 3).

Сформулируем основные выводы. Предложена обобщённая модель токопереноса, учитывающая неоднородность электрического поля в базовом слое и туннелирование через приповерхностный барьер. Она хорошо описывает ВАХ низкобарьерных диодов при небольших напряжениях смещения, что важно для оптимизации характеристик детектирования.

Дрейфово-диффузионные процессы и эффекты вырождения в базовом слое приводят к замедлению в росте тока при больших прямых смещениях $U \geq \Delta$. При обратных напряжениях следует учитывать дополнительный ток, обусловленный туннелированием электронов через основание потенциального барьера.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-13582) и программы ОФН РАН.

- [1] В.И. Шашкин, В.Л. Вакс, В.М. Данильцев, А.В. Масловский, А.В. Мурель, С.Д. Никифоров, Ю.И. Чеченин. Изв. Вузов – Радиофизика, **48**, 544 (2005).
- [2] В.И. Шашкин, Ю.А. Дрягин, В.Р. Закамов, С.В. Кривов, Л.М. Кукин, А.В. Мурель, Ю.И. Чеченин. Изв. Вузов – Радиофизика, **51**, 1077 (2007).
- [3] В.И. Шашкин, А.В. Мурель. ФТП, **38**, 574 (2004).
- [4] В.И. Шашкин, А.В. Мурель. ФТТ, **50**, 519 (2008).
- [5] E.H. Rhoderick, R.H. Williams, Metal-Semiconductor Contacts. Clarendon Press, Oxford, 1988. 252 p.

Структура спектра фотопроводимости квазиодномерного проводника TaS₃: край пайерсовской щели и примесные состояния

В.Ф. Насретдинова¹, С.В. Зайцев-Зотов¹

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11, корп.7, Москва, Россия
e-mail: venera@cplire.ru

Появление щели в спектре одночастичных возбуждений квазиодномерных проводников связано с нестабильностью их кристаллической решетки по отношению к возмущениям с волновым вектором $Q = 2k_F$. Щель (которую обычно принято называть пайерсовской щелью) возникает при понижении температуры до температуры пайерсовского перехода T_P (для ромбического TaS₃ $T_P = 220$ K). Величину пайерсовской щели можно косвенно определить по энергии активации температурной зависимости проводимости [1], из эффекта Холла [2], а также более непосредственно из измерений туннельной проводимости мезоструктур [3] или оптическими методами [4,5]. К сожалению, данные о величине пайерсовской щели в ромбическом TaS₃, полученные с помощью различных экспериментальных методик не вполне совпадают, а единой последовательной теории не существует. Также до сих пор не вполне ясен вопрос о наличии внутрищелевых состояний, в том числе, связанных с примесями и солитонными возбуждениями.

В нашей работе (более подробно см. [6]) с целью определения параметров пайерсовской щели исследовались спектры фотопроводимости номинально чистых образцов квазиодномерного проводника ромбического TaS₃ субмикронной толщины вблизи края поглощения в ИК области (от 50 мэВ до 460 мэВ).

Спектры фотопроводимости удалось измерить в диапазоне температур от 15 K до 60 K, в котором фотопроводимость имеет достаточно высокий уровень сигнала [7].

На рис. 1 приведены типичные результаты измерений. При энергиях излучения, больших 0.3-0.35 эВ спектры всех 10 исследовавшихся образцов совпадают в пределах точности измерений. Низкоэнергетическая часть спектров (при энергиях излучения меньших 0.3 эВ) содержит особенности, в основном имеющие форму пиков, положение которых варьируется от образца к образцу. В каждом из образцов был обнаружен по меньшей мере один пик или особенность в области энергий, меньших 0.3 эВ. Наблюдавшиеся пики фотопроводимости свидетельствуют о наличии энергетических состояний внутри пайерсовской щели.

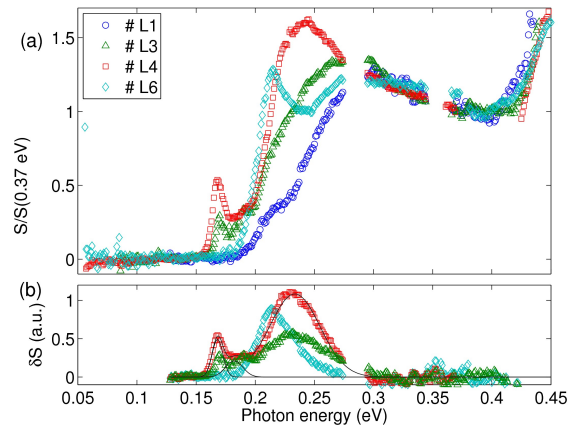


Рис. 1: (а) Спектры фотопроводимости четырех образцов TaS₃. По вертикальной оси отложена величина фотопроводимости на квант излучения. Для удобства все спектры нормированы на единицу при энергии 0.37 эВ; (б) Разность между спектрами образцов #L2, #L3 и #L4 и спектром образца #L1. Сплошными линиями построена аппроксимация разности суммой гауссианов.

Полученные данные позволяют нам сделать вывод, что в спектр фотопроводимости вносят вклад две составляющие: спектр, соответствующий краю пайерсовской щели, и набор пиков, связанных с примесными состояниями. Пиков, которые можно было бы приписать амплитудным солитонам ($E_s = 2 \Delta / \pi \approx 130$ мэВ), мы не обнаружили.

Воздействие примесей на электронный спектр квазиодномерных проводников было теоретически рассмотрено Тутто и Завадовским [8], которые показали, что введение заряженной примеси может приводить к образованию пары энергетических уровней внутри пайерсовской щели, при этом положение уровней зависит от величины щели и потенциала взаимодействия ВЗП с примесями. Отметим, что до настоящего времени отсутствовали экспериментальные данные, свидетельствующие о возможности возникновения примесных состояний в квазиодномерных проводниках.

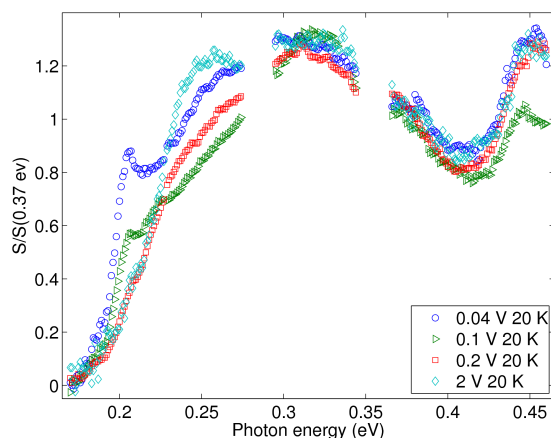


Рис. 2: Спектр фотопроводимости образца TaS_3 как функция напряжения при температуре 20 К. Образец #Т4.

Наблюдались узкие и широкие пики фотопроводимости. Мы предполагаем, что широкие пики соответствуют переходам с примесных уровней в край зоны проводимости, а узкие — переходам между примесными. При этом узкие пики обычно наблюдались при более низких энергиях, чем широкие.

Пики имеют тенденцию к уменьшению амплитуды с понижением температуры. Некоторые из них подавляются относительно слабым электрическим полем порядка 10 В/см, причем одновременно с подавлением пика при низких энергиях происходит возрастание фотопроводимости при больших энергиях. Такое подавление свидетельствует об участии ВЗП в формировании примесных состояний.

Результаты экспериментов позволяют сделать вывод, что величина пайерсовской щели, определенная по краю поглощения, составляет не менее 200 мэВ, что заметно выше величины 140 мэВ, определенной из результатов измерения энергии активации проводимости[1] и величины 125 мэВ определенной из болометрического отклика [4,5].

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

- [1] T. Sambongi, K. Tsutsumi, Y. Shiozaki, M. Yamamoto, K. Yamaya, and Y. Abe, Solid State Commun. 22, 729 (1977).
- [2] Ю.И. Латышев, Я.С. Савицкая, В.В. Фролов, Письма в ЖЭТФ, 1983, 38446.
- [3] Yu.I. Latyshev, P. Monceau, S. Brazovskii, A.P. Orlov, and T. Fournier, Phys. Rev. Lett. 96, 116402 (2006).
- [4] Ф.Я. Надь, М.Е. Иткис, Письма в ЖЭТФ 39, 246 (1984).
- [5] S. L. Herr, G. Minton, and J.W. Brill, Phys. Rev. B 33, 8851 (1986).
- [6] V.F. Nasretdinova, S.V. Zaitsev-Zotov, <http://xxx.itp.ru/abs/0812.4689>
- [7] S.V. Zaitsev-Zotov and V.E. Minakova, Phys. Rev. Lett. 97, 266404 (2006).
- [8] I. Tutto and A. Zawadowski, Phys. Rev. B 32, 2449 (1985).

Биосенсоры видимого диапазона на основе плазмонного резонанса в наноструктурах

А.В. Нащекин¹⁾, А.И. Сидоров²⁾, К.К. Туроверов³⁾, О.А. Усов¹⁾

¹⁾Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург

²⁾Государственный Оптический Институт им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург

³⁾Институт цитологии РАН, Санкт-Петербург

Определение сдвига частоты плазмонного резонанса (ПР) на поверхности металл-диэлектрических наноструктур (НС) при взаимодействии с биологическими объектами является перспективным методом для создания биосенсоров (БС) для контроля состава и особенностей биохимических реакций. В данной работе использованы два различных технологических подхода для получения плазмонных НС: создание на поверхности металл-диэлектриков упорядоченных массивов наноструктур (Cr, Au, Ag, Ni) и формирование массивов металлических наночастиц в приповерхностных слоях фототермохромных стекол (ФТХ) [1]. Для изготовления металлических НС на диэлектрических подложках (SiO₂, стекло, кварц) была использована оптическая литография для создания маркерных знаков, прецизионная электронная литография для формирования упорядоченного массива элементов, электронно-лучевое распыление Au с подслоем Ti для улучшения адгезии. Процесс электронной литографии осуществлялся на растровом электронном микроскопе CamScan Series 4 DV100, оборудованном программно-аппаратным комплексом «Nanomaker» (Interface Ltd., г. Черногловка). Размеры сформированных металлических структур составляют 300-600 нм (порядка длины волны света). Наряду с БС, основанными на поверхностных плазмон-поляритонах, в данной работе рассматривается БС, основанный на плазмонном резонансе в металлических нанокластерах, образующихся в ФТХ стеклах под действием облучения электронным пучком и последующей термообработки [2]. Подобные БС имеют ряд преимуществ: более широкий выбор металлов для создания БС, т.к. нет прямого контакта исследуемой среды с металлом, отработанная воспроизводимая технология. В данной работе образцы ФТХ стекол, содержащие нанокластеры Ag или Cu, были облучены при комнатной температуре электронным пучком: энергия электронов 20 кэВ, ток зонда 2 нА, площадь облучения 270x350 мкм². В процессе последующей термообработки при 540⁰ С свободные электроны в образцах захватываются металлическими ионами, а нейтральные атомы

выпадают в виде кластеров серебра или меди, соответственно. На спектрах пропускания образца с нанокластерами серебра, образовавшихся в приповерхностном слое ФТХ стекла, наблюдается пик на длине волны 520 нм, связанный с поверхностным плазмонным резонансом кластеров серебра со средним диаметром 3 нм. Параметры кластеров предполагается уточнить методом рентгеновской дифракции и рамановской спектроскопии. Технология получения НС оптимизируется с целью контроля размеров кластеров и расстояния между ними. Таким образом, анализ полученных плазмонных НС показывает, что используемые технологические подходы перспективны для создания портативных БС. Работа поддержана грантом Президиума РАН (2008-2009гг.) “Фундаментальные науки-медицине”.

1. Никоноров Н.В., Сидоров А.И., Цехомский В.А. Нащекин А.В., Усов О.А., Подсвиров О.А., Поплевкин С.В. «Модификация приповерхностных слоев фототерморефрактивных стекол при электронно-лучевом воздействии». ПЖТФ, т.35, вып. 7, С.35-40 (2009).
2. N.V. Nikanorov, E.I. Panysheva, I.V. Tunimanova, and A.V. Chukharev, Glass Physics and Chemistry, 27, №3, 241-249 (2001).

Рамановская спектроскопия кремниевых нанокластеров полученных методом сублимации в вакууме

А.И. Машин, А.В. Нежданов, В.Г. Шенгуров, А.Ю. Афанаскин

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород, Россия
e-mail: nezhdanov@phys.unn.ru

В последние годы кластеры и нанопроволоки стали объектом интенсивных исследований. Особенный интерес проявляется к нанокластерам и нанопроволокам на основе кремния [1-6]. Следует отметить, что свойства (электрические, оптические, магнитные и механические) кремниевых нанокластеров, существенно зависят от их размеров и структуры, что требует совершенно иного подхода для синтеза приборов на их основе.

При изучении влияния отжига в вакууме на структуру ближнего порядка и свойства аморфного кремния [7], нами был получен кремний со структурой ближнего порядка, отличной от тетраэдрической. Новый материал оставался аморфным, однако, согласно электронографическим исследованиям и данным ультрамягкой рентгеновской спектроскопии, в таком материале большая часть атомов кремния должна находиться в sp^2 -гибридном состоянии. В противоположность структуре углеродного фуллерена, пустая кремниевая клетка является нестабильной, так как sp^2 -гибридизация несвойственна кремнию, но при некоторых условиях возможна [7]. Т.е. возможно образование нестабильного кремниевого фуллерена, в отличие от стабильного углеродного. Предполагаемым, предсказанным теоретическими исследованиями, выходом из подобной ситуации является помещение атома металла в центр кремниевого кластера [8]. Важно, что инкапсулированные

металлом кластеры являются высокостабильными к распаду и поэтому могут быть использованы в качестве составных элементов для построения наноструктур с уникальными свойствами.

В развитии вышеизложенного, в данной работе мы рассматриваем возможный метод получения стабилизированных кремниевых нанокластеров. В качестве стабилизирующей примеси нами предложено использовать атомы эрбия с концентрацией ($\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Все образцы были получены методом сублимации в вакууме. Данная методика обеспечивающей легкую реализацию процесса выращивания и возможности варьирования различных параметров при получении образцов. Также данный метод позволяет добиться равномерного распределения примеси во всем выращенном слое.

Исследуемые в данной работе системы нанокластеров кремния были получены на подложках высоко-ориентированного пиролитического графита (ВОПГ), ориентированного в направлении (0001) и кристаллического кремния КЭФ-4,5(100). Нагрев подложки в процессе напыления не осуществлялся. Толщина пленок 5 – 6 нм. Варьировалась скорость напыления в диапазоне 3,6 – 14,5 нм/мин.

Исследование топографии поверхности и спектров комбинационного рассеяния, полученных образцов, осуществлялось на СЗМ комплексе рамановской спектроскопии ИНТЕГРА

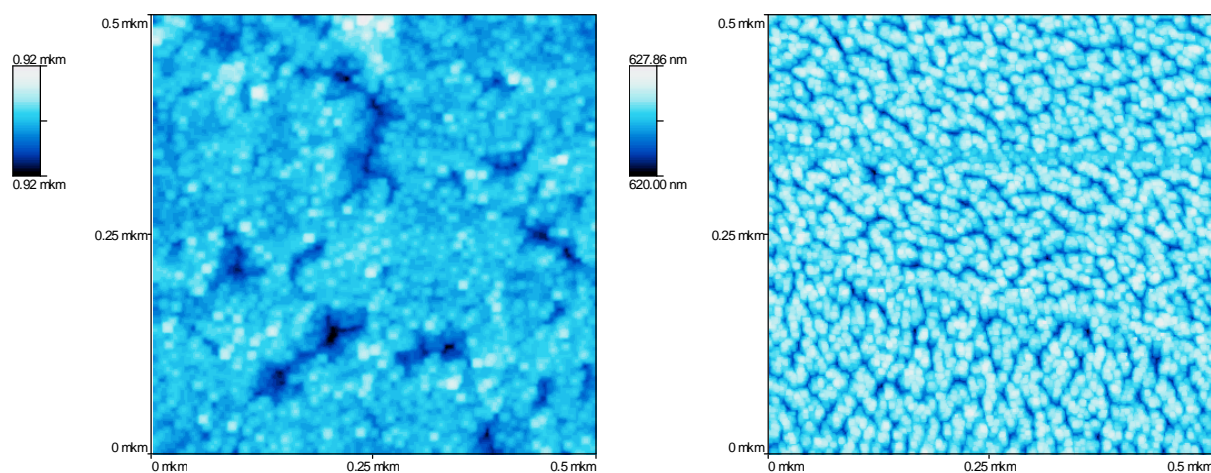


Рис. 1 Топография поверхности пленок а-Si – слева и а-Si:Er – справа на ВОПГ. Образцы получены при идентичных условиях.

Спектра (NT-MDT, г. Зеленоград). Данный комплекс позволяет проводить исследования образцов, при диаметре возбуждающего пятна ~ 250 нм. Исследования спектров комбинационного рассеяния проводились на длинах волн 473, 632.8 и 785 нм. В диапазоне от 150 до 1000 см^{-1} , с разрешением до $0,5\text{ см}^{-1}$. Исследование топографии поверхности осуществлялось с методом атомно-силовой микроскопии с помощью висцерных углеродных зондов имеющих переменное сечение, уменьшающееся на конце до 1-3 нм.

В результате исследований топографии на поверхности подложек обнаружены нанокластеры с латеральными размерами $\sim 5\text{-}12$ нм, и высотой $\sim 2 - 5$ нм. Выявлено, что тип используемой подложки и скорость напыления, а также наличие примеси, сильно влияют на концентрацию и размер нанокластеров. Ни рис. 1 показано изображение поверхности полученных образцов.

При максимальных скоростях роста ($\sim 14,5$ нм/мин), на кремниевой подложке, нанокластеры имеют минимальные латеральные размеры (~ 5 нм). Максимальные размеры нанокластеров были получены на графитовой подложке при скорости роста 3,6 нм/мин. Легирование эрбием приводит к увеличению высоты нанокластеров в два раза по сравнению с не легированными образцами, полученными при идентичных условиях.

Исследование спектров комбинационного рассеяния показало, что все полученные образцы имеют схожий характер спектров. На всех образцах обнаружено наличие пика в диапазоне $450\text{-}480\text{ см}^{-1}$. В зависимости от условий напыления положение пика меняется. Полученные результаты представлены на рис. 2.

На всех полученных спектрах наблюдается пик вблизи линии 470 см^{-1} . Возникновение этого пика можно связать с аморфной структурой нанокластеров. Следует отметить также, что не наблюдается пика, связанного с кристаллическим кремнием, что говорит об отсутствии в исследуемых образцах кристаллической фазы.

Для образцов, легированных эрбием, наблюдаются пики на одной и той же линии $473,5\text{ см}^{-1}$. Можно предположить, что в присутствии эрбия формируются кластеры преимущественно одного размера, т.е. вероятно, эрбий может выступать в качестве стабилизатора структуры. Возможно, что кремниевые кластеры аморфной структуры, инкапсулированные эрбием, определённого размера являются более стабильными и оказывают доминирующее влияние на спектр комбинационного рассеяния ввиду их большей концентрации.

Следует также отметить, что для образцов, не содержащих эрбий, характерны колебания положения пика, что может быть объяснено колебаниями размера осаждённых нанокластеров, ввиду различной скорости осаждения.

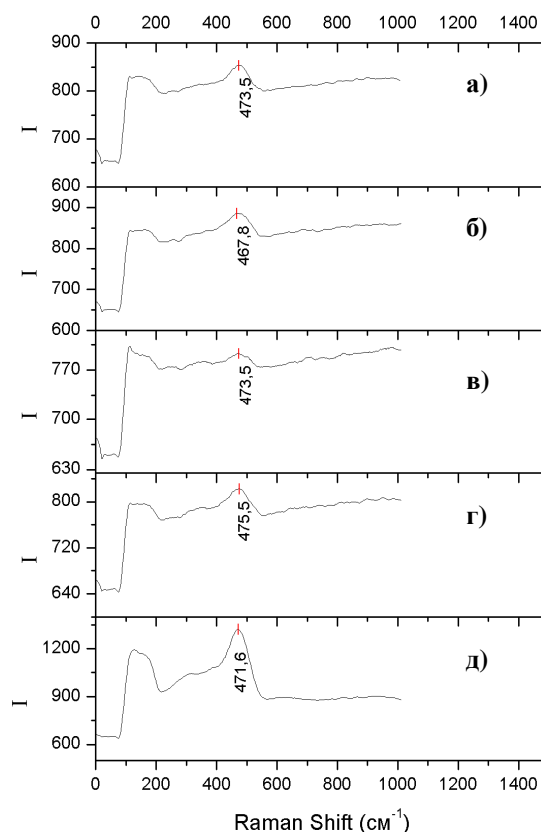


Рис. 2 Спектры комбинационного рассеяния от образцов кремниевых кластеров на подложке ВОПГ. Без эрбия: а) скорость роста 14,5 нм/мин, б) скорость роста 3,6 нм/мин, г) скорость роста 6 нм/мин. С эрбием: в) скорость роста 6 нм/мин, д) скорость роста 3,6 нм/мин.

- [1] Saitta A. M., Buda F., Giaquinta P. V.// Phys. Rev. B 53, 1446 (1996).
- [2] Ng V., Ahmed H., Shimada T.// Appl. Phys. Lett. 73, 972 (1998).
- [3] Zhou G. W., Zhang Z., Yu D. P.// Appl. Phys. Lett. 73, 677 (1998).
- [4] Papadimitriou D. Nassiopoulou A. G.// J. Appl. Phys. 84, 1059 (1998).
- [5] Bagraev N. T., Chaikina E. T., Malyarenko A. M.// Solid- State Electron 42, 1199 (1998).
- [6] Li B., Yu D., Zhang S.-L.// Phys. Rev. B 59, 1645 (1999).
- [7] А.Ф. Хохлов, А.И. Машин Аллотропия кремния: Монография (Н.Новгород: Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского) (2002)
- [8] H. Hidefumi, M. Takehide, R. Toshihiko Formation of Metal-Encapsulation Si Cage Clusters Phys. Rev. Lett. 86 p. 1733-1736 (2001)

Одновременная генерация TE_0 и TE_1 мод в гетеролазере с квантовыми ямами

С.М. Некоркин¹, А.А. Бирюков¹, М.Н. Колесников¹, Б.Н. Звонков¹,
В.Я. Алешкин², А.А. Дубинов², Вл.В. Кочаровский³

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

²Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

³Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

e-mail: nekorkin@nifti.unn.ru

В настоящей работе создан одночиповый лазер с одним p - n переходом для одновременной генерации TE_0 и TE_1 мод на основе гетероструктуры GaAs (волноведущий слой и контакты)/InGaAs (квантовые ямы)/InGaP (ограничивающие слои). Лазер предназначен для генерации разностной частоты. Генерация разностной частоты недавно была получена в двухчиповой конструкции лазера, в которой мода TE_0 генерировалась в одном чипе и вводилась в чип, генерирующий TE_1 моду [1]. Такой подход требует очень точного совмещения волноводов двух чипов, что является непростой задачей. Отметим, что ранее в нашей группе были созданы каскадные межзонные лазеры с туннельным p - n переходом [2], которые генерировали одновременно две различные моды. Однако в таких лазерах из-за неустойчивости тиристорного типа удалось добиться лазерной генерации только в импульсном режиме.

В основе модели лазера, рассмотренного в настоящей работе, лежит принцип локализации волноводных мод в различных частях волноводного слоя [3]. Для локализации волноводных мод (в нашем случае нулевого и первого порядка) в центральный слой лазерного волновода был добавлен тонкий слой материала обкладочного слоя (InGaP) с меньшим показателем преломления. Центральный волноводный слой при этом разделен на узкую и широкую части. Коротковолновая квантовая яма была расположена в максимуме моды первого порядка в узкой части волновода, длинноволновая квантовая яма в широкой части волноводного слоя вблизи максимума нулевого порядка и в минимуме моды первого порядка.

На рис. 1 показаны зависимости от координаты (в направлении поперек p - n перехода лазера) действительной части коэффициента преломления (верхняя линия) и квадратов электрических полей в модах TE_0 (сплошная кривая) и TE_1 (штриховая кривая). Стрелками показано положение коротковолновой ($QW1$) и длинноволновой ($QW2$) квантовых ям в лазерной структуре. Цифрами показаны слои структуры, где 1, 3, 5, 7 – GaAs, 2, 4, 6 – InGaP, 8 – Au.

Отметим, что предложенная конструкция очень требовательна к точности расположения квантовой ямы, генерирующей TE_0 моду. Дело в том, что эта квантовая яма очень эффективно поглощает более коротковолновую TE_1 моду. И

поэтому технологическая ошибка в её расположении, т.е. отклонение от узла TE_1 моды даже в десять нанометров приводит к росту поглощения TE_1 моды на десятки обратных сантиметров.

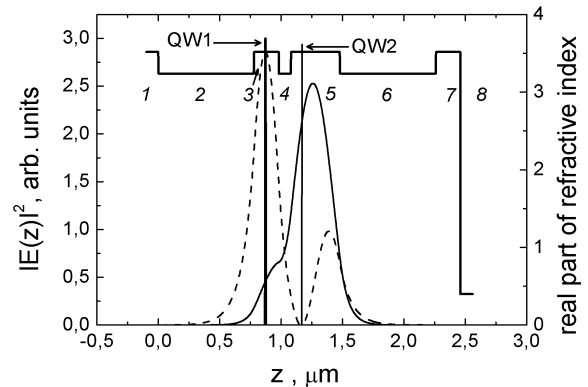


Рис. 1.

Лазерная гетероструктура была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. На подложке n -GaAs с концентрацией носителей $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ были выращены следующие эпитаксиальные слои:

- 1) n - InGaP с концентрацией носителей 10^{18} см^{-3} , толщина 750 нм;
- 2) i -GaAs, толщина 80 нм;
- 3) $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$ (QW1), толщина 9 нм;
- 4) i -GaAs, толщина 95 нм;
- 5) i - InGaP, толщина 45 нм;
- 6) p - InGaP с концентрацией носителей $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, толщина 45 нм;
- 7) p -GaAs с концентрацией носителей $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, толщина 80 нм;
- 8) $\text{In}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}$ (QW2), толщина 9 нм;
- 9) p -GaAs с концентрацией носителей $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, толщина 235 нм;
- 10) p - InGaP с концентрацией носителей 10^{18} см^{-3} , толщина 750 нм;
- 11) p -GaAs (контактный) с концентрацией носителей 10^{19} см^{-3} , толщина 350 нм.

Лазерные диоды с шириной активной областью 100 мкм были изготовлены путем химического травления контактного слоя вне активной полоски с последующей протонной имплантацией вскрытой поверхности InGaP. После нанесения контактов и раскалывания чипы напаивались на медные теплоотводы структурой вниз для работы лазеров в непрерывном режиме генерации.

Спектральные характеристики, измеренные при непрерывном возбуждении при комнатной температуре показали, что вплоть до токов меньших 2 А имеется электролюминесценция в двух областях с длинами волн около 0.95 мкм и 1.125 мкм. При токе 2 А наблюдается резкий рост интенсивности и обужение коротковолновой линии, что свидетельствует о возникновении стимулированного излучения на длине волны 0.95 мкм. Стимулированного излучения на длине волны 1.25 мкм при комнатной температуре не наблюдалось.

При 77 К наблюдалось одновременная генерация в непрерывном режиме стимулированного излучения на двух длинах волн $\lambda = 0.9$ мкм и $\lambda = 1.05$ мкм (рис. 2).

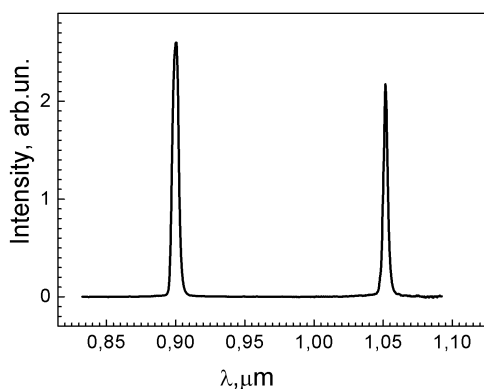


Рис. 2. Спектр лазерной генерации, снятый при токе накачки 2.5 А.

Для того чтобы установить модовый состав излучения, были измерены диаграммы направленности излучения в плоскости, перпендикулярной *p-n* переходу. Диаграмма направленности излучения с длиной волны $\lambda = 1.05$ мкм имеет один максимум, что характерно для TE_0 моды. Это хорошо видно из рис. 3, на котором представлены измеренная при $T = 77$ К (квадраты) и рассчитанная (сплошная линия) диаграммы направленности TE_0 моды. Из рисунка видно, что рассчитанная диаграмма несколько уже наблюдаемой.

На этом же рисунке приведены рассчитанная и измеренная диаграмма излучения на длине волны 0.9 мкм. Видно, что измеренная диаграмма направленности имеет характерный для TE_1 моды двухгорбый профиль. Отметим, что различия рассчитанных и измеренных диаграмм направленности могут быть обусловлены несовершенством сколов граней чипа, которые играют роль зеркал.

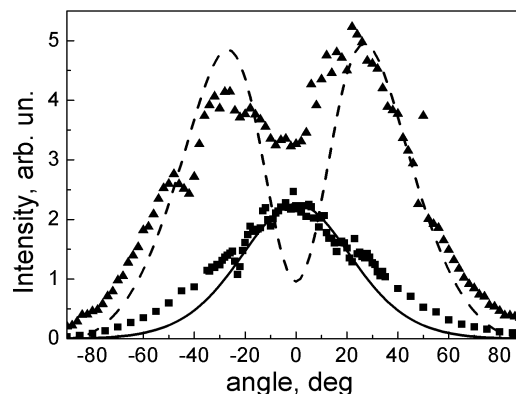


Рис. 3. Рассчитанные (сплошная кривая для TE_0 моды, штриховая кривая для TE_1 моды) и измеренные (квадраты для $\lambda = 1.05$ мкм, треугольники для $\lambda = 0.9$ мкм) диаграммы направленности интенсивности излучения в плоскости, перпендикулярной *p-n* переходу лазера.

Отметим, что внесение слоя InGaP, обладающего существенно большей шириной запрещенной зоны по сравнению с GaAs, приводит к необходимости сильного легирования широкой части волновода и тонкого слоя InGaP для протекания тока через *p-n*-переход. Это приводит к дополнительным потерям для основной моды. В рамках настоящей работы была предпринята попытка оптимизировать обсуждаемую структуру. Например, была уменьшена область легирования в окрестности длинноволновой квантовой ямы. Уменьшение области легирования приводило к существенному снижению порога генерации длинноволновой ямы. Результаты оптимизации такой структуры будут изложены в дальнейших публикациях.

Таким образом, экспериментальные результаты показали, что исследуемый лазер при температуре 77 К генерирует в непрерывном режиме две моды одновременно: TE_0 моду с длиной волны 1.05 мкм и TE_1 моду с длиной волны 0.9 мкм. При комнатной температуре наблюдалась генерация только TE_1 моды с длиной волны 0.95 мкм.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 07-02-12177-офи, 08-02-97034-р_поволжье_a, 07-02-00486), программ Президиума РАН «Электромагнитные волны терагерцового диапазона» и «Проблемы фундаментальной радиофизики», программы ОФН РАН «Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур», Президента РФ (МК-3344.2007.2), госконтракта Минобрнауки № 02.518.11.7031.

- [1] Zvonkov B.N., Biryukov A.A., Ershov A.V., et al., Appl. Phys. Lett. Vol. 92, P. 021122 (2008).
- [2] Nekorkin S.M., Biryukov A.A., Demina P.B et al., Appl. Phys. Lett. Vol. 90, P. 171106 (2007).
- [3] А.А. Бирюков, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин и др., ФТП, Т. 42, С. 361-364 (2008).

Фазовая коррекция направленности излучения терагерцовых квантовых каскадных лазеров

Е.Е. Орлова¹, J.N. Hovenier², С. Папротский³, X. Gu², P. de Visser², J.R. Gao^{2,4}, Т.М. Klapwijk², S. Barbieri⁵, S. Dhillon⁵, P. Filloux⁵, C. Sirtori⁵

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

²Kavli Institute of NanoScience, Faculty of Applied Sciences, Delft University of Technology, 2600 GA Delft, The Netherlands

³Институт радиотехники и электроники РАН, 103907 Москва, Россия

⁴SRON National Institute for Space Research, Groningen/Utrecht, The Netherlands

⁵Matériaux et Phénomènes Quantiques, Université de Paris 7, Paris Cedex 13, France.

Формирование направленного излучения является в настоящее время основной проблемой на пути применения терагерцовых квантовых каскадных лазеров. Действительно, субволновый поперечный размер активной области приводит к высокой расходимости излучения. Кроме того в дальнем поле таких лазеров были обнаружены сильные модуляции интенсивности [1], число которых определяется отношением длины лазера к длине волны. Для объяснения структуры излучения терагерцовых квантовых каскадных лазеров была развита модель антенны бегущей волны [2]. Экспериментальные исследования показали, что эта модель хорошо описывает излучение квантовых каскадных лазеров с разными типами волноводов [1,3] с поперечным размером лазерной моды меньше и порядка длины волны и длиной много больше длины волны. В соответствии с этой моделью, модуляции интенсивности излучения сопровождаются скачками фазы на π при пересечении конических поверхностей, разделяющих максимумы интенсивности (Рис. 1.). Эти скачки фазы приводят к резкому уменьшению эффективности фокусировки и детектирования излучения фазочувствительными приемниками.

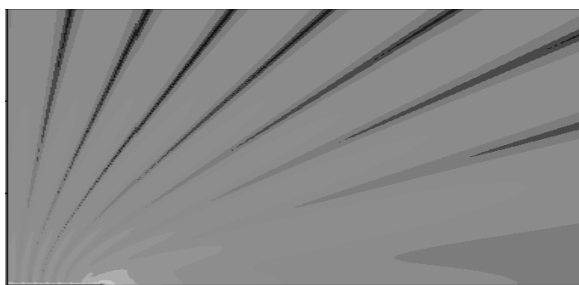


Рис. 1. Результаты расчета распределения интенсивности излучения квантового каскадного лазера с субволновыми поперечными размерами в плоскости, содержащей продольную ось лазера (логарифмическая шкала)

Модель антенны бегущей волны позволяет предсказать возможность получения узконаправленного излучения при селекции моды с продольной фазовой скоростью, близкой

к скорости света: в этом случае интенсивность боковых максимумов диаграммы направленности резко уменьшается. Однако, область локализации таких мод выходит далеко за пределы активной области, что снижает их добротность и затрудняет достижение условий генерации.

В последнее время предлагался ряд альтернативных подходов к получению направленного излучения от терагерцовых квантовых каскадных лазеров: применение фильтров; внесение лазера в более крупный волновод, определяющий структуру выходного излучения [4]; использование рупорной антенны [5]; использование плазмонной решетки на поверхности подложки [6], формирование излучения перпендикулярно подложке с помощью решетки на поверхности лазера [7]. Эти подходы позволяют существенно повысить направленность излучения. Однако, следует отметить, что применение этих методов связано с большими потерями из-за сложной структуры излучения. При этом достижение качества луча, требуемого для приложений (мощность, симметричная диаграмма направленности), до сих пор является проблемой.

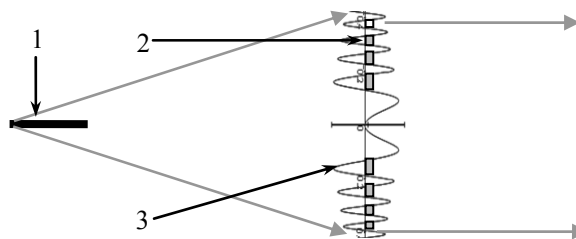


Рис. 2. Схема фазовой коррекции излучения каскадного лазера: 1 – лазерный резонатор; 2 – пластина из колец толщиной половину в длины волны; 3 - амплитуда поля.

В настоящей работе предлагается метод фазовой коррекции для формирования

направленного излучения терагерцовых квантовых каскадных лазеров (Рис. 2.). Данный метод не связан с внесением дополнительных потерь, не изменяет порог генерации лазера, и не требует модификации лазерных структур. Метод основан на компенсации фазовых скачков в плоскости перпендикулярной к оси лазера с помощью специально разработанной зонной

пластины состоящей из чередующихся колец, разница оптической толщины которых соответствует половине длины волны. Расчет интенсивности излучения, полученного с применением зонной пластины и сферической линзы, расположенной на фокусном расстоянии от лазера для компенсации расходимости, представлен на Рис. 3.

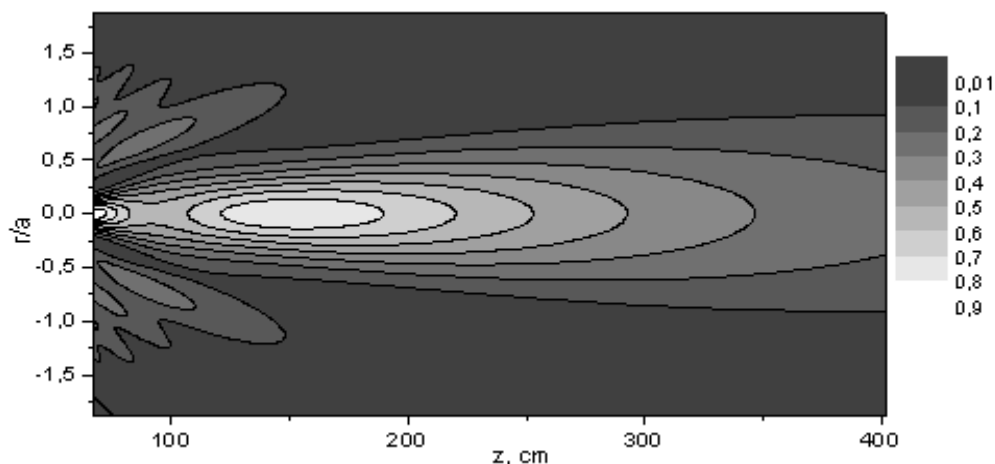


Рис. 3. Распределение интенсивности излучения проволочного лазера с длиной $L=13 \lambda$, $\lambda=105.6$ мкм, преобразованного комбинацией зонной пластины с радиусом $a=1.5$ см и сферической линзы с фокусным расстоянием $F=3$ см, лазер расположен в фокусе линзы.

Этот метод позволяет собрать до половины излучения квантового каскадного лазера в узкий луч, расходимость которого определяется отношением длины волны к радиусу зонной пластины. Эффект разработанного фазового корректора на излучение терагерцового квантовых каскадных лазеров с плазмонным волноводом подтвержден экспериментально. Расходимость сформированного таким образом луча составила менее одного градуса (Рис. 3.).

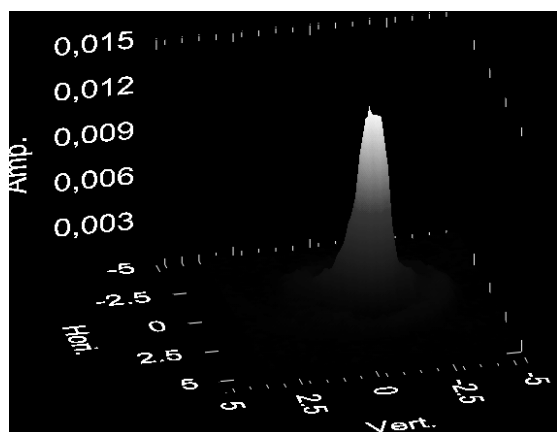


Рис. 3. Результаты измерения интенсивности излучения квантового каскадного лазера $L=13 \lambda$, $\lambda=105.6$ мкм после фазовой коррекции зонной пластиной с радиусом $a=1.5$ см и сферической линзой, расположенной на фокусном расстоянии $F=3$ см от лазера.

- [1] J.L. Adam, I. Kašalynas, J.N. Hovenier, T.O. Klaassen, J.R. Gao, E.E. Orlova, B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 151105(2006)
- [2] E.E. Orlova, J.N. Hovenier, T.O. Klaassen, I. Kašalynas, A. J.L. Adam, J.R. Gao, T.M. Klapwijk, B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 173904(2006).
- [3] X. Gu, S. Paprotskiy, J.N. Hovenier, J. R. Gao, E. E. Orlova, T.M. Klapwijk, P. Khosropana, S. Barbieri, Dhillon, P. Filloux, C. Sirtori, *Proceedings of 19 th International Symposium on Space Terahertz Technology*, April 28 - 30, 2008, Groningen, the Netherlands, p. 64.
- [4] W. Mainault, P. Gellie, A. Andronico, P. Filloux, G. Leo, C. Sirtori, S. Barbieri, E. Peytavit, T. Akalin, J.-F. Lampin, H. E. Beere, D. A. Ritchie, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 183508 (2008).
- [5] A.A. Danylov, J. Waldman, T.M. Goyette, A. J. Gatesman, R.H. Giles, K. J. Linden, W.R. Neal, W.E. Nixon, M.C. Wanke, J.L. Reno, *Applied Optics*, **46**, 5051
- [6] N. Yu, J. Fan, Q. Wang, C. Pflugl, L. Diehl, T. Edamura, M. Yamanishi, H., F. Capasso, *Nature Photonics*, **2**, 564 (2008)
- [7] S. Kumar, B. S. Williams, Q. Qin, A. W. M. Lee, Q. Hu, *Optics Express* **15**, 113 (2007).

Матричные структуры микроакустических датчиков на основе наноструктурированных мембран для изучения ИК-излучения.

А.Г. Паулищ, В.Н. Федоринин

Новосибирский филиал Института физики полупроводников СО РАН «КТИ ПМ», ул. Николаева 8,
Новосибирск, , 630090, Россия
E-mail: paulish63@ngs.ru

В последнее время для получения изображения в дальней ИК-области излучения используются в основном матрицы полупроводниковых и болометрических датчиков. Первые обладают хорошими пороговыми характеристиками, однако требуют охлаждения до ≈ 77 К. Вторые работают при комнатной температуре, однако требуют вакуумных систем с термостабилизацией. В обоих матричных фотоприемных устройствах (МФПУ) используются сложные специализированные системы мультиплексного считывания и преобразования сигнала. Перечисленные обстоятельства делают МФПУ сложными и дорогими. Поэтому продолжается поиск новых принципов регистрации ИК-излучения, позволяющих создавать достаточно простые, а значит и недорогие фотоприемники. К тому же, спектральная чувствительность полупроводниковых и болометрических датчиков ограничивается диапазонами 3-5 и 8-12 мкм, что сужает область их применения.

В данной работе изучена возможность использования для регистрации ИК-излучения матричной структуры микроакустических датчиков. Микроакустический датчик [1] представляет собой полый цилиндр, заполненный газом, в котором один торец является поглотителем излучения, а противоположный торец представляет собой гибкую мембрану с зеркальным покрытием. Поглощение излучения приводит к нагреву поглотителя, а затем и газа, заполняющего замкнутый объем датчика, который, расширяясь, деформирует мембрану. Деформация мембраны регистрируется либо по отклонению отраженного светового луча видимого диапазона, либо ёмкостным методом. На сегодняшний день датчики на основе одиночной ячейки имеют наибольшую чувствительность среди детекторов, работающих при комнатной температуре и не требующих вакуумирования и термостабилизации [2]. Такой детектор обладает очень широким спектральным диапазоном вплоть до 1 мм, что его выгодно отличает от детекторов других типов (пироэлектрических, термопарных, болометрических и др.).

В настоящей работе впервые разработана методика изготовления матричной структуры микроакустических датчиков для получения изображения в ИК и терагерцовом диапазоне. Ключевым моментом методики является

формирование свободно висящей мембраны толщиной менее 100 нм и диаметром до 200 мкм. Мембрана состоит из слоёв полиимида толщиной 50-90 нм и алюминия толщиной 6-10 нм. Мембрана формировалась на стеклянной пластине, затем закреплялась на матричной структуре ячеек и помещалась в водный раствор, где происходило отделение стеклянной пластины.

Методами эллипсометрии и электронной микроскопии были изучены структурные свойства мембран. Исследования показали наличие нанотрещин на поверхности стеклянной пластины средней шириной 20 нм (Рис.1 слева). Суммарная площадь нанотрещин составляла около 25% от площади стеклянного носителя. Нанотрещины проявляются и на поверхности сформированной полиимидной плёнки. Сама плёнка состоит из сфероидальных образований диаметром 10-50 нм (Рис.1 справа). Размер гранул определяет минимальную толщину сплошной мембраны, которая составила 50 нм.

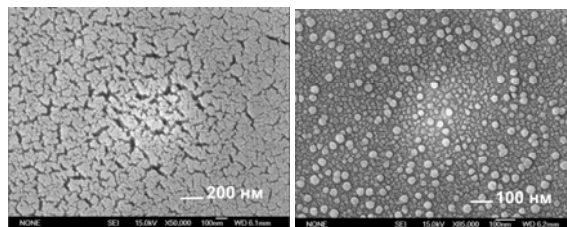


Рис.1. Поверхность стеклянной пластины (слева) и полиимидной плёнки (справа).

Наличие сетки нанотрещин отвечает за процесс проникновения раствора между мембраной и стеклянной пластиной в процессе отделения последней. Было показано, что концентрация влаги в нанотрещинах существенно влияет на лёгкость отделения пластины. Пересушенная поверхность стекла приводит к возникновению сильной адгезии между слоем полиимида и стеклом, что сильно затрудняет или делает невозможным отделение мембраны от стеклянного носителя. Наоборот, переувлажнённая поверхность стекла весьма слабо удерживает полиимидную плёнку, что приводит к её отделению ещё до завершения процесса формирования мембранной структуры. В итоге эти обстоятельства приводят к высокой дефектности структуры и низкому коэффициенту выхода годных структур. В работе были

разработаны технологические приемы обработки поверхности стекла и способа отслаивания мембраны, позволившие проводить данный процесс с высокой воспроизводимостью.

В работе исследованы упругие свойства мембран в зависимости от их структуры и диаметра. Смещение мембраны регистрировалось дифференциально-поляризационным методом с использованием светодиода видимого диапазона и КМОП камеры, с помощью которой осуществлялось считывание сигнала [3,4].

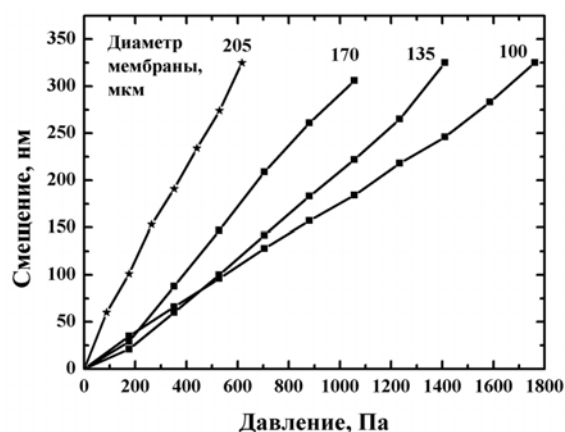


Рис.2. Зависимость смещения мембран различного диаметра от изменения давления в ячейке.

На Рис.2 показана зависимость величины смещения мембран (Δx) различного диаметра от изменения давления в ячейке (ΔP). Толщина мембран равнялась 100 нм. Из рисунка видно, что увеличение диаметра мембраны в два раза уменьшает жесткость мембраны ($\Delta P/\Delta x$) примерно в три раза. Чувствительность оптического метода к перемещению мембраны составила 1 нм, которое соответствует изменению давления на 2 Па в ячейке диаметром 205 мкм. Пересчёт изменения давления в изменение температуры при постоянном объёме, согласно уравнению Менделеева-Клапейрона, даёт собственную температурную чувствительность ячейки 0.006 К, что соответствует современным болометрическим детекторам.

Исследования показали, что мембраны сохраняют свои упругие свойства в диапазоне изменений давления ± 25 кПа. Изменений, связанных с пластической деформацией не наблюдалось.

Чувствительность к ИК-излучению измерялась с помощью макета абсолютно черного тела (АЧТ). На Рис.3 показана временная зависимость отклика сигнала от ячейки при периодической засветке излучением АЧТ, нагретого до 200°C. Время отклика, определённое из этой зависимости, составило не более 30 мс, что так же находится на уровне современных болометрических датчиков. Температурная чувствительность на частоте 1 Гц

с оптикой $f/1$ составила 0.15 К. Эквивалентная мощность шума (NEP) на частоте 1 Гц составила 1.1×10^{-8} Вт.

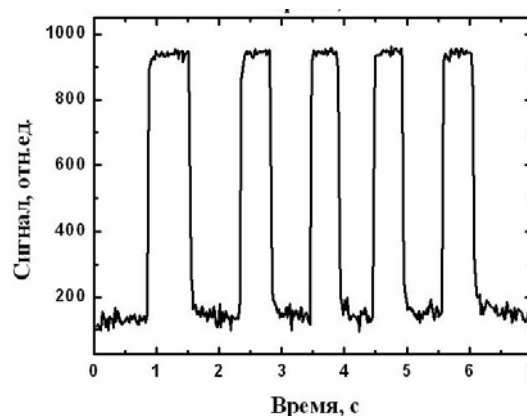


Рис.3. Отклик сигнала на периодическую засветку излучением АЧТ, нагретого до 200°C.

На Рис.4 показан кадр с изображением тела, нагретого до 200°C, полученный с помощью матрицы микроакустических датчиков размерностью 200×200.



Рис.4. Изображение тела, нагретого до 200°C.

Одним из главных преимуществ предлагаемого датчика ИК-излучения – его дешевизна по сравнению с датчиками других типов. Другим преимуществом является широкий спектральный диапазон чувствительности вплоть до 1 мм. Предлагается его применение в приборах двойного назначения, системах контроля энергонасыщенных объектов, в условиях радиационной нагрузки и для регистрации терагерцового излучения.

- [1] Панкратов Н.А., Оптико-механическая промышленность, №1, 37 (1960).
- [2] Рогальский А., Инфракрасные детекторы: пер. с англ. под ред. А.В.Войцеховского. – Новосибирск: Наука, 2003.
- [3] Федорин В.Н., Нано- и микросистемная техника, №1, 11, (2005).
- [4] Федорин В.Н., Патент №2157513 от 05.03.1999.

Формирование кремниевых наночастиц методом лазерной абляции в жидких средах

П.А. Перминов¹, А.А. Ежов², И.О. Джунь², С.В. Заботнов^{1,2}, Л.А. Головань²,
В.И. Панов², П.К. Кашкаров^{1,2}

¹Российский научный центр “Курчатовский институт”, пл. Акад. Курчатова 1, Москва, Россия,

²Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Ленинские горы 1, Москва, Россия
e-mail: pavlikap@mail.ru

Интерес учёных к разработке и исследованию методов получения полупроводниковых наночастиц высокого качества в настоящее время непрерывно стимулируется новыми достижениями использования последних в электронике, оптике и биомедицине. Отдельную нишу в направлении изготовления таких наночастиц занимает кремний. Являясь самым распространённым твердотельным элементом в земной коре, данный материал благодаря хорошо развитым технологиям его добычи и обработки занял лидирующую позицию как базовый компонент современных оптоэлектронных устройств, а возможность наноструктурирования кремния позволяет изменять в широких пределах его электронные и оптические свойства. Кремниевые нанокристаллы, формируемые методом лазерной абляции, могут найти широкое применение в фотонике и лазерной физике в качестве базового материала для случайно-неоднородных сред, которые представляют на сегодняшний день сильный интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения, в частности, для создания лазеров на случайно-неоднородной среде, интегрируемых в современные кремниевые оптоэлектронные технологии.

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по получению кремниевых наночастиц методом лазерной абляции в жидких средах. Физический принцип технологии лазерной абляции заключается в агломерации аблированных атомов полупроводников в наночастицы за счет торможения в результате столкновений с атомами и молекулами окружающей среды [1]. Неоспоримым преимуществом лазерной абляции в жидких средах является простота процесса, удобство дальнейшего хранения и транспортировки, возможность получать наночастицы малого размера с малой пространственной дисперсией. Помимо этого наночастицы, сформированные в жидкости, представляют собой уже готовый нанокompозит, который может быть непосредственно использован в качестве объекта исследований.

Нами были получены наночастицы при облучении поверхности монокристаллического кремния, помещённого в жидкую среду, пикосекундными лазерными импульсами. Для того, чтобы избежать экранирования лазерного импульса продуктами абляции, в кювете, в которую помещалась кремниевая мишень, была применена система перемешивания жидкой среды. Для этого кювета размещалась непосредственно над

магнитной мешалкой, а в кювету помещался фторопластовый мешальник с магнитным сердечником.

Выбор среды для абляции определялся следующими требованиями к жидкой среде: низкая химическая активность, малое поглощение на длине волны используемого лазерного излучения, невысокая вязкость, чтобы обеспечить возможность работы магнитной мешалки. В силу этих требований были выбраны следующие среды: дистиллированная деионизованная вода, химически чистый глицерин при температуре 50°C (так как вязкость глицерина при комнатной температуре слишком высока для обеспечения стабильного перемешивания жидкой среды) и жидкий азот. Использование в работе веществ с различной вязкостью позволяет изучить влияние среды на распределение наночастиц по размерам. Кроме того, при абляции в жидком азоте агломерирование атомов кремния происходит в полностью бескислородной среде при низкой температуре, что способствует более качественному формированию наночастиц.

Полученные наночастицы исследовались методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) [2] и спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС). АСМ использовалась как для изучения формы и размеров единичных наночастиц, так и для получения информации о распределении наночастиц по высотам и о концентрации наночастиц в зависимости от условий абляции.

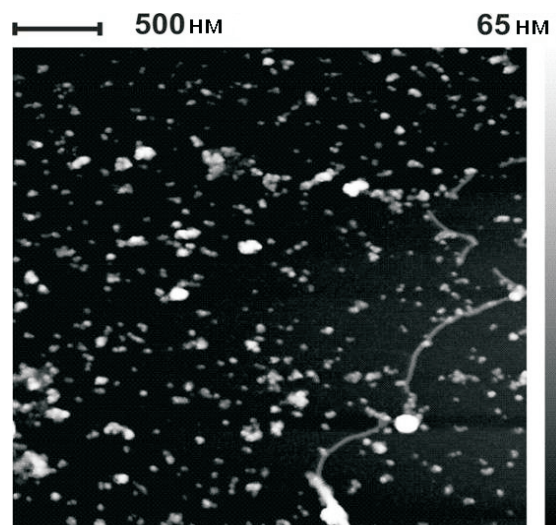


Рис. 1 Типичное АСМ-изображение поверхности кремния с осажденной каплей коллоидного раствора наночастиц.

Капля полученного раствора осаждалась на кремниевую подложку, которая, после высыхания капли анализировалась методом атомно-силовой микроскопии. Типичный пример получаемых АСМ-изображений показан на Рис. 1. Сопоставляя оценку латеральных размеров сформированных частиц и их высоту, можно сделать вывод, что сформированные в жидкой среде частицы имеют сферическую форму.

Из детального анализа полученных АСМ-изображений были получены гистограммы распределения частиц по высоте (Рис. 2).

При абляции в воде гистограмма распределения представляет собой практически симметричный относительно максимума пик. Максимум распределения приходится на 20 нм, а средний размер частиц составляет 23 нм.

Гистограмма для глицерина характеризуется более широким распределением, которое, в отличие от распределения, полученного для водного раствора, имеет четко выраженный пик и широкий «хвост». Ввиду большей вязкости буферной жидкости, получаемый коллоидный раствор характеризуется большей стабильностью [3]. Кроме того, в силу увеличения вязкости буферной жидкости, замедляется скорость ее перемешивания. Также в случае абляции в глицерине было увеличено время экспозиции. Таким образом, изменение распределения по размерам наночастиц в сравнении с водой может быть связано с изменением целого ряда параметров.

Распределение наночастиц в жидком азоте имеет узкий пик, высотой до 12% в отличие от

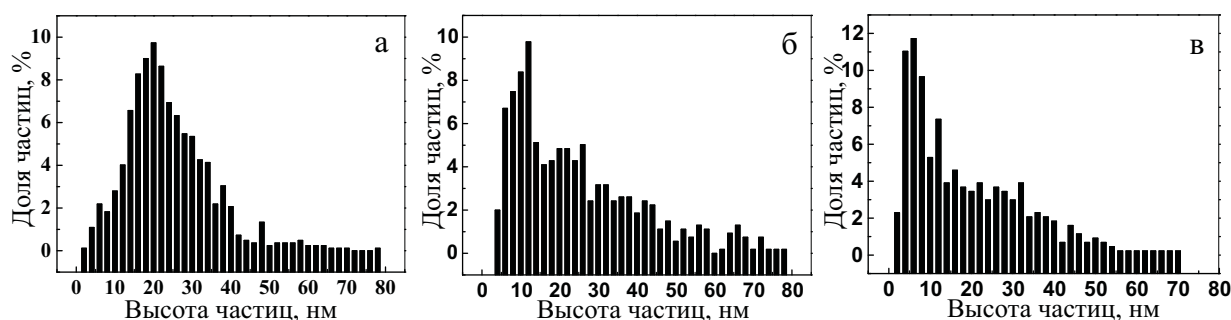


Рис. 2 Гистограммы распределения кремниевых нанокристаллов, сформированных методом лазерной абляции в дистиллированной воде (а), глицерине при температуре 50°C (б) и жидком азоте (в).

воды и глицерина. Пик соответствует частицам, имеющим характерный размер около 7 нм и низкую дисперсию, и широкий «хвост». Увеличение относительной высоты пика распределения и уменьшение его ширины может быть связано как с уменьшением температуры среды, так и с малой вязкостью жидкости [4].

Для определения фазы вещества, составляющего наночастицы были получены спектры КРС. На всех спектрах, вне зависимости от среды в которой происходила абляция, имеется характерная линия на частоте около 520 см^{-1} , с полушириной на полувысоте 5 см^{-1} . Линий, соответствующих аморфной фазе кремния или оксидным включениям зарегистрировано не было. Это позволяет сделать вывод о наличии кристаллической фазы кремния в наночастицах полученных в процессе импульсной лазерной абляции.

Таким образом, показана возможность контролируемого изготовления кремниевых наночастиц методом лазерной абляции в жидких средах. Подбор соответствующей среды позволяет получать нанокристаллический кремний требуемого размера.

Работа была выполнена на оборудовании Центра коллективного пользования научным оборудованием физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, поддержана грантом РФФИ № 08-02-90024-Бел_а и Государственным контрактом № 02.552.11.7039 Федерального агентства по науке и инновациям РФ.

[1] С.И. Ашитков, А.В. Овчинников, М.Б. Агранат “Рекомбинация электронно-дырочной плазмы в кремнии при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов”// Письма в ЖЭТФ, 2004, том. 79, с. 657

[2] 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 “АСМ исследования наночастиц, формирующихся при модифицировании поверхности кремния фемтосекундными лазерными импульсами” // Труды симпозиума “Нанопизика и наноэлектроника”, т. 1, Нижний Новгород, 10-14 марта, 2008, с. 437-438.

[3] R.A. Ganeev, M. Baba, A.I. Rysanyansky, M. Suzuki, H. Kuroda “Laser ablation of GaAs in liquids: structural, optical, and nonlinear optical characteristics of colloidal solutions” // Appl. Phys. B, 2005, 80, pp. 595–601

[4] A. V. Kabashin, M. Meunier “Femtosecond laser ablation in aqueous solutions: a novel method to synthesize non-toxic metal colloids with controllable size”// J. Phys., 2007, vol. 59, pp. 354–359.

Развитие методов регистрации ЦР в субмегагауссной области магнитных полей

В.В.Платонов, Б.Г.Птицин, В.Д.Селемир

¹Саровский Государственный Физико-Технический Институт, ул.Духова 6, Саров, Россия

²Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, ул. Мира 37, Саров, Россия
e-mail: platonov@ntc.vniief.ru

Получение сверхсильных магнитных полей субмегагауссного диапазона (≈ 100 Тл) является актуальной задачей для исследований полупроводников, магнитных и электронных состояний индуцированных магнитным полем в твердых телах [1-3]. В этих полях энергия зеемановского и спин-орбитального расщепления достигает ≈ 100 мэВ, магнитных радиус становится сравним с характерными размерами квантовой ямы, а фундаментальный циклотронный резонанс может наблюдаться в инфракрасной области спектра. В настоящее время представляет интерес сочетание сверхсильных магнитных полей и инфракрасной спектроскопии.

В магнитных полях свыше 80 Тл магнитная энергия превышает предел прочности многих конструкционных материалов. Поэтому любой соленоид неизбежно будет разрушаться и удержать катушку можно только в течение короткого времени не более 3-5 мкс. Если удержать «основание» катушки, то разлет фрагментов происходит наружу см. рис.1. Измерительный узел и образец сохранится, а уничтожается только катушка. Так как ее конструкция достаточно простая и катушку легко можно заменить, то такие эксперименты можно проводить с приемлемой частотой повторения, что представляет интерес для проведения систематических исследований. Следует отметить, что при генерации полей



Рис. 1. Одновитковая катушка до и после импульса.



Рис. 2. Генератор импульсного тока ГИТ-100.

свыше 250 Тл с большой вероятностью образец будет разрушаться.

Важным фактором для генерации сверхсильных магнитных полей в одновитковых катушках является производная тока. Что бы получить магнитное поле напряженностью 100 Тл, необходима скорость нарастания тока $\approx 10^{13}$ А/с [4]. Напряжение батареи должно быть как можно больше, но при этом возникает проблема электрической изоляции.

В данной работе мы использовали в качестве источника тока разработанный во ВНИИЭФ импульсный генератор ГИТ-100 (рис.2). Генератор состоит из 20 параллельно соединенных конденсаторов ИК 100-0.4 с емкостью 0.4 мкФ каждый размещенных в баке.



Рис. 3. Генератор импульсного тока ГИТ-100.

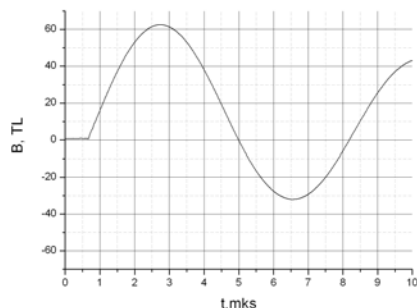


Рис. 4. Импульс поля в одновитковой катушке диаметром 10 мм.

При напряжении 100 кВ генератор развивает ток в низкоомной нагрузке ≈ 1 МА.

Коммутация конденсаторной батареи осуществляется через 10 газонаполненных разрядников тригatronного типа. Соединяются разрядники с коллектором токоведущих шин посредством 34 кабелей КВИ-100 (кабель высоковольтный импульсный, 100 кВ статического напряжения). От разных разрядников отходит разное число кабелей. Это делается для того, что бы уравнивать суммарную индуктивность кабелей, отходящих от каждого разрядника. Индуктивность всей разрядной цепи из 20-ти конденсаторов ИК-100-0.4, 10-ти разрядников и кабелей составляет около 40 нГн.

Кабельный коллектор объединен с токоведущими шинами усиленной конструкции. Демпферные амортизаторы обеспечивали сохранность шин, а разборное крепление одновитковой катушку, ее быструю замену.

Характерная осциллограмма поля изображена на следующем рис.4. При разряде конденсаторной батареи на нагрузку происходит разрыв одновиткового соленоида при этом образец остается целым.

Оптическая схема для измерения ЦР включает CO₂-лазер LCD-15G (длина волны излучения – 10.6 мкм), полупроводниковый оптический приемник MCT F 0010 LN, систему запуска и контроля. Отношение сигнал/шум данной системы регистрации не превышает 2%.

На рис.5 показана осциллограмма регистрации пропускания на селективно легированной гетероструктуре In_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs с 50-ю квантовыми ямами шириной 70 Å. Отчетливо видна линия ЦР обусловленная резонансным межподзонным переходом, а именно переходом с верхнего уровня Ландау дырок в КЯ In_{0.15}Ga_{0.85}As в 1-ой дырочной подзоне и уровнем 4a₃, относящимся к 3-ей подзоне.

Вследствие антикроссинга волновая функция уровня 4a₃ имеет большую долю состояний 1-ой подзоны, что делает переход 3a₁ → 4a₃ сравнимым по интенсивности с переходом 3a₁ → 4a₁.

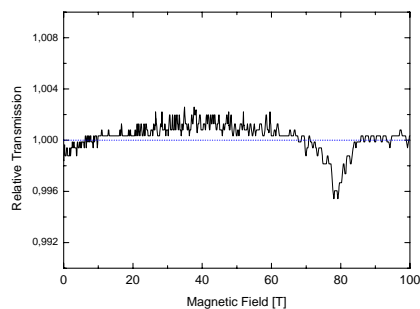


Рис. 5. Пропускание образца In_{0.15}Ga_{0.85}As на длине волны 10.6 мкм. .

В перспективе планируется расширить источники оптического излучения для исследования ЦР в диапазоне до 100 мкм.

Работа поддержана РФФИ (**07-02-01382-а**) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

- [1] В.Д.Селемир и др. Megagauss-X? Berlin, 2005, с.219
- [2] Matsuda Y. H. J. Phys Soc. Jpan. Vol. 72 (2003) Suppl. В pp. 162–171
- [3] Херлах Ф. Сильные и сверхсильные магнитные поля и их применение, М.: Мир, 1988
- [4] Дашук П.Н., и др. Техника больших импульсных токов и магнитных полей, под Редакцией Комелькова В.С., М.: Атомиздат, 1970)
- [5] И.М.Маркевцев Нанозифика и наноэлектроника, 2006г. Н. Новгород, с.84-85

Broadband terahertz emission by hot plasmons in InGaAs/GaAs high-electron mobility transistor with a slit-grating gate

Y. M. Meziani^{1,2}, H. Handa², W. Knap^{2,4}, T. Otsuji², E. Sano³, D. Coquillat⁴, F. Teppe⁴, G.M. Tsymbalov⁵, V.V. Popov^{2,5}

¹Department de Fisica Aplicada, Universidad de Salamanca, Salamanca E-37008, Spain

²Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-Ku, Sendai 980-8577, Japan

³Research Center for Integrated Quantum Electronics, Hokkaido University, North 13, West 8, Kita-ku, Sapporo 060-8628, Japan

⁴GES-UMR5650, Universite Montpellier 2 and CNRS, 34095 Montpellier, France.

⁵Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Saratov Branch), Saratov 410019, Russia
e-mail: popov@soire.renet.ru

Coherently or thermally excited plasma oscillations in nanoscale transistor devices with two-dimensional (2D) electron channels can be used for the generation of terahertz (THz) radiation [1]. In principle, the thermally excited hot plasmons can generate THz radiation in a much broader frequency band compared to that generated by coherent plasmons excited in the structure by some stimulated instability mechanism. Since 2D plasmons are non-radiative excitations, they can be emitted from the structure in the form of THz radiation only with using special antenna elements coupling the plasmons to THz radiation. As has been demonstrated in a number of papers (e.g., see [2] and references therein), a metal grating gate can act as an aerial matched antenna strongly coupling the plasmons existing in a transistor structure to THz radiation without using any additional antenna elements. However, in this case the THz emission frequency spectrum is controlled by the absorption spectrum of the grating-gate structure, which, in principle, can restrict or dissect a broad emission frequency band inherent in the hot plasmon spectrum. Electromagnetic emission by hot plasmons in grating-gated 2D electron systems around some sub-THz frequencies at low temperatures ($< 4.2\text{K}$) has been reported in [3,4].

In this paper, we demonstrate that broadband THz emission by hot 2D plasmons in frequency range from 2 to 6 THz can be obtained in InGaAs/GaAs transistor structure with a slit-grating gate at room temperature. The 2D electron layer is formed within the InGaAs quantum well. The interdigital double-grating gate with 65-nm-thick Ti/Au/Ti strips of width $L_{G1} = 70\text{ nm}$ and $L_{G2} = 1850\text{ nm}$, respectively, was deposited on top of the structure by a standard lift-off process with the gap between 2D electron channel and the grating 67.5 nm. The period of the slit-grating gate is about $2\text{ }\mu\text{m}$ with 100-nm slit openings [5]. The electron concentration in the channel is $1.5 \times 10^{12}\text{ cm}^{-2}$. The gate bias can be applied to either grating gate in the double-grating structure independently.

The samples were placed in the source position of the vacuum cavity of the fast THz Fourier-

transform spectrometer. The radiation intensity was measured by Si bolometer. The experimental procedure was as follows: first, the reference (background) spectrum (the spectrum of the sample with no current flowing through the channel) was performed. This spectra contained information about the 300 K blackbody emission modified by spectral functions of the grating gate and all spectral elements (beam splitter, filters, etc.) of the spectrometer. Then, the spectra of the sample with different dc bias currents flowing through the channel were measured. The final results $S(\omega, T)$ were obtained by normalizing the spectra with dc bias current by the reference spectrum without current. It represents relative increase of the emission due to the current. Broadband THz emission spectrum starting from about 2 THz with maxima around 2.5 THz has been observed (Fig. 1). The emission power grows super-linearly with the drain current (voltage).

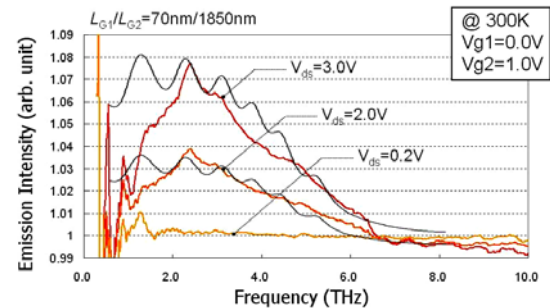


Fig. 1 Relative emission intensity as a function of the frequency for different values of dc drain bias V_{ds} . Calculated emission spectrum is shown by the top curve.

According to Kirchhoff's law, the spectral density of thermal emission at frequency ω by the unit area of the sample heated to temperature T is $I(\omega, T) = A(\omega)I_0(\omega, T)$, where $I_0(\omega, T)$ is the spectral density of the energy flux of the blackbody radiation (integrated over the semi-sphere of emission angles) and $A(\omega)$ is the absorbance of the grating structure. We calculate the absorption spectrum of the grating

structure in a first principles electromagnetic approach [2]. Then, we can estimate the relative intensity of the thermal THz emission measured in the experiment as

$$S(\omega, T) = \frac{A(\omega)}{A(\omega) + A_0} \frac{I_0(\omega, T) - I_0(\omega, T_0)}{I_0(\omega, T_0)}, \quad (1)$$

where T_0 is the thermostat temperature (300 K) and T is the plasmon temperature. The relative emission intensity $S(\omega, T)$ describes the relative increase of THz emission intensity due to heating the plasmons by dc bias. The background thermal emission is described by the phenomenological factor A_0 . This phenomenological factor A_0 (emissivity factor $A_0 < 1$) describes a level of background/reference thermal emission in a real structure, as compared to the blackbody thermal emission. Its typical value for metals is $A_0=0.1$. In our approach, A_0 is a fitting parameter – changing its value changes the amplitude of the calculated function $S(\omega, T)$ but does not change essentially the shape of the calculated emission spectrum. Because the inequality $\hbar\omega / kT_0$, where \hbar and k are the Plank and Boltzmann constants, respectively, is well satisfied for room temperatures and THz frequencies, the blackbody thermal emission is correctly described by the Rayleigh–Jeans law $I_0(\omega, T) = kT\omega^4 / (2\pi c)^3$. Then, it follows from Eq. (1) that the shape of the THz emission spectrum is fully controlled by the absorption spectrum $A(\omega)$ but is not influenced by the spectrum of the blackbody emission,

$$S(\omega, T) = \frac{A(\omega)}{A(\omega) + A_0} \frac{\Delta T}{T_0},$$

where $\Delta T = T - T_0$. Top curve in Fig. 1 shows the calculated dependence of the emission power as a function of frequency, which well describes the measured THz emission spectrum. Due to the slit-grating coupler, the fundamental and higher-order (up to 6-th order) plasmon modes are effectively released from the structure in the form of THz radiation. In such a strong coupling regime, the radiative broadening of plasmon-emission lines makes adjacent emission lines overlapped, which yields continuous broadband THz emission spectrum.

We evaluate the background ($T_0 = 300$ K) thermal emission power from the sample at

frequency 1.16 THz of the fundamental plasmon resonance as $150\Delta(1/\lambda)$ nW, where $\Delta(1/\lambda)$ is the THz detector frequency window with λ being the THz emission wavelength. Assuming $\Delta(1/\lambda)=2$ cm⁻¹ we obtain that the intensity of THz emission from hot plasmons falls into nanoWatt region. Calculations results demonstrate the super-linear dependence of the THz emission power on the square root of the electron temperature (which is proportional to dc bias current/voltage) in accordance with the experimental observations.

While in the structure without the grating gate, the emission intensity decreases monotonously with increasing the emission frequency, the grating-gate coupling the thermally excited plasmons to THz radiation yields a non-monotonous broadband emission spectrum. The intensity of THz emission by hot plasmons can exceed the homogeneous background emission (from the structure without grating gate) by an order of magnitude. This device might be very attractive for its potential applications as a room temperature broadband THz source.

This work was financially supported in part by the SCOPE Program from the MIC and the Grant in Aid for Scientific Research (S) from the JSPS, Japan, the Russian Foundation for Basic Research (Grant No. 06-02-16155) and the “Quantum Nanostructures” program of the Russian Academy of Sciences, the region of Languedoc-Roussillon “Terahertz Platform” project, France, and GDR-E “Terahertz Sources and Detectors” project. Y.M.M. acknowledges support from the Ramon y Cajal program.

- [1] V. Ryzhii, I. Khmyrova, M. Ryzhii, A. Satou, T. Otsuji, V. Mitin, M.S. Shur, *Int. J. High Speed Electronics and Systems*, **17**, 521 (2007).
- [2] V.V. Popov, M.S. Shur, G.M. Tsymbalov, D.V. Fateev, *Int. J. High Speed Electronics and Systems*, **17**, 557 (2007).
- [3] N. Okisu, Y. Sambe, T. Kobayashi, *Appl. Phys. Lett.*, **48**, 776 (1986).
- [4] K. Hirakawa, K. Yamanaka, *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 2326 (1995).
- [5] Y.M. Meziani, H. Handa, W. Knap, T. Otsuji, E. Sano, V.V. Popov, G.M. Tsymbalov, D. Coquillat, F. Teppe, *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 201108 (2008).

Усиление терагерцового излучения при неустойчивости плазменных колебаний в массиве полевых транзисторов

В.В.Попов¹, Г.М.Цымбалов¹, М.С.Шур²

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Саратовский филиал) РАН, 410028 Саратов, Россия

²Department of Electrical, Computer, and System Engineering and Center for Integrated Electronics, CIP015, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, 12180 NY, USA
e-mail: popov@soire.renet.ru

Неустойчивости подзатворных плазменных колебаний (плазмонов) в структуре полевого транзистора с двумерным (2D) электронным каналом могут быть использованы создания электрически перестраиваемых по частоте источников и усилителей терагерцового (ТГц) излучения [1]. Одним из привлекательных с практической точки зрения типов неустойчивостей плазменных колебаний в структуре полевого транзистора с 2D электронным каналом является гидродинамическая неустойчивость Дьяконова-Шура [2]. Неустойчивость возникает при достаточно малых скоростях дрейфа электронов (более чем на порядок величины меньших, чем фазовая скорость 2D плазмонов) в том случае, если обеспечены различные граничные условия на противоположных концах подзатворного участка электронного канала (канал должен быть замкнут на затворный контакт со стороны истока и изолирован от затвора со стороны стока). Указанные граничные условия могут быть, в принципе, обеспечены с помощью использования специальных сосредоточенных элементов в электрической цепи канал-затвор, однако этот подход часто не совместим с планарной технологией изготовления устройства. Другой способ создания асимметричного канала заключается во введении транзистора в режим насыщения тока в канале [3]. Генерация ТГц излучения неустойчивыми плазмонами наблюдалась в ряде работ [3-5].

Для увеличения интенсивности излучения необходимо обеспечить эффективную связь неустойчивых плазмонов с ТГц излучением. Это является достаточно сложной задачей, поскольку подзатворные плазмоны слабо связаны с электромагнитным излучением из-за их акустической природы и, как следствие, малого суммарного дипольного момента данной плазмонной моды. Поэтому для эффективного вывода ТГц излучения необходимо использовать специальные антенные элементы.

В недавней работе [7] было показано, что связь плазмонов с ТГц излучением значительно возрастает в массиве идентичных транзисторов за счет формирования коллективной плазмонной моды, распределенной на всей площади массива, а также за счет функционирования массива в качестве эффективной ТГц антенны. В данной работе развита теория усиления ТГц излучения в

планарном массиве полевых транзисторов с раздельными электронными каналами (рис.1). Неустойчивость плазмонов развивается при пропускании встречных токов дрейфа в каждой половине элементарной ячейки массива транзисторов, стекающих на точечный контакт в центре электронного канала данной элементарной ячейки. Таким образом, каждая элементарная ячейка массива транзисторов фактически представляет собой два спаренных встречно включенных одиночных полевых транзистора. Необходимые для развития неустойчивости граничные условия автоматически обеспечиваются в данной структуре, имеющей полностью планарную геометрию, за счет возбуждения падающей ТГц волной плазмонной моды с необходимой симметрией. Эта плазмонная мода имеет соответственно узел и пучности вертикальной к плоскости электронного канала компоненты электрического поля в центре и вблизи границ электронного канала в каждой элементарной ячейке массива транзисторов. Такая структура поля соответствует короткому замыканию электронного канала на затворный электрод в центре и изоляции канала и затворного электрода на границах электронного канала в каждой элементарной ячейке массива транзисторов на ТГц частоте.

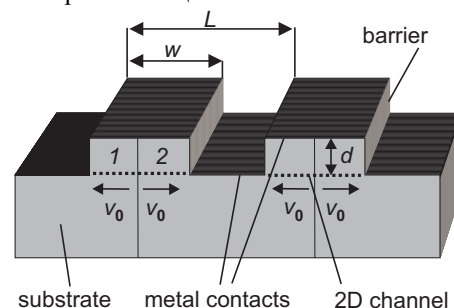


Рис. 1 Схематическое изображение участка массива полевых транзисторов. Внешнее ТГц излучение падает сверху по нормали.

Задача о неустойчивости плазменных колебаний в рассматриваемой структуре решалась в рамках строгого электромагнитного подхода [8] с использованием закона Ома в пространственно периодическом канале массива транзисторов, учитывающем периодичность канала и пространственную дисперсию проводимости канала

при наличии (встречно направленных) токов дрейфа электронов в каждой половине элементарной ячейки массива транзисторов:

$$j^{(1,2)}(x) = \sum_{-\infty}^{\infty} \sigma_m^{(1,2)} E_{x,m} \exp(iq_m x),$$

где $j^{(1,2)}(x)$ – амплитуды осциллирующей плотности тока на участках соответственно 1 и 2 канала (см. рис.1), $E_{x,m}$ – амплитуда фурье-гармоники электрического поля в плоскости канала, $q_m = 2\pi m / L$ (L – период структуры),

$$\sigma_m^{(1,2)} = i \frac{e^2 N_{2D}}{m(\omega \mp q_m V_0)(\omega \mp q_m V_0 + i\nu)},$$

– высокочастотная проводимость канала на участках соответственно 1 и 2, N_{2D} – равновесная концентрация электронов в канале транзистора (одинаковая на обоих участках канала 1 и 2), V_0 – величина дрейфовой скорости электронов в канале, e и m – соответственно заряд и эффективная масса электрона, ν – характерная частота электронной релаксации. Верхние индексы 1 и 2, а также знаки $-$ и $+$ относятся соответственно к участкам канала 1 и 2. Предполагается, что величины встречно направленных дрейфовых скоростей электронов одинаковы на участках канала 1 и 2. Затворный и боковые металлические контакты описываются поверхностной проводимостью характерной для золота, независимой от частоты в ТГц диапазоне.

На рис. 2 представлена эволюция формы линии поглощения ТГц излучения в основном плазмонном резонансе с увеличением скорости дрейфа электронов в канале транзисторной структуры. Сначала поглощение в резонансе уменьшается и при достижении порогового значения скорости дрейфа поглощение в резонансе становится отрицательным, что соответствует режиму усиления ТГц волны. Малая ширина линии усиления связана с тем, что диссипативное и радиационное уширение линии гасят друг друга в режиме усиления. Усиление возникает при сравнительно малых скоростях дрейфа электронов $V_0 / V_{ph} \ll 1$, где V_{ph} – фазовая скорость плазмона, в соответствии с теорией [2]. Однако максимальный коэффициент усиления (порядка 200) достигается при значительно меньших скоростях дрейфа (гораздо меньших скорости дрейфа, соответствующей режиму насыщения тока в канале транзистора) по сравнению с соответствующими результатами [2] для одиночного транзистора. В качестве одной из причин такого расхождения может быть изменение условий неустойчивости плазмонов в результате их связи с ТГц излучением, что не учитывалось в модели [2]. Преимуществом данного устройства являются возможность использования полностью планарной технологии для его изготовления и большая приемная поверхность устройства, что делает ненужным использование дополнительных согласующих антенных элементов.

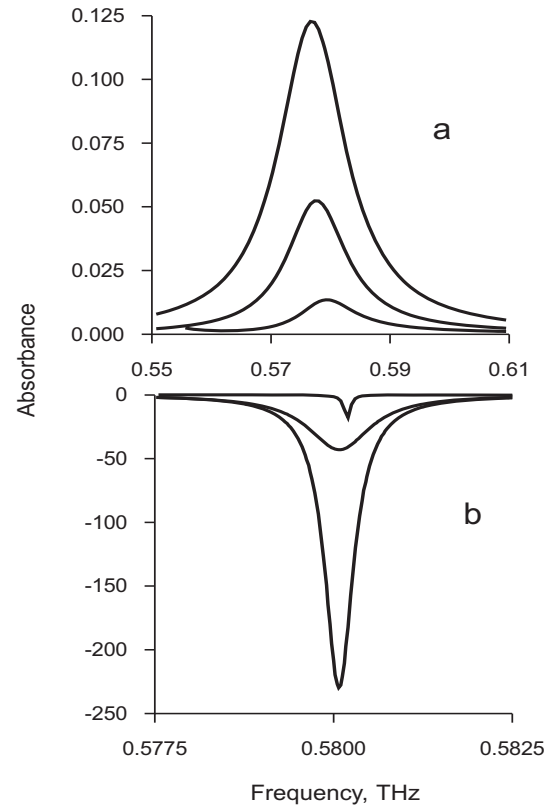


Рис. 2 Спектры поглощения (а) усиления (б) ТГц излучения в массиве полевых транзисторов в основном плазмонном резонансе при значениях дрейфовой скорости электронов (сверху вниз) 1×10^4 , 4×10^5 , 5.5×10^5 , 1×10^6 , 1×10^7 , 7.35×10^6 см/с. Параметры структуры: $L = 4 \mu\text{m}$, $w = 2 \mu\text{m}$, $d = 0.4 \mu\text{m}$, $N_{2D} = 2.57 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $m = 0.067m_0$.

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

- [1] M.S. Shur and J.-Q.Lü, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, **48**, 750 (2000).
- [2] M.I. Dyakonov and M.S. Shur, Phys. Rev. Lett., **71**, 2465 (1993).
- [3] W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V.V. Popov, M.S. Shur, Appl. Phys. Lett., **84**, 2331 (2004).
- [4] T. Otsuji, M. Hanabe, and O. Ogawara, Appl. Phys. Lett., **85**, 2119 (2004).
- [5] N. Dyakonova, A. El Fatimy, J. Lusakowski, W. Knap, M. I. Dyakonov, M.-A. Poisson, E. Morvan, S. Bollaert, A. Shchepetov, Y. Roelens, Ch. Gaquiere, D. Theron, A. Cappy, Appl. Phys. Lett., **88**, 141906 (2006).
- [6] M.I. Dyakonov and M.S. Shur, IEEE Trans. Electron Devices, **43**, 380 (1996).
- [7] V.V. Popov, G.M. Tsymbalov, D.V. Fateev, M.S. Shur, Appl. Phys. Lett., **89**, 123504 (2006).
- [8] V V Popov, G M Tsymbalov, M S Shur, J. Phys.: Condensed Matter, **20**, 384208 (2008).

Межминизонное туннелирование и ванье-штарковские состояния в полупроводниковых сверхрешетках со сложной элементарной ячейкой

Ю.Ю. Романова, Е.В. Демидов, Ю.А. Романов
Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н. Новгород, Россия
e-mail: romanov@ipm.sci-nnov.ru

Исследования последних лет показали, что СР с простой элементарной ячейкой и синусоидальным законом дисперсии электронных минизон неперспективны для создания источников терагерцового излучения на блоховских осцилляциях электрона (БО). Мы считаем, что терагерцовые источники с управляемой электрическим полем частотой излучения (в том числе на БО) можно создать на СР со сложной элементарной ячейкой, содержащей двойную или тройную квантовые ямы [1]. Зонная структура таких СР может содержать две или три нижние близкорасположенные относительно друг друга минизоны (энергетический зазор $\sim 1-10$ meV), значительно удаленные (>100 meV) от остальных. Такие СР являются новым объектом, представляющим и самостоятельный научный интерес.

В настоящей работе исследованы межминизонное туннелирование и энергетические состояния электрона в таких СР. Получено общее соотношение, определяющее ванье-штарковские уровни электрона через коэффициенты его межминизонного туннелирования. Разработанный в работе метод расчета ванье-штарковских уровней позволяет учитывать произвольное число минизон в полупроводниковых СР и инфинитный характер поведения электрона в сильных электрических полях.

Мы исследовали свойства СР с тремя типами элементарных ячеек: (А) - простой симметричной, содержащей одиночную квантовую яму, (В) - сложной симметричной и (С) и (D) - сложными несимметричными, содержащими двойные несимметричные квантовые ямы. Конкретными примерами реализаций их являются периодические $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ гетероструктуры с двухслойными (А) и четырёхслойными (В, С, D) элементарными ячейками. На Рис.1 приведены сверхрешечные потенциалы и минизонные спектры рассматриваемых СР. Их отличительные особенности следующие. СР (А) имеет широкую первую запрещённую минизону сравнимую с остальными (для нее неприменимо двухминизонное приближение), остальные - узкоминизонные, имеют две близкорасположенные минизоны, значительно удалённые от остальных (для них в значительной области электрических полей применимо двухминизонное приближение). Симметричная СР (В) и несимметричная (D) имеют похожие минизонные спектры. В несимметричной СР (С) ширины первых двух разрешённых минизон $\Delta_{1,2}$ значительно превосходят

энергетический зазор между ними Δ_g . В СР (В) и (D) величины этих трёх энергий одного порядка. Несимметричность СР проявляется в зависимости вероятности туннелирования электрона от направления поля, а ширина запрещенной минизоны - в характере временной эволюции межминизонных переходов электрона.

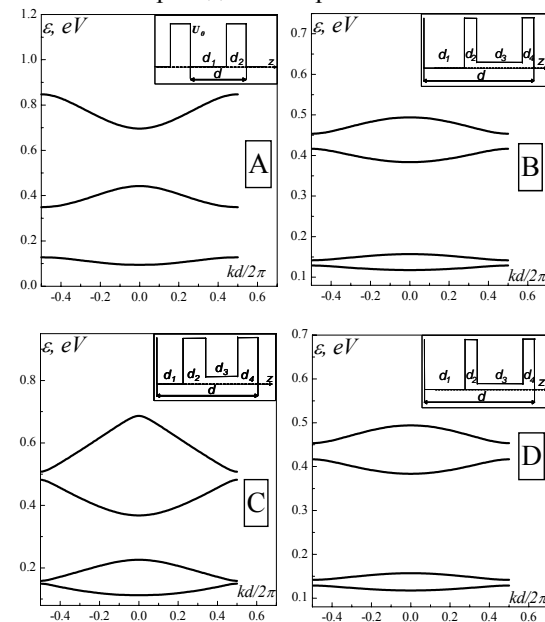


Рис.1. Закон дисперсии СР: А – простая элементарная ячейка; В – сложная симметричная элементарная ячейка; С, D – сложная несимметричная элементарная ячейка.

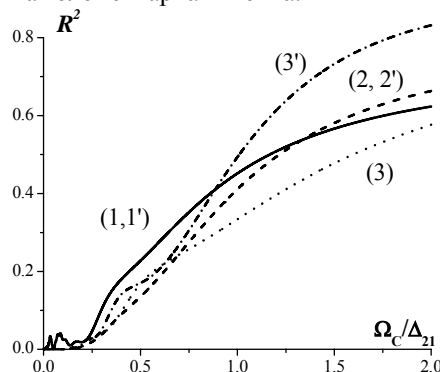


Рис. 2. Вероятность $R^2(0, K_0, E)$ для трех типов СР. 1,1'-СР А; 2,2'-СР В; 3,3'-СР D. Штрих обозначает обратное направление поля.

Слабые электрические поля. «Широкие» разрешенные минизоны. В этом случае вероятность туннелирования электрона при однократном прохождении им минизоны Бриллюэна

$R^2(0, K_0, E) = \exp(-\pi \mu^{1/2} \Delta_g^{3/2} / 2eE\hbar)$, μ - приведенная эффективная масса электрона в точке сближения

минизон. В антикроссинге ($\bar{\Delta}_{21}(E) = n\hbar\Omega_c$) имеем слабое расщепление ступенек $\delta\epsilon(E) \approx \hbar\Omega_c R(E) / \pi$.

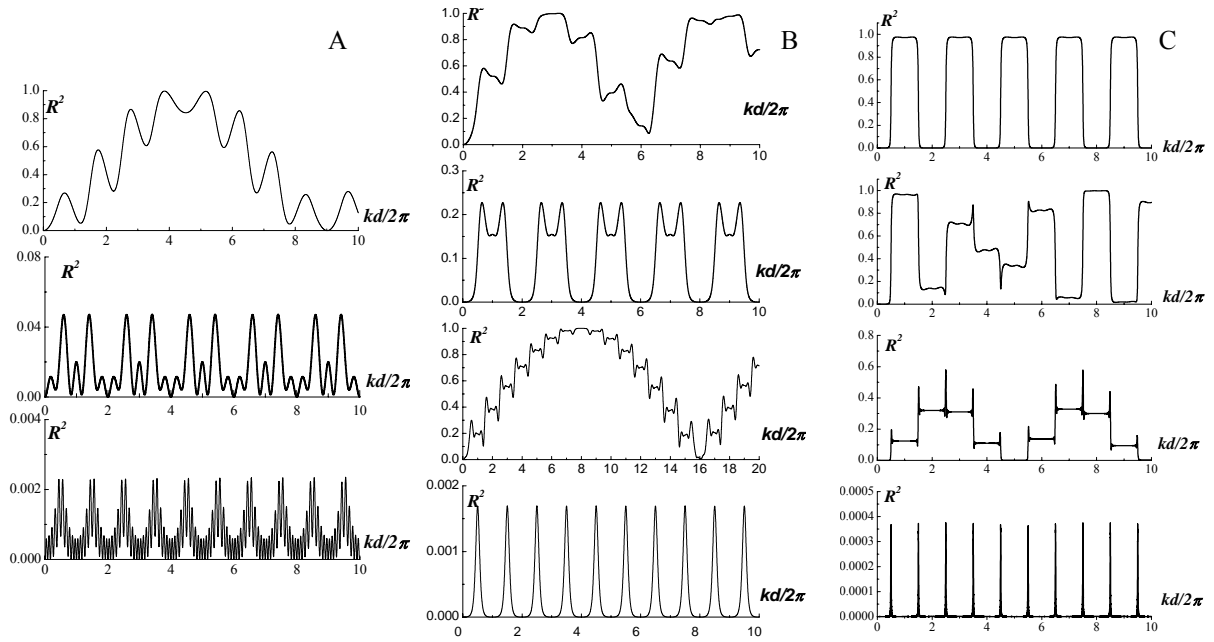


Рис.3. Временные эволюции вероятности нахождения электрона во второй минизоне при его движении из начального состояния $k_i=0$ первой минизоны в поле (снизу вверх) $\hbar\Omega_c / \bar{\Delta}_{21} = 0.1, 0.4, 1.16$ в СР-А, для СР-В $\hbar\Omega_c / \bar{\Delta}_{21} = 0.05, 0.3, 0.5, 0.7$ и для СР-С $\hbar\Omega_c / \bar{\Delta}_{21} = 0.0005, 0.02, 0.6, 0.85$

Слабые поля. «Узкие» разрешенные минизоны.

$$R^2(0, K_0, E) \approx 4 \left(\frac{\hbar\Omega_c}{\bar{\Delta}_{21}} \right)^2 \frac{|x_{21}(0)|^2}{d^2} \sin^2 \left(\pi \frac{\bar{\Delta}_{21}}{\hbar\Omega_c} \right).$$

$\bar{\Delta}_{21}$ -среднее расстояние между минизонами. В антикроссинге вероятность межминизонного перехода при однократном прохождении электроном зоны Бриллюэна равна нулю. Но это не означает полного отсутствия туннелирования и взаимодействия минизон в таких полях, т.к. межминизонные переходы при движении электрона внутри минизоны Бриллюэна происходят с отличной от нуля вероятностью. В частности расщепление ступенек в этом случае (φ -фаза туннелирования)

$$\delta\epsilon(E) = (\hbar\Omega_c / \pi) \min(\varphi(0, K_0, E), \pi - \varphi(0, K_0, E)).$$

Произвольные поля.. Результаты приведены на рис.2. Видно, что область применимости общепринятой экспоненциальной зависимости отсутствует даже в слабых электрических полях, что связано с наличием заметного туннелирования электрона во всей минизоне Бриллюэна, а не только в области сближения минизон, и конечно её размеров. В СР-А осцилляции вероятности туннелирования в слабых полях качественно хорошо описываются приведенной выше формулой. В других СР эти осцилляции выражены слабо, т.к. ширины разрешенных минизон у них порядка или превосходят запрещенные. В несимметричных СР вероятность туннелирования сильно зависит от направления поля.

Вероятности межминизонного туннелирования электрона осцилляторно зависят от начального и конечного значений его квазиимпульса. На рис.3 приведены соответствующие вероятности при многократном прохождении

электрона минизоны Бриллюэна. В общем случае просматриваются три частоты осцилляций (и их комбинационные частоты, в точности соответствующие переходам между ступеньками двойной ванье-штарковской лестницы): «межминизонная» $\sim \bar{\Delta}_{21} / \hbar$, блоховская Ω_c и наименьшая частота типа частоты Раби. (Линейно независимыми являются любые две из них.) В конкретных структурах как правило наблюдаются две частоты: блоховская и «межминизонная», или блоховская и «типа Раби». Узкие пики на кривых связаны с частичным возвращением электрона в первую минизону из второй при прохождении им области их максимального сближения. Интересным является характер туннелирования в СР-С (рис.3) с узкой запрещенной минизонной в поле $g_c = 0.85$. В этом случае вероятность нахождения электрона во второй минизоне осциллирует с частотой $\Omega_R = \Omega_c / 2$. Это происходит из-за «быстрого» прохождения электроном области эффективного туннелирования (сближения минизон), когда электрон в силу инерционности не успевает возвращаться в исходную минизону. Отметим также, что в очень сильных полях, $\hbar\Omega_c / \bar{\Delta}_{21}(E) > 1$, электрон сильно локализуется и поэтому совершает межминизонные переходы только в пределах одной элементарной ячейки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 07-02-01126 и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 27.

[1] Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова, ФТТ **46**, 162 (2004); ФТП **39**, 162 (2005);

ЭПР и фотолюминесценция в пиролитических пленках нитрида кремния, подвергнутых ионному облучению кремнием

Е.С.Демидов, Н.А. Добычин, В.В.Карзанов, М.О.Марычев,
В. В. Сдобняков, С.В.Хазанова

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
sdobnyakov@phys.unn.ru

В данной работе изучались спектры фотолюминесценции (ФЛ) и ЭПР пленок пиролитического нитрида кремния, подвергнутых облучению ионами SiH_2^+ . Толщина пленок нитрида была около 230 нм, энергия ионного пучка - $E=40$ кэВ, что соответствует проецированному пробегу внедряемых ионов кремния 79.3 нм, т.е. весь внедряемый кремний был в пленке и не достигал подложки. Дозы ионов были: $\Phi_1=10^{16} \text{ см}^{-2}$, $\Phi_2=3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, $\Phi_3=7.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, $\Phi_4=10^{17} \text{ см}^{-2}$.

В исходных образцах наблюдалась широкая полоса ФЛ 400-600 нм (см. рис.1а), она возбуждалась излучением азотного лазера с $\lambda_0=337$ нм. Спектр люминесценции на наших пленках искажался интерференцией. То, что наблюдаемые пики на спектрах есть результат интерференции, а не тонкая структура, подтверждается смещением пиков при небольшом повороте образца относительно оптической оси (кривая 3 на рис. 1а). Кроме того, нами был численно промоделирован эффект интерференции, что позволило описать наблюдаемый спектр гауссианой с центром $\lambda=520$ нм и дисперсией $\Delta\lambda=90$ нм (рис.1б)

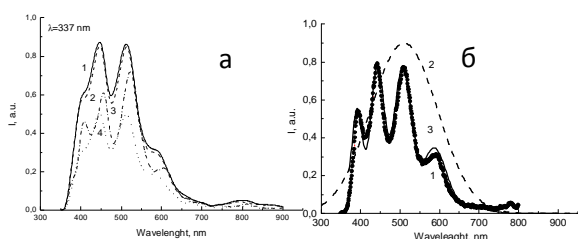


Рис.1. Спектр фотолюминесценции пленок нитрида кремния, полученных пиролитическим методом.

(а) до отжига – спектр 1 и после отжига в потоке азота – спектры 2, 3 и 4 при 900, 1040 и 1130°C, соответственно. При регистрации спектра 3 образец был повернут относительно оси примерно на 30°; (б) 1 – экспериментальный спектр ФЛ, 2 – восстановленный спектр с учетом интерференции, 3 – расчетный спектр при наличии интерференции.

Наблюдаемый спектр был устойчив к отжигам до 1000°C, при более высоких температурах его интенсивность монотонно снижалась. Сопоставляя эти результаты с измерениями спектров отражения наших структур, а также с литературными данными [1-

3], мы можем утверждать, что наблюдаемый спектр ФЛ обусловлен электронными переходами между «хвостами» зоны проводимости и валентной зоны нитрида кремния.

Спектр ЭПР исходных образцов представлял едва заметную на фоне шума одиночную симметричную линию с $g=2,0053 \pm 0,0002$ и $\Delta H_{pp}=6 \pm 0,5$ Гс, которая связана с поверхностными дефектами кремниевой подложки; эта линия пропадала после термообработки при 700 °С. Точно такой же спектр ЭПР был в исходных образцах кремния (КДБ-12).

После имплантации силана интенсивность ФЛ значительно снижалась, сам спектр при этом не менялся (рис.2а). Последующие отжики при температурах 500-800°C увеличивали интенсивность и сдвигали центр спектра в красную сторону. При этом, наряду с основной полосой возникал пик на длине волны 680 нм с полушириной около 40 нм. Наличие этого пика подтверждает численное моделирование с учетом эффекта интерференции (см. рис.2б). Наиболее сильно этот дополнительный пик проявлялся на образцах, облученных с дозой $\Phi_2=3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Отжики при более высоких температурах приводили к гашению ФЛ.

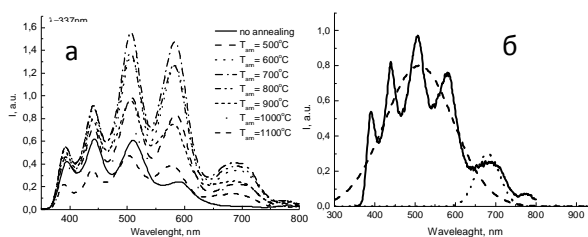


Рис.2. Спектры фотолюминесценции пленок нитрида кремния, облученных ионами SiH_2^+ с $E_{\text{Si}^+}=40$ кэВ, $T_{\text{Si}^+}=20^\circ\text{C}$, $\Phi_{\text{Si}^+}=3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и отожженные при различных температурах (а) и сопоставление с результатом численного моделирования с учетом интерференции (б)

С целью выяснения природы обнаруженного длинноволнового пика была проведена дополнительная серия экспериментов, в которых спектр ФЛ возбуждался аргоновым лазером с $\lambda_0=488$ нм. В этом случае собственная полоса ФЛ почти не возбуждалась, и была возможность следить за изменениями

интенсивности пика с $\lambda=680$ нм при отжигах. Полученные спектры показаны на рис.3 для образца, облученного с дозой $\Phi_2=3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, на котором этот пик проявлялся наиболее сильно.

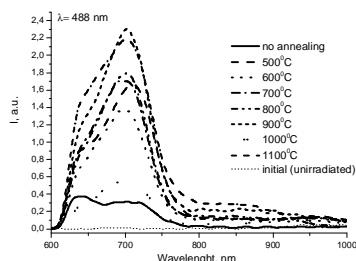


Рис.3. Спектры фотолюминесценции пленок нитрида кремния облученных ионами SiH_2^+ с $E_{\text{Si}^+}=40$ кэВ, $T_{\text{Si}^+}=20^\circ\text{C}$, $\Phi_{\text{Si}^+}=3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и отожженные при различных температурах

На рис. 4а и 4б приведены зависимости интегральной интенсивности спектров ФЛ от температуры отжига при возбуждении азотным и аргоновым лазером соответственно. Видно, что они заметно отличаются. Это подтверждает то, что пик с $\lambda=680$ нм не связан с собственной люминесценцией Si_3N_4 , а обусловлен внедренным кремнием.

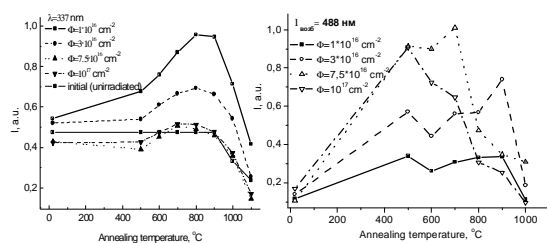


Рис.4. Интегральные интенсивности ФЛ пленок нитрида кремния, облученных ионами SiH_2^+ с $E_{\text{Si}^+}=40$ кэВ, $T_{\text{Si}^+}=20^\circ\text{C}$ при различных дозах и отожженные при температурах 500-1100 $^\circ\text{C}$ при возбуждении азотным (а) и аргоновым (б) лазерами. На рис (а) интегральная интенсивность считалась в интервале от 600 до 1000 нм.

Что касается ЭПР в облученных пленках, то его спектр был в виде несимметричной одиночной линии с эффективным g-фактором $2,0046 \pm 0,0002$ и $\Delta H_{\text{pp}}=10,6 \pm 0,8$ Гс и превосходящий по интенсивности спектр исходных образцов более чем на порядок. Эта линию поглощения можно описать как суперпозицию двух спектров: К-центров (трехкоординированные атомы кремния или азотная вакансия, $g=2,0030$) и кремния в положении азота ($g=2,0052$) [4]. Отжики при температурах до 700 $^\circ\text{C}$ приводили к ее исчезновению, а в результате термообработок при 900 $^\circ\text{C}$ и выше появлялась одиночная линия с $g=2,0046 \pm 0,0002$ и $\Delta H_{\text{pp}}=7,5 \pm 0,5$ Гс, с ростом температуры отжига ее интенсивность нарастала. Подобные спектры обычно наблюдаются в кремнии, который аморфизован большими

дозами ионной имплантации, в литературе его называют «центр С8» [5, 6].

Полученные данные мы интерпретируем следующим образом. При ионном внедрении кремний производит большое количество дефектов типа смещенных атомов, часть внедренного кремния встраивается в матрицу нитрида. С этим связано ослабление собственной ФЛ и появление парамагнитных дефектов, обусловленных незавершенными связями кремния. Отжики при умеренных температурах вынуждают атомы кремния образовывать химические связи с окружением, в результате пропадают спектры ЭПР, оптическая щель нитрида сужается, и спектр ФЛ смещается в красную сторону. Наряду с процессом встраивания кремния в матрицу Si_3N_4 идет процесс формирования зародышей второй фазы кремния. При температурах отжига до 800 $^\circ\text{C}$ эти зародыши должны иметь нанометровые размеры и находиться в кристаллическом состоянии [7], по-видимому, они и обеспечивают появление пика ФЛ с $\lambda=680$ нм. Отжики при более высоких температурах ведут к увеличению размеров этих выделений за счет коалесценции и диффузионно-лимитированного роста, условия для ФЛ ухудшаются, а сами выделения оказываются аморфными, на что указывают данные ЭПР.

Работа выполнялась при поддержке гранта РФФИ, проект р-Повольжье-а 08-02-97044 и программы Рособразования (проект РНП 2.1.1.933)

- [1] A.Iqbal et.al.// J. Appl. Phys., 1987, v.61, N8, p.2947.
- [2] M.Molianari, H.Rinnert, M.Vergnat.// J. Appl. Phys., 2007, v.101, p.123532.
- [3] М.Д.Ефремов и др.// ФТП, 2008, т.42, в.2, с.202-207.
- [4] D.Jousse, J.Kanicki, J.H.Stathis.// Appl. Phys. Lett., 1989, v.54, p.1043.
- [5] А.В.Двуреченский, И.А.Рязанцев.// ФТП, 1978, т.12, в.7, с.1451.
- [6] А.Ф.Хохлов, А.И.Машин. Аллотропия кремния. Н.Новгород: изд.ННГУ, 2002.
- [7] В.-Н.Kim et. al.// Appl. Phys. Lett., 2005, v.86, p.091908.

Диагностика токораспределения в гетеропереходных светодиодах по теплофизическим характеристикам

В.А. Сергеев, А.А. Широков, В.И. Смирнов, А.М. Ходаков

Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Гончарова 48/2, г. Ульяновск, Россия e-mail: ufire@mv.ru

При анализе тепловых свойств светоизлучающих диодов (СИД) обычно полагают, что температура и плотность мощности однородно распределены в плоскости гетероперехода [1, 2, 3]. Однако даже при однородном распределении источников тепла в структуре, в результате неравномерного отвода тепла от ее различных частей, распределение температуры будет неоднородным. Экспоненциальная зависимость плотности тока от температуры приводит к увеличению этой неоднородности. Внутренняя квантовая эффективность гетеропереходных СИД с ростом температуры и плотности тока уменьшается, что приводит к дополнительной положительной тепловой обратной связи (ТОС): полная электрическая мощность, преобразуемая в гетероструктуре в тепло и плотность греющей мощности в более нагретых областях структуры будут возрастать. В результате действия положительной ТОС зависимость максимальной и средней температуры гетероперехода от полного тока СИД будет нелинейной. Степень нелинейности может служить мерой неоднородности плотности мощности и температуры в приборной структуре и применяться в качестве оценки её качества. Наиболее сильно эти эффекты должны проявляться в структурах СИД с характерными размерами активной области в плоскости гетероперехода, во много раз превышающими толщину структуры и подложки.

Для расчета и анализа указанных эффектов была рассмотрена теплоэлектрическая модель InGaN/GaN гетеропереходной структуры на сапфировой подложке, размещенной на металлическом теплоотводе. Геометрия структуры и состав слоев приведены на рис.1.

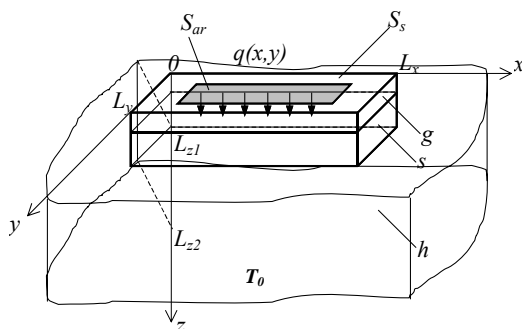


Рис. 1. Тепловая модель СИД

. Поскольку толщина и глубина залегания гетероперехода малы, то источники тепла в этой модели считались поверхностно распределенными.

Математическая модель, описывающая тепловые свойства рассматриваемой структуры СИД, включает систему из стационарного уравнения теплопроводности и уравнения термогенерации, при адиабатных условиях второго рода на боковых границах. Температурная зависимость плотности тока в активной области структуры СИД определяется его ВАХ [4]:

$$J(x,y) = C \cdot \exp\left(-\frac{E_g - e(U_D - \rho_n L_{get} J(T_n))}{pkT_n(x,y)}\right), \quad (1)$$

где C – слабо зависящий от температуры параметр, U_D – прямое падение напряжения на СИД, E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника, $T_n(x,y)$ – температура структуры в плоскости гетероперехода, ρ_n, L_{get} – удельное сопротивление и толщина гетероструктуры соответственно, k – постоянная Больцмана, e – заряд электрона, p – параметр, зависящий от механизма токопереноса в гетеропереходе, x, y – координаты в плоскости поверхности гетероперехода. Плотность электрической мощности, преобразуемой в тепло на поверхности подложки, определяется формулой

$$q(x,y) = [I - \eta(T_n, J)] J(T_n) U_D, \quad (2)$$

где η – внутренняя квантовая эффективность гетероструктуры, являющаяся функцией температуры и плотности тока. При заданном полном токе $I_D = const$ через СИД для нахождения значения U_D необходимо при известном распределении температуры решать уравнение вида

$$\iint_{S_{ar}} J(U_D, T_n) dx dy = I_D, \quad (3)$$

где S_{ar} – площадь активной области структуры.

Изменение U_D при саморазогреве структуры приводит к различию импульсной и статической ВАХ СИД. По характеру этого различия можно судить о характере распределения тока и температуры в приборных структурах.

Зависимости η от плотности тока и температуры аппроксимировались функцией вида:

$$\eta(T, J) = \eta_0(T_0, J_0) \exp(-B\Delta T - D\Delta J),$$

где ΔT и ΔJ – отклонения температуры и плотности тока от начальных значений T_0 и J_0 ,

$\eta_0(T_0, J_0)$ – значение квантовой эффективности при T_0 и J_0 , значения параметров B, D и η_0 определялись по данным [1]. Расчетные распределения температуры показаны на рис. 2. при разных комбинациях параметров

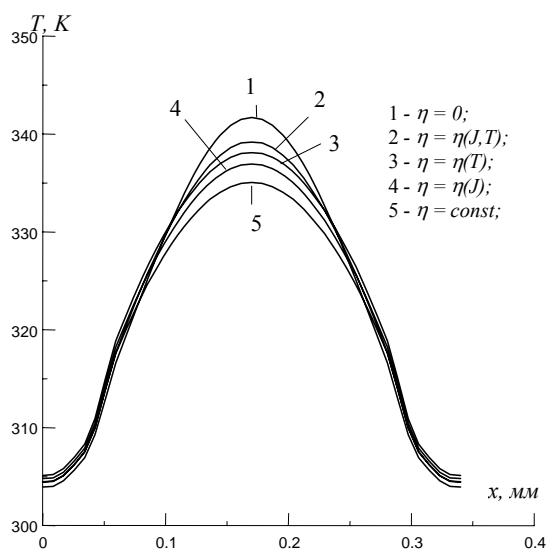


Рис. 2. Распределение температуры в структуре вдоль оси x ($y=L_y/2$) и полном токе 350 мА

Температура гетероструктуры СИД может измеряться по смещению полосы излучения [3]. При этом необходимо знать температурные коэффициенты сдвига длины волны в максимуме спектра. С этой целью исследованы спектры излучения красных AlInGaP/GaAs светодиодов с многоямной гетероструктурой в импульсном режиме в диапазоне температур $20 \div 100$ °С токов $1 \cdot 10^{-3} \div 2 \cdot 10^{-1}$ А и частот следования импульсов $1 \div 10$ kHz [4]. Установлено, что температурные зависимости длины волны максимума спектра основной и побочной полосы излучения имеют суперлинейный и сублинейный характер соответственно. На квазилинейном участке этих зависимостей температурный коэффициент сдвига основной полосы излучения уменьшается, а побочной - слабо растет с увеличением тока. На рис. 3 приведены зависимости температуры гетероперехода, измеренной по сдвигу основной полосы, и температуры капсулы СИД, измеренной термопарой, при подаче на СИД импульсов греющего тока амплитудой 50 мА и частотой $F_{cl}=10$ kHz от длительности импульсов $\tau_{имп}$.

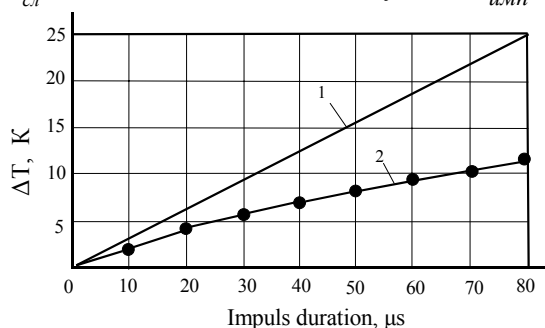


Рис. 3. Зависимости приращений температуры гетероперехода ΔT_n (1) и температуры капсулы СИД ΔT_K (2) от длительности импульсов тока $I=50$ мА при частоте следования импульсов 10 kHz

Спектры измерялись через 15 минут после начала подачи греющих импульсов, когда темпе-

ратура T_K капсулы СИД достигала стационарного значения. Из рисунка видно, что разность приращений температур гетероперехода и капсулы $\Delta T_n - \Delta T_K$ СИД нелинейно растет с увеличением длительности импульсов: тепловое сопротивление R_T гетеропереход корпус СИД возрастает от 120 К/Вт примерно до 150 К/Вт.

При измерении температуры косвенным методом по падению напряжения на гетеропереходе при малом прямом токе необходимо знать, как зависит температурный коэффициент (ТКН) от температуры. В [5] показано, что у серийных СИД фирмы Vishay Semiconductors на основе AlInGaP/GaAs структур ТКН $\sim 1,0$ мВ/К, зеленых и голубых - на основе InGaP/SiC ТКН $\sim 2,0$ мВ/К. В диапазоне токов от 0,1 мА до 10 мА на температурных зависимостях ТКН красных СИД проявляется максимум в области 40-60 °С, у зеленых СИД ТКН - уменьшается до температуры 70-80 °С и далее возрастает, у голубых СИД - практически постоянен.

Измерения R_T СИД проводились на микропроцессорном измерителе с применением широтно-импульсной модуляции греющей мощности [6]. На выборке красных AlInGaP/GaAs СИД объемом $N=43$ штук среднее значение теплового сопротивления при токе 50 мА составило $\bar{R}_T=122$ К/Вт, СКО измерения - $\sigma_{R_T}=19,7$ К/Вт, СКО среднего значения - $\sigma_{\bar{R}_T}=3,0$ К/Вт. У всех СИД в диапазоне токов $50 \div 110$ мА R_T заметно растет с ростом полного тока (рис. 4.), что свидетельствует, по нашему мнению, о проявлении эффектов неоднородного токораспределения в структурах СИД.

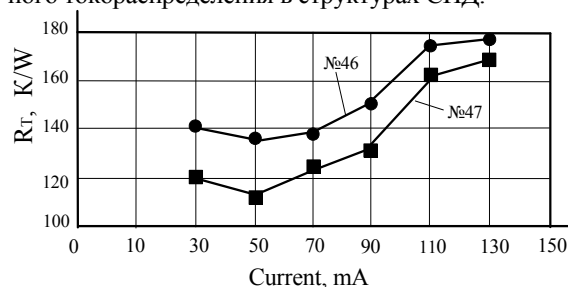


Рис. 4. Зависимости теплового сопротивления переход-корпус красных AlInGaP/GaAs СИД от полного тока

- [1] А.А. Ефремов, Н.И. Бочкарёва, Р.И. Горбунов и др. ФТП, **40**, 621 (2006).
- [2] Д.А. Закгем, И.П. Смирнова, И.В. Рожанский и др. ФТП, **39**, 885 (2005).
- [3] Г.А. Сукач, П.С. Смертенко, П.Ф. Олексенко, С. Накамура. ЖТФ, **71** (4), 76 (2001).
- [4] В.А.Сергеев, А.А.Широков Письма в ЖТФ. **35**, 9, 1 (2009)
- [5] В.А.Сергеев, А.А. Широков. Известия вузов «Электроника», 6, 74 (2007)
- [6] В.А. Сергеев Патент РФ №2178893. Бюл. №3 (2002)

Роль поверхности в процессе межзонной излучательной рекомбинации в нанокристаллах непрямозонных полупроводников, сильно легированных водородоподобными примесями

К.В. Сидоренко, В.А. Беляков, В.А. Бурдов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия.

e-mail: Oknerodisian@rambler.ru

В работе рассчитываются характерные времена межзонных излучательных переходов в нанокристаллах кремния, легированных водородоподобными примесями. Рассматривается ситуация, когда концентрация примеси в квантовой точке достаточно высока (во всяком случае, предполагается, что число доноров или акцепторов $N \gg 1$), что позволяет использовать приближение однородно распределенной примеси. В случае водородоподобной примеси основным механизмом излучательного перехода между квантово-размерными электронными и дырочными состояниями нанокристалла является переход с участием фононов. Бесфононная рекомбинация при этом оказывается неэффективной – ее темп замедлен на 1–3 порядка по сравнению с рекомбинацией, идущей с помощью фононов, по крайней мере, для нанокристаллов, чьи размеры превышают 2 нм (см., например, [1,2]).

Рассмотрены две физически различные ситуации. Первая соответствует полностью пассивированной поверхности нанокристалла, например, атомами водорода. В этом случае электроны или дырки, отданные донорами или акцепторами, соответственно, остаются внутри нанокристалла и, фактически, компенсируют заряд примесных ионов. Вторая ситуация полностью противоположна первой – поверхность предполагается полностью непассивированной, с большим количеством оборванных связей, что возможно, например, на границе кремния и диоксида кремния. В этом случае, как показано в [3], P_b -центры создают в запрещенной зоне нанокристалла достаточно глубокие уровни (с энергией связи порядка 0.3 эВ), а электронные волновые функции сильно локализуются в области границы, формируя, по сути, интерфейсные состояния. При этом носители, отданные примесями, имеют возможность уходить из объема нанокристалла на поверхностные оборванные связи. В результате, в нанокристалле остается нескомпенсированный заряд, заметно модифицирующий волновые функции электронов и дырок, совершающих межзонный переход.

Расчеты показывают, что в случае идеально пассивированной поверхности скорость излучательной рекомбинации

изменяется очень незначительно по сравнению со случаем нелегированного нанокристалла. При этом легирование донорами позволяет увеличить скорость рекомбинации на 2–3%, в то время как легирование акцепторами уменьшает ее примерно на такую же величину. Если же поверхность не пассивирована, относительный рост скорости излучательной рекомбинации при легировании донорами может составить величину порядка 10–15% при концентрациях порядка 2–4 ат. %. Вместе с тем, при легировании акцепторами уменьшение скорости излучательной межзонной рекомбинации при тех же значениях концентрации может достигать 40%, как показано на рисунке.

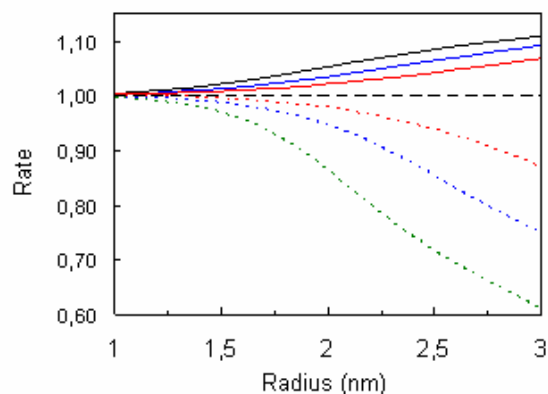


Рис.1. Отношение скорости излучательной рекомбинации в нанокристалле, легированном донорами (сплошные кривые) или акцепторами (точки), к скорости рекомбинации в нелегированном нанокристалле в зависимости от радиуса нанокристалла. Концентрации доноров – 1, 2, 4 ат. % (снизу – вверх). То же для акцепторов (сверху – вниз).

Работа была поддержана программой Министерства образования и науки РФ «Развитие научного потенциала высшей школы».

- [1] M.S. Hybertsen, Phys.Rev.Lett. **72**, 1514 (1994)
- [2] V.A.Belyakov, V.A.Burdov, R.Lockwood, A.Meldrum, Adv. Opt. Technol., **2008**, 279502 (2008)
- [3] C. Delerue, M. Lannoo, *Nanostructures. Theory and Modelling* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2004)

Возможности дополимеризационной ориентации молекул жидкого кристалла для создания пленок PDLC с инверсной модой.

С.В.Сипрова¹, А.И.Машин¹, Дж.Кидикимо², Дж.Де Фильпо²,
А.В.Коробков¹

¹Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, пр-т. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

²Калабрийский университет, Козенца, Италия
e-mail: siprova@phys.unn.ru

Среди интеллектуальных материалов большой интерес вызывают капсулированные полимером жидкие кристаллы (PDLC). Работы в области PDLC ведутся в связи с широкими возможностями их практического применения в дисплейной технике, стеклах с регулируемой прозрачностью, телевизионных проекционных системах и в других электрооптических приборах [1]. Основным свойством пленок PDLC является их способность изменять коэффициент пропускания в пределах от 0 до 100% под действием внешнего поля. Данный материал сочетает полезные качества, присущие как полимерам, так и жидким кристаллам. Он характеризуется гибкостью и механической прочностью полимеров, простой и не дорогой технологией изготовления, надежностью в эксплуатации, высоким быстродействием и чувствительностью к внешним воздействиям, в особенности, к электрическому полю.

Пленки PDLC имеют вариации рассеивающей моды: в выключенном состоянии пленка рассеивает свет, во включенном (при подаче напряжения) пленка прозрачна - нормальная мода; переключение подачи напряжения из прозрачного состояния в светорассеивающее - инверсная мода. Технология изготовления пленок с нормальной модой разрабатывается и совершенствуется еще с прошлого века. Существует несколько методов изготовления нормальных PDLC. Нами используется метод фазового разделения полимера и жидкого кристалла при УФ фотополимеризации [2] из смеси акриловых мономеров и нематического жидкого кристалла (ЖК) с положительной анизотропией диэлектрической проницаемости ($\Delta\epsilon$). Были исследованы электрооптические свойства полученных пленок (рис.1), их морфология (рис.2), влияния электрического поля на ориентационную структуру капель ЖК в пленках PDLC. В результате обнаружены два механизма ориентации капель электрическим полем: плавный и спонтанный, получены пленки PDLC с субмикронным размером капель ЖК (300 нм), которые рассеивают не весь спектр видимого света (как обычные PDLC), а в основном коротковолновую его часть, и напряжения включения при этом 7-8 В/мкм (толщина пленки 10 мкм). Результатом работы в данном

направлении является возможность создания PDLC пленок с заданными свойствами.

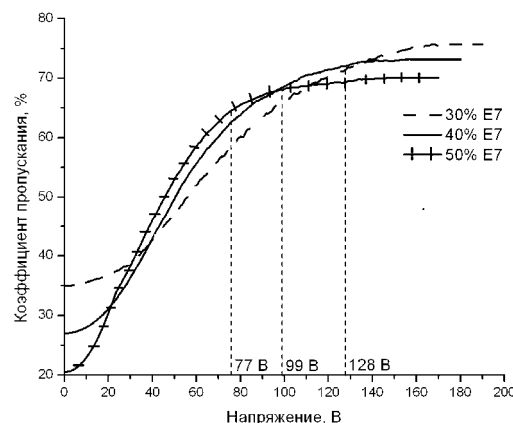


Рис.1. Зависимость коэффициента пропускания пленок PDLC от прикладываемого напряжения. Нематический жидкий кристалл E7 (Merck, Германия). Толщина пленки 10 мкм.

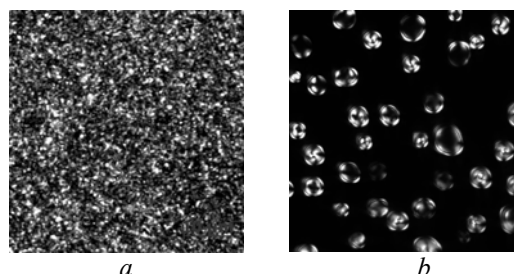


Рис.2. Фотографии пленок PDLC в скрещенных поляризаторах. *a* – полимерная матрица из 2-ЭГА и акриловой кислоты (АК), ЖК E7 - 30 мас.%; *b* – полимерная матрица из 2-ЭГА и метакриловой кислоты (МАК), ЖК TL202 – 32 мас.%.

Наиболее перспективными для применения являются пленки PDLC с инверсной модой. Однако технологический процесс изготовления инверсных PDLC является более сложным. Для достижения прозрачности пленки ориентация директоров молекул ЖК должна быть произведена еще до начала полимеризации смеси. Для инверсных PDLC используется ЖК с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости. Ориентация может быть проведена несколькими способами: приложением магнитного [3] или электрического

полей вдоль плоскости пленки, использование двухчастотного ЖК [4], химическая ориентация молекул [5]. Ряд проведенных нами исследований показал, что на данный момент единственным промышленно выгодным, не лабораторным и доступным методом является химическое упорядочение ЖК молекул в смеси путем добавления ориентирующих компонент. Изучение модификаций соотношений и подбор составляющих позволили выявить пропорцию необходимую для создания PDLC пленок с инверсными свойствами. Мономерная смесь состояла из два-этилгексил акрилата (2-ЭГА) (рис.3а) – 60 мас.% и диметакрилат этиленгликоля (ДМЭГ) (рис.3б) – 40 мас.%. Использовался ЖК ZLI-4788000 с $\Delta\epsilon = -5.7$, $n_e = 1.6567$, $n_o = 1.4920$ (Merck, Германия).

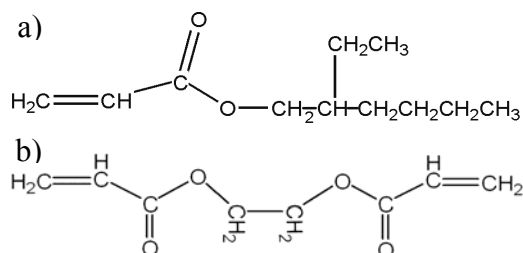


Рис.3. Химическая формула молекулы: а – 2-этилгексил акрилата; б – диметакрилат этиленгликоля.

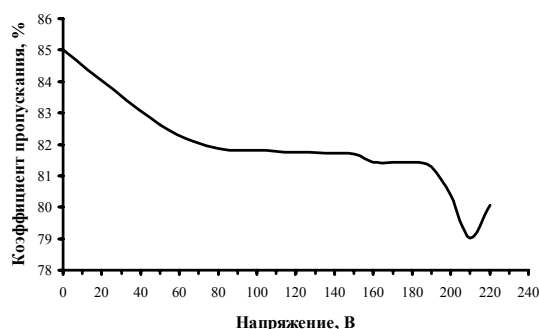


Рис.4. Зависимость коэффициента пропускания пленок PDLC от прикладываемого напряжения. Нематический жидкий кристалл ZLI-4788000 (Merck, Германия). Толщина пленки 10 мкм.

Молекулы 2-ЭГА и ДМЭГ связываясь с гидроксильными группами на поверхности стекла образовывая ориентирующую матрицу для ЖК. Ориентационного воздействия введенных компонент достаточно для упорядочивания субмикронных капель (~ 400 нм). Прозрачность полученных образцов уменьшалась на 6% при приложении поперечного напряжения около 20 В/мкм (рис.4). Помутнение пленки PDLC в электрическом поле демонстрирует ее инверсные свойства. Однако изменение коэффициента пропускания мало. Это связано с тем, что энергия сцепления молекул полимерной матрицы и жидкого кристалла высокая, при этом размер капель субмикронный, т.е. ориентация поверхностного слоя влияет на

весь объем капли. Капля жестко фиксирована, и ее поворот представляет собой большую трудность – для этого необходимы высокие напряжения, которые существенно выше напряжения пробоя пленки.

Так же к химическим способам ориентации можно отнести использование жидкокристаллических мономеров (ЖКМ). На основе ЖКМ приведенного на рисунке 5 были получены PDLC пленки с инверсными свойствами. В зависимости от содержания ЖК менялся коэффициент контраста пленок (рис.6). Метод получения пленок соответствует приведенному выше, для создания ориентации от подложки к ЖКМ добавлялся диакрилат фенола.

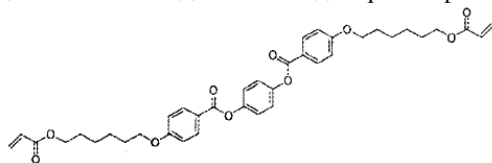


Рис.5. Химическая формула молекулы жидкокристаллического мономера.

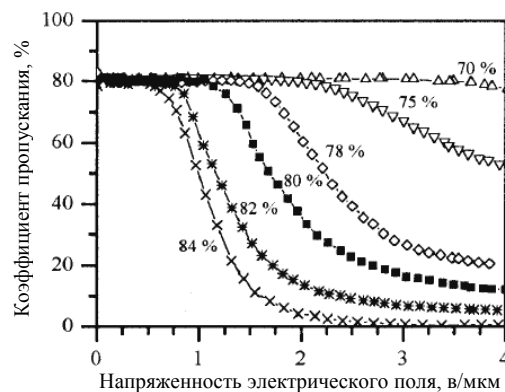


Рис.5. Зависимость коэффициента пропускания инверсных пленок PDLC от напряженности электрического поля. Различная концентрация ЖК ZLI-4788000 (Merck, Германия).

Работа выполнена в рамках аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала Высшей Школы»

- [1] Lin, Y., Ren, Wu S., Appl. Phys. Lett, **84**, 4083 (2004).
- [2] Roussel, F., Phys. Rev E, **62**, N2, 2310-2316 (2000).
- [3] Nicoletta, F. P., De Filpo, G. and Chidichimo, G., Appl. Phys. Lett, **74**, 3945 (1999).
- [4] Tomohisa, G., Hideya, M., Appl. Phys. Lett, **60**, 392 (1992).
- [5] Hwang, S., Yang, K. J., Woo, S., Mol. Cryst. Liq. Cryst., **470**, 163 (2007).

Эффект локализации Ваннье-Штарка в структурах с многослойными квантовыми ямами GaN/InGaN

М.М.Соболев, Н.М. Шмидт

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия

e-mail: m.sobolev@mail.ioffe.ru

В последнее десятилетие наблюдается неослабевающий интерес к синим и голубым светодиодам (СД) на основе многослойных КЯ InGaN/GaN. Предполагается, что использование коротко-периодических сверхрешеток КЯ (СРКЯ) InGaN/GaN может позволить повысить значения внешней квантовой эффективности (ВКЭ). Представляется, что этот вариант реализован в коммерческих диодах фирмы Cree с высокой ВКЭ. Хорошо известно, что в однородном электрическом поле в СРКЯ, по мере его увеличения туннельное связывание волновых функций электронов подавляется, они превращаются в волновые функции единичной ямы, и состояния локализуются в одной КЯ. Оптические переходы при этом становятся вертикальными, что приводит к увеличению силы осциллятора. Этот эффект называется локализацией Ваннье-Штарка [1]. Обычно проявления эффекта Ваннье-Штарка исследуются с помощью межзонной спектроскопии. В данной работе был использован метод нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS), позволяющий исследовать поведение электронов и дырок раздельно [2-3], используя зависимость положения и амплитуды максимумов DLTS от условий изохронного отжига (при приложенном ($U_{ra} \neq 0$) и нулевом ($U_{ra} = 0$) напряжении смещения) и от величины напряжения импульса обратного смещения U_r .

При $T=80$ К были проведены C-V – измерения p^+-n^+ - многослойной гетероструктуры квантовых ям GaN/InGaN и определены распределения концентрации электронов $n^*(U_r)$ (рис. 1).

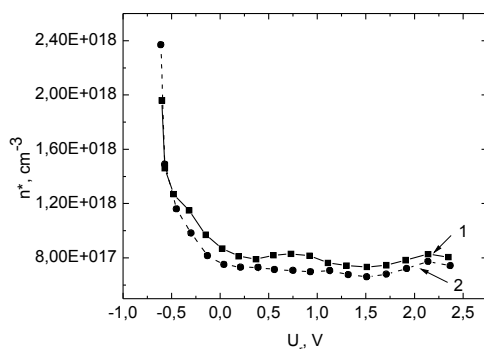


Рис. 1 Распределение концентрации электронов $n^*(U_r)$, определенные из C-V- характеристик после предварительного изохронного отжига с условиями: 1 - $U_{ra} > 0$, 2 - $U_{ra} = 0$.

Они показали наличие двух пиков, проявление которых связывается с опустошением носителей аккумулированных на квантовых состояниях ям.

Применение DLTS-метода для исследования эмиссии носителей состояниями GaN/InGaN КЯ от величины U_r позволило нам установить, что наблюдается три пика в DLTS-спектрах: два пика ($E1$ и $E2$), имеющих положительный знак и связанных с ловушками основных носителей, которыми в данном случае являются электроны, и один пик $H1$ с отрицательным знаком, связанный с ловушками неосновных носителей, т.е. дырками (рис. 2).

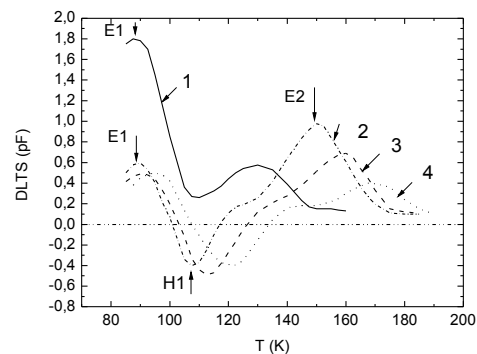


Рис.2. DLTS - спектры при $U_r = 0.01$ В и $U_r = 2.45$ (1), 2.27 (2), 2.23 (3), 2.17 (4).

Для определения природы этих уровней были проведены исследования зависимости спектров DLTS от условий предварительного изохронного отжига ($U_{ra} \neq 0$ и $U_{ra} = 0$), при тех значениях U_r , при которых наблюдались характерные изменения в поведении спектров DLTS [2-3] (рис. 3). Для всех отмеченных

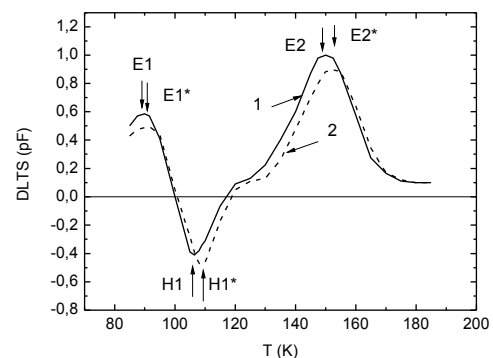


Рис. 3. DLTS - спектры при $U_r = 0.01$ В и $U_r = 2.27$ В после предварительного изохронного отжига с условиями: 1 - $U_{ra} > 0$, 2 - $U_{ra} = 0$.

DLTS-пиков мы наблюдали смещения их положения по температуре и рост амплитуд DLTS-сигналов при изменении условий изохронного отжига ($E1 \rightarrow E1^*$, $E2 \rightarrow E2^*$, $H1 \rightarrow H1^*$). Наблюдаемые изменения амплитуд DLTS-сигналов при изменении условий отжига позволяют связать принадлежность таких DLTS-пиков с эмиссией носителей с пространственно локализованных состояний, для которых амплитуда DLTS-сигнала зависит от степени заполнения квантовых состояний [4-5]. Кроме того, смещения DLTS-пиков при изменении условий отжига возможны при существовании пьезоэлектрической поляризации, приводящей к пространственному разделению волновых функций электронов и дырок электрическим полем и образованию электростатических диполей, проявляющих бистабильные свойства [6]. Этот эффект связывается с квантово-ограниченным эффектом Штарка (КОЭШ). Из этих исследований следует вывод, что уровни $E1$, $E2$ и $H1$ являются состояниями GaN/InGaN КЯ. Положения максимумов этих DLTS-пиков также находилось в сильной зависимости от величины напряжения смещения U_r (рис. 2). Пики $E1$, $E2$ и $H1$ с уменьшением значения величины от величины U_r смещались в высокотемпературную область (рис. 4).

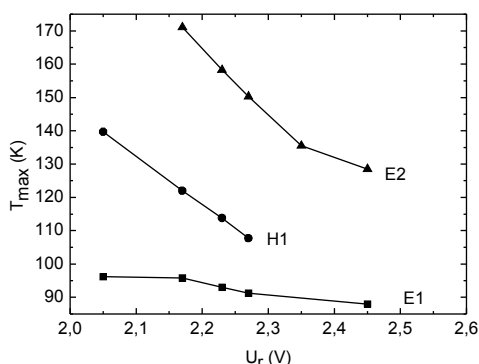


Рис. 4. Зависимости температурного положения максимумов пиков DLTS от величины импульса напряжения U_r .

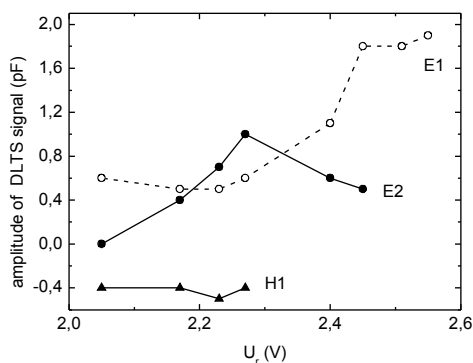


Рис. 5. Зависимости амплитуд DLTS-сигналов уровней $E1$, $E2$ и $H1$ от величины U_r .

Были определены зависимости амплитуд DLTS-сигналов этих уровней от величины U_r (рис. 5), которые в данных измерениях будут пропорциональны поверхностной плотности электронов и дырок ($n(p)_s$), захваченных на квантовые состояния многослойной ямы GaN/InGaN. Как видно из рис. 5 профили распределения поверхностной концентрации электронов и дырок на уровнях $E2$ и $H1$ демонстрируют наличие их локализации с максимумами сдвинутыми друг относительно друга, что может быть проявлением пространственного разделения волновых функций электронов и дырок пьезоэлектрическим полем. Для уровня $E1$ там, где $E2$ имеет максимум, наблюдается провал (рис. 5).

В заключение укажем, что в ходе экспериментальных C-V- и DLTS-измерений, выявлено, что исследуемый нами светодиод на основе p-n-гетероструктуры содержит СРКЯ GaN/InGaN. В СРКЯ из-за наличия встроенного пьезоэлектрического поля, присущего нитридным гетероструктурам с фазой вюрцита, происходит подавление связывания волновых функций состояний электронов и дырок и превращение их в волновые функции единичной КЯ, что характерно для проявления эффекта локализации Ванье-Штарка. Это воздействие встроенного пьезоэлектрического поля на волновые функции носителей проявлялась при DLTS-исследованиях, при которых наблюдались локализация поверхностной плотности основных состояний электронов и дырок посередине СРКЯ и пространственное их разделение с образованием электростатического диполя. Другим проявлением эффекта Ванье-Штарка, который мы наблюдали было сильное линейное смещение уровней энергии $E1$, $E2$ и $H1$ от величины приложенного напряжения смещения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 08-02-01317-а).

- [1] Helm, M., *Semicond. Sci. Technol.*, **10**, 557 (1995).
- [2] Соболев, М.М., Ковш А.Р., Устинов, В.М., Егоров, А.Ю., Жуков, А.Е., Максимов, М.В., Леденцов, Н.Н., ФТП, **31**, 1249 (1997).
- [3] Соболев, М.М., Цырлин, Г.Э., Тонких, А.А., Захаров, Н.Д., ФТП, **42**, 311 (2008).
- [4] Давыдов, Д.В., Закгейм, А.Л., Снегов, Ф.М., Соболев, М.М., Черняков, А.Е., Усиков, А.С., Шмидт, Н.М., Письма в ЖТФ, **33**, 11 (2007).
- [5] Соболев, М.М., Жуков, А.Е., Васильев, А.П., Семенова, Е.С., Михрин, В.С., Цырлин, Г.Э., Мусихин, Ю.Г., ФТП, **40**, 84 (2006).
- [6] Takeuchi, T., Sota, S., Katsuragawa, M., Komori, M., Takeuchi, H., Amano, H. and Akasaki, I., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36**, L382 (1997).

Рост GaAsN нитевидных нанокристаллов при осаждении магнетронным распылением.

И.П.Сошников^{1,2}, Г.Э.Цырлин^{1,2,3}, А.М.Надточий², В.Г.Дубровский^{1,2},
М.А.Букин⁴, В.А.Петров⁴, В.В.Бусов², С.И.Трошков²

¹ «Санкт-Петербургский Физико-Технологический Научно-образовательный Центр РАН», С.-Петербург, Россия

² Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

³ Институт Аналитического Приборостроения РАН, С.-Петербург, Россия

⁴ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург, Россия

e-mail: ipsosh@beam.ioffe.ru

Твердые растворы $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ являются перспективным материалом для различных приложений опто-, микро- и нанoeлектроники [1-3]. Однако, существующие технологии создания таких материалов и структур не позволяют получать планарные слои с низкой плотностью дефектов, что приводит к нивелированию возможностей применения материалов [1-3]. В то же время в [4] было показано, что в нитевидных нанокристаллах при поперечных размерах ниже критического не могут образовываться дислокации, что открывает перспективу для решения указанной проблемы. Поэтому целью представленной работы является проведение исследований роста GaAsN ННК методами магнетронного осаждения.

Формирование массивов ННК проводилось по методике аналогичной [5], которая включает три основных этапа: осаждение сверхтонкой пленки Au (~1 нм), формирование массива дисперсных частиц Au-Ga и рост GaAsN ННК в результате распыления мишени GaAs плазмой газовой смеси Ar-N₂.

В качестве подложек для образцов использовались стандартные полированные epi-ready пластины GaAs (111)В марки АГЧК и Si(111) марки КДБ и КЭФ, толщиной 300-450 мкм и различным легированием.

Эксперименты по росту GaAsN ННК проводились на установке ВУП-5М, оснащенной

стандартным кольцевым магнетроном диаметром 40 мм и термическим испарителем. В качестве мишеней для распыления использовались пластины GaAs (100) марки АГЧО и уровнем легирования $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В качестве плазмообразующей использовалась газовая смесь Ar-N₂ в соотношении примерно 70:30. Чистота исходных газов была не хуже 99,99%. Чистота Au была не хуже 99,99%. Отметим, что для экспериментов использовался оригинальный перемещаемый столик образцов, позволяющий нагревать образцы до 800 °С.

Исследование поверхностной морфологии образцов проводилось методами растровой электронной микроскопии на Camscan 4-90FE.

Исследование спектров фотолюминесценции проводилось на установке оснащенной оптическим криостатом. В качестве возбуждающего использовалось излучение YAG:Nd-лазера с длиной волны $\lambda = 532 \text{ нм}$ и общей мощностью до 330 мВт. ФЛ регистрировалась охлаждаемым InGaAs детектором.

Типичная морфология с ННК GaAsN на поверхности GaAs (111)В приведена на рис.1. Видно, что ННК имеют преимущественную ориентацию в направлении (111)В. Плотность ННК варьируется в диапазоне 10^7 - 10^9 см^{-2} . Типичные размеры GaAsN ННК составляют от 100 до 2000 нм вдоль оси роста и порядка 50 нм в поперечном

Рис.1. Электронно-микроскопические изображения поверхностной морфологии образца с GaAsN ННК, выращенных на подложке GaAs (111)В методом магнетронного осаждения при $T=470^\circ\text{C}$ $v=0,4 \text{ ML/s}$.

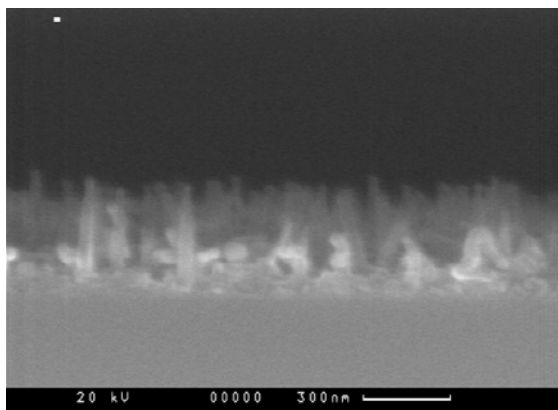
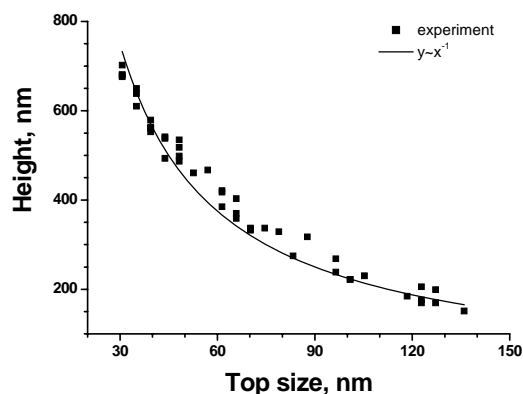


Рис.2. Соотношение длины и диаметра GaAsN ННК, выращенных на подложке GaAs (111)В методом магнетронного осаждения при $T=470^\circ\text{C}$ $v=0,4 \text{ ML/s}$ $t=150 \text{ nm}$.



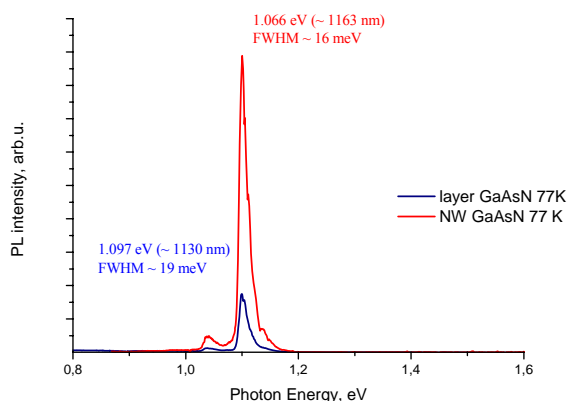


Рис.3. Спектры ФЛ для образцов с планарным слоем GaAsN и ННК GaAsN, выращенные при температуре 450°C

сечении вблизи основания.

Диаметр ННК в верхней части на исследованных образцах варьируется от 60 до 10 нм. Отметим, что характерная длина ННК меняется пропорционально эффективной толщине осажденного слоя и может превышать последнюю примерно в 10 раз. Указанное свидетельствует о преимущественно диффузионном механизме роста ННК [6]. Сопоставление длины и диаметра ННК (рис.2) показывает, что они изменяются обратно пропорционально, что характерно для преимущественно диффузионного механизма роста ННК [6].

Изменение скорости осаждения с 0,5 до 2 ML/s приводит к формированию текстурированного слоя, что объясняется поперечным ростом ННК при низких значениях диффузионной длины пробега [6,7].

Увеличение температуры роста до 560°C приводит к формированию ННК с конической морфологией. При дальнейшем повышении температуры подложки до 585°C наблюдается образование каплеобразной морфологии. Такое поведение объясняется повышением испарения адатомов с поверхности ННК [8]: рост испарения адатомов приводит к снижению длины диффузионного пробега и эффективности (скорости) встраивания в каплю катализатор.

Пример фотолюминесцентных спектров полученных на образцах с ННК приведен на рис.3. Эти спектры содержат полосу излучения в области 1,0-1,2 эВ для образцов выращенных при температуре 450-500°C. Полуширина полосы излучения составляет 40-60 нм при комнатной температуре и 10-20 нм при 77°К. Отметим, что положение полосы излучения слабо зависит от типа подложки. Полученные данные свидетельствуют о содержании азота примерно $x=2,5-3\%$ [1,2]. Повышение температуры роста до 550-570°C приводит к смещению полосы излучения в область 1,3 эВ, что соответствует содержанию азота $x\sim 0,5\%$ [1,2]. Сопоставление результатов для образцов с ННК и планарным слоем GaAsN показывает, что характер спектра сохраняется при существенном увеличении интенсивности ФЛ на образцах с

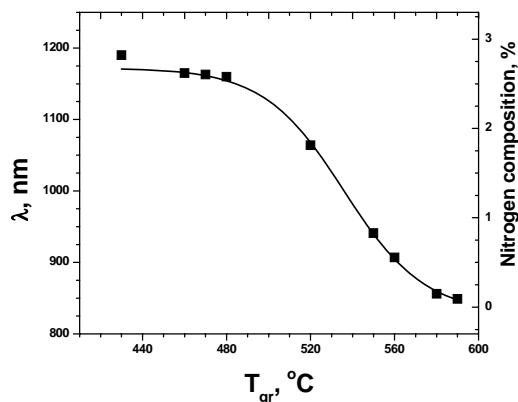


Рис.4. Зависимость положения пика ФЛ GaAsN ННК при 77°C от температуры роста.

ННК (примерно в 6-10 раз). Увеличение интенсивности люминесценции может объясняться снижением плотности дефектов безызлучательной рекомбинации и большей эффективностью выхода излучения из структур с развитой поверхностью [9].

Таким образом, продемонстрирована возможность получения ННК $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ $x=0-3\%$ методами осаждения магнетронным распылением. Показано, что рост ННК протекает преимущественно по диффузионному механизму. Установлено, что содержание азота в ННК стабильно при температурах роста в диапазоне 400-500°C, и составляет выше 2,7%. При температурах подложки в диапазоне 530-600°C наблюдается резкое падение содержания азота в твердых растворах ($\sim 0,5\%$).

Фотолюминесцентные спектры ННК GaAsN содержат полосу излучения в области 0,9-1,2 мкм, интенсивность которой примерно на порядок превосходит интенсивность люминесценции планарных слоев.

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

- [1] I. A. Buyanova, et al MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. 6, 2(2001).
- [2] Dilute Nitride Semiconductors Ed.M. Henini 2005 630 p. ISBN: 978-0-08-044502-1
- [3] P Soshnikov, et al and J Chi Semicond. Sci. Technol. 19 (2004) 501
- [4] F.Glas Phys. Rev. B **74**, (2006) 121302(R)
- [5] И.П.Сошников, Письма в ЖТФ **31**, (2005) 35
- [6]. Г.Э.Цырлин, и др. ФТП, **39** (2005) 587
- [7] V.G. Dubrovskii, et al Phys. Rev. B, 71, (2005) 205325
- [8] Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры. Под ред.Л.Ченг, К.Плог. М.Мир 1989, 584 с. ISBN: 5-03-000737-7
- [9] Modern Analytical Chemistry. D.Harvey, McGraw-Hill, Boston, 2000. — 798 p.

Кинетика фотолюминесценции 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. В работах [4,5] на основе анализа спектров ФЛ структур этого типа выдвигалось предположение о возможной реализации оптических переходов с малыми временами, но проведенные исследования кинетики не носили систематического характера.

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. В работе проводились исследования наносекундной и пикосекундной кинетики фотолюминесценции (ФЛ). В наносекундном комплексе возбуждение осуществлялось оптическим параметрическим генератором МОРО SL на длине волны 760 нм. Излучение ФЛ фокусировалось на входную щель решётчатого монохроматора и регистрировался ФЭУ

Hamamatsu. Запись сигнала ФЭУ осуществлялась быстрым осциллографом. Исследования наносекундной кинетики проводились при температурах 300 и 77 К, временное разрешение составляло порядка нескольких наносекунд, определяемое в основном временем отклика ФЭУ (2 нс) и длительностью импульса накачки (5 нс). Исследования пикосекундной кинетики проводились при температуре 8 К методом "up-conversion", длина волны возбуждения составляла 800 нм.

Было обнаружено, что при T = 77 К на длинах волн 1100÷1230 нм в сравнительно узком диапазоне мощностей возбуждения в спектре ФЛ проявляется расщепление (см. рис. 1а), что согласуется с имеющимися в литературе данными [4,5]. Интересно отметить, что зависимость от длины волны максимального значения сигнала ФЛ имела несколько иной характер, чем зависимость интеграла от интенсивности по времени (см. рис. 1а и 1б). Несмотря на то, что интенсивность коротковолновой компоненты в максимуме была значительно ниже, чем длинноволновой, вклад последней в интеграл был сравним с коротковолновым пиком, что указывает на наличие интенсивной, быстро спадающей составляющей. На рис. 1с приведены характерные кинетики ФЛ, полученные на длинах волн 1070 и 1180 нм, соответствующие максимумам интегральной интенсивности. Медленно спадающая компонента с характерным временем порядка 80 нс присутствует как в длинноволновой, так и в коротковолновой части спектра. Кроме того, при большей длине волны

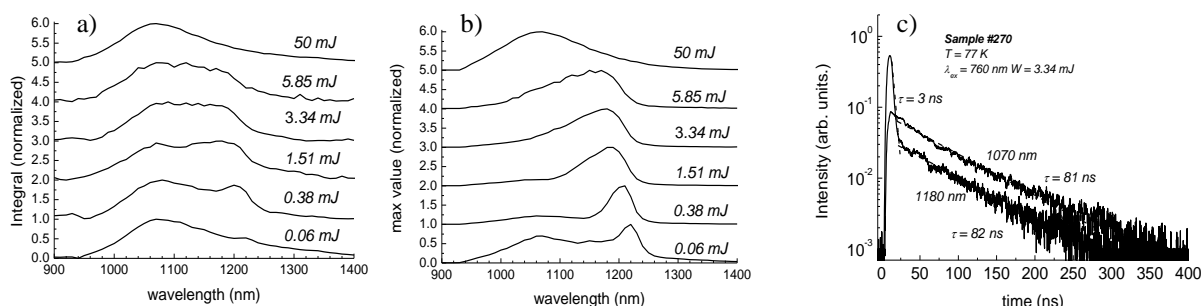


Рис. 1. Спектры а) по интегралу от кинетики и б) по максимальному значению интенсивности ФЛ структуры с КЯ GaAs/GaAsSb, полученные при T = 77 К. в) кинетика ФЛ структуры с КЯ GaAs/GaAsSb на длинах волн, соответствующих максимумам в спектрах при энергии в импульсе возбуждения 3.34 мДж.

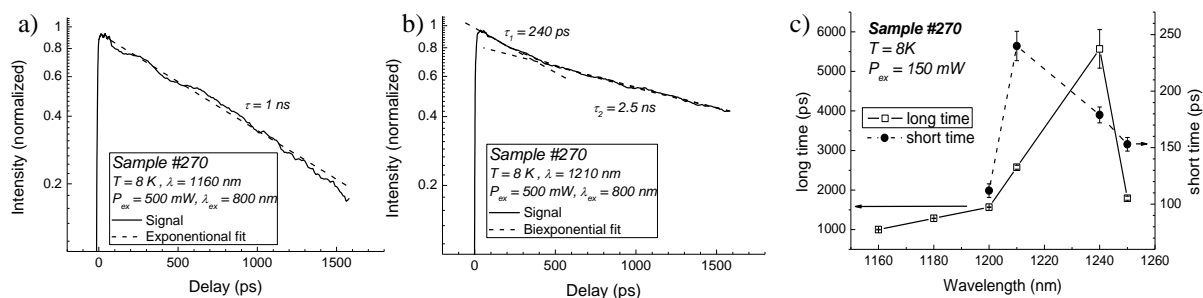


Рис. 2 Кинетика ФЛ структуры с КЯ GaAs/GaAsSb при $T = 77$ К на пикосекундных временах в области спектра, где имеет место спад с а) одним характерным временем $\tau = 1$ нс и б) с характерными временами $\tau_1 = 2.5$ нс и $\tau_2 = 250$ пс. в) Времена порядка единиц наносекунд наблюдались во всём исследуемом диапазоне длин волн, времена порядка сотен пикосекунд наблюдались в диапазоне $1200 \div 1250$ нм.

присутствует также быстрая составляющая, время релаксации которой не превышает временного разрешения экспериментальной установки.

Данные о временах спада, не превышающих единиц наносекунд, подтверждаются результатами измерений кинетики ФЛ на пикосекундных интервалах в диапазоне $1160 \div 1250$ нм (рис. 2). Примечательно, что в длинноволновой области спектра ($\lambda > 1210$ нм) наряду с сигналом ФЛ, спадающим за единицы ($1 \div 3$) наносекунд наблюдалась компонента, время спада которой не превышало 300 пс (рис. 2b, 2c). Наименьшие времена релаксации ФЛ, о которых сообщается в литературе [2,3], составляют единицы наносекунд, однако погрешность измерения оценивается в 0.6 нс, что существенно больше времён, наблюдаемых в наших экспериментах.

В работах [4,5] обсуждается модель, предложенная для объяснения природы расщепления линии ФЛ в условиях непрерывного возбуждения, впервые наблюдаемого авторами [5]. В рамках предложенной модели дополнительная компонента связывалась с прямыми переходами в слое GaAsSb, лежала в коротковолновой области относительно основного пика ФЛ и могла реализовываться только при интенсивном возбуждении. Ожидалось, что характерные времена релаксации дополнительной составляющей в спектре ФЛ будут составлять

сотни пикосекунд, что наблюдалось для КЯ с гетеропереходами I рода [6]. Детальные исследования кинетики ФЛ показали, что короткие времена наблюдаются в длинноволновой части спектра, происхождение которой является предметом отдельных исследований.

При температуре 300 К расщепление в спектре ФЛ также проявлялось, хотя и не столь явно, как при $T = 77$ К (рис. 3). При этом качественно вид кинетики ФЛ практически не менялся во всём спектральном диапазоне.

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 наблюдалось расщепление. При $T = 77$ К в области длинноволнового пика кинетика ФЛ описывалась двумя временами порядка сотен пикосекунд и десятков наносекунд, в то время как вне пика времена релаксации ФЛ описывалась одним временем порядка 80 нс. При комнатной температуре расщепление линии ФЛ было менее выраженным, и качественный вид кинетики ФЛ не менялся по всему спектральному диапазону. Природа спектральной компоненты, время релаксации которой порядка нескольких сотен, пикосекунд является предметом отдельных исследований.

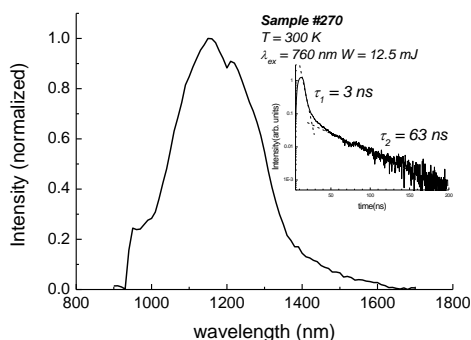


Рис. 3 Спектр ФЛ структуры с КЯ GaAs/GaAsSb при $T = 300$ К. На вставке приведена типичная кинетика ФЛ

- [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)
- [4] 14. В. Я. Алешкин, Б. А. Андреев, В. И. Гавриленко, С. В. Морозов, Д. И. Курицын, А. Г. Спиваков, Yu. G. Sadofyev, N. Samal // XII Международный Симпозиум "Нанофизика и нанoeлектроника", 10-14 марта 2008 г., Нижний Новгород, сб. трудов, 503-504.
- [5] В.Я.Алешкин, Б.А.Андреев, В.И.Гавриленко, и др. VIII Российская конференция по физике полупроводников, (Екатеринбург, Россия, 2007), 157
- [6] J. F. Ryan, R. A. Taylor, A. J. Turberfield et al. Phys. Rev. Lett. **53**, 1841-1844 (1984)

Остаточная фотопроводимость в гетероструктурах InAs/AlSb с двойными квантовыми ямами

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

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

Гетероструктуры InAs/AlSb представляют большой интерес для создания быстродействующих транзисторов, приборов спинтроники, коротковолновых квантовых каскадных лазеров. До настоящего времени исследования двумерного (2D) электронного газа в этой системе проводились лишь на структурах с одиночными квантовыми ямами (КЯ). В настоящей работе начато изучение электронных состояний в структурах InAs/AlSb с двойными КЯ с различной толщиной разделяющего барьера с целью поиска новых возможностей проявления спин-зависимых эффектов.

Исследуемые гетероструктуры были выращены на полуизолирующих подложках GaAs(001) методом МПЭ по технологии аналогичной описанной в работе [1]. Активная часть структуры состояла из нижнего барьера AlSb толщиной 15 нм, двух КЯ InAs шириной 15 нм, разделенных промежуточным барьером толщиной 3-10 нм, верхнего барьера AlSb толщиной 35 нм и покрывающего слоя GaSb толщиной 6 нм. Как известно (см., например, [2]), в номинально нелегированных гетероструктурах InAs/AlSb всегда присутствует 2D электронный газ, причем основными поставщиками электронов в КЯ InAs являются донорные состояния на поверхности покрывающего слоя GaSb и глубокие доноры в барьерных слоях AlSb. Замечательным свойством таких гетероструктур является наблюдаемая при низких температурах биполярная остаточная фотопроводимость (ОФП), за счет которой можно в широких пределах изменять концентрацию 2D электронов [2].

Измерения осцилляций субмиллиметровой ($f \sim 0.6$ ТГц) ФП (аналогичных осцилляциям Шубникова – де Гааза) при $T = 4.2$ К показали, что в исследуемых образцах с двумя КЯ InAs (в отличие от образцов с одиночной ямой) наблюдаются биения осцилляций, что соответствует двум концентрациям 2D электронов около $6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (Рис. 1, Табл. 1). При достаточно большой дозе подсветки образцов синим светодиодом период осцилляций увеличивается, а фурье-анализ осцилляций показывает наличие в них одной спектральной компоненты, соответствующей концентрации 2D электронного газа порядка $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. С учетом наличия в структурах встроенного электрического поля, обусловленного пространственным

разделением зарядов поверхностных доноров и электронов в КЯ естественно связать большее значение темновой концентрации с электронами в 1-ой (считая от поверхности структуры) КЯ, а меньшее значение темновой концентрации – с электронами во 2-ой КЯ. При подсветке синим светодиодом имеет место «перенос» электронов из 1-ой КЯ на донорные состояния на поверхности.

Таблица 1. Параметры исследуемых образцов

Образец	$n_s \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-2}$ 1QW	$n_s \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-2}$ 2QW	Ширина барьера
D002	5.3	1.6	3 нм
D003	5.8	2.1	5 нм
D004	5.6	1.8	10 нм
D005	4.9	2.1	5 нм

Для более детального исследования перераспределения зарядов в структурах в условиях ОФП были проведены измерения осцилляций Шубникова – де Гааза при постоянной подсветке излучением с различной длиной волны (по методике, описанной в [3]) и выполнены расчеты профиля потенциала и энергетических спектров электронов в КЯ. На рис. 2 представлены определенные из фурье-анализа осцилляций Шубникова – де Гааза значения концентрации 2D электронов в зависимости от длины волны подсветки λ . Видно, что концентрация 2D электронов во 2-ой яме постоянная с точностью до погрешности определения, в то время как концентрация электронов в первой яме превышает темновую при $\lambda > 800$ нм (эффект положительной ОФП) и меньше темновой при $\lambda < 800$ нм (эффект отрицательной ОФП) (ср. [2, 3]). При $\lambda \leq 600$ нм концентрация 2D электронов в 1-ой яме падает настолько, что становится неотличимой от концентрации во 2-ой яме.

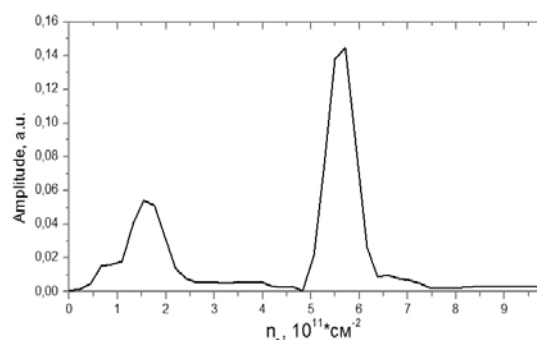


Рис. 1 Фурье анализ осцилляций Шубникова – де Гааза, для образца D004.

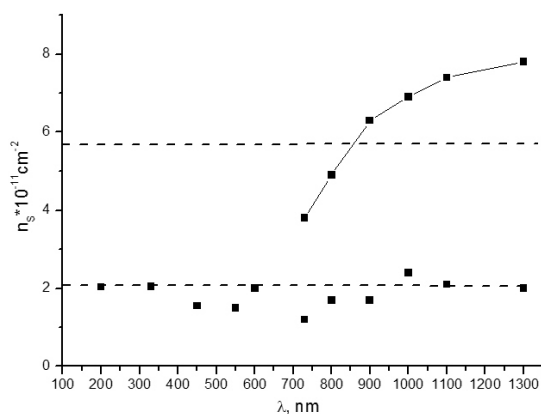


Рис. 2 Зависимости концентрации 2D электронов в КЯ в образце D003 от длины волны падающего излучения. Горизонтальными пунктирными линиями показаны темновые значения концентраций.

Для нахождения электронного спектра и электрического поля в системе с двумя КЯ методом итераций решалась система нелинейных самосогласованных уравнений Хартри с 8-зонным гамильтонианом Кейна [4] с учётом эффектов деформации [5] в пренебрежении в гамильтониане слагаемыми, пропорциональными квадрату волнового вектора дырок и слагаемыми, появляющимися из-за отсутствия центра инверсии в кристалле. Постоянная решетки InAs в плоскости КЯ полагалась такой же, как и в AlSb. Для нахождения энергии связанных состояний в двойной КЯ использовался метод матрицы рассеяния [6], являющийся устойчивым при любой ширине барьера между КЯ. В качестве волновых функций нулевого приближения выбирались состояния в бесконечно глубокой КЯ. Исходя из условия равенства уровней Ферми электронов в обеих КЯ, находился профиль самосогласованного потенциала и количество ионизованных доноров справа (в нижнем барьере AlSb) и слева (в верхнем барьере AlSb и на поверхности покрывающего слоя GaSb), «поставивших» электроны в КЯ (предполагалось, что узкий барьер между ямами не содержит глубоких доноров. Для «темнового» распределения концентраций в образце D003 $(n_s)_{QW1} = 5.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $(n_s)_{QW2} = 2.1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ такой расчет дает 19% ионизованных доноров (т.е. $1.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) справа от КЯ и 81% доноров слева – рис. 3. При подсветке излучением с длиной волны 730 нм $(n_s)_{QW1} = 3.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $(n_s)_{QW2} = 2.1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, и расчет дает 28% доноров (т.е. практически те же $1.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) справа от КЯ и 72% доноров слева. Т.о. эти измерения еще раз подтверждают, что эффект отрицательной ОФП при подсветке коротковолновым излучением связан с переносом электронов из КЯ (в данном случае из 1-ой) на поверхностные состояния. В то же время при подсветке ИК излучением концентрация 2D электронов в первой яме возрастает столь значительно (рис. 2), что установившееся распределение концентраций не может,

как показывает расчет, быть описано в рамках допущения о едином уровне Ферми в обеих КЯ.

Наличие встроенного электрического поля приводит к спиновому расщеплению энергетических уровней 2D электронов (расщепление Рашбы) – рис. 4. Как показывают результаты настоящей работы в системе двойных КЯ этот эффект можно контролировать, измеряя величины концентрации электронов в каждой из КЯ.

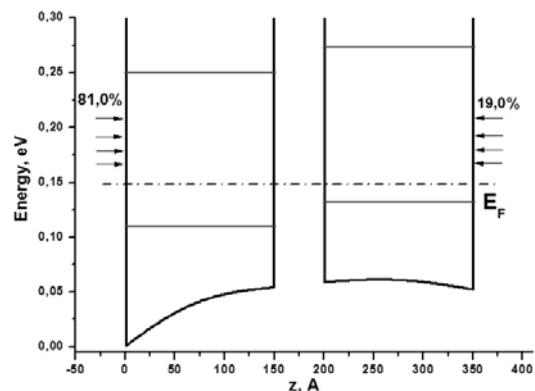


Рис. 3 Энергетический профиль КЯ в образце D003 в зависимости от пространственной координаты для «темнового» распределения концентраций.

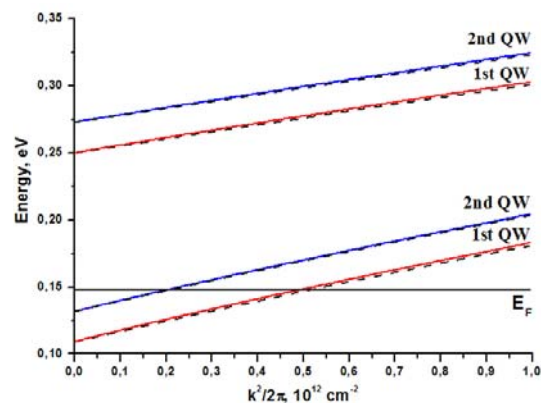


Рис. 4 Рассчитанные энергетические спектры электронов в образце D003 в 1-ой и 2-ой подзонах размерного квантования для «темнового» распределения концентраций.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 09-02-00752), РАН и фонда некоммерческих программ «Династия».

- [1] Yu.G.Sadofyev *et al.* Appl. Phys. Lett. **81**, 1833, (2002).
- [2] Ch. Gauer *et al.* Semicond. Sci. Technol. **8**, S137 (1993).
- [3] В. Я. Алешкин *et al.* ФТП, **39**, 30 (2005).
- [4] E.O. Kane, J. Phys. Chem. Solids **1**, 249 (1957).
- [5] G.L. Bir, G.E. Pikus, *Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductors*. Wiley, New York, 1974.
- [6] D.Y.K. Ko and J.C. Inkson, Phys. Rev. B **38**, 9945 (1988).

Перестройка водородоподобных состояний с помощью нанометровых квантовых ям

А.П. Степанова, Е.Е. Орлова

Институт Физики Микроструктур РАН, Н.Новгород, ГСП-105, 603950б Россия

В последние десятилетия огромный прогресс достигнут в технологии полупроводниковых квантовых точек – искусственных полупроводниковых образований с управляемым дискретным спектром локализованных состояний. Перестраиваемый дискретный спектр и замедление релаксационных процессов являются особенностями, благодаря которым с квантовыми точками связывают дальнейшее развитие электронных приборов, в особенности полупроводниковых лазеров [1]. Современные технологические подходы к производству квантовых точек [2-4] позволяют перестраивать их спектр, изменяя размер квантовых точек. Однако, возможность воспроизведения и единообразие параметров до сих пор остаётся проблемой. Есть возможность изменения спектра состояний в целом, но нет возможности контролировать положение уровней индивидуально. А такая возможность важна, поскольку от деталей относительного положения электронных уровней зависит ход релаксационных процессов, распределение носителей заряда, и, в конечном итоге, электронные и оптические свойства.

В настоящей работе проводится исследование возможностей нового подхода к формированию перестраиваемых локализованных состояний на базе полупроводниковых структур. Этот метод представляет более широкие возможности перестройки спектра благодаря разделению локализующего потенциала, который обеспечивает трехмерное ограничение движения носителей заряда, и перестраиваемого потенциала. В качестве локализующего потенциала предлагается использовать кулоновский потенциал примесных центров в полупроводниках, который позволяет достигать высокой воспроизводимости параметров локализованных состояний, что подтверждается узкой шириной примесных линий в полупроводниках. В качестве перестраиваемого потенциала используются нанометровые квантовые ямы.

Поскольку ширина таких ям меньше боровского радиуса, а также благодаря различию локализации водородоподобных состояний, влияние нанометровых ям можно направлять на различные возбужденные состояния, изменяя расстояние между ямой и дельта-слоем примесных примесных ионов, создающих притягивающий кулоновский потенциал.

Важной особенностью нанометровых квантовых ям является и то, что их ширина много меньше половины длины волны $\lambda = 2\pi\hbar / \sqrt{2mU}$, где m – эффективная масса, U – глубина ямы. В таких ямах создается лишь один уровень энергии в запрещенной зоне с энергией много меньше глубины ямы и масштабом локализации состояний существенно превышающим ширину ямы. Таким образом, ямы нанометрового диапазона сами по себе не приводят к существенному увеличению числа электронных состояний в запрещенной зоне, что важно для температурной зависимости населенности примесных состояний. В настоящей работе показано, сдвиг уровней кулоновского центра в присутствии дельта-потенциала определяется их линейной плотностью вероятности и существенно изменяется при изменении расстояния между нанометровой ямой и кулоновским центром.

Расчет локализованных состояний в поле кулоновского центра в присутствии узкой ямы проведён в рамках теории возмущений, в приближении эффективных масс, для изотропного закона дисперсии. Для потенциала ямы использовалась модель плоского дельта-потенциала. Гамильтониан системы имеет вид:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} - \frac{e^2}{\epsilon r} + U_0 \cdot d\delta(z - z_0)$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость, z – расстояние от ямы до кулоновского центра, e – заряд электрона. Амплитуда дельта-потенциала U_0 – где d – ширина ямы.

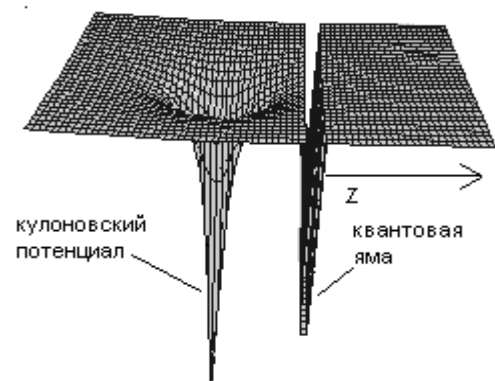


Рис. 1. Потенциал примесного иона вблизи плоского дельта-потенциала.

В качестве невозмущённых функций использовались собственные функции состояния электрона в кулоновском поле. Поправка первого приближения к собственному значению энергии состояния N равна:

$$E_N^{(1)}(z) = U_0 \int \int |\psi_N(z, \rho, \varphi)|^2 \rho d\rho d\varphi,$$

где ψ_N – волновая функция нулевого приближения состояния N . В случае вырожденных состояний ψ_N определяется как комбинация собственных функций, относящиеся

к одному и тому же собственному значению энергии с коэффициентами, полученными в результате решения секулярного уравнения.

Величина $\int \int |\psi_N(z, \rho, \varphi)|^2 \rho d\rho d\varphi$ имеет размерность обратной длины и представляет собой линейную плотность вероятности состояний кулоновского центра. Результаты расчетов для первых трех уровней кулоновских центров представлены на Рис. 2.

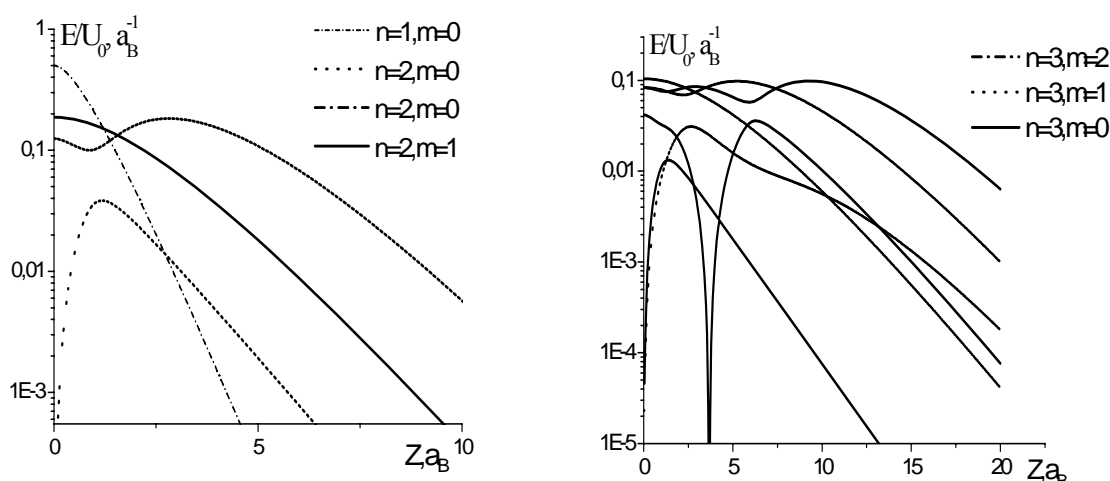


Рис.2. Сдвиг энергии, отнесённый к амплитуде дельта-потенциала. n – главное квантовое число, соответствующее номеру уровня. m – магнитное квантовое число, a_B – боровский радиус.

Из Рис.2 видно, что соотношение сдвигов уровней существенно меняется при изменении расстояния между ямой и кулоновским центром. Рассмотрим в качестве примера сдвиг уровней мелкого акцепторного центра в Si/SiGe структуре с узкими квантовыми ямами. Минимальная ширина ямы определяется постоянной кристаллической решётки $d = a_0 = 0.5$ нм, боровский радиус мелких акцепторных центров составляет 1.2 нм. Возьмем амплитуду дельта-потенциала 50 мэВ. Длина волны, соответствующая такой энергии составляет 7 нм, что гораздо больше минимальной ширины ямы. Яма с шириной в 0.5 нм, расположенная на расстоянии в один боровский радиус от примесного иона вызывает изменение энергии основного состояния на 10 мэВ. При этом изменение энергии второго уровня будет более чем в два раза меньше. Для преимущественного сдвига энергий возбуждённых состояний второго уровня целесообразно выбрать значительно большее расстояние до квантовой ямы – от трех до пяти боровских радиусов. Сдвиг состояний третьего уровня при этом будет в 2÷3 раза, а сдвиг основного состояния более, чем на порядок

меньше, чем сдвиг одного из состояний второго уровня.

Таким образом, расстояние между квантовой ямой нанометрового диапазона и примесным центром является параметром, позволяющим регулировать относительное расположение примесных уровней.

Работа поддержана грантом РФФИ 06-02-17437-а и Программой Президиума РАН.

- [1] R. A. Suris in Future Trends in Microelectronics, S. Luryi, et al., ed., pp. 197–208, 1996.
- [2] A. L. Efros and A. L. Efros Fiz. Tech. Poluprovodn. 16, p. 1209, 1982
- [3] M. A. Reed and J. N. Rendall Phys. Rev. Lett. 60, p. 535, 1988
- [4] D. J. Eaglesham and M. Cerullo Phys. Rev. Lett. 64, p. 1943, 1990; D. Bimberg, M. Grundmann, N. N. Ledentsov, Quantum Dot Heterostructures, Wiley, New York (1998).

Заращивание поверхностных дефектов в пленках GaN методом многоразового ионно-лучевого осаждения-переосаждения наноразмерного оксидного слоя

А.В. Беспалов¹, А.И. Стогний², Н.Н. Новицкий², А.С. Шуленков³

¹Московский государственный институт радиоэлектроники, электроники автоматики (технический университет)

²ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», ул. П.Бровки 19, 220072, г. Минск,
e-mail: stognij@iftp.bas-net.by

Известно, что плёнки GaN из-за отсутствия согласованных по электрофизическим и структурным параметрам подложек содержат, независимо от метода выращивания и применяемых усовершенствованных технологий получения, от 10^6 см⁻² ростовых дефектов. Эти дефекты могут скапливаться или локально (например, только в области р-слоя) или прорасти на всю глубину эпитаксиальной структуры и даже далее – вглубь подложки. Обычно толщина р-слоя составляет десятки–сотни нанометров, и ростовые дефекты могут быть эффективно зарощены при помощи описанной ниже простой методики двойного ионно-лучевого осаждения-распыления. Гораздо сложнее обстоит ситуация с дефектами, характерные размеры которых достигают единицы микрон.

Предложена методика заращивания мелких ростовых дефектов с характерным размером менее 100 нм на поверхности плёнок GaN, основанная на последовательном осаждении плёнок BeO толщиной менее 50 нм (путём распыления мишени бериллия ионами кислорода) и последующего её распыления с поверхности GaN пучком ионов кислорода с энергией менее 600 эВ и плотностью тока пучка 0,1 мА/см². Причём указанная процедура повторяется 2–3 раза. Скорость осаждения планаризирующего слоя BeO составляла 1 нм/мин, а удаления – более 2 нм/мин. Рабочее давление кислорода было менее 2×10^{-4} Тор.

Методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) в сочетании с послойным ионным травлением, растровой электронной микроскопии, снабжённой травлением фокусированным ионным лучом (FIBE), анализа спектров фотолюминесценции показано, что механизм залечивания обусловлен преимущественным заполнением впадин рельефа поверхности со скоростью более чем в 2 раза превышающей скорость осаждения корректирующего слоя на плоские участки поверхности и преимущественным удалением этого слоя с плоских участков поверхности со скоростью более, чем в 1,2 раза превышающей скорость его удаления из впадин рельефа в области ростовых дефектов, и при соблюдении режимов бездефектного распыления

обнажённых участков поверхности GaN [1] (рис. 1).

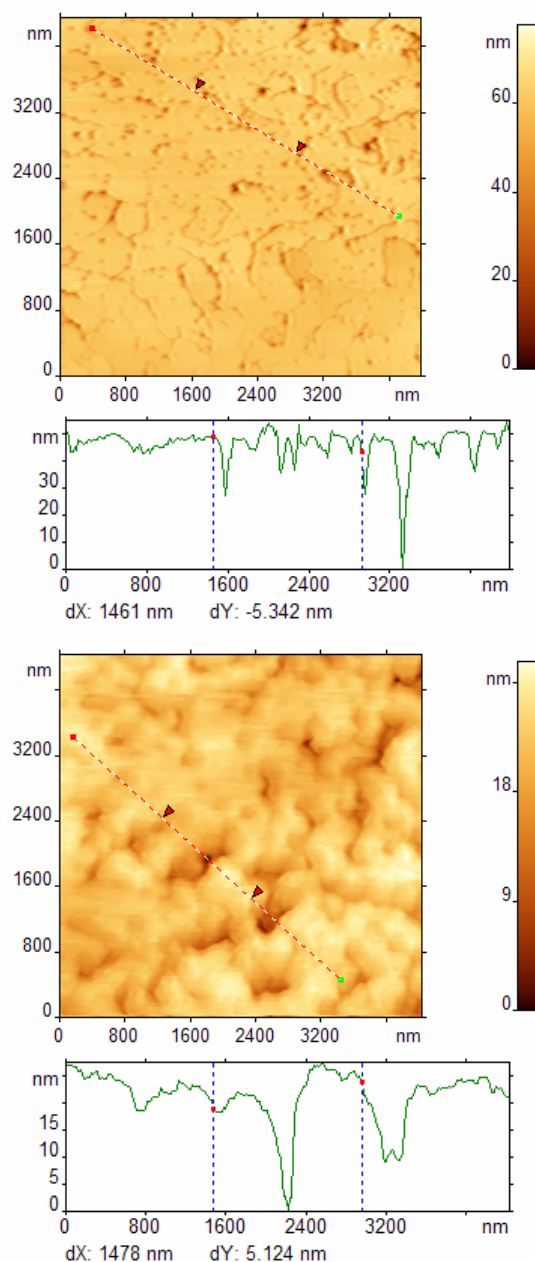


Рис. 1. АСМ-изображения поверхности исходного образца GaN (вверху) и полученной по предложенной методике (внизу). Видно, что на «зарощенной» поверхности отсутствуют глубокие дефекты с резкими границами, характерными для исходной поверхности.

В качестве обрабатываемых образцов использовались р-слои GaN, выращенные методами MOCVD, GaN гетероструктур на кремнии и сапфире на реакторах фирмы AIXTRON.

Показано, что технологическими операциями нанесения и ионного травления плёнок BeO на GaN гетероструктуры возможно залечивание дефектов и планаризация поверхности без существенного увеличения концентрации центров безызлучательной рекомбинации (рис. 2).

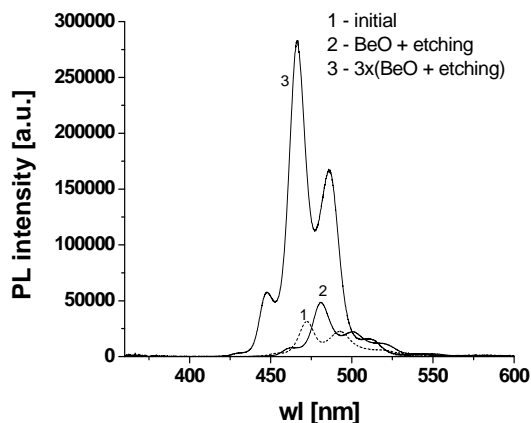


Рис. 2. Спектры ФЛ образцов при температуре $T = 290$ К и возбуждении излучением гелий-кадмиевого лазера $\lambda_{\text{возб}} = 325$ нм, $I_{\text{возб}} \sim 2$ Вт/см² (После «заращивания» дефектов наблюдается значительный рост интенсивности ФЛ с выраженными особенностями на границах спектра).

Более сложная ситуация обстоит при выполнении операций металлизации GaN, когда наноразмерные корректирующие слои недостаточны для исключения закороток между границами р-слоя и нижележащими функциональными слоями по проколам в структурах. В этом случае для заполнения пустот, достигающих микронных размеров (их концентрация незначительна), оказалось достаточным осаждения и последующего удаления с кратностью, не превышающей 3-х, толстого слоя AlO_x толщиной от 1/2 до 2/3 от общей толщины эпитаксиальной структуры (рис. 3).

Таким образом, комбинированный подход, сочетающий 2-х–3-х кратное осаждение толстого диэлектрического слоя и его удаление, последующее 3-х кратное нанесение и 2-х кратное удаление наноразмерного слоя оксида полупроводника р-типа локально в область дефектов р-слоя, позволяет эффективно заращивать как глубокие, так и мелкие дефекты, одновременно подготавливая поверхность слоя р-типа к нанесению прозрачных омических контактов [2].

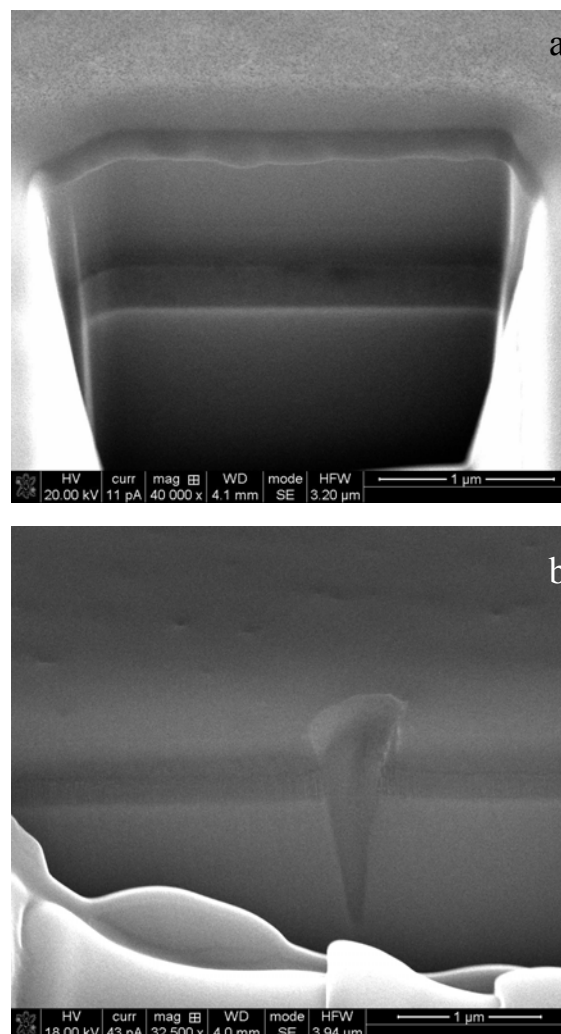


Рис. 3. Общий вид поперечного сечения плёнки GaN с нанесённым на поверхность слоем AlO_x 0,3 мкм (а) и локальный вид в окрестности глубокого ростового дефекта, преимущественно заполненного слоем AlO_x (b).

- [1] А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, О.М. Стукалов Письма в ЖТФ. **28**(1), 39 (2002).
- [2] А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, Е.В. Луценко и др. Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы. Тезисы докл. 6-й Всеросс. конф. С.–Петербург 2008. с. 121.

Субволновое разрешение оптического изображения с помощью поверхностных плазмонов

Т.В.Теперик^{1,2}, A. Archambault¹, F. Marquier¹, and J.-J. Greffet¹

¹Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique,
CNRS and Université Paris-Sud, Campus Polytechnique, RD 128, 91127 Palaiseau cedex, France

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН
ул. Зеленая 38, 410019 Саратов, Россия
e-mail: tatiana.teperik@em2c.ecp.fr

В последнее время активно обсуждается вопрос преодоления дифракционного предела разрешения оптических изображений с использованием поверхностных плазмонов, распространяющихся вдоль поверхности метал/диэлектрик. Известно, что в длинноволновом пределе дисперсия плазмона слабо отличается от дисперсии света в окружающем металл диэлектрике, в то время как в коротковолновом пределе дисперсия поверхностного плазмона асимптотически стремится к квази-электростатическому решению, со слабой частотной дисперсией плазменного возбуждения. Таким образом, становится возможным использовать поверхностную волну с длиной волны значительно меньшей по сравнению с длиной волны света, что позволяет преодолеть дифракционный предел разрешения изображения [1]. Однако в коротковолновом пределе поверхностный плазмон становится более локализованным вблизи поверхности металла, что приводит к значительному затуханию плазмона. Другим важным фактором, определяющим разрешение оптического изображения, является конфигурация линзы, с помощью которой осуществляется фокусировка плазмона. Линза Френеля, использующая интерференционные свойства плазмонов, рассматривается как одно из наиболее эффективных фокусирующих устройств [2]. Таким образом, нахождение разумного компромисса между вышеуказанными факторами является важной теоретической и экспериментальной задачей.

В данной работе рассматривается задача двумерной дифракции поверхностного плазмона, распространяющегося вдоль поверхности золото/стекло, на неперiodической цепочке щелей (линза Френеля) с последующей фокусировкой плазмонов в фокальной плоскости линзы. Данная линза собирает дифрагированные поверхностные плазмоны в фокусе и гарантирует равенство их фазы, делая возможным конструктивную интерференцию плазмонов, что, в свою очередь, обеспечивает наилучшее качество изображения.

Для решения задачи дифракции был использован метод диадной функции Грина. В рамках данного метода было получено общее

представление электромагнитного поля поверхностного плазмона посредством выделения его полюса. С помощью этого представления, сформулирован двумерный аналог принципа Гюйгенса-Френеля для поверхностных плазмонов. Согласно данному принципу, поле поверхностного плазмона в плоскости изображения есть результат интерференции плазменных волн от вторичных источников, находящихся в плоскости линзы. Данный принцип позволяет сделать вывод, что явления распространения, дифракции и интерференции поверхностного плазмона аналогичны распространению, дифракции и интерференции света. Очевидно, что имеются и отличия. Поверхностный плазмон подвержен затуханию из-за омических потерь в металле. Таки образом, ни каждый вторичный поверхностный плазмон будет участвовать в формировании изображения, а лишь тот, чья амплитуда достаточно большая, чтобы гарантировать выживание плазмона в фокальной плоскости.

Схема линзы представлена на рис.1(а). Линза представляет собой неперiodическую цепочку щелей на поверхности металла. Центры которых расположены в точках

$$y_j = \sqrt{(j \lambda_{sp} + f)^2 - f^2}, \quad j = -n, \dots, n,$$

где f главное фокусное расстояние и λ_{sp} – длина волны поверхностного плазмона. Однородная плазменная волна с волновым вектором k_{sp} “падает” на систему щелей слева, дифрагирует на каждой из них и собирается в фокусе F . Ширины щелей выбраны таким образом, что разница оптического пути для двух вторичных поверхностных плазмонов, излучаемых двумя последовательными щелями, не превышает $\lambda_{sp}/6$. Таким образом, более отдаленные щели имеют меньший размер по сравнению с теми, которые находятся вблизи главной оптической оси линзы. Такая линза позволяет собрать сфазированные в фокусе вторичные плазмоны, излученных каждой из щелей, обеспечивая, таким образом, их конструктивную интерференцию в заданной точке фокуса.

На рис.1(b-d), представлены результаты расчета интенсивности нормальной компоненты электрического поля сфокусированного

поверхностного плазмона. На рис.1(b) и (c) видны “горячие пятна” в фокусе как результат конструктивной интерференции вторичных плазмонов. Количество щелей выбрано таким образом, чтобы достигалась максимально возможная интенсивность поля поверхностного

фокуса. Наличие дифракционного предела для поверхностного плазмона определяется растущей диссипацией плазмона при уменьшении его длины волны. Поэтому, необходимо находить компромисс между уменьшением длины волны поверхностных

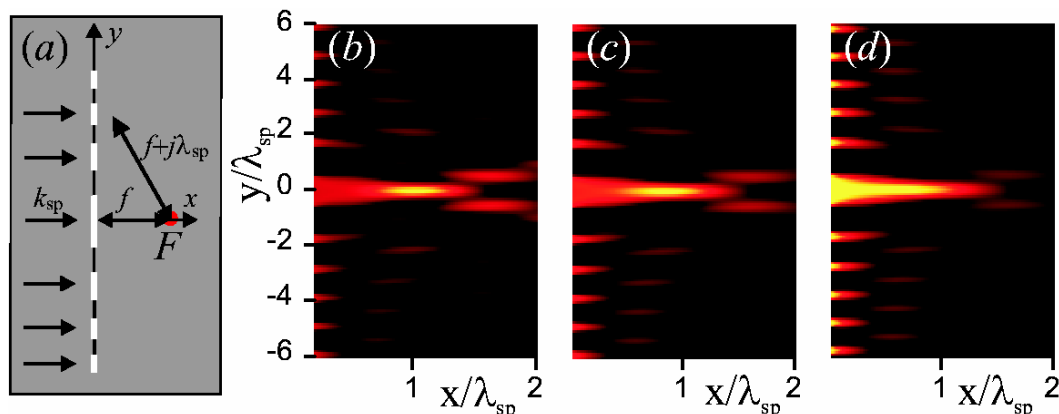


Рис. 1 (a) Металлическая поверхность и схема линзы Френеля для фокусирования поверхностного плазмона. (b-d) Интенсивность нормальной к поверхности металла компоненты поля поверхностного плазмона сфокусированного линзой Френеля. Главное фокусное расстояние $f=\lambda_{sp}$. Количество щелей $N=21$. Однородная вдоль оси OY плазменная волна “падает” на систему щелей слева. Длина плазменной волны составляет (b) $\lambda_{sp}=400$ нм, (c) 350 нм и (d) 325 нм. Черный цвет соответствует нулевой интенсивности плазменного поля, светлые пятна соответствуют максимальной интенсивности поля.

плазмона в фокусе. Для поверхности золото/стекло было использовано 21 отверстие. Дальнейшее увеличение числа отверстий не приводит к увеличению интенсивности поля. Это объясняется тем, что вторичные плазмоны, уходящие от более удаленных щелей не участвуют в формировании изображения из-за омических потерь в металле, которые приводят к ограничению длины свободного пробега плазменной волны.

Поперечный (в направлении оси y) размер “горячего пятна” на рис.1(b) и (c) не превышает половины длины волны поверхностного плазмона. Таким образом, изображение является субволновым (примерно $\lambda/3$) по отношению к длине волны света λ . Проведенная оценка согласуется с результатами предыдущих исследований [3,4]. В качестве одного из подходов, позволяющих улучшить разрешение изображения, в предыдущих работах высказывалась идея использования плазмонов вблизи квази-электростатического асимптотического решения $\omega_p / \sqrt{\epsilon + 1}$, где ω_p – объемная плазменная частота и ϵ – диэлектрическая постоянная окружения (стекло в данном случае). Указанный режим соответствует меньшим длинам волн поверхностного плазмона и, таким образом, разрешение изображения может быть, в принципе, увеличено. Однако, наши исследования показали (см. рис.1(d)), что поверхностный плазмон с короткой длинной волны не приводит к формированию хорошего

плазмонов и диссипацией которая устанавливает дифракционный предел при фокусировании с помощью коротковолновых поверхностных плазмонов.

Таким образом, в данной работе теоретически исследовано явление фокусировки поверхностных плазмонов, распространяющихся вдоль поверхности золото/стекло. Показано, что в длинноволновом пределе поверхностный плазмон ведет себя аналогично свету, в то время как в коротковолновом режиме он обладает рядом особенностей, связанных с наличием сравнительно сильного затухания плазмона. Для фокусировки поверхностного плазмона предложено использовалась конфигурация двумерного аналога линзы Френеля, которая позволяет получить субволновое разрешение изображения с величиной порядка полуволны поверхностного плазмона.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 07-02-91011 и 08-02-90007) и национального агентства по развитию научных исследований во Франции (ANR, проект Carnot).

- [1] I.I. Smolyaninov et al., Phys. Rev. Lett., **94**, 057401 (2005).
- [2] L. Feng et al., Appl. Phys. Lett., **91**, 081101 (2007).
- [3] A.G. Curto and F.J. Garcia de Abajo, Nano Lett., **8**, 2479 (2008).
- [4] A. Drezet et al., Optics Letters, **32**, 2414 (2007).

Влияние ионно-лучевой обработки на фотолюминесценцию эрбия в пленках вольфрам-теллуридного стекла

А.Н. Михайлов, А.И. Белов, Д.А. Лаптев, А.Б. Костюк, Ю.И. Чигиринский,
Ю.А. Дудин, А.Н. Шушунов, О.Н. Горшков, Д.И. Тетельбаум

Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И.

Лобачевского, пр. Гагарина 23/3, Н. Новгород, Россия

e-mail: tetelbaum@phys.unn.ru

Вольфрам-теллуридные стекла (ВТС) – один из наиболее перспективных заменителей кварцевого стекла в оптоэлектронных планарных приборах. Особенно перспективно его применение в виде тонких пленок как матрицы для центров Er^{3+} , излучающих при комнатной температуре на длине волны 1,54 мкм. Важной задачей является усиление эффективности люминесценции эрбия. Обычно эта задача решается путем введения в матрицу атомов сенситизатора, в качестве которого служит другой редкоземельный элемент – Yb. Тем не менее остается актуальным дальнейшее повышение эффективности люминесценции. В настоящей работе исследована возможность усиления фотолюминесценции (ФЛ) Er в пленках ВТС путем ионного облучения.

Известно, что эффективность излучения Er возрастает при образовании кислородосодержащих комплексов этого элемента. Концентрация таких комплексов может быть существенно ниже, чем полная концентрация эрбия. Ионное облучение служит эффективным средством радиационного стимулирования химических взаимодействий в твердых телах, поэтому при некоторых условиях следует ожидать в случае облучения ионами формирования дополнительного количества эрбий-кислородных комплексов, следовательно, улучшения люминесцентных свойств.

В настоящей работе исследовано влияние ионного облучения пленок ВТС:Er:Yb на интенсивность ФЛ при 1,53 мкм.

Пленки с толщинами 170-300 нм наносились на подложки кремния (для исследования ИК-пропускания) и стекла методом магнетронного реактивного ВЧ-распыления холоднопрессованных мишеней $65,05\text{TeO}_2 + 25\text{WO}_3 + 3\text{La}_2\text{O}_3 + 0,25\text{Er}_2\text{O}_3 + 1\text{Yb}_2\text{O}_3$. Осаждение осуществлялось в атмосфере газовой смеси аргон-кислород при давлении 0,3 Па, температуре подложки 300 °С, напряжении автосмещения на мишени 350-450 В. Облучение ионами Si^+ (энергия 40 кэВ, доза $7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$), Ar^+ (40 кэВ, $6,4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) и Ne^+ (30 кэВ, $9,4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) проводилось на установке ИЛУ-3 при плотности ионного тока $\sim 10 \text{ мкА/см}^2$. Энергии и дозы ионов подбирались таким образом, чтобы обеспечить примерное совпадение профилей распределения и приблизительное равенство концентраций радиационных вакансий в

максимуме распределения (на глубине $\sim 40 \text{ нм}$). Постимплантационный отжиг проводился последовательно при температурах 300, 400, 500 °С в потоке осушенного азота (в течение 1 часа при каждой температуре).

Стационарная ФЛ в спектральном диапазоне 0,9-1,65 мкм возбуждалась на длине волны $\lambda_{\text{exc}} = 488 \text{ нм}$. ФЛ с временным разрешением в области 1,4-1,6 мкм исследовалась с использованием $\lambda_{\text{exc}} = 985 \text{ нм}$.

На рис. 1 приведены данные по ФЛ центров Er^{3+} в пленках ВТС, нанесенных на подложки стекла и подвергнутых ионному облучению Ne^+ , Ar^+ и Si^+ . Ионное облучение без последующего отжига (рис. 1а) приводит к существенному ослаблению ФЛ, связанной с редкоземельными элементами (за исключением случая ионов Ne^+).

Интенсивности ФЛ Er^{3+} (рис. 1б-в) после облучения ионами Ar^+ и Si^+ слабо восстанавливаются при отжигах (при облучении Si^+ восстановление практически отсутствует). В случае же облучения Ne^+ наблюдается другая тенденция: после отжигов ФЛ становится интенсивнее, чем в необлученных, но отожженных в тех же условиях пленках. Интересно, что улучшение или ухудшение ФЛ при облучении не коррелируют с временем спада ФЛ при 1,53 мкм, составляющим $\sim 1 \text{ мс}$ до отжига и $\sim 2,5 \text{ мс}$ после отжига при 400 °С как для облученных, так и необлученных пленок. То есть облучение практически не влияет на скорость безызлучательной рекомбинации, следовательно изменение интенсивности ФЛ обусловлено, по-видимому, изменением числа оптически активных центров ErO.

Различие в поведении ФЛ для Ne^+ и Ar^+ можно объяснить тем, что наряду с радиационно-стимулированным образованием комплексов Er-O, при облучении может происходить их распад в термических пиках. Чем тяжелее ион, тем выше локальная температура в пиках и сильнее выражен распад, т.е. деградация ФЛ. В случае облучения Si^+ в гашение ФЛ вносит вклад также химическое взаимодействие внедренного кремния с кислородом и другими элементами, входящими в состав стекла.

В соответствии с данными оптического пропускания в видимой и ближней ИК области (рис. 2а), после отжига при 400 °С спектры облученных Ne^+ и Ar^+ пленок практически не отличаются от необлученных, а в случае

облучения Si^+ имеет место ослабление пропускания в области 400-700 нм. Следовательно, в последнем случае в оптической щели остаются локализованные состояния, связанные с атомами Si или их дефектными комплексами, которые, по-видимому, и ослабляют ФЛ.

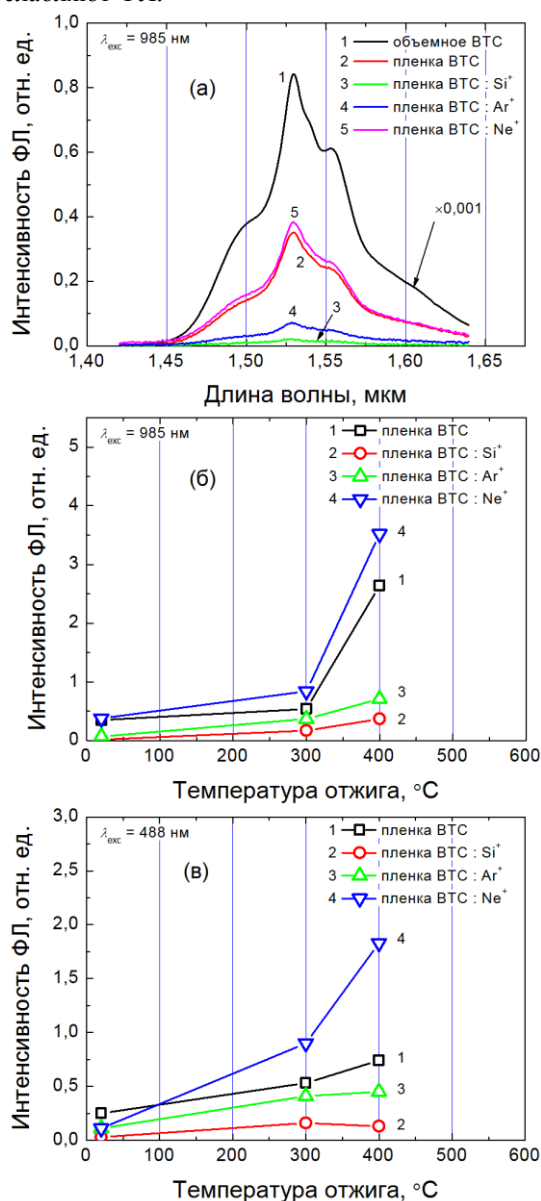


Рис. 1. Спектры ФЛ, возбужденной на длине волны 985 нм, объемного ВТС, исходной пленки и пленок, облученных ионами, в отсутствие отжига (а); влияние отжига на интенсивности ФЛ при 1,53 мкм, возбужденной на длинах волн 985 нм (б) и 488 нм (в), исходной пленки и пленок, облученных ионами.

Данные ИК Фурье-спектроскопии (рис. 2б) показали, что облучение пленок ионами Ag^+ и Ne^+ и последующий отжиг не приводят к существенному изменению исходных полос поглощения теллуридного стекла в области 550-1000 см^{-1} (можно лишь отметить небольшой сдвиг полосы поглощения с 685 до 660 см^{-1} в результате отжига как исходной, так и облученных пленок). Ионное облучение Si^+ ,

напротив, приводит к росту поглощения в области 1000-1300 см^{-1} уже в отсутствие отжига, а после отжига появляется ярко выраженная полоса с максимумом при $\sim 1060 \text{ см}^{-1}$, характерная для нестехиометрического оксида SiO_x . Это свидетельствует о том, что по крайней мере часть имплантированного кремния отнимает кислород у компонентов ВТС.

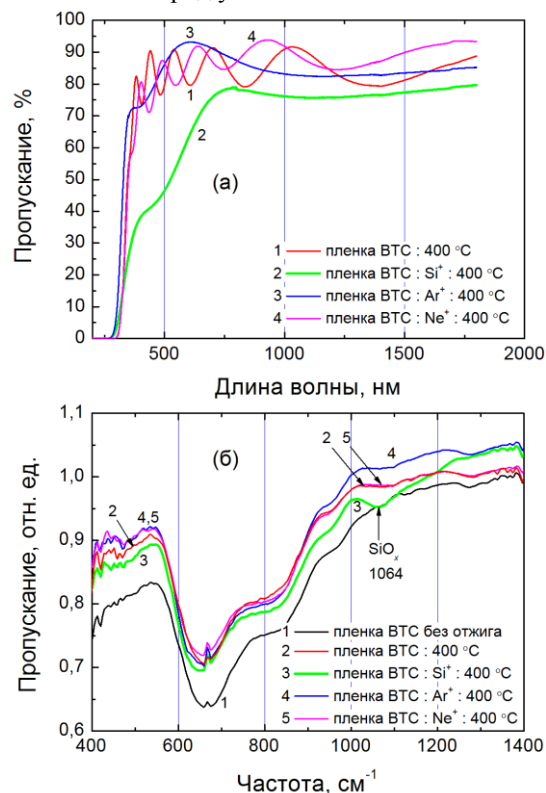


Рис. 2. Спектры оптического пропускания (а) и данные ИК-спектроскопии (б) для пленок ВТС после ионного облучения и отжига при 400 °С.

Таким образом, влияние облучения ионами на интенсивность ФЛ Er^{3+} зависит от типа ионов. Радиационное повреждение при облучении относительно тяжелыми ионами (Ag^+ , Si^+) необратимо разрушает оптически активные центры. При облучении же более легкими ионами (Ne^+) в отожженных пленках имеет место радиационно-стимулированное доформирование излучательных редкоземельных центров. Внедренный в ВТС кремний не формирует нанокристаллов, а вступает в химические реакции с элементами основы, что вызывает ослабление ФЛ.

Возможность усиления ФЛ путем облучения легкими ионами открывает относительно простой, хорошо контролируемый и экспрессный путь улучшения излучательных свойств ВТС. Следует заметить, что в данной работе соотношение толщины пленки и пробегов ионов не было оптимизировано. Толщина модифицированного слоя может быть увеличена путем повышения энергии ионов и (или) снижения их массы.

Работа выполнена в рамках программы Рособразования (проект РНП 2.1.1.4022).

Влияние напряженного состояния пленки Ge на поверхности Si(100) на толщину смачивающего слоя

В.В. Ульянов, А.И. Никифоров, В.А. Тимофеев, О.П. Пчеляков,
С.А. Тийс, А.К. Гутаковский

Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия
e-mail: ulyanov@isp.nsc.ru

Гетеросистемы Ge/Si, в которых островки Ge выполняют роль квантовых точек, представляют интерес для создания перспективных устройств нано- и оптоэлектроники [1,2]. Вертикальное упорядочение наноразмерных объектов, наблюдающееся в многослойных SiGe гетероструктурах [3,4], приводит к изменению зонной диаграммы в сравнении с одиночными и неупорядоченными нанобъектами. В результате, оптические свойства гетероструктур значительно меняются, например, значительно возрастает интенсивность фотолюминесценции [5].

Присутствие напряжений в процессе роста в многослойной эпитаксиальной SiGe гетероструктуре изменяет фазовую диаграмму морфологического состояния пленки германия и распределение по размерам и форме островков германия. Поэтому для решения задачи создания структур с заданными свойствами необходимы детальные исследования гетероэпитаксиального роста, в частности, 2D-3D перехода (механизм Странского-Крастанова).

Дифракция быстрых электронов на отражение – один из наиболее информативных методов исследования *in-situ* при молекулярно-лучевой эпитаксии многослойных структур. Путем анализа интенсивности рефлексов картины ДБЭ в процессе роста слоев германия были проведены измерения толщины смачивающего слоя (т.е. толщины, при которой наблюдается переход от двумерного роста к трехмерному) в случае наличия упругих напряжений на поверхности Si(100) [6]. Было исследовано влияние на толщину смачивающего слоя таких факторов как температура и скорость осаждения, а также толщина Si спейсера и число повторений слоев вертикально-упорядоченных Ge кластеров в многослойной структуре. С ростом толщины осажденного слоя, упругие напряжения, вызванные рассогласованием параметров решетки Si и Ge, возрастают. Начиная с некоторой критической толщины, наблюдается 2D-3D переход, при котором часть упругих напряжений релаксирует, понижая свободную энергию системы.

Точка перехода 2D-3D фиксировалась по моменту начала резкого возрастания интенсивности 3D рефлекса (Рис.1).

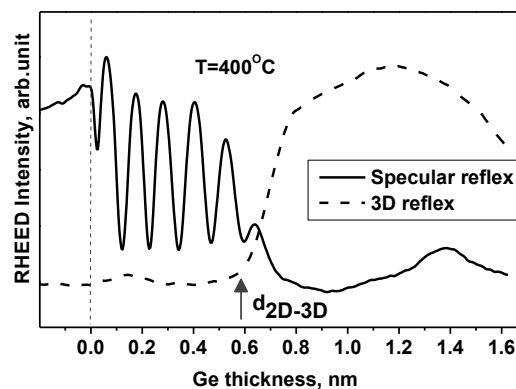


Рис.1 Изменение интенсивности рефлексов ДБЭ картины в процессе роста Ge на поверхности Si(100).

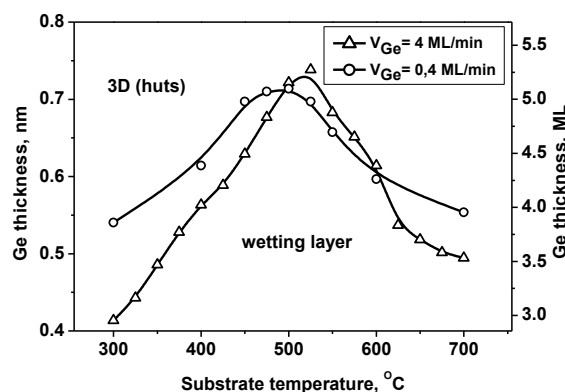


Рис.2 Толщина смачивающего слоя в зависимости от температуры подложки и скорости роста.

Таким способом была получена зависимость толщины смачивающего слоя от температуры при разных скоростях роста Ge (Рис.2). Кривые имеют немонотонный характер с максимумом при температуре около 500°C.

Предложена модель, объясняющая данную зависимость 2D-3D перехода от условий роста. При низких температурах часть атомов, вследствие слабой подвижности, не достигает краев двумерных островков, которые продолжают расти путем заполнения следующего монослоя на поверхности этих островков. Таким образом, происходит образование многоуровневых островков, создавая высокую шероховатость поверхности,

трансформирующуюся позднее в “hut”-кластеры. С ростом температуры, плотность многоуровневых островков (и, как следствие, поверхностная шероховатость) снижается, что приводит к увеличению толщины смачивающего слоя. В процессе роста наблюдаются осцилляции интенсивности зеркально-отраженного пучка электронов (Рис.1). Осцилляции максимальной амплитуды и продолжительности приходятся на температурную область, соответствующую максимуму зависимости на Рис.2. Дальнейшее повышение температуры роста приводит к постепенному уменьшению толщины 2D-3D перехода. Наблюдающееся в экспериментах исчезновение осцилляций в области температур выше 500°C, указывает на смену механизмов двумерного послыонного роста: образование и слияние двумерных островков уступает место движению монокристаллических ступеней. Известно [7], что 2D островки могут деформироваться, повышая степень релаксации упругих напряжений. Уменьшение плотности 2D островков снижает степень релаксации, что является причиной уменьшения толщины 2D-3D перехода. Дальнейшее повышение температуры приводит к полному переходу к механизму послыонного роста движением ступеней. В этом случае напряжения могут релаксировать только на краях ступеней, плотность которых незначительна.

Влияние скорости осаждения Ge проявляется в виде смещения точки перегиба в направлении низких температур для кривой, построенной при меньшей скорости роста (Рис.2). При низкой плотности потока длина поверхностной диффузии адатомов возрастает и переход к механизму роста движением ступеней наблюдается при меньших температурах. Таким образом, сдвиг точки перегиба при изменении скорости роста подтверждает справедливость предложенного объяснения немонокристаллической температурной зависимости толщины смачивающего слоя.

В многослойных структурах $(\text{GeSi})_n / \text{Si}$ толщина смачивающего слоя уменьшается с ростом числа периодов, причем эффект проявляется тем сильнее, чем меньше толщина Si спейсера (Рис.3). Это является следствием накопления остаточных напряжений на поверхности Si при выращивании многопериодной структуры. В случае достаточно толстого Si спейсера ($d \sim 10 \text{ нм}$) толщина смачивающего слоя перестает зависеть от числа периодов, поскольку напряжения имеют возможность для полной релаксации и слой Ge растет на ненапряженной поверхности. Напротив, при малых толщинах Si спейсера имеет место практически полное исчезновение смачивающего слоя. В этом случае решетка значительно деформирована и механизм гетероэпитаксии Странского-Крастанова сменяется механизмом Фольмера-Вебера, при

котором островки формируются без стадии смачивающего слоя.

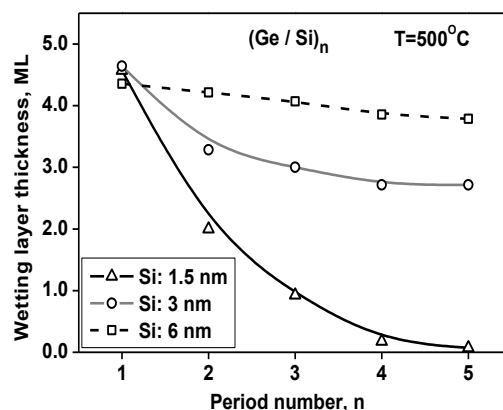


Рис.3 Толщина смачивающего слоя в зависимости от числа повторений в многослойной структуре для разных толщин Si спейсера.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Гранты 09-02-01262, 08-02-92008).

- [1] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, Yu.Yu. Proskuryakov, J. Appl. Phys. **89** (2001) 5676–5681.
- [2] А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, А.И. Никифоров, С.В. Чайковский, С.А. Тийс. ФТП, **37** (2003) 1383.
- [3] Vinh Le Thanh, U.V. Yam, Y.Zheng, D.Bouchier. Thin Sol. Films **380** (2000) 2.
- [4] M. Herbst, C. Schramm, K. Brunner, T. Asperger, H. Riedl, G. Abstreiter, A. Vorckel, H. Kurz, E. Muller. Mat. Sci. Eng. **B89** (2002) 54.
- [5] K. Eberl, O.G. Schmidt, O. Kienzle, F. Ernst, Thin Solid Films **373** (2000) 164–169.
- [6] A.I. Nikiforov, V.V. Ulyanov, S.A. Teys, A.K. Gutakovskiy, O.P. Pchelyakov, A.I. Yakimov, A. Fonseca, J.P. Leitao, and N.A. Sobolev. Phys. Stat. Sol. (c) **4**, No. 2, (2007) 262.
- [7] A.I. Nikiforov, V.A. Cherepanov, O.P. Pchelyakov, Mat. Sci. Eng. **B89** (2002) 180–183.

Фототок в квантовой проволоке с короткодействующей примесью

М.А. Пятаев, С.Н. Ульянов

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, ул. Большевикская 68, Саранск, Россия
e-mail: ulyanovsn@mail.ru

В настоящей работе теоретически исследуется фотогальванический эффект в квантовой проволоке, содержащей одиночную короткодействующую примесь. Изучению фототока в различных наноструктурах в последние годы посвящено значительное количество теоретических и экспериментальных работ [1-6]. Интерес к рассматриваемой проблеме связан с попытками создания однофотонных детекторов [5-6].

Как хорошо известно, необходимым условием для возникновения фототока является отсутствие центра инверсии у системы. В макроскопических образцах такое нарушение симметрии, как правило, связано с асимметрией кристаллической решетки. В наноструктурах при квазибаллистическом транспортном режиме имеется новая возможность, когда нарушение симметрии может быть обусловлено геометрией системы. Одной из наиболее простых систем, в которых возможна генерация фототока, является квантовая проволока с короткодействующей примесью, расположенной ближе к одному из торцов проволоки [4].

Для нахождения тока через систему в настоящей работе используется подход, основанный на обобщении теории Ландауэра-Бюттикера [1-4]. Поперечное сечение проволоки описывается с помощью прямоугольной потенциальной ямы в двумерном электронном газе, а примесь – с помощью потенциала нулевого радиуса. Как хорошо известно, энергетический спектр электронов в рассматриваемой проволоке представляет собой сумму кинетической энергии продольного движения и дискретной составляющей

$$E_n = \varepsilon n^2 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} n^2, \quad (1)$$

где m – эффективная масса электрона, a – ширина проволоки, ε – энергия основного состояния.

В работе рассматривается случай, когда внешнее напряжение на концах проволоки отсутствует и постоянный ток возникает только при наличии излучения. Как следует из теории Ландауэра-Бюттикера, фототок через проволоку определяется выражением [4]

$$I_{ph} = \frac{e}{\pi \hbar} \int_0^\infty f(E, \mu) \Delta T(E) dE, \quad (2)$$

где $f(E, \mu)$ – функция распределения Ферми-Дирака, μ – химический потенциал электронов

в проволоке, а ΔT – разность коэффициентов прохождения электронов через проволоку в противоположных направлениях, определяемая формулой

$$\Delta T(E) = \sum_{n, n', l} [T_{n'n}^{RL}(E + \hbar \omega, E) - T_{n'n}^{LR}(E + \hbar \omega, E)]. \quad (3)$$

Здесь $T_{n'n}^{RL}(E + \hbar \omega, E)$ – коэффициент прохождения электрона из состояния n с энергией E вблизи левого торца проволоки в состояние n' с энергией $E + \hbar \omega$ вблизи правого торца, l – число поглощенных (испущенных) фотонов, ω – частота падающего излучения. В работе рассматриваются только однофотонные процессы, соответственно $l = -1, 0, 1$.

Коэффициенты прохождения электрона при наличии внешнего электромагнитного излучения находятся путем решения нестационарного уравнения Шредингера. Если гамильтониан системы периодически зависит от времени, то решение уравнения Шредингера может быть записано в виде суперпозиции квазиэнергетических состояний [7]

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \psi_l(\mathbf{r}) \exp\left(\frac{-i(E + l\hbar\omega)t}{\hbar}\right). \quad (4)$$

Здесь $E = \text{Re } E + i\Gamma$ – квазиэнергия, мнимая часть которой учитывает процессы релаксации. В линейном по полю приближении в работе получено следующее выражение для волновых функции квазиэнергетических состояний $\psi_{\pm 1}(\mathbf{r})$, соответствующих поглощению или излучению одного фотона:

$$\psi_{\pm 1}(\mathbf{r}) = -\int G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E \pm \hbar \omega) \hat{V}_\omega \psi_0(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (5)$$

где $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E)$ – функция Грина невозмущенного излучением гамильтониана системы, \hat{V}_ω – оператор взаимодействия электрона с внешним электромагнитным полем, а $\psi_0(\mathbf{r})$ – собственная функция невозмущенного гамильтониана. С использованием асимптотики для волновых функций $\psi_{\pm 1}(\mathbf{r})$ при $x \rightarrow \pm \infty$ получены выражения для коэффициентов прохождения электрона, а с их помощью найден фототок в системе. Более подробно с методом расчета можно ознакомиться в работе [4], в которой исследуется модель квантовой проволоки с параболическим удерживающим потенциалом.

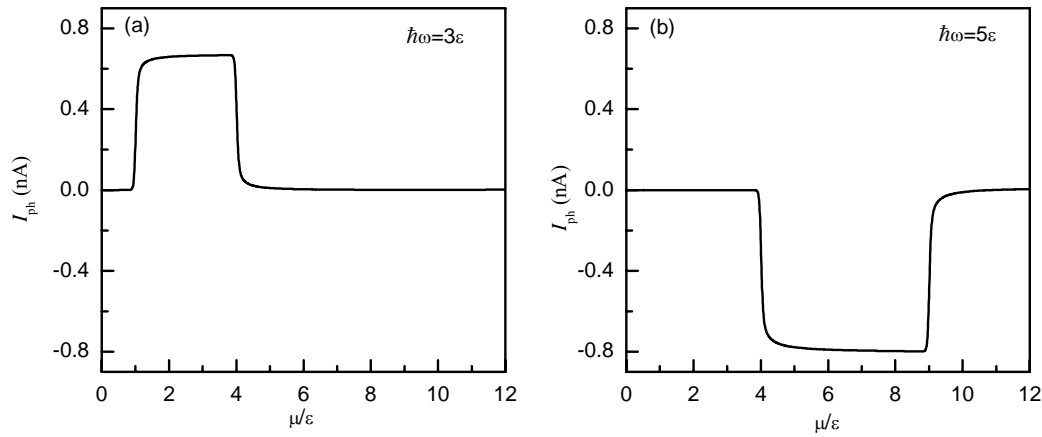


Рис. 1. Зависимость фототока от химического потенциала электронов при различных частотах падающего излучения (а): $\hbar\omega = E_2 - E_1$, (б): $\hbar\omega = E_3 - E_2$. Интенсивность излучения равна 1 Вт/см^2 , температура $T = 4 \text{ К}$, ширина проволоки $a = 20 \text{ нм}$, длина $L = 0.4 \text{ мкм}$, примесь расположена на оси проволоки на расстоянии $0.6L$ от левого торца.

Зависимость фототока от химического потенциала при различных частотах падающего излучения показана на Рис. 1. Как видно из рисунка, наиболее быстрое изменение фототока происходит вблизи дискретных составляющих энергии электрона в проволоке. Возникновение фототока в системе связано с тем, что при переходе из состояний с четными значениями n в состояния с нечетными n изменяется вероятность прохождения электрона через примесь. Вероятность оптических переходов до взаимодействия с примесью зависит от расстояния между примесью и торцом канала, и различна для электронов, движущихся в разных направлениях. Чем большее время электрон движется в поле световой волны до взаимодействия с примесью, тем больше вероятность перехода.

Наиболее просто возникновение фототока объясняется при расположении примеси на оси канала. В таком случае состояния с четными значениями квантового числа n не рассеиваются примесью, поскольку вероятность нахождения электрона в точке расположения примеси равна нулю. Поэтому переходы в состояния с четными n увеличивают вероятность прохождения, а обратные переходы – уменьшают.

Как показывает анализ, наибольший вклад в фототок вносят медленные электроны, поскольку для них велико время взаимодействия со световой волной и, как следствие, велика вероятность оптического перехода. В связи с этим фототок имеет наибольшую величину, когда энергия фотона равна расстоянию между дискретными составляющими энергетического спектра электрона в проволоке, соответствующими уровням с разной четностью. Наибольшая величина тока соответствует химическому потенциалу, расположенному между резонансными уровнями (Рис. 1).

Поскольку уровни в прямоугольной потенциальной яме неэквидистантны, в системе имеется множество резонансных частот, причем направление тока зависит от четности уровней, между которыми осуществляется резонансный переход (Рис. 1). Этим рассматриваемая система отличается от проволоки с параболическим потенциалом конфайнмента [4], в которой условие резонанса выполняется одновременно для всех уровней, и зависимость фототока от химического потенциала имеет осцилляционный характер.

Численный анализ показывает, что при смещении примеси относительно оси проволоки, может происходить изменение знака фототока, связанное с чередованием максимумов и минимумов электронной плотности в поперечном сечении проволоки.

Отметим, что, как следует из формулы (2), амплитуда фототока достаточно медленно убывает с ростом температуры, до тех пор, пока рассеянием на фононах в проволоке можно пренебречь.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-02-01035).

1. Maaß F.A., Gorelik L.Y., Phys. Rev. B **53**, 15885 (1996).
2. Pershin Y.V., Piermarocchi C., Phys. Rev. B **72**, 245331 (2005).
3. Pershin Y.V., Piermarocchi C., Phys. Rev. B **75**, 035326 (2007).
4. Pyataev M.A., Ulyanov S.N., arxiv: 0811.1356.
5. Kosaka H., et al., Phys. Rev. B **67**, 045104 (2003).
6. Rowe M.A., et al., Appl. Phys. Lett. **89**, 253505 (2006).
7. Зельдович Я.Б. УФН **110**, 139 (1973).

Метод низкокогерентной интерферометрии для измерения потерь в планарных волноводах Si/Si_{1-x}Ge_x.

Л.В. Красильникова, М.В. Степихова, В.В. Иванов, С.С. Уставщиков

Институт Физики Микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

Измерение потерь в волноводных структурах Si/Si_{1-x}Ge_x:Er необходимо для создания лазеров на их основе. В данной работе сообщаются результаты измерения потерь при комнатной температуре в планарных волноводных структурах Si/Si_{1-x}Ge_x:Er, полученных методом сублимационной

Амплитуды пиков когерентности, соответствующих однократному и двойному проходу резонатора, для планарной волноводной структуры (волноводное распространение в плоскости XY) определяются выражениями (1), (2):

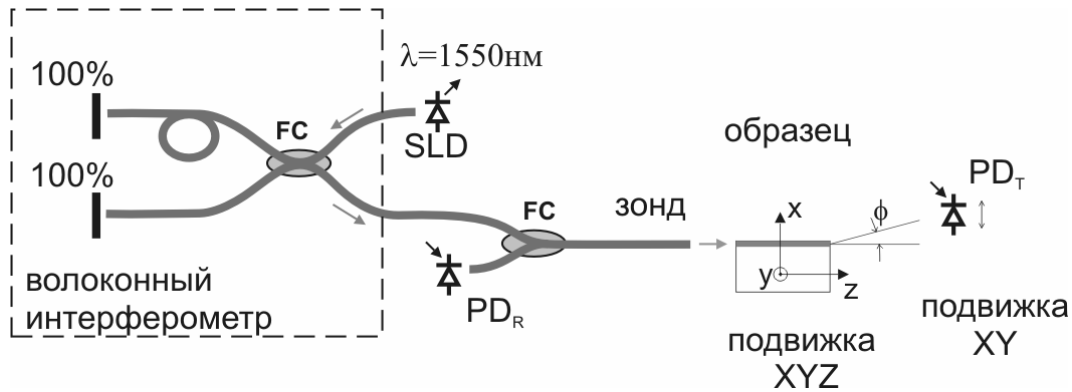


Рис. 1. Экспериментальная установка для измерения потерь в планарных волноводах. PD_R – фотоприемник для регистрации мощности отраженной от образца, зонд – волокно SMF-28, образец – волноводная структура на трехкоординатной подвижке (XYZ), PD_T – фотоприемник для регистрации диаграммы направленности излучения, прошедшего через образец, на двухкоординатной подвижке (XY), SLD – суперлюминисцентный диод, FC – волоконный ответвитель.

молекулярно - лучевой эпитаксии в атмосфере германа на подложках кремния [1].

В данной работе для измерения потерь в волноводных структурах Si/Si_{1-x}Ge_x:Er впервые был применен метод низкокогерентной интерферометрии. Суть метода заключается в следующем. Волноводная структура с плоскопараллельными торцами играет роль резонатора [2, 3], добротность которого находится из анализа корреляционной функции излучения на выходе цепочки «широкополосный источник света → перестраиваемый волоконный интерферометр → резонатор» (рис. 1). Излучение на выходе резонатора коррелировано на разностях хода, кратных удвоенной оптической длине резонатора. Эти корреляции отображаются в виде пиков на низкокогерентной интерферограмме, получаемой при перестройке разности плеч интерферометра (рис. 2). Соотношение амплитуд пиков когерентности дает добротность резонатора, откуда, при известной пространственной структуре излучения, можно найти потери в волноводе. Фактически, это разновидность Фурье-спектроскопии, только без преобразования из временного представления в частотное.

$$A_1^w = 2R_w(1 - R_w)\zeta_{f \rightarrow w}^2 s_y(2L_w)\exp(-\delta_w L_w) \quad (1)$$

$$A_2^w = 2R_w^2(1 - R_w)\zeta_{f \rightarrow w}^2 s_y(4L_w)\exp(-2\delta_w L_w) \quad (2)$$

где R_w – коэффициент отражения образца, L_w – его длина, δ_w – потери в волноведущей пленке (см⁻¹), $\zeta_{f \rightarrow w}$ – модуль коэффициента связи зонда и волноводной структуры (по полю), $s_y(z)$ – ослабление, связанное с «растеканием» излучения зонда в плоскости волновода. Последнее может быть найдено экспериментально, из измерений добротности образца сравнения, не имеющего волноводного слоя. Искомые потери δ_w даются формулой:

$$\delta_w = -\frac{1}{L_w} \ln \left(\frac{R_C^{1/2} A_2^w / A_1^w}{R_w K(L_w, L_C) \left(A_2^C / A_1^C \right)^{1/2}} \right) + \frac{\delta_C L_C}{2L_w}$$

где R_C , L_C – коэффициент отражения и длина образца сравнения, $K(L_w, L_C)$ – поправка на неравенство длин образцов L_w, L_C , $K(L_w = L_C) = 1$.

Экспериментальная установка (рис. 1) позволяет проводить измерения добротности волноводных резонаторов в отраженном и прошедшем свете, а также измерять зависимость временной корреляционной функции излучения

на выходе волноводной структуры от угла (угол ϕ на рис. 1).

Измерения потерь проводились на образце, представляющем собой планарную волноводную структуру $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:Er}$ на подложке Si (100). Содержание германия в волноводном слое $x = 0.2$. Для подготовки торцов образца использовалось лазерное скрайбирование с последующим сколом. Толщина слоя $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:Er}$ составляла 2 мкм. По оценкам, проведенным аналогично работе [4], в таком волноводе могут распространяться две ТЕ и две ТМ моды. Наиболее локализованными являются ТЕ моды, и степень их локализации составляет $\Gamma = 0.98$ и $\Gamma = 0.91$. Геометрические размеры образца: длина 1.1 мм, ширина 10 мм. Оптический зонд в процессе измерений ориентируется перпендикулярно торцам волноводной структуры. В качестве образца сравнения использовалась пластина GaAs длиной 1.5 мм с плоскопараллельными торцами.

В ходе измерений получены интерферограммы излучения, отраженного от образца при разном положении зонда вдоль оси X (рис. 1). Обнаружено наличие пиков когерентности на оптической длине, соответствующей однократному и двукратному проходу образца (рис. 2). При сканировании зондом по оси X (поперек волноводной структуры) зарегистрирована локализация этих пиков в узком слое вблизи поверхности образца, что может свидетельствовать о волноводном распространении излучения.

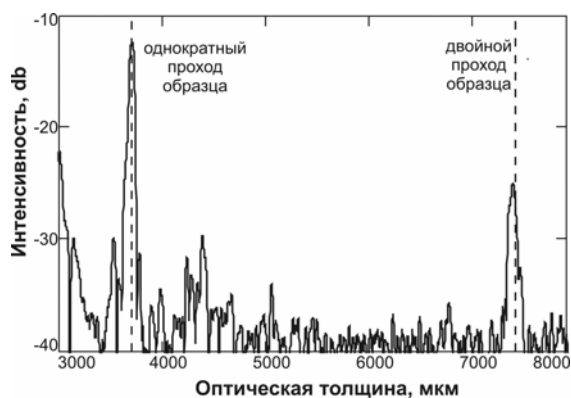


Рис. 2. Интерферограмма от планарного волновода $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:Er}$

Измерение поглощения δ_w , для трех различных положений зонда вдоль оси Y, дало следующие значения: 8.4 cm^{-1} , 13.6 cm^{-1} , 17.2 cm^{-1} . Такой разброс результатов можно связать с низким качеством торцов исследуемого образца, что обусловлено как плохой скалываемостью подложки Si (100), так и

наличием внутренних напряжений на гетерогранице $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:Er}$ и Si.

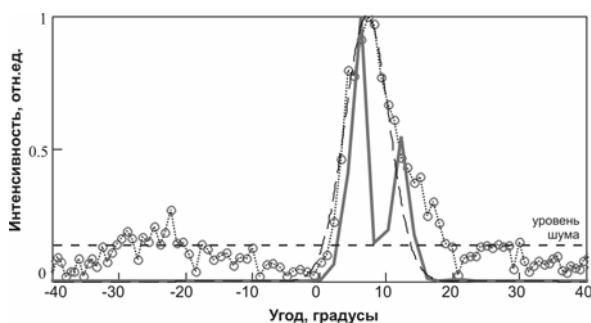


Рис. 3. Угловые зависимости пика когерентности на толщине образца

Дополнительным подтверждением наличия волноводного распространения является широкая диаграмма направленности излучения выходящего из волновода. Угловое распределение амплитуды пика когерентности на длине образца было получено из автокорреляционной функции на протяжении при сканировании положения фотоприемника PD_T по углу ϕ (рис. 3). Угловое распределение для образца $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:Er}$ (точки) имеет особенности, отсутствующие на образце сравнения (сплошная линия). Центральный максимум уширен по сравнению с диаграммой направленности зонда (пунктир на рис. 3) и существуют два максимума при угле ± 25 градусов, отсутствующих в образце сравнения.

Таким образом, в работе впервые показана возможность применения метода низкокогерентной интерферометрии для измерения потерь в планарных волноводных структурах $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:Er}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №08-0201063.

Литература:

1. С.П. Светлов, В.Г. Шенгуров, В.Ю. Чалков и др., Изв. РАН. Сер. Физ. **65(2)** (2001) P.203
2. V.V. Ivanov, V.A. Markelov, M.A. Novikov, S.S. Ustavshikov, P.V. Volkov, and Il-Bum Kwon., IEEE Sensors Journal. – 2006 V. 6. No 4, P.982-985
3. В.В.Иванов, В.А.Маркелов, М.А.Новиков, С.С.Уставщиков, Письма в ЖТФ, 2004, том 30, вып.9, стр. 82-87
4. Л. В. Красильникова, Люминесцентные свойства гетероструктур Si/SiGe легированных примесью эрбия: дис. канд. физ.-мат. наук: 05.27.01; защищена: 01.11.07; утв. 08.02.08 / Красильникова Людмила Владимировна. – Н. Новгород, 2007. – 145 с.

Особенности электропереноса в многослойных нанопериодических структурах $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$, подвергнутых высокотемпературному отжигу

И.А. Чугров¹, Е.С. Демидов¹, А.В. Ершов¹, И.А. Карабанова¹,
А.И. Машин¹, Д.И. Тетельбаум²

¹ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

² НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, Россия
e-mail: ershov@phys.unn.ru

Структуры с нанокристаллами кремния (НК Si) в диэлектрической матрице интересны как с фундаментальной точки зрения, так и перспективой применения в современной кремниевой опто- и наноэлектронике. Одним из методов получения НК Si является формирование многослойных периодических наноструктур (МНС) SiO/SiO_2 с последующим высокотемпературным отжигом ($\sim 1000^\circ\text{C}$) [1]. Важным достоинством МНС НК-Si/оксид является возможность независимого изменения расположения, распределения, размера и плотности формируемых НК Si. Не менее важная функция электронных схем – хранение информации – при общей тенденции перехода к нанометровым размерам должна также основываться на квантово-размерных эффектах, проявляющихся в транспортных свойствах и хранении носителей заряда. И здесь массивы нановключений (квантовых точек), упорядоченные в тонких диэлектрических слоях, будут играть определяющую роль в разработке нового поколения элементов энергонезависимой памяти (флэш-памяти) [2]. Уникальные транспортные свойства делают МНС НК-Si/оксид незаменимыми для разработки новых подходов к созданию тонкопленочных устройств «третьего поколения» фотовольтаики (в частности tandemных солнечных элементов). Кроме того, квантово-размерные слои с НК Si, за счет эффекта резонансного туннелирования, могут применяться в селективных контактах (энергетических фильтрах), используемых для эффективного сбора «горячих» носителей [3].

В настоящей работе представлены результаты по вертикальному электропереносу в подвергнутых высокотемпературному отжигу (ВТО) при 1100°C 9-периодных МНС $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$, полученных электроннолучевым испарением на Si подложках *p*- и *n*-типов (КДБ–12 и КЭФ–0.03).

Были сформированы многослойные нанопериодические структуры с периодом от 5 до 11 нм, при фиксированных толщинах слоев оксида алюминия 3 или 9 нм. Измерение ВАХ структур проводили с помощью Анализатора полупроводниковых приборов Agilent B1500A при комнатной температуре в диапазоне

напряженностей электрического поля ($3 \cdot 10^3$ – $9 \cdot 10^5$ В/см).

Для МНС $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$, отожженных при 1100°C в исследуемом диапазоне полей установлено, что ВАХ характеризуются двумя участками: линейным в интервале полей до $2 \cdot 10^4$ – $1 \cdot 10^5$ В/см и экспоненциальным при более высоких полях. Оба участка имеют место как для структур на подложке КДБ–12 (Рис. 1), так и для структур на КЭФ–0.03 (Рис. 2). Различие заключается лишь в величине тока, что связано с разной проводимостью подложки.

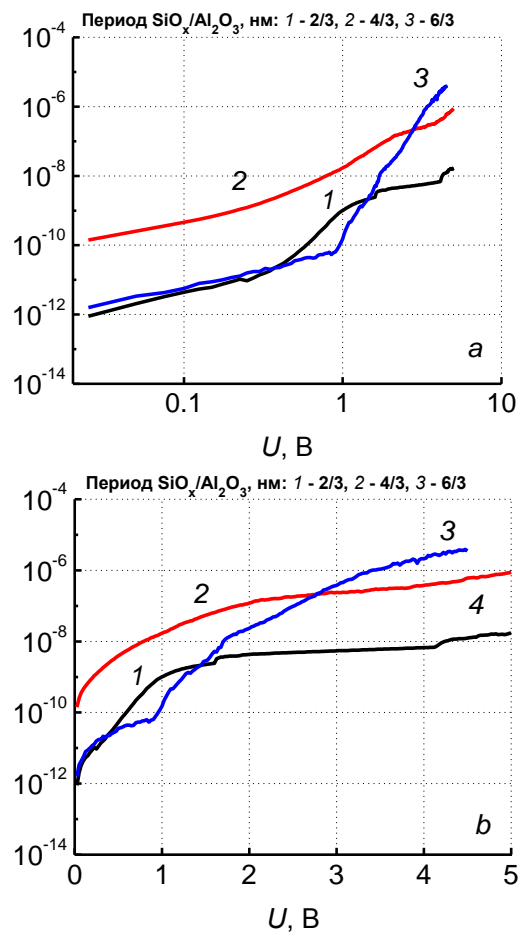


Рис. 1 ВАХ МНС $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ на кремнии *p*-типа:
а - двойной логарифмический масштаб
б - полулогарифмический масштаб

Такой вид ВАХ МНС $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ мы связываем с образованием при ВТО в слоях SiO_x нанокристаллов кремния с диаметрами, не превышающими толщину слоев, подобно системе МНС SiO/SiO_2 [1]. Интерпретация ВАХ проводится с помощью теоретического подхода, развитого в работе [4], где в приближении однородности среднего поля методом функции Грина решена задача дискретного электропереноса по цепочке полупроводниковых гранул в области кулоновской блокады туннелирования. Выведен экспоненциальный закон роста тока с электрическим полем в гранулированной среде ($I \sim \exp(eU/NkT)$, где N – число гранул вдоль линии тока).

Можно заметить, что при малых полях ВАХ имеет линейный вид, а затем следует экспоненциальный рост тока на несколько порядков, далее происходит замедление роста тока, что соответствует выходу из режима кулоновской блокады. Расчет по [4] показал, что число гранул для образцов 1-3 (Рис. 1) составляет 8.5, 8.5, 9.0 соответственно, а для структур 1-2 (Рис. 2) – 9.0, 9.0.

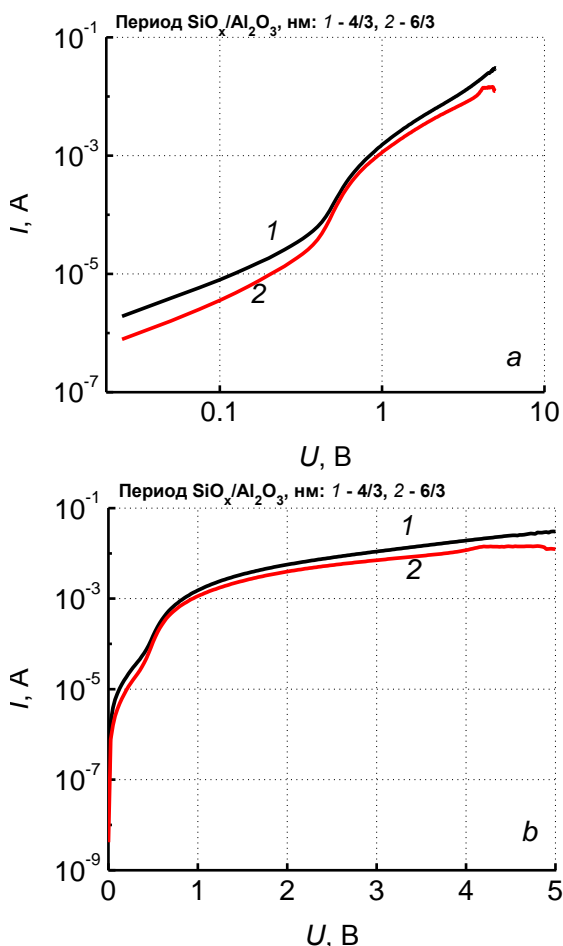


Рис. 2 ВАХ МНС $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ на кремнии n -типа:
а- двойной логарифмический масштаб
б - полулогарифмический масштаб

Таким образом, по результатам анализа сделано заключение о том, что в слоях субоксида

кремния МНС $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ при высокотемпературном отжиге образуются НК Si, выстраивающиеся в цепочки по нормали, по которым происходит электроперенос, при этом число гранул Si равно числу периодов МНС.

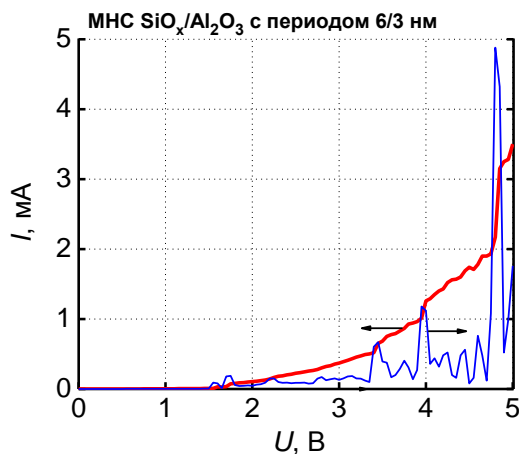


Рис. 3 ВАХ и её производная для отожженной МНС $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ на кремнии n -типа

Около 50 % ВАХ от образцов с максимальной толщиной слоя SiO_x (6 нм) имели особенности в виде ступеней и плато (пики производной Рис. 3). Появление подобных особенностей многие связывают с явлением резонансного туннелирования через НК Si в диэлектрической матрице [5]. Повторение таких особенностей на ВАХ позволяет предположить, что эти особенности могут быть связаны с не учитываемым в теории [4] размерным квантованием электронных состояний НК. Другая возможная причина появления ступенек тока может быть связана с асимметрией в расположении гранул вдоль линий тока, подобно известной кулоновской «лестнице» для несимметричного туннельного контакта с одной гранулой между двумя металлическими «берегами».

Работа выполнена при поддержке Рособразования: проект РНП 2.1.1.933 и НИР 1.21.07; гранта РФФИ (заявка 090201099).

- [1] Zacharias, M., et al., Appl. Phys. Lett., **84**, 661 (2002).
- [2] Thompson, S.E., and Parthasarathy, S., Materials Today, **9** (6), 20 (2006).
- [3] Jiang, Ch.-W., Green, M.A., Cho, E.-Ch., and Conibeer, G., J. Appl. Phys., **96** (9), 5006 (2004).
- [4] Демидов, Е.С. Демидова, Н.Е., Вестник ННГУ, **4**, 39 (2007).
- [5] Ефремов, М.Д., Камаев, Г.Н., Володин В.А., ФТП, **39** (8), 945 (2005).

Сверхпроводниковый однофотонный детектор с разрешением числа фотонов для систем дальней телекоммуникационной связи

Г.М.Чулкова, А.А.Корнеев, А.В. Дивочий, А.В.Семенов, Г.Н.Гольцман

Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет», ул. Малая Пироговская 1, Москва, 119991, Россия
e-mail: chulcova@rambler.ru

Все возрастающие потоки информации и развитие техники оптической связи стимулируют выработку все более жестких требований к скорости и достоверности передачи информации. Создание практических сверхпроводниковых однофотонных детекторов с разрешением числа фотонов (PNR-SSPD), принцип действия которых основан на неравновесных процессах, происходящих при поглощении фотона в сверхпроводящих наноструктурах - длинных и узких (70-100 нм) полосках ультратонкой пленки (4 нм), нанесенной на диэлектрическую подложку, в присутствии тока, близкого к критическому, продиктовано необходимостью удовлетворения этим требованиям [1]. PNR-SSPD обладает высокой квантовой эффективностью (30%) на длинах волн 1300 и 1550 нм, уровнем темнового счета менее 10 Гц, субнаносекундной длительностью импульса, обеспечивающей максимальную скорость счета более 1 ГГц, нестабильностью переднего фронта импульса (джиттер) 16 пс и высокой эффективностью согласования с одномодовым оптоволоком.

Сверхпроводниковый однофотонный детектор с разрешением числа фотонов (PNR-SSPD) представляет собой структуру, изображенную на Рис. 1. Структура состоит из одинаковых секций полосок в виде меандра, соединенных параллельно, и подключенных к контактным площадкам через полосковые резисторы. Площадь детектора $10 \times 10 \text{ мкм}^2$.

Механизм возникновения импульса напряжения следующий: по полоске сверхпроводника протекает постоянный электрический ток, плотность которого близка к критической. При поглощении фотона в небольшой области полоски сверхпроводимость подавляется и появляется «горячее пятно», при этом происходит перераспределение тока и его плотность превышает критическую. Т.к. полоска очень узкая, «горячее пятно» перекрывает сечение полоски и возникает резистивная область, что сопровождается импульсом напряжения. В течение небольшого времени «горячее пятно» исчезает, сверхпроводимость восстанавливается, и детектор вновь готов к регистрации очередного фотона.

В момент поглощения фотона в одной из полосок появляется сопротивление. Благодаря кинетической индуктивности, которой обладают полоски, резистивная полоска не закорачивается

остальными, оставшимися в сверхпроводящем состоянии, полосками, что приводит к возникновению напряжения на всей структуре. Если в двух полосках одновременно поглощаются фотоны, напряжение на структуре будет больше, создавая больший по амплитуде импульс напряжения в линии передачи. Если три фотона поглощаются тремя полосками, импульс напряжения будет еще больше, и т.д. Это дает возможность различать число поглощенных фотонов по амплитуде возникающего отклика. Последовательно с каждой полоской включен пленочный резистор, изготовленный из несверхпроводящего металла. Резисторы необходимы для ограничения тока и препятствуют одновременному переключению нескольких полосок при поглощении одного фотона.

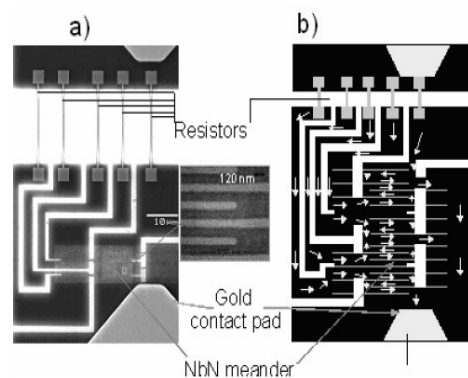


Рис. 1 а) Изображение 5- секционного PNR-SSPD, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа, черный цвет-пленка NbN; б) схема соединения секций детектора с контактными площадками.

На Рис. 2 показаны осциллограммы импульсов напряжения с PNR-SSPD при разных уровнях ослабления потока излучения импульсного лазера на длине волны $\lambda = 0,89 \text{ мкм}$, полученные на 5-секционном PNR-SSPD. Напряжение фотооткликов, соответствующих различному числу поглощенных фотонов, имеют различные амплитуды. С увеличением числа фотонов в лазерном импульсе вероятность наблюдения отклика с большей амплитудой возрастает [2].

Чтобы в протяженных линиях связи, содержащих множество усилителей и мультимплексоров, накопленная ошибка не превысила допустимую норму, BER (доля ошибочных битов)

каждого устройства должен быть не хуже 10^{-11} . Основным фактором, определяющим уровень ошибок соединения, является чувствительность и быстродействие приемного модуля оптического терминала.

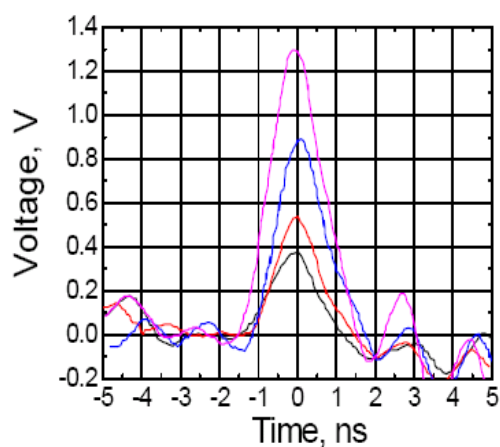


Рис. 2 Эпюры напряжения, соответствующие различному числу одновременно зарегистрированных фотонов.

Применяемые в настоящее время лучшие p-i-n диоды и лавинные фотодиоды обеспечивают BER на уровне 10^{-10} - 10^{-12} в оптическом интерфейсе 2,5 Гбит/с – 9,95 Гбит/с при чувствительности -28 дБм и -15 дБм соответственно. Это означает, что каждый бит информации передается оптическим импульсом, содержащим 10^4 - 10^5 фотонов. Чувствительность приемников ограничивает длины оптоволоконных линий связи между ретрансляторами. Наименьшим ослаблением оптического сигнала обладают оптоволоконные линии на одномодовых волокнах, но и в таких магистралях мощность передаваемых импульсов ослабляется в среднем в 100 раз на каждые 100 км. Актуальной, таким образом, является разработка высокочувствительных приёмных модулей, способных обеспечивать требуемые BER при работе с предельно слабыми сигналами.

Число фотонов в оптическом импульсе, необходимое для достижения требуемой BER при использовании PNR- SSPD в качестве детектора приёмного модуля, может быть оценено по формулам теории вероятности как $N \approx \ln 10 \lg BER / QE$, где QE – квантовая эффективность детектирования. Для лучших стандартных SSPD (работающих только в однофотонном режиме) эта величина достигает 30%. Полагая $QE=10\%$, получаем, что для достижения BER на уровне 10^{-11} требуется иметь в оптическом импульсе ≈ 250 фотонов, что в среднем на 2 порядка меньше, чем при использовании существующих приёмных модулей.

Для справедливости приведённой оценки необходимо, чтобы среднее число отсчётов детектора в логическом нуле было мало по сравнению с единицей. Благодаря крайне низкому уровню собственных темновых срабатываний SSPD,

единственной причиной таких отсчётов в случае PNR-SSPD остаются паразитные фотоны, приходящие на детектор в фазе логического нуля, т.е. шумы оптической передающей линии. Для современных линий стандартом является отношение мощностей, соответствующих уровням логического нуля и логической единицы не менее 15 дБ. При среднем числе фотонов в фазе логической единицы $N \approx 250$ среднее число фотонов в фазе логического нуля составит $10^{-3}N \approx 0.25$, а среднее число отсчётов детектора в логическом нуле – $QE \times 10^{-3}N \approx 0.025 \ll 1$, что подтверждает самосогласованность приведённой оценки для N .

Таким образом, применение PNR-SSPD позволит значительно снизить количество необходимых ретрансляторов в оптических передающих линиях связи благодаря увеличению не менее чем в 10^2 раз чувствительности приёмных модулей..

[1] A.Divochiy, F.Marsili, D.Bitauld, A.Gaggero, R.Leoni, F.Mattioli, A.Korneev, V.Seleznev, N.Kaurova, O.Minaeva, G.Goltsman, K.G. Lagoudakis, M.Benkhaoul, F.Levy, and A.Fiore, Nature Photonics, vol. 2, pp 302–306, 2008

[2] A Korneev, A Divochiy, M Tarkhov, O Minaeva, V Seleznev, N Kaurova, B Voronov, O Okunev, G Chulkova, I Milostnaya, K Smirnov and G Gol'tsman, Journal of Physics: Conference Series 97 (2008) 012307

Влияние локализации электронов на температурное гашение сигнала фотолюминесценции от Ge(Si) самоформирующихся островков, заключенных между напряженными Si слоями

М. В. Шалеев¹, А. В. Новиков¹, А. Н. Яблонский¹, О. А. Кузнецов²,
Н. А. Байдакова¹, Д. Н. Лобанов¹, З. Ф. Красильник¹

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

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, Россия

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

Введение. Исследования нового типа Si/Ge гетероструктур – Ge(Si) островков, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях и заключенных между тонкими напряженными Si слоями (далее – Ge(Si)/s-Si островки), показали [1], что интенсивность сигнала ФЛ от структур данного типа при низких (77K) температурах измерения значительно превосходит интенсивность сигнала ФЛ от Ge(Si) островков, выращенных на Si(001) подложках (далее – Ge(Si)/Si островки). Однако интенсивность сигнала ФЛ от Ge(Si)/s-Si островков быстро падает с ростом температуры измерения. Ранее было обнаружено [2], что температурное гашение ФЛ от Ge(Si)/s-Si островков зависит от их параметров. В данной работе рассматривается зависимость температурного гашения сигнала ФЛ Ge(Si)/s-Si островков от эффективности локализации электронов в напряженных s-Si слоях над и под островками.

Методика эксперимента. Исследованные структуры с Ge(Si)/s-Si островками были выращены методом МПЭ на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях с малой шероховатостью поверхности [3, 4]. Измерения ФЛ проводились на монохроматоре ACTON 2300i. Сигнал ФЛ возбуждался HeCd лазером ($\lambda = 325$ нм, $P = 2$ мВт). Для регистрации сигнала ФЛ использовалась диодная линейка InGaAs OMA-V (1.1–2.2 мкм; число пикселей – 1024). Для исследования температурной зависимости сигнала ФЛ в интервале от 7 до 300 К образцы помещались в гелиевый криостат замкнутого цикла ARS Cryo CS202.

Результаты и их обсуждение. Для исследования влияния локализации электронов на спектры ФЛ Ge(Si)/s-Si островков в работе исследовались структуры, в которых островки заключены между напряженными s-Si слоями различной толщины (рис. 1). Использование s-Si слоев различной толщины позволяет в одной структуре реализовать потенциальные ямы для электронов разной глубина (рис. 1).

В спектрах ФЛ структуры (рис. 1) можно выделить три пика ФЛ. Два пика с $E \sim 0.64$ эВ и $E \sim 0.75$ эВ возникают в результате

рекомбинации носителей заряда на нижней (через s-Si слой толщиной 3 нм) и верхней (через s-Si слой толщиной 1 нм) гетерограницах островка, соответственно (рис. 1). Третий пик в области энергий ~ 0.86 эВ связывается с дислокационной линией D2 (рис. 2). Зависимости интенсивности этих трех пиков от температуры представлены на рисунке 3.

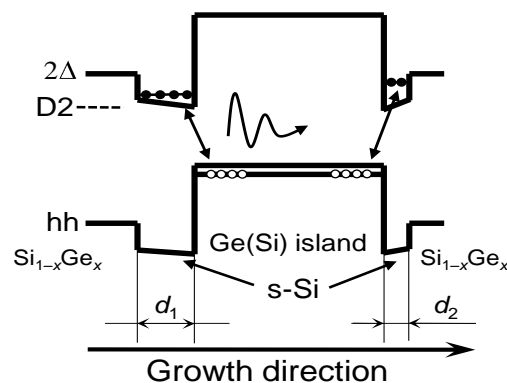


Рис. 1. Схематическое изображение зонной диаграммы структур с Ge(Si)/s-Si островками.

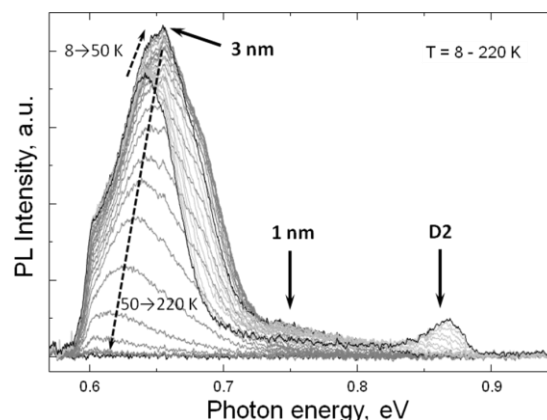


Рис. 2. Спектры ФЛ структуры с Ge(Si)/s-Si островками с толщинами s-Si слоев $d_1 = 3$ нм под и $d_2 = 1$ нм над островками, измеренные в при различных температурах. Стрелками отмечены три пика ФЛ (см. текст). Пунктирными стрелками указаны основные температурные диапазоны изменения сигнала ФЛ.

Весь диапазон температурных изменений спектров ФЛ можно условно разбить на три

участка. При низких температурах, в интервале 8–35 К, для данной структуры наблюдается монотонное гашение дислокационного пика D2 (рис. 2 и 3). Одновременно с этим наблюдается небольшое возрастание интенсивности пиков ФЛ, соответствующих рекомбинации носителей заряда на верхней и нижней гетерограницах островка.

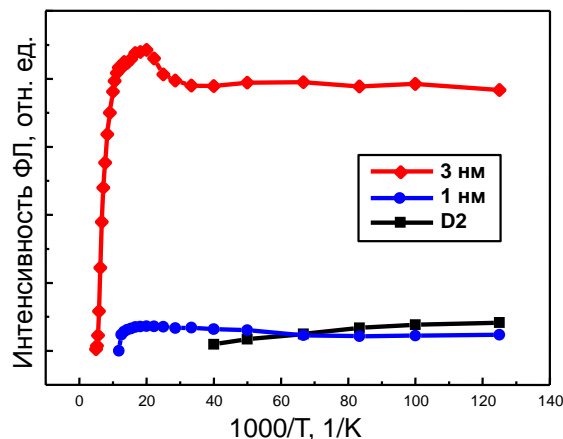


Рис. 3. Температурные зависимости интенсивности линий ФЛ для структуры с Ge(Si)/s-Si островками, заключенными между s-Si слоями толщинами 3 и 1 нм.

При увеличении температуры измерений, в интервале 50–85 К происходит гашение пика ФЛ, связанного с рекомбинацией носителей заряда на верхней гетерогранице островка (дырок из островка и электронов из s-Si слоя толщиной 1 нм). Наряду с температурным гашением данного пика ФЛ, соответствующего более мелкой яме для электронов, происходит некоторое увеличение интенсивности пика ФЛ, связанного с рекомбинацией электронов из напряженного Si слоя толщиной 3 нм (на нижней гетерогранице островка) (рис. 3). Согласно расчетам зонной диаграммы глубина потенциальной ямы для электронов (расстояние от уровня размерного квантования электронов в s-Si слое до дна зоны проводимости SiGe буфера) для s-Si слоя толщиной 3 нм на ~0.125 эВ больше, чем для s-Si слоя толщиной 1 нм. Очевидно, что при увеличении температуры, первоначально происходит уход электронов из более мелкой потенциальной ямы (из s-Si слоя толщиной 1 нм). Уход электронов из этого s-Si слоя является одной из причин температурного гашения пика ФЛ, связанного с рекомбинаций носителей заряда на верхней гетерогранице островка. При этом часть электронов, покинувших тонкий s-Si слой попадает в более глубокую потенциальную яму в s-Si слое толщиной 3 нм под островком. В результате происходит увеличение концентрации электронов в это s-Si слое, что и приводит к росту интенсивности пика ФЛ, связанного со s-Si слоем толщиной 3 нм, при повышении температуры измерения от 50 до 85 К. Аналогичное перераспределение

интенсивностей пиков ФЛ, связанные с s-Si слоями разной толщины наблюдается в структуре с толщинами s-Si слоев 3 нм под островками и 2 нм над островками.

При дальнейшем увеличении температуры измерения ФЛ происходит гашение пика, соответствующего рекомбинации носителей заряда из более толстого s-Si слоя. При повышении температуры в интервале 85–190 К наблюдается монотонное уменьшение интенсивности данного пика, которое связывается с уходом электронов из потенциальной ямы под островками, образованной s-Si слоем толщиной 3 нм. Энергия активации данного процесса, полученная из анализа кривой температурного гашения (рис. 3), составляет ~100 мэВ. Такая же энергия активации пика ФЛ, соответствующего наиболее глубокой потенциальной яме для электронов, получена и для структуры с толщинами s-Si слоев 3 нм под островками и 2 нм над островками.

Результаты выполненных исследований показали, что одной из причин температурного гашения сигнала ФЛ от Ge(Si)/s-Si островков является уход электронов из s-Si слоев. Показано, что увеличение толщин напряженных Si слоев над и под островками в интервале 1–3 нм приводит к существенному подавлению температурного гашения сигнала ФЛ от островков вследствие лучшей локализации электронов в более глубоких потенциальных ямах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-00888-а.), Рособразования (проект 2.1.1/617) и CRDF (грант программы BRNE № Y5-P-01-07).

- [1] M.V.Shaleev, A.V.Novikov et al., Appl. Phys. Lett., **88**, 011914 (2006).
- [2] Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник и др, ФТП, **42**, 291 (2008).
- [3] М.В.Шалеев, А.В.Новиков, А.Н.Яблонский и др., ФТП, **41**, 172 (2007).
- [4] М.В.Шалеев, А.В.Новиков, А.Н.Яблонский и др., ФТП, **41**, 1375 (2007).

Концентрационная зависимость полосы преобразования смесителей субмиллиметрового диапазона на основе наноструктур AlGaAs/GaAs

Е.Л.Шангина¹, К.В.Смирнов¹, Д.В.Морозов¹, В.В.Ковалюк¹,
Г.Н.Гольцман¹, А.А.Веревкин², А.И.Торопов³

¹Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
«Московский педагогический государственный университет», 119991, Москва, Россия

²University at Buffalo SUNY, Buffalo, 14260 NY, USA

³Институт физики полупроводников СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия
e-mail: shangina@rplab.ru

Гетеродинные детекторы, работающие в диапазоне частот 0.5 – 6.0 ТГц, в настоящее время используются при реализации таких проектов, как HERSHEL, SOFIA, TELIS. Целью этих проектов является создание систем радиотелескопических наблюдений наземного, авиационного и космического базирования, функционирующих в субмиллиметровом диапазоне длин волн и позволяющих регистрировать реликтовое излучение Вселенной. Гетеродинные детекторы также находят применение в медицинских исследованиях, системах навигации, охранных системах, при решении задач мониторинга окружающей среды.

В настоящее время одними из лучших параметров среди гетеродинных детекторов, работающих на частотах выше 1 ТГц (в частности, широкой полосой преобразования и низкой мощностью гетеродинного источника), обладают смесители на эффекте разогрева двумерного электронного газа гетероструктур AlGaAs/GaAs с фоновым каналом охлаждения носителей. В работе [1] измерены коэффициент потерь преобразования, полоса преобразования смесителя на основе одиночного гетероперехода AlGaAs/GaAs и оптимальная поглощенная мощность гетеродина, приходящаяся на 1 мкм². Для структуры с концентрацией $n_s = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью электронов $\mu = 2.3 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 77 \text{ К}$ эти параметры составляют 13 дБ, 4 ТГц и 0.2 мВт соответственно.

Для улучшения характеристик смесителя, в частности, расширения полосы преобразования, необходимо уменьшать концентрацию и увеличивать подвижность электронов двумерного газа. Полоса преобразования смесителя определяется временем неупругой релаксации носителей τ_ϵ , которое, как показано теоретически, в области малоуглового рассеяния на акустических фононах зависит от их концентрации степенным образом: $\tau_\epsilon \sim n_s^{0.5}$ [2,3]. В области малоуглового рассеяния для времени неупругой релаксации на пьезоакустических фононах.

$$\tau_\epsilon^{PA} = \frac{\pi^2 s_T^3 m \hbar \sqrt{2\pi n_s}}{9b_1 Q_1 kT},$$

$$\text{где } b_1 = \frac{\zeta(3)}{2} \frac{13}{16} \left[1 + \frac{9}{13} \left(\frac{s_T}{s} \right)^2 \right], \quad Q_1 = \frac{2ms_T^2}{\tau_0},$$

s_T и s – поперечная и продольная скорости звука, m – масса носителя.

Время неупругой релаксации на деформационном потенциале акустических фононов

$$\tau_\epsilon^{DA} = \frac{8(\pi s^{7/2} m^{3/2})^2 \hbar \sqrt{2\pi n_s}}{15b_2 Q_2 (kT)^3},$$

$$\text{где } b_2 = 12\zeta(5), \quad Q_2 = \frac{2ms^2}{l_0/s}.$$

Нами выполнены прямые измерения времени энергетической релаксации двумерных электронов в одиночном гетеропереходе AlGaAs/GaAs методом субмиллиметровой спектроскопии с высоким временным разрешением. Излучение от двух источников когерентного излучения, смещенных по частоте на Δf , подводится к образцу. Поглощение излучения приводит к переходу электронов на более высокие энергетические уровни. За счет быстрого электрон - электронного взаимодействия избыточная энергия отдельных электронов равномерно распределяется между всеми электронами двумерной системы, и становится возможным приписать двумерному электронному газу электронную температуру T_e , отличную от температуры решетки T . Так как подвижность зависит от электронной температуры, данное состояние электронов при $T > T_e$ вызовет изменение сопротивления образца по постоянному току и, если измерения проводятся в режиме генератора тока, напряжение на концах структуры изменится. Возникает сигнал фотопроводимости ΔV на разностной частоте Δf . Время энергетической релаксации определяется из частотной зависимости мощности сигнала Р:

$$P(\Delta f) = \frac{P(\Delta f = 0)}{1 + (2\pi \Delta f \tau_\epsilon)^2},$$

$$P(f_{3dB}) = \frac{P(\Delta f = 0)}{2},$$

$$\tau_\epsilon = (2\pi f_{3dB})^{-1},$$

где f_{3dB} – ширина полосы преобразования.

Типичная зависимость мощности сигнала с образца от промежуточной частоты Δf при $T=4.2\text{K}$ представлена на рис.1.

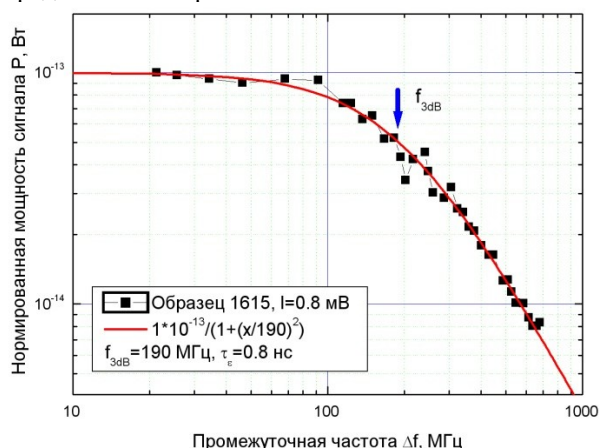


Рис.1. Зависимость мощности сигнала от промежуточной частоты.

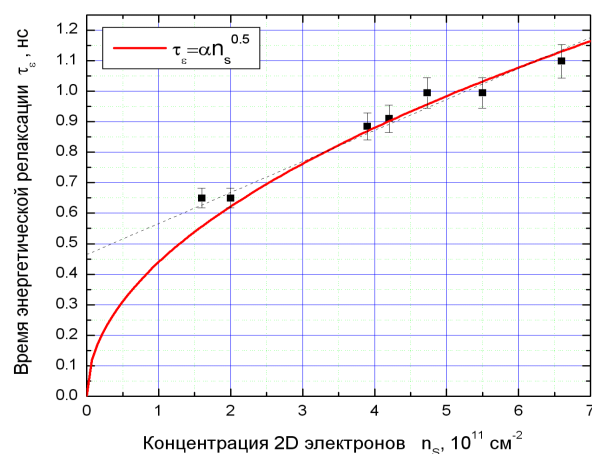


Рис.2. Зависимость времени энергетической релаксации от концентрации носителей.

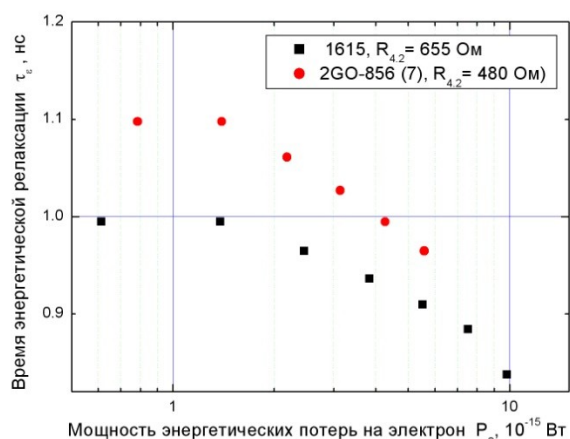


Рис.3. Зависимость времени энергетической релаксации от мощности энергетических потерь на один электрон.

Данные измерений при температуре $T = 4.2\text{ K}$ представлены в табл. 1.

Для всех образцов из табл.1. вышеупомянутым методом была измерена зависимость времени энергетической релаксации τ_e от мощности энергетических потерь на один электрон. Данные представлены на рис.3. Экспериментальными исследованиями установлено, что τ_e не зависит от уровня вводимой в электронную систему мощности постоянного тока вплоть до уровня $P_e \sim 10^{-15}\text{ Вт/эл.}$ Таким образом, эти условия могут быть охарактеризованы как квазиравновесные. Методом экстраполяции полученной зависимости $\tau_e(P_e) \rightarrow 0$ получены значения τ_e , которые представлены в табл.1.

Зависимость $\tau_e(n_s)$ для образцов с различной концентраций представлена на рис.2. Экспериментально наблюдаемая тенденция уменьшения времени энергетической релаксации носителей с уменьшением концентрации близка к линейной $\tau_e = a + b n_s$ с $a \approx 0.465$, $b \approx 0.102 \cdot 10^{-15}$.

В области концентраций $> 2 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$ теоретическая зависимость совпадает с экспериментальной. При более низкой концентрации ($< 2 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$) проявляются диэлектрические свойства состояния, и теория, полученная для больших концентраций свободных носителей, не описывает состояние двумерного газа.

Ожидаемая максимальная ширина полосы преобразования AlGaAs/GaAs при $T=4.2\text{ K}$, достигаемая при минимальной концентрации двумерных электронов $n_s = 1 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$, составляет $\sim 300\text{ МГц}$.

№ образца	$n_s, 10^{11}\text{ см}^{-2}$	$\mu, 10^5\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$\tau_e, \text{нс}$
N1	1.6	1.28	0.65
S1	2.0	5	0.65
10K	3.9	1.2	0.88
Nd1	4.2	7.5	0.91
1615	4.7	0.55	1.0
2Go	5.5	2.8	1.0
Go	6.6	0.33	1.1

Табл.1. Данные измерений при $T = 4.2\text{ K}$.

[1] Д.В.Морозов, К.В.Смирнов, А.В.Смирнов, В.А.Ляхов, Г.Н.Гольцман, Физика и техника полупроводников 39, 1117 (2005).

[2] Е.Л.Шангина, К.В.Смирнов, Д.В.Морозов, Г.Н.Гольцман, Тезисы докладов VIII Российской конференции по физике полупроводников, Екатеринбург, 2007.

[3] E.L.Shangina, K.V.Smirnov, D.V.Morozov, V.V.Kovalyuk, G.N.Gol'tsman, Advanced Research Workshop «Fundamentals of electronic nanosystems - NanoПитер 2008».

Рентгеновская дифрактометрия и катодолюминесценция AlGaAs/InGaAs/GaAs гетероструктур

А.А. Шахмин, М.В. Байдакова, М.А. Яговкина, М.А. Малеев,
М.В. Заморянская

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: alshakhmin@yahoo.com

Значительный интерес к псевдоморфным полевым транзисторам с высокой подвижностью электронов (НЕМТ) вызван возможностью их использования в малошумящей, мощной микроволновой и быстродействующей цифровой электронике. Эффективность этих устройств зависит от кристаллического качества легированного барьерного слоя AlGaAs и резкого гетероинтерфейса на границе барьера и слоя InGaAs канала. НЕМТ-структуры традиционно получают методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Исследование воздействия радиации на НЕМТ-структуры является важным во многих областях их применения.

В работе представлены сравнительные исследования AlGaAs/InGaAs/GaAs НЕМТ структур, подвергнутых γ – облучению, методами рентгеновской дифрактометрии и катодолюминесценции. Исследовались две многослойные гетероструктуры, выращенные на подложке GaAs (001), состоящие из сверхрешетки AlGaAs/GaAs ($x7$, 28 нм), буферного слоя GaAs толщиной 200 нм канала InGaAs 12 нм, сглаживающего слоя GaAs 1,5 нм, легированного слоя n-AlGaAs 13 нм и нескольких барьерных слоев n-GaAs толщиной 25 нм. Структуры содержали напряженный канал $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x = 0.16$ с различным качеством интерфейсов на границе AlGaAs/InGaAs слоев.

Типичные рентгенодифракционные кривые вблизи симметричного отражения (004) GaAs представлены на рисунке 1. На дифракционной кривых четко виден узкий, интенсивный максимум отражения от подложки около $2\theta \sim 66,1^\circ$. Положение широкого размытого пика в диапазоне углов $64,0^\circ - 65,5^\circ$ определяется средним составом канала $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. И то, что на кривой D0 он смещен в сторону меньших углов по сравнению с кривой R0 говорит о большем содержании In в канале. Также на кривых видны протяженные толщинные осцилляции ($2\theta \sim 64 - 67^\circ$) возникающие за счет интерференции от границ верхних слоев GaAs и n-AlGaAs, что говорит о хорошей планарности этих интерфейсов. Кроме того, на кривой присутствуют осцилляции более высокого ранга (у самого пика подложки), отвечающие интерференции от границ между верхним слоем и каналом.

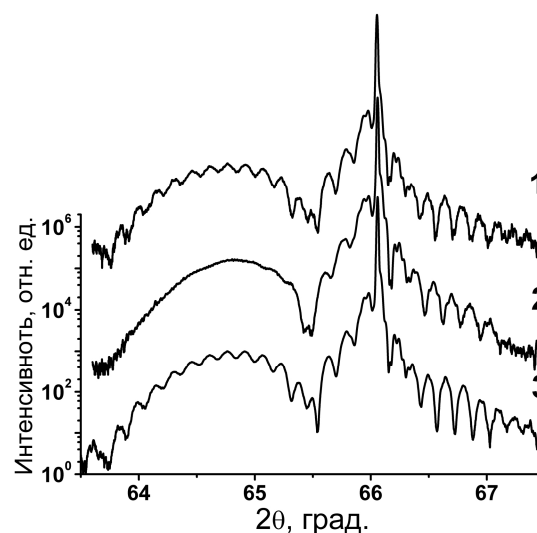


Рис.1. Рентгенодифракционные кривые НЕМТ структуры R0 1) до облучения, 2) после облучения γ - квантами дозой $2 \cdot 10^7$ Рад, 3) $4,5 \cdot 10^8$ Рад.

Были промоделированы кривые дифракции для 004 и 115 отражений; результаты экспериментальных кривых позволили определить профили распределения концентрации In по толщине слоя квантовой ямы. Профили образцов R0 и D0 приведены на рисунке 2. Для образца R0 профиль распределения In более прямоугольный, следовательно, гетерограница более резкая.

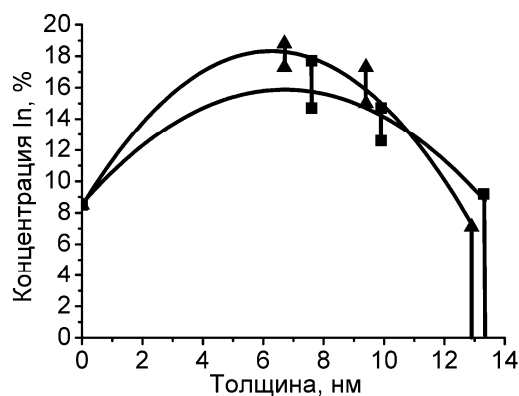


Рис.2. Концентрационный профиль In в канале InGaAs в НЕМТ-структурах ■) R0, ▲) D0.

Образец R0 с более резким интерфейсом облучался γ - квантами ^{60}Co с дозами $2 \cdot 10^7$ и $4,5 \cdot 10^8$ Рад. Рентгенодифракционные кривые для образца R0 до и после γ - облучения представлены на рисунке 1. Из рисунка 1 видно, что спектр образца R1, получившего дозу $2 \cdot 10^7$ рад, существенно отличается от спектра необлученного образца R0: центр тяжести широкого пика, определяющегося средним составом $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$, смещается в сторону больших углов. Кроме того, пропадают толщинные осцилляции на фоне пика канала, что говорит о нарушении структуры приповерхностного слоя GaAs. Кривая образца R2, получившего дозу $4,5 \cdot 10^8$ Рад, отличается от необлученного образца R0 только более четким профилем толщинных осцилляций и их большей протяженностью в области больших углов. Это указывает на улучшение планарности интерфейсов в образце R2 по сравнению с исходным.

Сопоставление кривых дифракции для облученной и необлученной HEMT структуры показало присутствие модификаций в кристаллической структуре HEMT. Модификация связана с изменением профиля концентрации In по толщине слоя квантовой ямы. Концентрационные профили In в канале InGaAs облученных образцов показаны на рисунке 3.

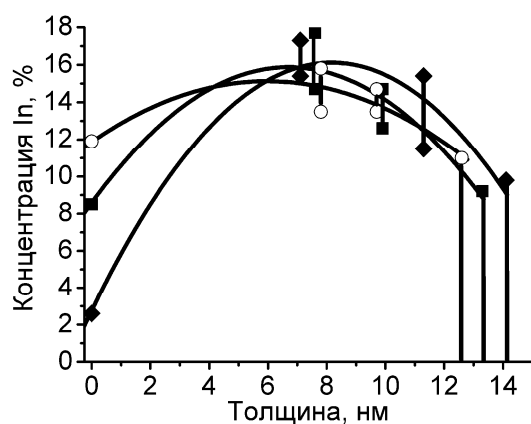


Рис.3. Концентрационный профиль In в канале InGaAs в HEMT-структуре R0 ■) до облучения, ♦) после облучения γ - квантами дозой $2 \cdot 10^7$ Рад и ○) $4,5 \cdot 10^8$ Рад.

Изменения профиля концентрации In соответствует различной форме спектров катодолуминесценции. Катодолуминесцентные спектры образца R0 до и после γ - облучения представлены на рисунке 4. Вид спектра R0 соответствует спектру характерному для InGaAs квантовой ямы с равномерным распределением In по толщине слоя, согласно [1,2] (рис. 4, кривая 1). Форма спектра образца D0 больше соответствует спектру образца с неравномерным распределением In по толщине канала - сначала увеличение, затем уменьшение концентрации In.

Спектры образца R0 после облучения различными дозами γ - излучения имеют разную форму, что связано с перераспределением In в канале. В спектре образца R1 облученного дозой $2 \cdot 10^7$ Рад уменьшение интенсивности перехода 2e-1h (1,37 эВ) по отношению к переходу 1e-1h (1,325 эВ) говорит о перераспределении In по толщине слоя канала похожее на распределение In в D0. Уменьшение интенсивности люминесценции квантовой ямы в слое InGaAs связано с формированием большого количества дефектов в поверхностных слоях. После облучения дозой $4,5 \cdot 10^8$ Рад форма спектра образца R2 по сравнению с R0 не изменилась. Увеличение интенсивности перехода 2e-1h (1,37 эВ) по отношению к переходу 1e-1h (1,315 эВ) говорит об улучшении равномерности распределения In по толщине слоя ямы. Мы предполагаем, в структуре произошел отжиг дефектов, в результате наблюдается улучшения качества интерфейсов и равномерное распределение In по толщине InGaAs слоя, что соответствует результатам дифрактометрии.

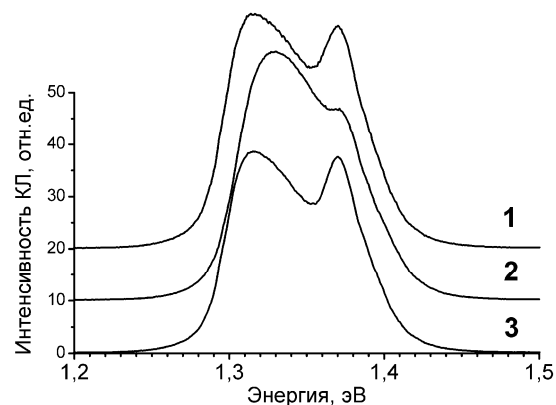


Рис.4. Спектры катодолуминесценции при 77K HEMT структуры R0 1) до облучения, 2) после облучения γ - квантами дозой $2 \cdot 10^7$ Рад и 3) $4,5 \cdot 10^8$ Рад.

Таким образом, в работе проведены исследования структуры полевых транзисторов с высокой подвижностью электронов (HEMT) на основе $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ соединений методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и катодолуминесценции. В деталях были воссозданы структуры образцов, показано, к каким структурным изменениям приводит облучение образцов γ - квантами с разной дозой радиации. Проведено сравнение данных рентгеновской дифрактометрии и катодолуминесценции. Показано, что эти два метода позволяют получить исчерпывающую информацию о структуре HEMT-транзисторов.

- [1] D Y Lin, Y S Huang, K K Tiong, F H Pollak and K R Evans, Semicond. Sci. Technol. 14. 103 (1999)
- [2] S.K. Brierley, W.E. Hoke, P.S. Lyman and H.T. Hendriks, Appl. Phys. Lett. 59(25), 16 (1991)

Фотопроводимость Si/Ge/Si структур с Ge толщиной 1.5 и 2 монослоя

О.А. Шегай, В.И.Машанов, А.И.Никифоров, В.В.Ульянов, О.П.Пчеляков

Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия

e-mail: shegai@thermo.isp.nsc.ru

Изучение транспортных свойств низко-размерных полупроводниковых Si/Ge структур актуально в связи с возможностью использования их в новых устройствах, совместимых с кремниевой технологией. Ранее при изучении фотопроводимости (ФП) структур с Ge островками был обнаружен ступенчатый рост ФП в зависимости от интенсивности межзонной подсветки [1-3]. Недавно нами обнаружены ступенчатая и флуктуирующая ФП в Si/Ge структурах с тонким слоем Ge толщиной 4 монослоя (МС) в матрице Si [4], а также в Si/SiGe структурах со сверхрешетками. В настоящей работе сообщается об исследовании низкотемпературной ФП при межзонной подсветке Si/Ge/Si структур с тонким слоем Ge номинальной толщины 1.5 и 2 МС.

Исследуемые Si/Ge структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Сначала на подложке Si (100) КДБ-2.5 выращивался буферный слой Si толщиной 60 nm при $T=700^{\circ}\text{C}$, далее следовал слой Ge, выращенный при $T=450^{\circ}\text{C}$, затем следовал защитный слой Si толщиной 20 nm, выращенный при $T=300^{\circ}\text{C}$. Тщательный контроль толщины слоя Ge проводился в процессе роста при регистрации осцилляций дифракции быстрых электронов (ДБЭ).

На Рис.1 показано, как интенсивность зеркального рефлекса осциллирует за счет периодического изменения шероховатости поверхности растущего слоя Ge. Атомарно гладкая поверхность дает максимальное значение интенсивности зеркально отраженного пучка. Образование двумерных островков высотой в один монослой приводит к уменьшению интенсивности зеркального рефлекса, что связано с рассеянием отраженного пучка на атомных ступенях. Стрелками на Рис.1 показаны начало роста Ge и его остановка при номинальной толщине слоя 1.5 и 2 МС, соответственно.

Измерения ФП данных структур проводились по двухконтактной методике (расстояние между контактами – 2мм) при сканировании интенсивности излучения красного

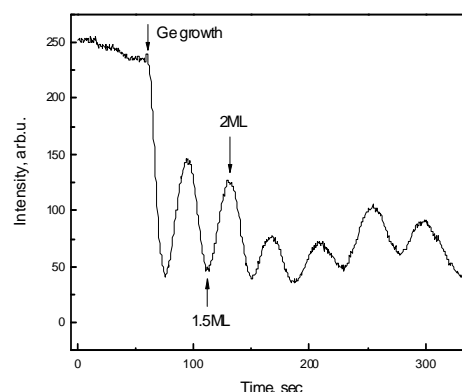


Рис.1. Осцилляции ДБЭ при росте слоя Ge; стрелками показаны: начало роста и остановка роста при номинальной толщине слоя Ge 1.5 и 2 МС, соответственно.

светодиода (площадь засветки $\approx 2 \times 2 \text{ мм}^2$). Более детально методика измерений описана в [2].

Исследования показали, что для Si/Ge структуры с 2 МС Ge наблюдается лишь монотонный рост ФП с ростом интенсивности подсветки в широком интервале температур и тянущих полей U.

На Рис.2 показаны типичные кривые ФП для Si/Ge структуры с Ge слоем толщиной 1.5 МС при $T=22 \text{ K}$ и U в диапазоне от 12 до 15.5В. Из рисунка видно, что кроме ступенчатого роста ФП, количество которых достигает четырех, наблюдаются и флуктуации ФП. С ростом U ступеньки ФП смещаются в сторону меньших интенсивностей света, такое же поведение наблюдалось и с ростом T. Данные особенности ФП обнаружены в интервале температур 15 - 25 K. Из рисунка видно, что диапазон значений ФП, в пределах которых происходит ступенчатый рост ФП, почти не меняется с ростом U (при достаточно больших значениях U), и ступеньки лишь смещаются в сторону меньших интенсивностей света. Также не изменяются узкие полосы значений ФП, в пределах которых наблюдается незначительный рост ФП.

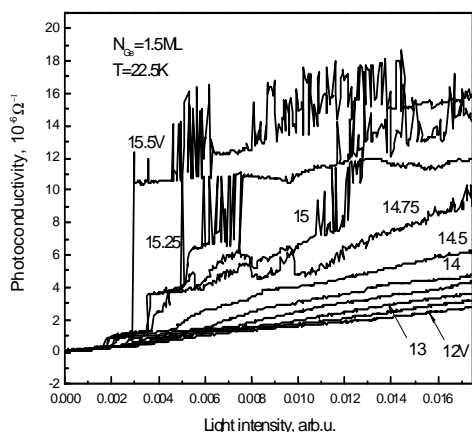


Рис.2. Кривые зависимости ФП от интенсивности межзонной подсветки Si/Ge/Si структуры (номинальная толщина слоя Ge 1.5 MC) при $T=22.5\text{K}$ и различных значениях тянущего поля.

Флуктуации ФП возникают при относительно больших значениях T и U на краях вышележащих ступенек, их амплитуда приблизительно равна амплитуде ступеньки, вблизи которой они наблюдаются. Интервал интенсивности подсветки, в котором они проявляются, очень чувствителен к U и возрастает с его величиной.

Полагая, что исследуемая Si/Ge структура с предельно тонким слоем Ge (1.5MC) при максимальной степени шероховатости относится к структурам 2 типа, тогда при межзонной подсветке происходит пространственное разделение неравновесных носителей заряда противоположно знака: дырок в слое Ge, а электронов в Si вблизи этого слоя. Кроме того, шероховатость Si/Ge гетерограницы приводит к пространственному разделению носителей заряда и в латеральном направлении. Возникновение ступенчатой ФП мы связываем с достижением уровня протекания неравновесными носителями заряда, локализованными в состояниях вблизи данной гетерограницы. Проявление нескольких ступенек ФП обусловлено таким переходом на различных возбужденных состояниях электронов, уширенных из-за высокой степени шероховатости Si/Ge гетерограницы.

Возможным механизмом, приводящим к возникновению флуктуаций ФП, является электронно-дырочная рекомбинация носителей заряда, находящихся вблизи порога протекания. Такие флуктуации ФП наблюдались нами для Si/Ge структур с тонким слоем Ge (4MC) [4] и Si/SiGe структур со сверхрешетками, однако они не были обнаружены в Si/Ge структурах с

квантовыми точками (КТ) [3]. В отличие от Si/Ge структур с тонким слоем Ge, рельеф в структурах с КТ существенно больше и латеральное разделение носителей заряда более значительное, что препятствует их рекомбинации. В ситуации Si/Ge структур с тонким слоем Ge (и Si/SiGe структур со сверхрешетками) такого сильного латерального разделения носителей заряда нет, и уровень протекания может быть достигим как для электронов, так и дырок. При достижении уровня протекания по обе стороны Si/Ge гетерограницы образуются две пространственно разделенные сетки, по которым осуществляется транспорт носителей заряда противоположного знака. В местах, где проекции этих сеток пересекаются, происходит рекомбинация носителей заряда. Это приводит к уменьшению числа носителей, и заполнение локализованных состояний становится ниже уровня протекания, а сигнал ФП возвращается к допороговой величине. Поскольку процесс рекомбинации носит спонтанный характер, то возникают флуктуации ФП вблизи ступенек. Подавление флуктуаций ФП с ростом интенсивности подсветки объясняется тем, что чем выше квазиуровень Ферми относительно уровня протекания, тем в большей степени носители заряда становятся зонными, для которых, в силу запрета по квазиимпульсу в непрямозонных полупроводниках, электронно-дырочная рекомбинация становится невозможной.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 07-02-01106).

- [1] Шегай О.А., Журавлев К.С. и др. ФТП **34** 1363 (2000).
- [2] Shegai O.A., Markov V.A. et al PLDS $\frac{1}{2}$ 261 (2002).
- [3] Шегай О.А., Березовский А.Ю. и др. ФТТ **47** 33 (2005).
- [4] Shegai O.A., Mashanov V.I. et al Int. Conf. on Elect. Prop. of 2D Syst. and Mod. Semicond. Struct. (MSS 13), Genova, Italy, July 15-20, p.152 (2007).

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСНОГО РАССЕЯНИЯ НА ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

А.В. Шорохов, В.А. Маргулис

Мордовский государственный университет им.Н.П.Огарёва, ул.Большевистская 68, Саранск, Россия
e-mail: shorokhovav@math.mrsu.ru

Наиболее изученными и теоретически и экспериментально на настоящий момент являются квантовые точки, обладающие симметричной формой. Однако современные технологии позволяют создавать точки различной формы, в том числе и характеризующиеся асимметричным потенциалом конфайнмента. Такие точки все более привлекают к себе внимание, благодаря более широкой возможности манипулирования их характеристиками с помощью внешних электрических и магнитных полей [1-3]. В данной работе рассматриваются оптические резонансы в анизотропных квантовых точках с учетом процессов, связанных с одновременным рассеянием на ионизованных примесях.

Оптические резонансы, возникающие в анизотропных квантовых точках, интересны, прежде всего, с точки зрения их возможного применения в различных приборах оптоэлектроники [4], таких, например, как лазеры на квантовых точках и фотодетекторы. Кроме наиболее интенсивных резонансов, возникающих при поглощении электроном единичного фотона [5], в подобных системах могут существовать и более сложные резонансы, связанные с одновременным рассеянием на фононах [6] или примесях [7]. Последние процессы могут приводить к возникновению дополнительных резонансов и увеличивать потери в оптоэлектронных устройствах.

В данной работе мы теоретически исследуем резонансы, возникающие при поглощении электромагнитного излучения с произвольным направлением поляризации и частотой ω анизотропной квантовой точкой, помещенной в произвольно направленное однородное магнитное поле \mathbf{B} , при условии одновременного рассеяния на ионизованных примесях. Отметим, что магнитное поле позволяет управлять величиной примесного поглощения света, в частности, делать его пренебрежимо малым [7].

Мы рассматриваем латеральные квантовые точки, потенциал конфайнмента которых приближенно можно считать параболическим

$$U(\mathbf{r}) = m^* \left(\Omega_x^2 x^2 + \Omega_y^2 y^2 + \Omega_z^2 z^2 \right) / 2, \quad (1)$$

где m^* – эффективная электронная масса, $\Omega_i (i = 1, 2, 3)$ – характеристические частоты потенциала конфайнмента. Заметим, что в реальной ситуации для латеральной квантовой точки,

расположенной в плоскости xOy , $\Omega_z \gg \Omega_x, \Omega_y$.

Уравнение Шредингера с потенциалом (1) может быть решено методом канонического преобразования фазового пространства [8]. В этом случае можно исключить магнитное поле из Гамильтониана, перенести зависимость от поля на характеристические частоты потенциала конфайнмента. В результате получим энергетический спектр электрона в анизотропной квантовой точке в следующем виде

$$E_{nml} = \hbar \omega_1 \left(n + \frac{1}{2} \right) + \hbar \omega_2 \left(m + \frac{1}{2} \right) + \hbar \omega_3 \left(l + \frac{1}{2} \right) \quad (2)$$

где $\omega_i (i = 1, 2, 3)$ – гибридные частоты, зависящие от величины и направления магнитного поля [5]. Волновые функции в новых переменных будут являться произведением соответствующих трех осцилляторных функций [8].

Будем считать, что все примеси в квантовой точке одинаковы и находятся в положениях, определяемых радиус-векторами $\mathbf{R}_i (i = 1..N)$, где N – число примесей в точке. Тогда оператор электрон-примесного взаимодействия будет иметь вид

$$\hat{V} = \sum_{i=1}^N V(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i), \quad (3)$$

где $V(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)$ – экранированный потенциал примеси, расположенной в точке \mathbf{R}_i

$$V(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) = \frac{Ze^2}{\epsilon |\mathbf{r} - \mathbf{R}_i|} \exp(-k |\mathbf{r} - \mathbf{R}_i|) \quad (4)$$

где ϵ – диэлектрическая постоянная, Ze – заряд примеси, $k = 1/r_0$, r_0 – радиус экранирования.

В случае резонансов, возникающих при одновременном рассеянии на ионизованных примесях, коэффициент поглощения может быть найден во втором порядке теории возмущений по электрон-примесному и электрон-фотонному взаимодействиям

$$\Gamma(\omega) = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon}}{c\hbar N_f} [1 - \exp(-\hbar\omega/T)] \sum_{\alpha} \sum_{\alpha'} f_0(E_{\alpha}) \quad (5)$$

$$\times |W_{\alpha\alpha'}|^2 \delta(E_{\alpha} - E_{\alpha'} + \hbar\omega)$$

где α и α' – наборы квантовых чисел соответственно начального и конечного состояния электрона, N_f – число фотонов в единице объема в начальном состоянии, $f_0 = 8n_0 \sinh(\hbar\omega_1/2T) \sinh(\hbar\omega_2/2T) \sinh(\hbar\omega_3/2T)$ – равновесная функция распределения, $W_{\alpha\alpha'}$ – матричные элементы перехода, которые имеют вид

$$W_{\alpha\alpha'} = \sum_{\alpha''} \frac{\langle \alpha' | \hat{H}_R | \alpha'' \rangle \langle \alpha'' | \hat{V} | \alpha \rangle}{E_{\alpha'} - E_{\alpha''} - \hbar\omega} + \sum_{\alpha''} \frac{\langle \alpha' | \hat{V} | \alpha'' \rangle \langle \alpha'' | \hat{H}_R | \alpha \rangle}{E_{\alpha'} - E_{\alpha''} + \hbar\omega} \quad (6)$$

где \hat{H}_R – оператор электрон-фотонного взаимодействия [5].

Матричные элементы оператора \hat{H}_R были получены в [5], а матричные элементы оператора электрон-примесного взаимодействия могут быть вычислены, если мы представим потенциальную энергию одной примеси в виде ряда Фурье

$$V(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) = \sum_{\mathbf{q}} C_{\mathbf{q}} \exp[i\mathbf{q}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)] \quad (10)$$

где $C_{\mathbf{q}} = 4\pi Ze^2/V_0 \varepsilon(q^2 + k^2)$, V_0 – нормировочный объем.

В результате довольно громоздких вычислений можно получить удобную для анализа формулу для коэффициента поглощения, которую мы здесь не приводим из-за громоздкости выражения. Остановимся на основных физических следствиях полученного соотношения.

Прежде всего, необходимо отметить, что наличие внутри квантовой точки даже одной примеси снимает правило запрета на переходы между уровнями, отличными от соседних, что, в свою очередь, приводит к появлению дополнительных резонансов, интенсивностью которых можно управлять с помощью магнитного поля.

Наличие внутри квантовой точки нескольких примесей приводит в общем случае к возрастанию коэффициента поглощения. Однако при больших значениях магнитного поля коэффициент поглощения может уменьшаться.

На Рис.1 показана зависимость коэффициента поглощения от расстояния между примесями в случае, когда одна из примесей расположена в центре квантовой точки, а вторая находится на оси симметрии точки (на оси Oy). Из Рис.1 видно, что данная зависимость является

немонотонной и имеет минимум при некотором расстоянии между примесями.

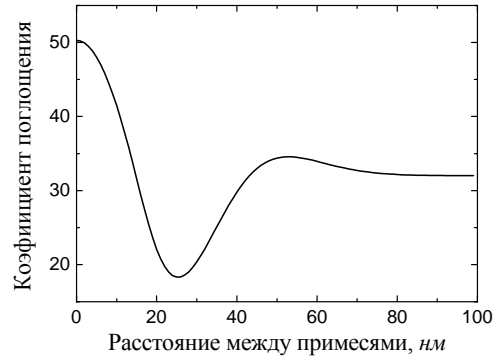


Рис.1. Зависимость коэффициента поглощения (произвольные единицы) от расстояния между двумя примесями в случае переходов $|0,0,0\rangle \rightarrow |0,2,0\rangle$, магнитное поле $B = 1$ Т направлено по оси Oy , $\Omega_x = 3.2$ meV, $\Omega_x = 3.7$ meV, $\Omega_x = 38$ meV, фотоны с частотой $\omega = 10^{-13}$ s $^{-1}$ поляризованы вдоль направления магнитного поля.

Работа поддержана грантом Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых (МК-2062.2008.2).

- [1] Ahn, D. and Chuang, S. L., IEEE J. Quantum Electron., **23**, 2196 (1987).
- [2] Yildirim, H. and Tomak M., Eur. Phys. J. B, **50**, 559 (2006).
- [3] Zhang L., Superlatt. Microstruct., **37**, 261 (2005).
- [4] Michler P. (Ed.), Single quantum dots: fundamentals, applications, and new concepts, in: Topics in Applied Physics, Springer, Berlin, 2003.
- [5] Geyler V. A., Margulis V. A. and Shorokhov A. V., Phys. Rev. B, **63**, 245316 (2001).
- [6] Margulis V. A. and Shorokhov A.V., Phys. Rev. B, **66**, 165324 (2002).
- [7] Margulis V. A. and Shorokhov A.V., Physica E, **41**, 483 (2009).
- [8] Geyler V.A. and Shorokhov A.V., Phys. Lett. A, **104**, 1 (2005).

Влияние напряженных SiGe слоев на критическую толщину двумерного роста Ge

Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник, А.В.Новиков, М.В.Шалеев, Д.В.Юрасов

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

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

Введение. SiGe гетероструктуры находят все большее применение в современной микро- и нанoeлектронике [1]. Практический интерес вызывают как структуры с SiGe слоями, в которых реализуется двумерный (2D) рост [1], так и структуры с Ge(Si) самоформирующимися наноструктурами и квантовыми точками, образующимися в результате трехмерного (3D) роста по механизму Странского-Крастанова [2]. Можно отметить тенденцию к постепенному усложнению дизайна используемых SiGe структур за счет роста многослойных структур, использования в качестве подложек релаксированных SiGe буферных слоев, формирования в одной структуре слоев с различным знаком деформации и т.д. [1, 2]. Для получения структур с заданными параметрами необходимо знать момент смены одного механизма роста на другой. К настоящему времени достаточно хорошо изучен переход от 2D к 3D росту в однослойных структурах с напряженными SiGe слоями, выращенными на Si(001) подложках [2]. В то же время ранее было показано [3], что даже простое усложнение структуры за счет введения дополнительного напряженного SiGe слоя оказывает существенное влияние на критическую толщину двумерного роста Ge. Однако смена механизма роста в сложных структурах, состоящих из нескольких напряженных слоев, изучена достаточно слабо. В данной работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований особенностей перехода пленки Ge от 2D к 3D росту в различных SiGe структурах с напряженными слоями.

Методика эксперимента. В экспериментальной части работы с помощью метода дифракции быстрых электронов (ДБЭ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ) исследовалось влияние напряженных, в том числе захороненных, SiGe слоев на критическую толщину двумерного роста (h_{crit}) Ge на Si(001). На рисунке 1 представлено схематическое изображение исследуемых структур. Структуры были выращены методом МПЭ на установке Ribier SIVA-21. Температура роста структур составляла 700°C, а скорости осаждения Ge и Si ~0.1 МС/с и 0.4÷1 МС/с (1МС≈0.14нм), соответственно. Значение h_{crit} определялось *in situ* по появлению точечной картины ДБЭ. Исследовались зависимости h_{crit} от толщины напряженного SiGe слоя (позиция 2 на рис.1), доли Ge в нем, а также от толщины Si слоя (позиция 3 на рис.1) между SiGe слоем и слоем Ge.

Параметры (толщина и состав) SiGe слоев выбирались таким образом, чтобы избежать пластической релаксации упругих напряжений в них. При этом промежуточный Si слой оставался ненапряженным.

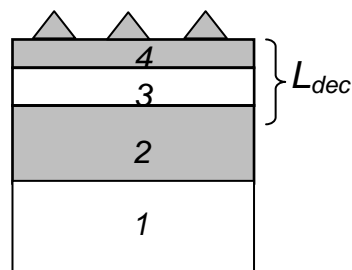


Рис. 1. Схематическое представление исследуемых структур: 1 – Si(001) подложка, 2 – напряженный SiGe слой, 3 – промежуточный Si слой, 4 – слой и островки Ge, L_{dec} – характерная глубина затухания эффективной упругой энергии.

Для описания экспериментальных результатов использовалась модель энергетического баланса перехода по Странскому-Крастанову, в которой влияние упругой энергии, накопленной в захороненных напряженных слоях, учтено с помощью введения характерной глубины ее затухания [4]. В используемой модели с помощью модернизированной модели термоактивационного обмена атомов между растущей поверхностью и верхним слоем твердой фазы выполнен также учет сегрегационных эффектов [5].

Результаты и их обсуждение. Проведенные исследования показали, что предосаждение напряженного SiGe слоя оказывает существенное влияние на момент перехода пленки Ge от 2D к 3D росту. При осаждении Ge непосредственно на SiGe слой (слой 3 на рис. 1 отсутствует) критическая толщина двумерного роста Ge быстро уменьшается по мере увеличения содержания Ge в SiGe слое (рис.2). Это объясняется тем, что с увеличением концентрации Ge в напряженном SiGe подслое растет упругая энергия, накопленная в системе. Подтверждением этого является хорошее согласие экспериментальных данных с теоретической зависимостью h_{crit} от состава SiGe подслоя, рассчитанной с учетом упругой энергии, накопленной в этом слое (рис. 2).

Обнаружено, что при увеличении толщины SiGe подслоя (при фиксированном его составе) h_{crit} сначала быстро уменьшается, а затем, при толщине

$d_{\text{SiGe}} > 25$ МС, выходит на стационарное значение, которое определяется составом SiGe слоя (рис.3). Экспериментальная зависимость h_{crit} (d_{SiGe}) хорошо описывается теоретической моделью в которой, за счет введения феноменологического параметра L_{dec} , учтено экспоненциальное спадание вклада накопленной упругой энергии в напряженных слоях по мере их удаления от поверхности (рис. 3).

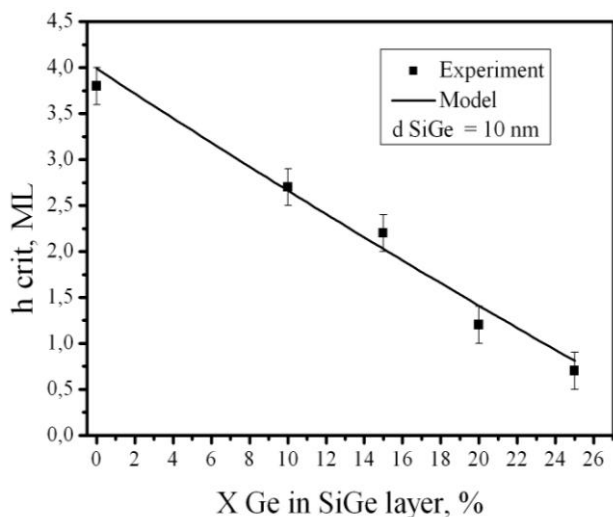


Рис. 2. Экспериментальная и теоретическая зависимости h_{crit} от состава SiGe подслоя при осаждении Ge непосредственно на SiGe слой. Толщина SiGe слоя 10 нм.

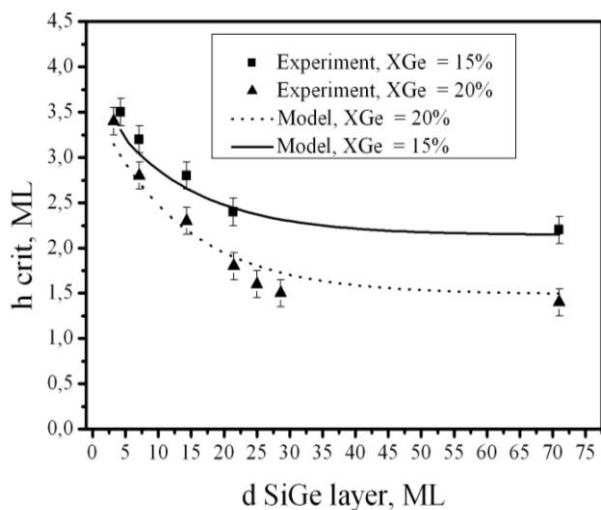


Рис. 3. Экспериментальная и теоретическая зависимости h_{crit} от d_{SiGe} при осаждении Ge непосредственно на SiGe подслоя, полученные для двух составов этого слоя.

Это означает, что эффективное влияние на рост Ge оказывает только упругая энергия, накопленная в SiGe слоях, находящихся от поверхности роста на расстояниях, не сильно превышающих L_{dec} . В этом случае при значениях $d_{\text{SiGe}} > L_{\text{dec}}$ величина h_{crit} практически не зависит от толщины осажденного SiGe слоя (рис. 3). В результате подгонки теоретической кривой под экспериментальные результаты была уточнена оценка для L_{dec} [4].

Полученное значение величины $L_{\text{dec}} \sim 25$ МС позволяет хорошо описывать экспериментальные данные.

Подтверждением экспоненциального спада влияния упругой энергии, накопленной в захороненных напряженных слоях, на рост пленки Ge может служить полученная экспериментальная зависимость h_{crit} от толщины Si слоя, разделяющего SiGe и Ge слои (рис. 4). Из полученной зависимости видно, что заметное уменьшение h_{crit} наблюдается в структурах с толщиной Si слоя до 25 МС. Экспериментальные точки достаточно хорошо ложатся на теоретическую кривую, рассчитанную с использованием $L_{\text{dec}} = 25$ МС.

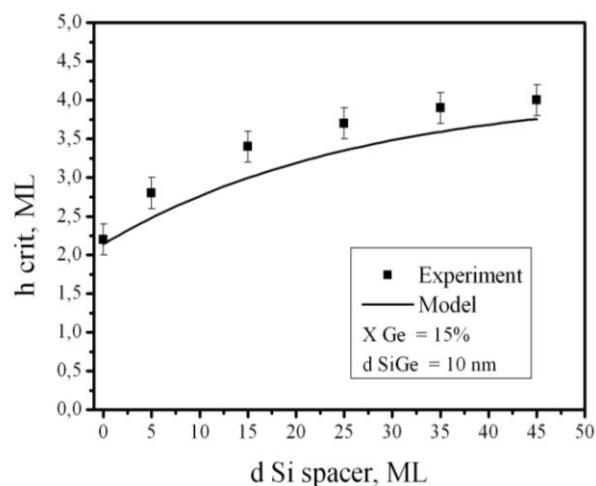


Рис. 4. Экспериментальная и теоретическая зависимости h_{crit} от толщины ненапряженного Si слоя, разделяющего SiGe слой от слоя Ge. Доля Ge в SiGe слое 15%, толщина – 10 нм.

Таким образом, проведенные исследования показали, что упругая энергия, накопленная в предосажденных SiGe слоях, оказывает существенное влияние на переход пленки Ge от 2D к 3D росту. Обнаружено, что это влияние экспоненциально спадает с глубиной залегания напряженных слоев и сохраняется для слоев находящихся на глубине до ~ 25 МС (3.5 нм) от поверхности роста.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Президиума РАН, проекта РФФИ № 08-02-00888-а и проекта Рособразования РНП.2.1.1/617.

- [1] D. J Paul, Semicond. Sci. Technol. **19**, R75 (2004).
- [2] K. Brunner, Rep. Prog. Phys. **65**, 27 (2002).
- [3] Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, и др., ФТТ **47**(1), 29-32 (2005).
- [4] Ю.Н.Дроздов, Д.Н.Лобанов, и др., Материалы XII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», 10–14 марта 2008 г., Нижний Новгород, Россия, т.2, стр.371.
- [5] Д.В. Юрасов, Ю.Н. Дроздов ФТП **42**(5), 579 (2008).

Пространственное упорядочение Ge(Si) самоформирующихся наностроек на Si(001) подложках и релаксированных SiGe буферных слоях

Ю.Н. Дроздов¹, З.Ф. Красильник¹, Д.Н. Лобанов¹, А.В. Новиков¹,
Н.В. Юрасова¹, J.M. Hartmann²

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

²LETI/D2NT & DPTS, CEA-Grenoble, 17 avenue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex, France
e-mail: yurasova@ipm.sci-nnov.ru

Одна из проблем на пути практического применения GeSi структур с самоформирующимися наностройками и квантовыми точками в наноэлектронике заключается в получении пространственно упорядоченных массивов островков с однородным распределением по размерам. Широкий разброс параметров наностроек, как правило, приводит к существенному неоднородному уширению различных их физических характеристик, тем самым уменьшая потенциальные преимущества использования массивов квантовых точек в оптоэлектронных устройствах. Для решения проблемы упорядочения островков используется множество методов, среди которых можно выделить обработку кремниевых подложек сфокусированным ионным пучком [1], локальную ионную имплантацию в кремний [2], использование структурированных подложек [3]. В настоящей работе исследованы особенности пространственного упорядочения Ge(Si) островков на гладких релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях и самоупорядочения плотного массива Ge(Si) наностроек, сформированного на Si(001) подложках.

При исследовании упорядочения Ge(Si) островков на релаксированных SiGe буферных слоях в качестве подложек использовались градиентные релаксированные SiGe/Si(001) буферные слои с долей Ge в верхнем слое 30-35%. Благодаря химико-механической полировке шероховатость поверхности SiGe буферов перед химической подготовкой не превышала 0.5 нм. Процесс химической подготовки буферов перед ростом включал в себя обработку в растворе $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2=1:1$ и окунание в водный раствор HF (0.5%). Окончательная очистка SiGe буфера проходила в камере роста за счет термического отжига при 800°C в течение 15 минут. Рост самоформирующихся Ge(Si) наностроек осуществлялся методом МПЭ.

Исследования с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) структур с Ge(Si) островками, выращенными на релаксированных SiGe буферах, выявили формирование массива

пирамидальных наностроек, пространственно упорядоченных вдоль направлений [100] и [010] (рис. 1). Поверхностная плотность Ge(Si) островков при используемой температуре роста 650°C составила $\sim 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. Анализ АСМ снимков с помощью функции автокорреляции показал наличие ближнего порядка во взаимном расположении островков в направлении [100] вплоть до шестого соседнего островка. Ближний порядок в расположении островков в перпендикулярном направлении наблюдается до 4-го ближайшего соседа.

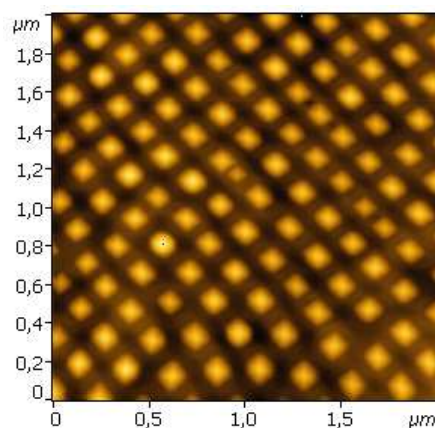


Рис.1. АСМ снимок образца с массивом пространственно упорядоченных Ge(Si) самоформирующихся островков, выращенных на релаксированном SiGe/Si(001) буфере. Стороны снимка совпадают с кристаллографическими направлениями типа $\langle 110 \rangle$.

АСМ снимки поверхности SiGe буфера показали, что она оставалась гладкой, и ее шероховатость не превышала 0.5 нм. Поскольку поверхность роста, на которой формировался массив упорядоченных Ge(Si) островков, была гладкой, можно предположить, что образование упорядоченной структуры вызвано не морфологией поверхности буфера, а неоднородностью состава или упругих напряжений в релаксированном буфере. Для подтверждения этого предположения была проведена дополнительная многократная

химическая обработка SiGe буферного слоя, в результате которой на его поверхности обнаружилась картина неоднородностей в виде ямок, пространственно упорядоченных вдоль тех же направлений ([100] и [010]), что и островки (см. рис.2). Кроме того, период упорядочения ямок оказался таким же, как и у островков. Предполагается, что образующиеся ямки травления являются отражением неоднородности распределения на поверхности Ge или упругих напряжений. Многократная химическая подготовка за счет слабого селективного травления позволяет выявить эту неоднородность. В случае однократной химической подготовки не происходит образования ямок травления, но неоднородности в буферном слое оказывают влияние на упорядочение Ge(Si) островков. Образование неоднородности в SiGe буфере связывается с сеткой дислокаций несоответствия.

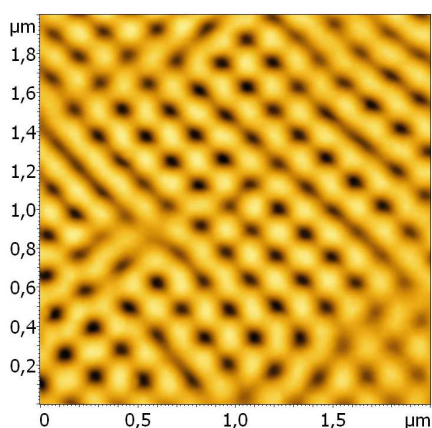


Рис.2. ACM снимок поверхности SiGe/Si(001) релаксированного буфера после многократной химической обработки. Стороны снимка совпадают с кристаллографическими направлениями типа $\langle 110 \rangle$.

В работе были также исследованы процессы самоупорядочения Ge(Si) наноструктур, сформированных на Si(001) подложках. Исследуемые структуры были выращены методом МПЭ и состояли из Si буферного слоя и напряженного $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоя с $x < 25\%$, на который осаждался слой Ge. При этом параметры SiGe слоя (его состав и толщина) выбирались таким образом, чтобы избежать пластической релаксации упругих напряжений.

На рис.3 представлен характерный ACM снимок массива Ge(Si) островков, сформированных при температуре 700°C на $\text{Si}_{0.82}\text{Ge}_{0.18}$ слое толщиной 10 нм. В структурах с островками, выращенных на $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ напряженных слоях с $x \sim 20\%$, наблюдается локальное самоупорядочение Ge(Si) самоформирующихся наноструктур в направлениях [100] и [010] [4]. Именно в этих направлениях поля упругих напряжений от островков значительно медленнее спадают с

расстоянием от островка [5]. Это обуславливает наибольшую эффективность упругого взаимодействия между соседними островками и их более упорядоченное расположение в указанных направлениях.

Самоупорядочение Ge(Si) островков при их росте на напряженных SiGe слоях связывается с увеличением как поверхностной плотности островков, так и их латеральных размеров. В результате доля поверхности, занятой островками, значительно возрастает, и соседние островки начинают эффективно взаимодействовать друг с другом через поля упругих напряжений, которые они вызывают. Анализ ACM снимков с островками на напряженных SiGe слоях, выполненный с использованием автокорреляционной функции, показал, что корреляция ближнего порядка во взаимном расположении островков в направлении [100] наблюдается вплоть до третьего соседнего островка.

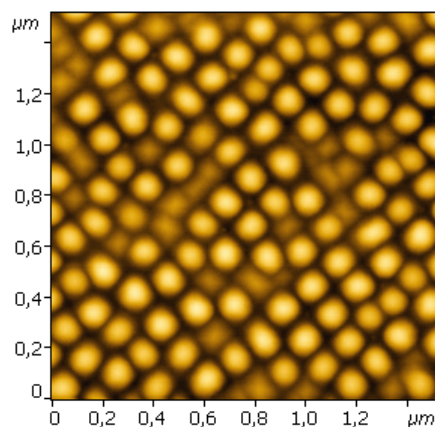


Рис.3. ACM снимок образца с массивом локально упорядоченных Ge(Si) самоформирующихся наноструктур, выращенных на напряженном $\text{Si}_{0.82}\text{Ge}_{0.18}$ слое.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №08-02-90424-Укр_а, проекта Рособразования РНП.2.1.1/617 и программы Президиума РАН.

- [1] Gherasimova M., Hull R., Reueter M.C. and Ross F.M., Appl. Phys. Lett., **93**, 023106 (2008).
- [2] Omi H., Bottomley D.J. and Ogino T., Appl. Phys. Lett., **80**, 1073 (2002).
- [3] Zhong Z., Chen P., Jiang Z. and Bauer G., Appl. Phys. Lett., **93**, 043106 (2008).
- [4] Востоков Н.В., Дроздов Ю.Н., Красильник З.Ф., Лобанов Д.Н., Новиков А.В., Яблонский А.Н., ФТТ, **47**, 29 (2005).
- [5] Shchukin V.A., Ledentsov N.N., Kop'ev P.S. and Bimberg D., Phys. Rev. Lett., **75**, 2968 (1995).

Перестраиваемый источник терагерцового излучения на основе генерации разностной частоты в кристалле GaP.

В.Я. Алешкин, А.А. Антонов, А.А. Дубинов, З.Ф. Красильник,
К.Е. Кудрявцев, А.Г. Спиваков, А.Н. Яблонский

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

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

В настоящее время активно обсуждаются различные пути создания источников терагерцового излучения, работающих при комнатной температуре [1-5]. Одним из способов, обеспечивающих возможность получения достаточно узкополосного и перестраиваемого в широких пределах излучения терагерцового диапазона, является генерация разностной частоты в нелинейных кристаллах при использовании в качестве накачки излучения параметрического генератора света ближнего ИК диапазона. Обычно в качестве нелинейного кристалла для этих целей используется ниобат лития LiNbO_3 [6]. Однако этот материал обладает довольно большим поглощением в терагерцовом диапазоне, обусловленным фононами, что снижает эффективность генерации разностной частоты [7]. В настоящей работе мы вслед за работой [8] использовали в качестве нелинейного кристалла полупроводник GaP, который обладает рядом преимуществ по сравнению с ниобатом лития. Во-первых, в GaP при генерации разностной частоты в диапазоне 1 - 4 ТГц с накачкой излучением с длиной волны около 1 мкм, фазовый синхронизм выполняется в почти коллинеарной геометрии пучков (направления распространения излучения накачки и разностной частоты почти совпадают). Это обстоятельство делает ненужным использование таких приспособлений, как кремниевые призмы, для вывода терагерцового излучения из кристалла. Во-вторых, фоновое поглощение излучения диапазона 1 - 4 ТГц в GaP существенно меньше, чем в ниобате лития. Поэтому использование полуизолирующих (т.е. без потерь на свободных носителях) кристаллов GaP для генерации излучения в этом диапазоне предпочтительнее.

На рис.1 изображена принципиальная схема установки, которая использовалась для генерации излучения разностной частоты. В качестве излучения накачки использовались основная гармоника импульсного лазера Nd:YAG (1.064 мкм, длительность импульса ~ 10 нс, энергия в импульсе ~ 50 мДж) и излучение оптического параметрического осциллятора (ОРО) MOPO-SL ("Spectra-Physics"), длина волны которого перестраивалась в диапазоне 1.048 - 1.060 мкм (энергия в импульсе ~ 20 мДж). Диаметр обоих пучков составлял ~ 8 мм. Частота повторения импульсов составляла 10 Гц. Длина пути луча основной гармоники выбиралась таким образом,

чтобы скомпенсировать временную задержку между импульсами ОРО и лазера накачки.

В качестве нелинейного кристалла для получения разностной гармоники использовался кристалл GaP в виде кубика размером 10 мм. Нормалью к граням куба являлись следующие кристаллографические направления: $[1,-1,0]$, $[1,1,1]$, $[1,1,-2]$. Грани кристалла, имеющие направление $[1,-1,0]$ были отполированы для ввода и вывода излучения. Лучи основной гармоники и ОРО заводились в кристалл через одну из полированных граней, в направлении перпендикулярном к ней. Для выполнения условий фазового синхронизма один из лучей отклонялся от нормали на небольшой угол, составлявший несколько десятков минут.

Излучение терагерцового диапазона регистрировалось с помощью кремниевого болометра, охлаждаемого жидким гелием. Для записи спектра разностной гармоники использовался фурье-спектрометр Bruker VERTEX80v, работающий в режиме "step-scan". Для фильтрации рассеянного лазерного излучения использовалась германиевая пластина.

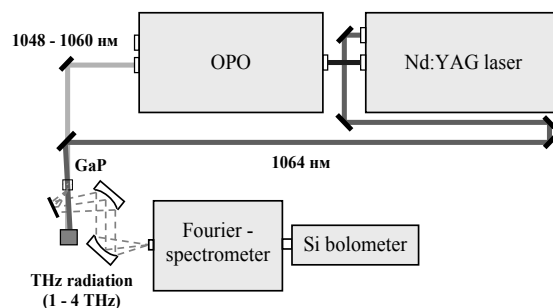


Рис.1. Схема установки для генерации разностной частоты терагерцового диапазона.

В ходе эксперимента были записаны спектры основной гармоники лазерного излучения и линии ОРО (см. рис.2). Для этого также использовался фурье-спектрометр, а сигнал регистрировался с помощью штатного детектора ближнего ИК диапазона на основе кремниевого фотодиода. Полученная ширина линии ОРО в диапазоне 1048 - 1060 нм составила 0.4 см^{-1} . Ширина основной гармоники лазера Nd:YAG существенно меньше предельного разрешения спектрометра (0.2 см^{-1}) и составляет согласно паспортным данным $\sim 0.002 \text{ см}^{-1}$.

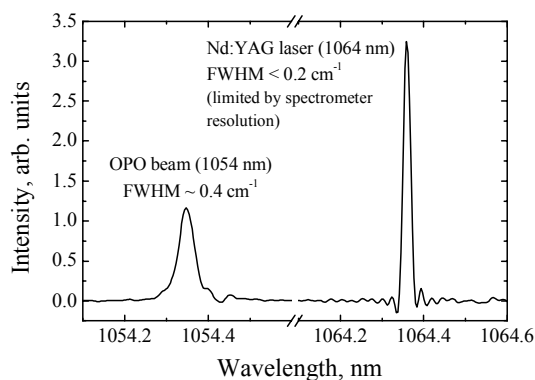


Рис.2. Спектры излучения лазера накачки Nd:YAG (правый пик) и ОРО (левый пик).

Полученное излучение терагерцового диапазона представляло собой узкую линию, положение которой с хорошей точностью совпадало с разностью энергий фотонов излучения ОРО и основной гармоники лазера (рис.3). Перестройка длины волны разностной гармоники осуществлялась изменением длины волны ОРО и одновременной подстройкой угла между лучами ОРО и основной гармоники лазера накачки. Диапазон перестройки терагерцового излучения составил 1 - 4 ТГц, что соответствует диапазону перестройки ОРО 1060 - 1048 нм. Максимальная мощность разностной гармоники наблюдалась на частоте 2.7 ТГц при значении длины волны ОРО 1054 нм. Мощность излучения разностной частоты в импульсе по оценкам составляет порядка 15 мВт. Ширина линии разностной гармоники составила 0.4 см^{-1} (см. вставку к рис.3), что совпадает с шириной линии излучения ОРО, откуда можно заключить, что ширина линии генерации на разностной частоте определяется спектральной шириной линии излучения ОРО.

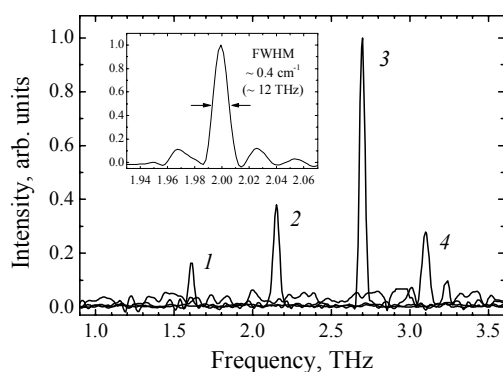


Рис.3. Спектры генерации излучения на разностной частоте. Длина волны лазера Nd:YAG - 1064 нм, длина волны ОРО: 1 - 1058 нм, 2 - 1056 нм, 3 - 1054 нм, 4 - 1052 нм. На вставке изображен спектр линии генерации терагерцового излучения в окрестности 2 ТГц, измеренный с разрешением 0.2 см^{-1} .

Максимум в зависимости интенсивности терагерцового излучения от частоты в области 2.7 ТГц обусловлен минимумом поглощения излучения разностной частоты в кристалле GaP. При уменьшении частоты ниже 2.7 ТГц растут потери, связанные с поглощением на свободных носителях. С увеличением частоты выше 2.7 ТГц рост потерь обусловлен частотной зависимостью поглощения на оптических колебаниях решетки GaP. Кроме того, из-за геометрии эксперимента выход из кристалла излучения с частотой больше 5 ТГц невозможен, т.к. оно распространяется в кристалле под углом, превышающим угол полного внутреннего отражения.

Таким образом, получена параметрическая генерация терагерцового излучения и впервые измерены его спектральные характеристики, позволяющие констатировать создание импульсного генератора, перестраиваемого непрерывным образом в диапазоне 1 - 4 ТГц, с шириной линии излучения $\sim 12 \text{ ТГц}$, длительностью импульса 10 нс, частотой повторения 10 Гц, мощностью излучения в импульсе 15 мВт.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 07-02-12177-офи, 08-02-97034-р-поволжье), программы президиума РАН "Электромагнитные волны терагерцового диапазона", Программы РАН "Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур", Президента РФ (МК-3344.2007.2), госконтракта Минобрнауки No.02.518.11.7031.

- [1] D. Van der Weide, Optics & Photonics News, **14** (4), 48 (2003).
- [2] J.A. Fan, M.A. Belkin, F. Capasso et al., Appl. Phys. Lett., **92**, 021122 (2008).
- [3] О. Звелто, *Принципы лазеров*, М. Мир (1990).
- [4] M. Nagai and K. Tanaka, Appl. Phys. Lett., **85**, 3974 (2004).
- [5] В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов, ЖТФ, **76** (9), 98 (2006).
- [6] D.J.M. Stothard, T.J. Edwards, D. Walsh et al., Appl. Phys. Lett., **92**, 141105 (2008).
- [7] J. Shikata, K. Karino, T. Taniuchi, H. Ito, IEEE Transaction on Microwave Theory and Technology, **48**, 653 (2000).
- [8] T. Tanabe, K. Suto, J. Nishizawa, T. Kimura, K. Saito, J. Appl. Phys., **93**, 4610 (2003).

Получение и исследование свойств нанокompозитных гетероструктур на основе гидрогенизированного аморфного карбида кремния с включениями нанокристаллитов кремния

Р.К. Яфаров

Саратовский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Зеленая, д.38. 410019, Саратов, Россия
E-mail: pirpc@renet.ru.

В связи с созданием приборных устройств нанoeлектроники, свойства которых определяются квантово - размерными эффектами, актуальным является получение и исследование свойств нанокompозитных гетероструктур на основе гидрогенизированных аморфных сплавов кремния и углерода. В зависимости от стехиометрического состава эти сплавы могут иметь высокую фотопроводимость и обладать видимой фото- и электролюминесценцией при комнатной температуре. Включение узкозонных полупроводниковых нанокристаллитов в широкозонный полупроводник модифицирует зонную структуру матрицы и приводит к появлению новых полезных электрических и оптических свойств, определяющихся механизмом токопрохождения в этих структурах.

В связи этим целью работы было получение пленочных гетероструктур на основе аморфного гидрогенизированного карбида кремния с включениями нанокристаллического кремния и изучение в них механизмов электронного транспорта.

Получение аморфных гетероструктур с нанокристаллитами стало возможным благодаря явлению самоорганизации твердотельных наноструктур на начальных стадиях гетерогенной кристаллизации из газовой фазы активированной микроволновым электрическим разрядом. В результате исследований [1-3] было установлено, что основным фактором, определяющим особенности гетерогенного зарождения и роста пленок в различных комбинациях материалов пленки и подложки, является

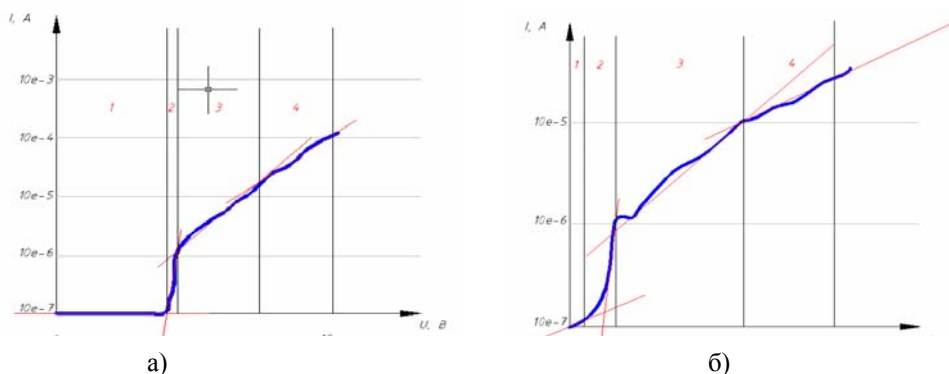


Рис.1. Статическая вольт-амперная характеристика $\text{Si}_{0.2}\text{C}_{0.8}$ структур с кремниевыми нанокластерами (а) и без них (б) в двойном логарифмическом масштабе

характер их взаимодействия на межфазной границе. В зависимости от этого реализуются различные механизмы зародышеобразования новой фазы и свойства полученных наноструктурных материалов.

Осаждение кремниевых нанокристаллитов осуществлялось методом разложения SiH_4 в плазме СВЧ газового разряда. Для получения пленок карбида кремния использовалась газовая смесь на основе моносилана и этанола.

Объектом электрических измерений и исследований были наноструктурные композиционные материалы в виде тонких пленок, осажденных на стекло. В качестве матрицы использовался аморфный гидрогенизированный карбид кремния $\text{Si}_{0.2}\text{C}_{0.8}$. Размер нанокластеров кремния, полученных в одном вакуумном цикле с осаждением карбида кремния, находился в диапазоне от 2 до 4 нм. Поверхностная плот-

ность нанокластеров составляла от $5 \cdot 10^8$ до $7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Слой нанокластеров заравнивался пленкой карбида кремния. Толщина каждого слоя $\text{Si}_{0.2}\text{C}_{0.8}$ составляла 30 нм. Для образцов не содержащих нанокластеры наносился слой $\text{Si}_{0.2}\text{C}_{0.8}$ толщины 60 нм.

На рис.1 приведены в двойном логарифмическом масштабе статические ВАХ $\text{Si}_{0.2}\text{C}_{0.8}$ структур с кремниевыми нанокластерами и без них. На зависимостях можно выделить несколько квазилинейных участков различной крутизны, которые могут быть аппроксимированы различными степенными зависимостями тока (I) от напряжения (U). Как известно [4], подобные ВАХ характерны для токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ), которые имеют место в изоляторах и высокоомных полупроводниках с ловушками захвата носителей. Согласно теории эти ловушки соз-

дают глубокие уровни энергии в запрещенной зоне (так что обратным тепловым выбросом электронов можно пренебречь) и равномерно распределены по объему полупроводника. Напряжение, при котором начинается участок 2, (по терминологии ТОПЗ участок «полного заполнения ловушек» (ПЗЛ)), связано с концентрацией первоначально незанятых электронами ловушек (p_0) соотношением $U_{ПЗЛ} = qp_0L^2/\epsilon$, где q – заряд электрона, ϵ – статическая диэлектрическая проницаемость изолятора. Отсюда следует, что большая длительность участка 1 для гетероструктур с нанокластерами свидетельствует о том, что обусловленные ими локальные неоднородности и дефекты вызывают, по сравнению со структурами без нанокластеров, появление дополнительных центров захвата электронов, которые расположены в глубине запрещенной зоны $\text{Si}_{0.2}\text{C}_{0.8}$.

Вместе с тем в теории нет объяснения причин, в результате которых возможно было бы существенное превышение токов при больших напряженностях электрического поля для гетероструктур с повышенной плотностью центров захвата. Причиной этому может быть туннельный перенос носителей с энергетических уровней нанокластеров, как квантовых точек, в зону проводимости карбида кремния, как показано на рис. 2. Кроме того, в такой структуре электроны из зоны проводимости карбида кремния могут в результате потери энергии в случайных столкновениях аккумулироваться в потенциальных ямах узкозонных включений нанокластеров кремния, а затем переходить в валентную зону. Этот акт может привести к уменьшению проводимости неравновесными носителями заряда по зонам проводимости $\text{Si}_{0.2}\text{C}_{0.8}$ и зарядке нанокластеров. Последнее может быть причиной дополнительного увеличения диапазона напряжений для структур с нанокластерами кремния в области первого омического участка на рис. 1а.

Преодоление потенциального барьера ΔE_c , изображенного на рис. 2 а, очевидно, возможно не только за счет приложения внешнего электрического поля, уменьшающего его величину, но и за счет нагрева образца. Действительно, исследование температурной зависимости электропроводности гетероструктур содержащих и не содержащих кремниевые включения в интервале 300 – 600 К показало, что энергия термоактивации проводимости гетероструктур с нанокристаллитами почти в два раза ниже. Это удовлетворительно согласуется с оценками величины ΔE_c из расчета величины разрыва зон в гетеропереходе по выражению: $\Delta E_c = 0,5 (E_{g1} - E_{g2})$, где E_{g1} – ширина запрещенной зоны $\text{Si}_{0.2}\text{C}_{0.8}$, которая в наших экспериментах составила 4,5 эВ, E_{g2} – ширина запрещенной зоны нанокристаллического кремния (< 1 эВ).

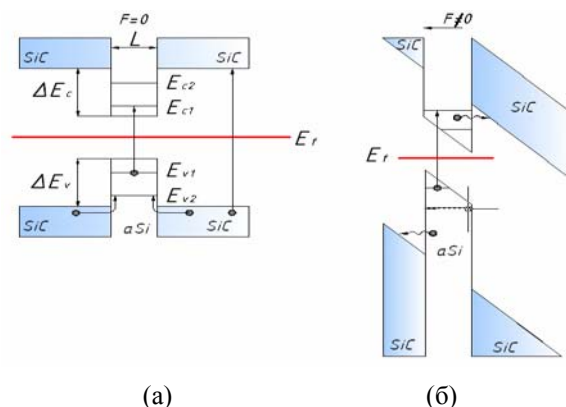


Рис. 2. Энергетическая диаграмма гетероструктуры с кластерами при отсутствии смещения (а) и при положительном смещении (б).

Рассмотренные особенности переноса носителей в некристаллических структурах $\text{Si}_{0.2}\text{C}_{0.8}$ с узкозонными включениями нанокластеров кремния, которые, по существу, являются стоками неравновесных носителей, делают их более радиационноустойчивыми, которые кроме опто- и микроэлектроники становятся также привлекательными для использования в качестве преобразователей в устройствах силовой электроники. Такие структуры, по сравнению с обычными полупроводниковыми преобразователями на основе p - n переходов в кристаллическом кремнии [5] могут иметь преимущества. В частности, можно отметить, что если напряжение отсечки для кремниевых вентилях составляет около 1В, то в структурах карбида кремния с нанокластерами оно может достигать 5- 6 В и выше. Кроме того, можно ожидать, что потери активной мощности при прохождении прямого тока, вызывающего разогрев обычных полупроводниковых структур, в преобразователях с нанокластерами будет значительно меньше из-за туннельного (не омического) механизма переноса носителей при больших напряжениях. И, наконец, стоимость таких силовых устройств будет во много раз ниже из-за отсутствия необходимости создания самих p - n переходов традиционных полупроводниковых преобразователей.

- [1]. Нефедов Д.В., Яфаров Р.К. // ПЖТФ, 2007, Т. 33, вып. 7. С.32.
- [2]. Нефедов Д.В., Яфаров Р.К. // ПЖТФ, 2007, Т. 33, вып. 21. С.78.
- [3]. Нефедов Д.В., Яфаров Р.К. // ПЖТФ, 2008, Т. 34, вып. 2. С. 64.
- [4]. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. М.: «Наука», 1977, 672 с.
- [5]. Зиновьев Г.С. Основы силовой электроники. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2003. 664 с.

Magneto-optical manipulation of surface plasmons in Gold/Ferromagnet/Gold multilayer films

V.V. Temnov¹, U. Woggon², D. Guzatov³, G. Armelles⁴, A. Cebollada⁴,
A. Garcia-Matrin⁴, J.M. Garcia-Martin⁴,
T. Thomay⁵, A. Leitenstorfer⁵ and R. Bratschitsch⁵

¹Department of Chemistry, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139, USA

²Institut für Optik und Atomare Physik, TU Berlin, Strasse des 17. Juni 135, 10632 Berlin, Germany

³Research Center of the Resource Saving Problems, NAS Belarus, Tyzenhauz sq. 7, Grodno 230023, Belorussia

⁴Instituto de Microelectrónica de Madrid (CSIC), 28760-Tres Cantos, Madrid, Spain

⁵Department of Physics and Center for Applied Photonics, University of Konstanz, D-78457 Konstanz, Germany

e-mail: temnov@mit.edu

The ability to control surface plasmons with external fields lies in the heart of active nano-plasmonics. We present a new type of magneto-optically active plasmonic microinterferometer based on magnetic field manipulation of the surface plasmon wave vector in a Gold/Ferromagnet/Gold multilayer film. Our new experimental technique allows for a direct measurement of the skin depth inside the metal at optical frequencies.

The plasmonic microinterferometer consists of a tilted slit-groove pair (slit width 100 nm, groove width 200 nm, slit and groove length 50 μm and spacing ~ 10 μm , tilt angle 5°), milled with a focused ion beam into a composite Au/Co/Au multilayer film on glass. Homogeneous illumination of the microinterferometer with a laser beam ($\lambda = 808$ nm) leads to the excitation of surface plasmons at the groove. A 5° tilt angle between the slit and the groove results into a periodic interference pattern of light transmitted through the slit (Fig 1a). An external periodic magnetic field is applied to switch the magnetization in the 6 nm-thick Co layer which modifies the wave-vector of the surface plasmon. A lock-in amplifier is used to record the magneto-optical (MO) signal at every position along the slit as shown in Fig. 1b.

The MO signal normalized to the contrast of the plasmonic interference pattern (lower panel in Fig. 1b) scales linearly as a function of the slit-groove spacing. The dependence of the MO signal on the magnetic field amplitude (not shown) demonstrates a pronounced threshold behavior characteristic for magnetization switching in the Co layer. Interferometric measurements performed with samples having the same Co layer but located at different depth inside the Au/Co/Au-sandwich show that the MO signal exhibits an exponential decay with 14 nm decay length, in excellent agreement with the skin depth predicted by theoretical calculations.

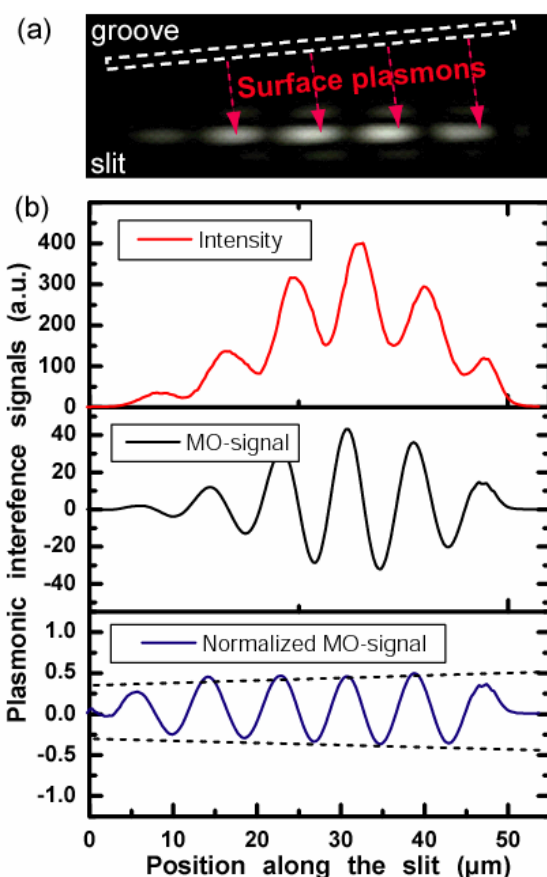


Fig. 1: (a) Plasmonic interferogram in a micro-interferometer with tilted slit-groove pair and (b) results of the magneto-optical measurements.

A new magneto-optically active plasmon interferometer allows to detect small changes of the surface plasmon wave vector upon magnetization switching in Au/Co/Au films. The skin depth of metals in the optical frequency domain is directly measured.

АТОМНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ И ПЕРПЕНДИКУЛЯРНАЯ МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ СПЛАВОВ FePd , FePt , $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50-x}\text{Pt}_x$

Е.М.Артемов, М.Е.Артемов, Л.В.Живаева, П.Е.Волкова

Сибирский федеральный университет, г.Красноярск, Россия.

e-mail: aem49@yandex.ru

Известно, что сплав FePd в области эквиатомного состава в упорядоченном состоянии высококоэрцитивен [1] и может быть использован как материал для постоянных магнитов. Однако по величине коэрцитивной силы H_c сплавы FePd значительно уступают сплавам FePt . Например, в монокристаллических образцах эквиатомного сплава FePd наблюдаются значения $H_c=70-300$ э. Коэрцитивная сила сплавов FePt достигает 3-4 кэ [2]. В задачу данной работы входило исследование процессов атомного упорядочения и его влияния на магнитные и магнитооптические характеристики пленок сплавов FePd , FePt , и $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50-x}\text{Pt}_x$. Пленки сплавов получали методом термического вакуумного напыления на предварительно нагретые до 200 -220°C кристаллы- подложки MgO , LiF а также стекло и кварц. Полученные таким образом пленки на кристаллах-подложках MgO , LiF представляли из себя блочные монокристаллы, ориентированные относительно подложки по параллельной схеме. Состав пленок контролировался методом рентгеновского флуоресцентного анализа с точностью не хуже чем 1 %. Кристаллическое строение и фазовый состав исследованы на электронном микроскопе JEM-2010. Пленки неупорядоченных сплавов FePd при содержании палладия более 12 ат.%, и пленки FePt при содержании платины более 15 ат.% имели кубическую гранецентрированную решетку. Пленки $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50-x}\text{Pt}_x$, где $x=1-10$ ат.%, после конденсации на подложки также обладают ГЦК решеткой. Для получения в пленках необходимой степени дальнего порядка, пленки подвергались отжигу в вакууме при температуре ниже их точки Курнакова. Упорядочивающий отжиг пленок проводился по четырем режимам. После отжига в пленках сплавов FePd , FePt и $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50-x}\text{Pt}_x$ вблизи эквиатомного состава наблюдается образование упорядоченной фазы $L1_0$ (тетрагональная гранецентрированная решетка с соотношением осей «с/а» <1), причем ориентация тетрагональных кристаллитов относительно плоскости пленки зависит от ее толщины. В пленках FePd толщиной до 300 Å и в пленках FePt толщиной до 140 Å кристаллиты тетрагональной фазы ориентируются осью «с» нормально плоскости пленки (на электронограмме отсутствуют рефлексы типа 100). В пленках больших толщин появляются тетрагональные кристаллиты, ориентированные

осью «с» и в плоскости пленки по направлениям [100] и [010]. На электронограммах появляются рефлексы типа {110}, расщепляются рефлексы типа {200} и {220}. Наиболее подробно, исходя из задачи работы, изучались пленки сплавов близких к эквиатомным. Пленки однородны по структуре. В некоторых из них наблюдаются редкие антифазные границы упорядочения (АФГ). В пленках, имеющих большие толщины, наблюдаются участки с чередованием полос разного контраста по направлениям [100]. Между этими участками по направлениям [111] видны более мелкие полосы. При переходе к темнопольному изображению, контраст крупных полос не меняется, а контраст мелких полос меняется на обратный. Можно считать, что крупные полосы это отдельные кристаллиты тетрагональной фазы, образовавшиеся в виде тонких пластин. Наличие таких пластин подтверждают и тяжи на электронограммах [3]. Мелкий полосчатый контраст наблюдается от АФГ. Кроме того, изучалась коэрцитивная сила пленок в зависимости от режимов термообработки и содержания в пленках палладия и платины. Для неупорядоченных пленок FePd при содержании Pd 20-68 ат.%. H_c была в пределах 10-40 э. После закалки пленок от 700°C в воде величина H_c уменьшилась до 8-15э. При образовании упорядоченной фазы FePd наблюдается значительное увеличение H_c . С повышением содержания палладия коэрцитивная сила постепенно возрастает от 900-1000 э при 20 ат.% Pd до максимальных значений (4000э) при эквиатомном составе сплава. При большом содержании палладия в сплаве H_c падает, и для сплава с 68 ат. % Pd она равна 4-5 э. Исследована температурная зависимость коэрцитивной силы пленок сплавов FePd , FePt и $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50-x}\text{Pt}_x$. В пленках эквиатомного состава конденсированных на монокристаллические подложки MgO , LiF и отожженных по режиму 1, вся тетрагональная фаза FePd и FePt выстраивается осью «с» нормально плоскости пленки до толщин 300Å и 140 Å соответственно. Для упорядоченных пленок сплава $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50-x}\text{Pt}_x$, где $x=3-10$ ат.%, значения толщины пленок, при которых вся тетрагональная фаза выстраивается осью «с» нормально плоскости пленки, меньше 220Å. В пленках больших толщин (500 -1000Å) после отжигов ось легкого намагничивания лежит в плоскости пленки или же выходит из нее на небольшой угол. Анизотропия в плоскости

пленки двухосная. На рис.1 показана зависимость константы магнитной кристаллографической анизотропии пленок сплавов $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}/\text{MgO}$ и $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}/\text{MgO}$ от степени дальнего порядка η . Толщина взятых для исследования пленок была меньше критической и поэтому константа перпендикулярной магнитной анизотропии и константа кристаллографической анизотропии (K_1) равны. Поскольку ось «с» является осью легкого намагничивания, то тонкие пленки упорядоченных сплавов становятся магнитоодноосными, с легкой осью нормальной к их плоскости. Значения констант магнитной кристаллографической анизотропии равны $(2 - 6) \cdot 10^7$ эрг/см³ для исследованных пленок. Эти значения превосходят величину анизотропии формы и пленки остаются однородно намагниченными перпендикулярно их плоскости в отсутствие внешнего магнитного поля и могут быть использованы для термомагнитной записи и хранения информации. На рис.2 показана зависимость степени тетрагональных искажений ($c/a-1$) от степени дальнего порядка в пленках сплава $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$. Для пленок FePd , FePt и $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{44}\text{Pt}_6$ были сняты спектральные зависимости фарадеевского вращения и оптического поглощения. Пленки исследованных сплавов прозрачны до толщин 1000 \AA , считывание осуществлялось в проходящем свете. Оказалось, что у всех пленок минимум фарадеевского вращения приходится на область длин волн $0,4-0,5$ мкм, а максимум на ближнюю инфракрасную область $0,9 - 1,2$ мкм. Удельное фарадеевское вращение зависит от толщины монокристаллических пленок. Наибольшее удельное вращение имеют пленки FePd толщиной до 300 \AA и пленки FePt и $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50-x}\text{Pt}_x$, где $x=3-10$ ат.%, толщиной $100-150 \text{ \AA}$; для таких пленок F достигает значений $9 \cdot 10^5$ град/см на длине волны $\lambda = 1,2$ мкм. В более толстых пленках удельное фарадеевское вращение уменьшается. Данное отличие следует отнести за счет появления в более толстых пленках кристаллитов тетрагональной фазы, ориентированных осью «с» в плоскости пленок. В связи с этим полное техническое насыщение пленки вдоль ее нормали требует приложения больших полей. Для поликристаллических пленок всех толщин F совпадает с вращением толстых монокристаллических пленок. Коэффициент оптического поглощения не зависит от длины волны и толщины пленок и лежит в пределах $(1,0 - 1,5) \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ для исследованных пленок. В рабочей области температур у пленок отсутствуют фазовые переходы. Следует указать на большую химическую стойкость пленок сплавов FePd , FePt и $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50-x}\text{Pt}_x$; пленки без покрытия могут храниться на воздухе в течение нескольких лет, характеристики пленок при этом не изменяются.

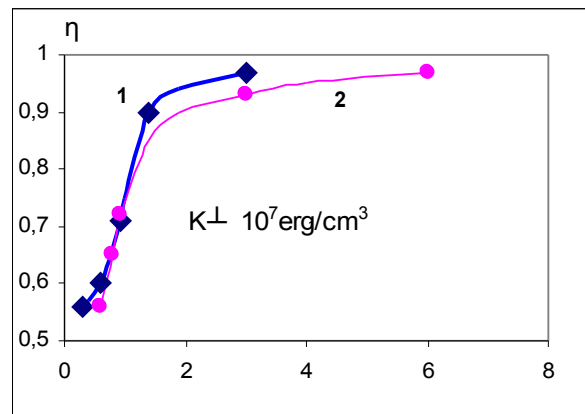


Рис.1 Зависимость перпендикулярной магнитной анизотропии пленок $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}/\text{MgO}$ (1) и $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}/\text{MgO}$ (2) от степени дальнего порядка.

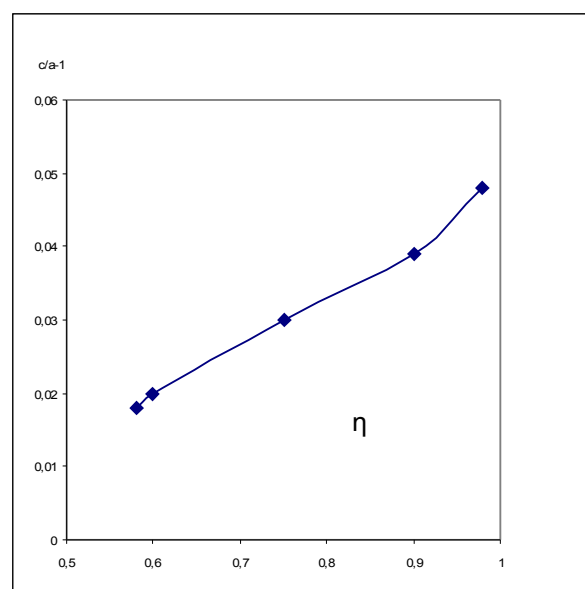


Рис.2 Зависимость степени тетрагональных искажений ($c/a-1$) от степени дальнего порядка в пленках сплава $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$

- [1]Щеголева Н.Н., Магат Л.М. ФММ, 1975, Т.39,С.538.
- [2]Магат Л.М., Иванова Г.В., Солина Л.В., Щеголева Н.Н., Шур Я.С. ФММ, 1970, Т.29,С.400.
- [3]Утевский Л.М. Дифракционная электронная микроскопия в металловедении. М., «Металлургия», 1973.

Исследование процесса формирования силицидов на границах раздела в мультислойных наноструктурах Fe/Si

С.Н. Варнаков^{1,2}, J.C.B. Комогорцев¹, С.Г. Овчинников¹, Bartolome³, J. Sese⁴

¹Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия.

²Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М.Ф. Решетнева, Красноярск, Россия

³Instituto de Ciencia de Materiales de Aragón. CSIC-Universidad de Zaragoza, Zaragoza. 50009, Spain,

⁴Instituto de Nanociencia de Aragón. Universidad de Zaragoza. Zaragoza. 50009 Spain.

⁵Политехнический институт СФУ, Красноярск.

e-mail: vsu@iph.krasn.ru

В пленочных наноструктурах Fe/Si наблюдаются такие достаточно необычные свойства, такие как температурно-зависимое изменение параметра обменного взаимодействия [1], фотоиндуцированное изменение межслоевого обменного взаимодействия [2].

В большинстве теоретических моделей для описания этих физических свойств предполагается, что границы раздела слоев в многослойных наноструктурах сплошные и резкие. В то же время известно, что в материалах подобного типа при нанометровой толщине индивидуальных слоев важными типами структурного несовершенства, способными существенным образом повлиять на физические свойства, являются шероховатость поверхности раздела соседних слоев и их взаимная диффузия.

В данной работе объектом исследования является зависимость относительного количества немагнитной фазы, которая формируется на границе раздела слоев, как в процессе синтеза пленок, так и в дальнейшем, за счет процессов протекающих при повышенных температурах, от толщины нанометрового слоя в пленках (Fe/Si)_n.

Образцы, исследуемые в данной работе, получены методом термического испарения в сверхвысоком вакууме на подложки монокристаллического кремния Si при комнатной температуре на модернизированной установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Ангара». Базовый вакуум в технологической камере составлял 10^{-7} Па. Скорость роста слоев соответствующих материалов и толщина контролировалась *in situ* быстродействующим лазерным эллипсометром ЛЭФ-751М.

В пленках (Fe/Si)_n обнаружена зависимость величины намагниченности и ее температурного градиента от толщины индивидуального слоя Fe. Показано, что эта зависимость является следствием образования химического интерфейса на границах раздела Fe-Si в процессе синтеза - немагнитной фазы, доля которой составляет до 50 % от толщины индивидуального слоя Fe. На основе анализа необратимого изменения намагниченности (рис. 1), предложен метод оценки кинетических коэффициентов реакции синтеза немагнитного

силицида протекающей в многослойных наноструктурах Fe/Si при высоких температурах.

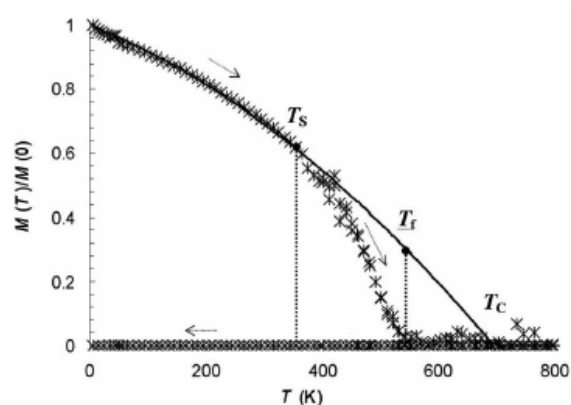


Рис 1. Типичное поведение намагниченности на примере структуры Si(111)/SiO₂/Fe(1.2нм)/Si(1.5нм)/Fe(1.2нм)/Si(1.5нм)/Fe(1.2нм)/Si(10нм). T_S – температура начала образования силицидов, T_f – температура полной необратимой трансформации. T_C – аналог температуры Кюри.

На примере пленки Fe(1.2нм)/Si(1.5нм)/Fe(1.2нм)/Si(1.5нм)/Fe(1.2нм)/Si(10нм) этим методом определена энергия активации E_a и коэффициент диффузии D₀. эти значения составили $D_0 = 1.67 \times 10^{-9}$ см²/с and E_a = 0.94 эВ что хорошо согласуются с экспериментальными данными [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОФН РАН №4, программы Президиума РАН №27, интеграционного проекта СОРАН-ДВОРАН №22, Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 07-03-00320), программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009 - 2010 годы)» (проект РНП 2.1.1/4399).

[1] G.J. Strijkers, J.T. Kohlhepp, H.J.M. Swagten, and W.J.M. de Jonge. Phys. Rev. Lett. 84, 1812 (2000).

[2] Г.С. Патрин, Н.В. Волков, В.П. Кононов. Письма в ЖЭТФ **68**, 287 (1998).

[3] S.N. Varnakov, S.V. Komogortsev, S.G. Ovchinnikov S.G., J. Bartolome, J. Sese. Journal of Applied Physics, **104**, P. 094703 (2008).

Формирование слоев полуметаллов MnAs и MnP для структур спинтроники

Б.Н. Звонков¹, О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов^{1,2}, Ю.Н. Дроздов³,
А.В. Кудрин^{1,2}, С.А. Левчук¹, Е.А. Пителимова², М.В. Сапожников³

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, Россия

² Физический факультет ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, Россия

³ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия

e-mail: vikhrova@nifti.unn.ru

Полуметаллические ферромагнитные соединения имеют канал металлической проводимости для носителей с одним направлением спина и изолирующий (полупроводниковый) канал для носителей с противоположной ориентацией спина [1]. В идеале полуметаллы могут проводить ток, поляризованный по спину на 100 %. Этот факт наряду с большими значениями температуры Кюри (313 К для MnAs и 291.5 К для MnP) и хорошей технологической совместимостью с полупроводниками делает их привлекательными для создания таких элементов структур спинтроники, как спиновый инжектор.

Данная работа посвящена получению слоев полуметаллов MnAs и MnP методом распыления металлической мишени марганца импульсным АИГ:Nd лазером. В случае MnAs процесс выращивания происходил в потоке водорода и арсина, а для получения MnP в реактор дополнительно к водороду подавался фосфин. В качестве подложек использовались пластины *i*-GaAs с отклонением 1.5° от (001). При формировании слоев (толщиной ~ 0.1 мкм) варьировались температура подложки (T_g) в пределах от 300 до 450°C и количество подаваемого арсина (фосфина). Кристаллическая структура исследовалась методами рентгеновской дифракции и электронографии. Магнитные свойства изучались посредством меридионального магнитооптического эффекта Керра (300 К). Исследование гальваномагнитных характеристик осуществлялось в диапазоне напряженности магнитного поля (H) ± 7500 Э при 77 и 300 К с использованием меза-структур типа «холловский мостик», изготовленных путем химического травления.

Было обнаружено, что слои MnAs имеют мозаичную монокристаллическую структуру, а присутствие в дифракционных спектрах пиков, относящихся к ферромагнитной гексагональной α -фазе и парамагнитной орторомбической β -фазе MnAs, зависит от температуры роста и величины потока арсина. Понижение T_g от 400 до 300°C или уменьшение концентрации арсина до 0.005 мол.% приводило к отсутствию пика от α -фазы в спектрах (таблица 1). Зависимости угла Керра от магнитного поля ($\varphi(H)$) имели нелинейный вид

Таблица 1. Характеристики слоев MnAs, полученных методом лазерного распыления.

№	h , мкм	T_g , °C	Концентр. AsH ₃ , мол. %	Данные XRD
1	0.06	300	0.01	β - фаза (2 пика)
2	0.1	400	0.005	β - фаза (1 пик)
3	0.09	400	0.01	α - фаза (1 пик)

и содержали петлю гистерезиса для всех изучаемых MnAs слоев. Поэтому, можно предполагать, что ферромагнитная фаза присутствует во всех слоях, даже если на дифракционном спектре не проявляется. Вместе с тем, при регистрации α -фазы по дифракционным спектрам (образец 3 табл.1), наблюдалась сильная анизотропия $\varphi(H)$ при переходе от направления магнитного поля вдоль [110] к [1-10]. В случае обнаружения отклика только от β -фазы (например, образец 1 табл.1) вид зависимости $\varphi(H)$ слабо зависел от ориентации магнитного поля в плоскости слоя.

Магнитополевые зависимости сопротивления Холла ($R_H(H)$) образцов 1 и 3 подтверждают

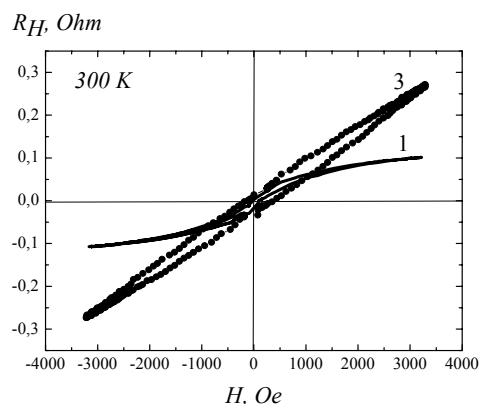


Рис.1 Магнитополевые зависимости сопротивления Холла для слоев MnAs. Номера кривых соответствуют номерам образцов из таблицы 1.

наличие ферромагнитных свойств при 300 К, но отличаются по своему поведению (рис.1). Для образца 1, выращенного при 300 °С, кривая $R_H(H)$ выходит на насыщение в малых полях, а значение коэрцитивной силы составляет около 80 Э. Напротив, магнитного поля 3200 Э оказалось недостаточно, чтобы наблюдать насыщение $R_H(H)$ в случае образца 3. Коэрцитивная сила при этом составляет ~ 280 Э.

Отрицательное магнитосопротивление при 300 К регистрировалось для всех изучаемых образцов MnAs и достигало 0.1% в поле 3200 Э. С увеличением температуры от 77 К до 320 К слои сопротивление возрастало, и далее наблюдалось насыщение, что позволяет оценить температуру Кюри наших слоев MnAs ~ 320 К.

Слои MnP по рентгеновским данным и исследованиям электронографии представляли собой текстурированный поликристалл (рис.2).

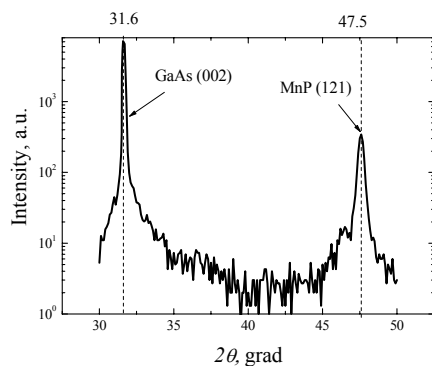


Рис.2 Спектр рентгеновской дифракции для слоя MnP, выращенного при 450°C (образец 4 в табл.2).

Как видно из таблицы 2, угол рассеяния осевой текстуры $(FWHM)_\omega$ снижается с увеличением T_g до 450°C. При этом изменяется и положение вектора намагниченности. По мере возрастания T_g начинает преобладать составляющая намагниченности, расположенная в плоскости слоя MnP. Об этом свидетельствует различный вид зависимостей сопротивления Холла от магнитного поля (77 К) для образцов MnP, выращенных при $T_g = 300^\circ\text{C}$ (рис.3а) и $T_g = 400^\circ\text{C}$ (рис.3б).

Таблица 2. Характеристики слоев MnP, полученных методом лазерного распыления (концентрация $\text{PH}_3 - 0.03$ мол. %).

№	h , мкм	T_g , °C	$(FWHM)_\omega$, град.
1	0.07	300	7.3
2	0.1	350	5.8
3	0.06	400	4.1
4	0.07	450	3.4

Кроме того, представленные зависимости $R_H(H)$ для случая 300 К свидетельствуют о сохранении ферромагнитных свойств слоев MnP с $T_g = 400^\circ\text{C}$

вплоть до комнатной температуры. Ранее сообщалось о наблюдении ферромагнетизма при 300 К в слоях MnP, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, только по измерениям намагниченности [2]. Авторы [2] связывали подобное увеличение температурного диапазона существования ферромагнитного упорядочения по сравнению с объемным MnP с влиянием напряжений, возникающих на границе раздела слоев MnP с подложкой GaAs.

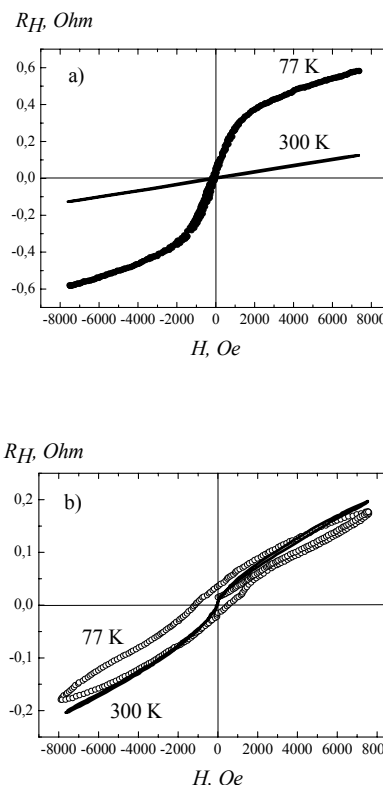


Рис.3 Магнитополевые зависимости сопротивления Холла для слоев MnP, выращенных при 300°C (а) и 400°C (б), при двух температурах измерения.

Таким образом, проведенные эксперименты позволяют заключить, что метод лазерного распыления мишени марганца в потоке водорода и арсина (фосфина) позволяет получать на подложках GaAs кристаллические полуметаллические ферромагнитные слои MnAs и MnP, которые могут быть использованы при формировании приборов спинтроники.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 08-02-00548а и 08-02-97038а_р_поволжье, АВЦП «Развитие потенциала высшей школы» 2.2.2.2/4297, программы ОФН РАН «Спин-зависимые эффекты в твердых телах и спинтроника».

[1] Mavropoulos Ph., Galanakis I., J. Phys.: Condens. Matter, **19**, 315221 (2007).

[2] Choi J., Choi S., Sohn M.H., Park H., Park Y., Park. H.M., Hong S. C., Cho S., J. Magn. Mater., **304**, e112 (2006).

ЭФФЕКТЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ТОКОВЫХ КАНАЛОВ В МАГНИТНОЙ ТУННЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ

Н.В. Волков,¹ Е.В. Еремин,¹ В.С. Цикалов,¹ Г.С. Патрин,¹ П.Д. Ким,¹
Seong-Cho Yu,² Dong-Hyun Kim,² Nguyen Chau³

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036, Россия

² Department of Physics, Chungbuk National University, Cheongju 361-763, Korea

³ Center for Materials Science, National University of Hanoi, 334 Nguyen Trai, Hanoi, Vietnam

Магнитные туннельные переходы и эффекты спин-поляризованного туннелирования интенсивно исследуются в последние годы [1]. Связано это с перспективами практических приложений и с богатым набором новых физических явлений, проявляющихся как результат взаимосвязи спин-поляризованного электронного транспорта и магнитной подсистемы низкоразмерных структур. Туннельные переходы традиционно исследуются в CPP (current-perpendicular-to-plane) геометрии, когда ток перпендикулярен плоскости интерфейсов. Вместе с тем, использование CIP (current-in-plane) геометрии, когда ток параллелен плоскости интерфейсов, иногда является более предпочтительным, например, для прикладных целей, в случае гибридных наноструктур ферромагнетик/полупроводник, совместимых с традиционной полупроводниковой КМОП технологией. Кроме того, можно ожидать новых проявлений спин-зависимого транспорта. В работе приводятся результаты исследований транспортных и магнитотранспортных свойств планарной туннельной структуры, выполненных в CIP геометрии.

Туннельная структура была приготовлена методом импульсного лазерного напыления на подложке SiO_2 (001) с использованием $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) и Si мишеней. На подложку, нагретую до 500°C , последовательно наносились слои Si (5 nm) и LSMO (500 nm). Непосредственно после нанесения слоев структура

отжигалась в кислородной атмосфере при 800°C в течение 1 часа. В результате выбранного технологического процесса состав структуры оказался следующим: нижний слой – моносилцид марганца (MnSi); верхний слой – пленка LSMO; на границе раздела – обедненный слой манганита с недостатком марганца (вставка к Рис. 1). Причиной формирования такого состава структуры является большой коэффициент диффузии Mn в Si [2]. Обедненный слой манганита в структуре является диэлектриком и играет роль потенциального барьера между двумя слоями MnSi и LSMO. Измерения магнитных и транспортных свойств показывают, что пленка манганита переходит в ферромагнитное состояние при температурах ~ 300 K, имеет проводимость полупроводникового типа с особенностями, характерными для наличия микроструктуры пленки, определяющей туннельный вклад в проводимость. Что касается нижнего слоя в структуре, то известно, что MnSi обладает металлическим типом проводимости и имеет температуру перехода в ферромагнитное состояние вблизи 30 K.

Остановимся сначала на особенностях поведения проводимости в отсутствие внешнего магнитного поля. На Рис.1 приведены вольт-амперные характеристики структуры, записанные при различных температурах. Неожиданным для CIP геометрии оказалось сильно нелинейное поведение вольт-амперных характеристик. Зависимости характеризуются начальным почти линейным участком и резким изменением наклона кривых выше некоторого критического тока. При дальнейшем увеличении тока имеет место медленное почти линейное увеличение напряжения на структуре. Наиболее отчетливо такое поведение проявляется при понижении температуры. Мы предлагаем следующую модель, позволяющую объяснить такое поведение вольт-амперных характеристик. В структуре верхний слой – пленка манганита, обладает большим сопротивлением по сравнению с нижним слоем – слоем MnSi. Но, поскольку токовые контакты сформированы на верхнем слое структуры, а нижний проводящий слой отделен от пленки манганита потенциальным барьером, ток преимущественно течет по поверхности структуры. Действительно, при малых значениях тока смещения мы наблюдаем линейную зависимость напряжения на кон-

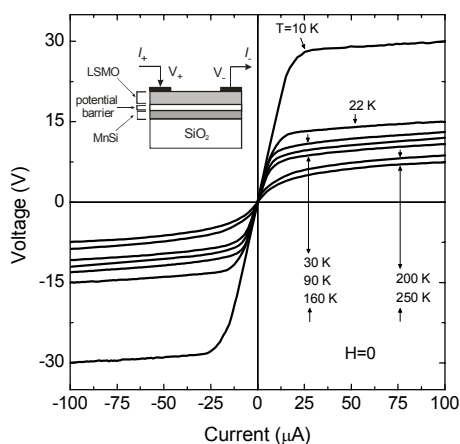


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики структуры. Вставка: геометрия эксперимента.

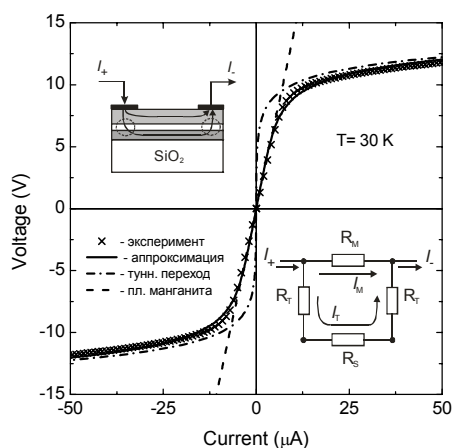


Рис. 2. Аппроксимация вольт-амперной характеристики структуры. Верхняя вставка: распределение токовых каналов в структуре. Нижняя вставка: эквивалентная схема.

тактах от величины тока. Увеличение тока смещения, а, следовательно, и потенциалов на токовых контактах, вызывает перераспределение зарядов в нижнем проводящем слое. Это, в свою очередь, приводит к возникновению напряжения смещения на туннельных переходах под токовыми электродами V_b (V_b в СІР геометрии отличается от напряжения на токовых электродах структуры V) и связанное с ним увеличение туннельного тока через потенциальный барьер, разделяющий верхний и нижний слои структуры (см. верхнюю вставку к Рис. 2). Т.е., сопротивление туннельного перехода уменьшается, и ток начинает преимущественно течь по нижнему слою MnSi, сопротивление которого мало по сравнению с сопротивлением пленки манганита. На нижней вставке к Рис. 2 показана эквивалентная электрическая схема многослойной структуры. В рамках такой схемы мы аппроксимировали экспериментальные вольт-амперные характеристики, предполагая, что сопротивление нижнего слоя R_S мало и ток по нижнему слою полностью определяется туннельным током I_T через потенциальный барьер. Для туннельного тока мы воспользовались формулой Симмонса [3], полученной в приближении упругого туннелирования электронов через потенциальный барьер. Величина тока по верхнему слою подчиняется закону Ома, величины R_M были взяты нами из температурной зависимости сопротивления структуры, измеренной при малых токах смещения, когда ток через структуру полностью определяется сопротивлением пленки манганита. Наилучшие результаты подгонки были получены для ширины потенциального барьера $\Delta x = 5$ nm, $V_b \approx 3 \cdot 10^{-2}$ V, и высоты потенциального барьера, которая изменялась при изменении температуры от $\varphi_0 \approx 0.3$ eV при $T = 250$ K до $\varphi_0 \approx 0.8$ eV при $T = 5$ K. На Рис. 2 показан пример аппроксимации экспериментальной вольт-амперной харак-

теристики при $T = 30$ K. Что касается температурной зависимости φ_0 , то она определяется изменением электронной структуры слоев LSMO и MnSi при переходе их из парамагнитного состояния в ферромагнитное [4].

При температуре ниже 30 K слои LSMO и MnSi находятся в ферромагнитном состоянии (реализуется магнитный туннельный переход). Это позволит управлять сопротивлением туннельных и, следовательно, переключением токовых каналов в структуре с помощью магнитного поля (Рис. 3). Последнее, фактически, определяет новый механизм магнитосопротивления, реализующийся в магнитной туннельной структуре в СІР геометрии. Магнитосопротивление индуцируется током смещения I и зависит от его величины. Для исследуемой структуры оно может превышать 400 % в магнитном поле менее 1 кЭ. Положительная величина магнитосопротивления определяется особенностями спин-

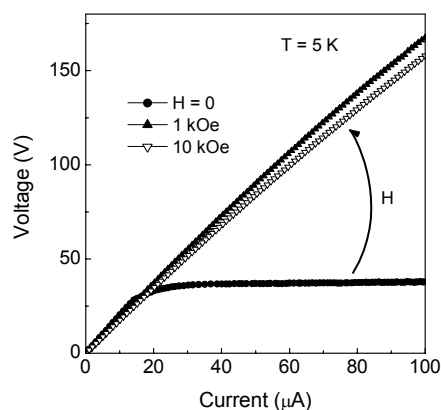


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики структуры в магнитном поле.

поляризованной электронной структуры материалов манганита и силицида марганца.

Нами был обнаружен еще один эффективный канал управления переключением токовых каналов в структуре – оптическое излучение. Механизм влияния света не сводится к тепловому нагреву, а связан с увеличением концентрации носителей заряда за счет фотовозбуждения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 08-02-00259, программы ОФН РАН «Спинтроника» (проект 4.1 СО РАН), интеграционной программы СО РАН (проект 134).

- [1] J.S. Moodera and R.H. Meservey Spin-polarized tunneling, in Magnetoelectronics (ed. M. Johnson, 2004 Elsevier).
- [2] D. Gilles, W.R. Schroter and W. Bergholz Phys. Rev. B **41** 5770 (1990).
- [3] J.G. Simmons, J. Appl. Phys. **34**, 1793 (1963).
- [4] J. Klein, C. Hofener et. al. Europhys. Lett., **47**(3) 371 (1999).

Изучение магнитных наноконтактов с квантованной проводимостью

Р.Г. Гатиятов¹, А.А. Бухараев^{1,2}

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН,

² Казанский государственный университет
e-mail: Ruslan.Gatiyatov@gmail.com

В последние годы достаточно много внимания уделялось проблеме обоснования физической природы эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС) в ферромагнитных наноконтактах [1-4]. Считается, что в контактах с поперечными размерами порядка 1 нм формируется сверхузкая доменная стенка, при прохождении через которую спины электронов сохраняют свою ориентацию [5]. Теория предсказывала реализацию в них эффекта баллистического магнитосопротивления величиной в сотни процентов [6] при комнатной температуре. Через несколько лет появились первые экспериментальные работы, в которых указывалось на обнаружение эффекта ГМС в наноконтактах кобальта [1] и никеля [7] атомарных размеров, который авторы связывали с магнитными свойствами самого контакта. Однако результаты последних исследований эффекта ГМС в магнитных наноконтактах, основанные на расчетах с использованием теории плотности функционала, показывают, что обнаруженный эффект ГМС связан не с электронными свойствами самого контакта, а вероятнее всего связан с атомной перестройкой в нем или влиянием примесей [3, 4]. Поэтому требуются новые экспериментальные данные, которые бы подтвердили или опровергли это предположение.

В настоящей работе изучались электрические и магнитные свойства наноконтактов никеля, полученных электрохимическим методом в зазоре между двумя никелевыми площадками.

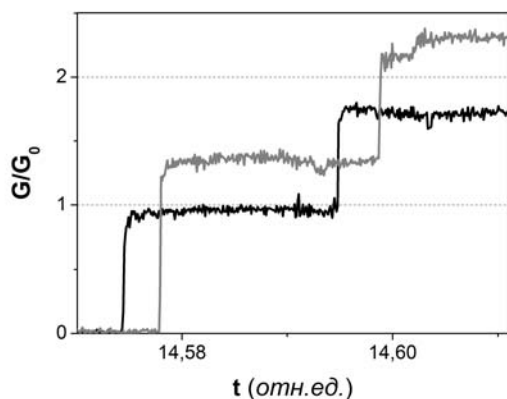


Рис.1 Пример квантования проводимости для наноконтактов никеля, полученных электрохимическим методом.

Хорошо известно, что проводимость наноконтактов, состоящих всего из нескольких атомов, квантуется (кратна кванту проводимости $G_0 = 2e^2/h$). Согласно теории [6] именно в таких контактах эффект ГМС должен быть максимален. Объектом исследования данной работы были наноконтакты никеля с квантованной проводимостью.

Для наглядности на рис.1 представлены временные зависимости проводимости двух разных наноконтактов никеля в процессе их электрохимического формирования в растворе. Наличие ступенчатого изменения проводимости на величину пропорциональную кванту проводимости связано с изменением числа атомов, составляющих контакт.

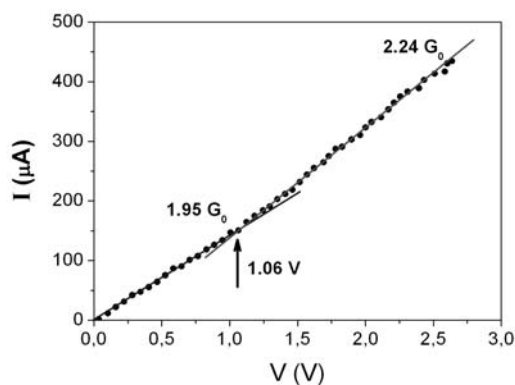
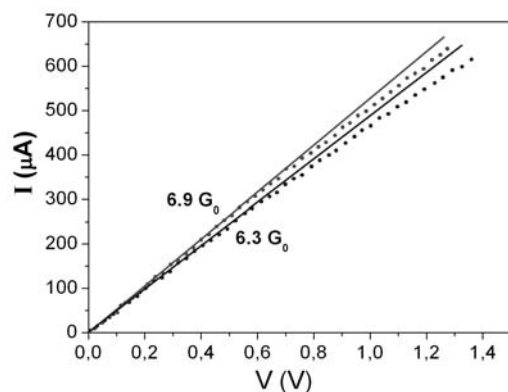


Рис.2 Два типа вольтамперных характеристик, зарегистрированных для наноконтактов никеля (точки – экспериментальные данные, сплошные линии приведены для наглядности).

Для сформированных наноконтактов никеля были зарегистрированы вольтамперные характеристики. Регистрация ВАХ

осуществлялась путем подачи одиночных импульсов длительностью 0.01 с с генератора напряжения. Ранее проведенные нами исследования показали, что при использовании медленно изменяющегося напряжения при достижении на наноконтакте с проводимостью в несколько G_0 разности потенциалов порядка 0.6-0.8 В начинается процесс электромиграции, который неминуемо приводит к изменению числа атомов, составляющих контакт, а, следовательно, и его проводимости. Использование достаточно коротких импульсов позволило зарегистрировать ВАХ в достаточно широком интервале потенциалов без модификации самого наноконтакта. Это подтверждается тем, что проводимость наноконтакта возвращается к исходному значению после окончания импульса. Обнаружено, что ВАХ наноконтактов никеля не линейны, причем наклон кривой с увеличением величины приложенного напряжения может как возрастать, так и уменьшаться (рис.2).

Обнаруженная нелинейность на ВАХ может быть связана с неоднородной плотностью распределения электронных состояний в наноконтакте, что подтверждается имеющимися квантово-химическими расчетами [3, 4].

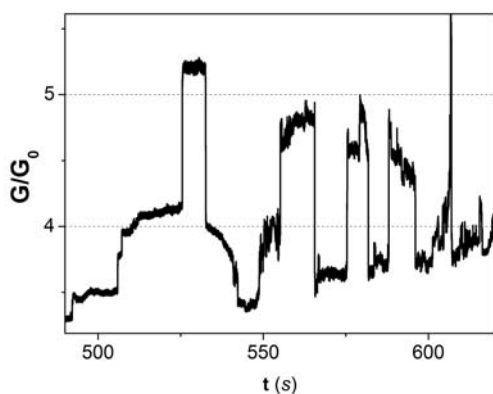


Рис.3. Обнаруженные скачки проводимости для наноконтакта никеля (в отсутствие магнитного поля).

Также в данной работе были продолжены исследования по установлению природы обнаруженного эффекта ГМС в наноконтактах. Одной из отличительных особенностей кривых магнитосопротивления, является ступенчатое изменение проводимости наноконтакта (как правило на величину, сопоставимую с квантом проводимости) при наложении внешнего магнитного поля. Согласно результатам проведенных нами исследований такое поведение проводимости для наноконтактов может иметь место даже в отсутствие внешнего магнитного поля (рис.3) и напрямую связано с атомной перестройкой последнего. Причем данное поведение обнаруживается не для всех наноконтактов и вероятнее всего связано с нестабильностью конкретных конфигураций

наноконтакта. Это в частности может объяснить обнаруженное в [1] осциллирующее поведение магнитосопротивления по мере увеличения размера наноконтакта.

Таким образом, на основании проведенных нами исследований можно сделать вывод, что обнаруженный эффект ГМС в наноконтактах, полученных электрохимическим путем, вероятнее всего связан с атомной перестройкой атомов, составляющих нанокontakt. Несмотря на то, что контакт формируется в планарных структурах, где вклад магнитомеханических эффектов минимален, при наложении внешнего магнитного поля вполне могут происходить незначительные смещения берегов, между которыми сформирован контакт, друг относительно друга, что может стимулировать процесс атомной перестройки. Это подтверждается наличием ступенчатого изменения проводимости на величину, сопоставимую с квантом проводимости, как при наложении внешнего магнитного поля, так и без него.

Работа выполнена при поддержке Программы ОФН РАН «Спиновые явления в твердотельных наноструктурах и спинтроника»

- [1] Chopra, H.D., Sullivan and M.R., Hua, S.Z., et al, *Nature Materials*, **4**, 832 (2005).
- [2] Sokolov, A., Zhang, C., Tsybal, E.Y., et al, *Nature Nanotechnology*, **2**, 171 (2007).
- [3] Bagrets, A., Papanikolaou, N. and Mertig, I., *Phys. Rev. B*, **75**, 235448 (2007).
- [4] Pauly, F., Dreher, M., Viljas, J.K., et al, *Phys. Rev. B*, **74**, 235106, (2006).
- [5] Bruno, P., *Phys. Rev. Lett.*, **83**, N12, 2425 (1999).
- [6] Tagirov, L.R., Vodopyanov, B.P. and Efetov, K.B., *Phys. Rev. B*, **65**, 214419 (2002).
- [7] Sekiguchi, K., Saitoh, E. and Miyajima H., *IEEE Trans. Magn.*, **41**, N10, 2565 (2005).

Формирование решеток наночастиц для систем магнитной записи

Б.А. Грибков, С.А. Гусев, М.Н. Дроздов, А.Ю. Климов, В.В. Рогов.

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

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

Формирование магнитных элементов методом электронно-лучевой литографии (ЭЛЛ) обычно состоит из нескольких этапов и применяется в комбинации с другими процедурами, которые используются и в альтернативных литографических техниках: сухое или мокрое травление, lift-off процесс, маскирование и т.п. Главное преимущество ЭЛЛ состоит в его универсальности при изготовлении элементов произвольной формы из разнородных материалов с предельно высоким разрешением. При выборе оптимальных режимов на всех стадиях изготовления структур ЭЛЛ технология способна обеспечивать такую точность воспроизводства элементов, когда разброс их размеров не превышает единиц нанометров.

Первым и наиболее ответственным этапом ЭЛЛ является формирование исходного рисунка в слое электронного резиста. Наиболее популярны в электронной литографии позитивные резисты (при обработке после экспозиции удаляется материал в экспонированных областях) на основе полиметилметакрилата (ПММА). Этому способствует такие его эксплуатационные характеристики, как малая токсичность, нечувствительность к видимому свету, хорошее пленкообразование и, конечно, высокая чувствительность и предел разрешения менее 10 нм [1]. Однако, у этого резиста есть существенный недостаток – это его плохая стойкость в процессах ионного и плазмо-химического травления. В тоже время, подобные процедуры сухого травления часто являются необходимыми этапами технологической цепочки изготовления, особенно когда формируются структуры, состоящие из разных материалов (как, например, в элементах для MRAM на эффектах ТМС или ГМС). В таких ситуациях целесообразнее использование негативных резистов (при проявлении остается материал в экспонированных зонах), которые обычно более стойкие в процессах ионного или плазмо-химического травления. В наших экспериментах были изучены особенности работы с двумя типами доступных нам негативных резистов, и в данном докладе приводятся некоторые результаты их практического применения.

Известны экспериментальные работы [2], где показано, что материалы на основе фенолальдегидных смол, применяемые в фотолитографии ультра-фиолетового (УФ) диапазона длин волн как позитивные фоторезисты, могут быть также использованы в качестве высокоразрешающих негативных

резистов для электронной литографии. В настоящей работе для исследования возможности такого применения был использован фоторезист отечественного производства ФП9120. Особенности этапов электронной литографии с использованием этого материала состояли в следующем. Как и в процессе обычной фотолитографии раствор резиста наносился на центрифуге при скоростях вращения от 3000 до 8000 об/мин. Вязкость раствора фоторезиста можно менять введением в него метил-этилкетона, что позволяет контролируемым образом получать достаточно однородные по толщине слои резиста в диапазоне от 0.1 до ~ 1 мкм на площади в несколько см². Сушка нанесенного слоя проводится в воздушной атмосфере при температуре 90°C. Затем фоторезистивный слой экспонируется УФ излучением ртутной лампы высокого давления до приобретения полимером способности растворяться в 0.5% водном растворе КОН. После этой предварительной засветки выполняется основное экспонирование с использованием электронного пучка. На участках, которые были обработаны электронами, материал резиста почти полностью теряет способность растворяться в условиях, когда идет хорошее растворение в неэкспонированных зонах, что и делает возможным применение таких материалов в качестве негативных электронных резистов. Электронная чувствительность ФП9120 существенно хуже, чем у ПММА. Например, доза, необходимая для формирования маски в форме изолированной точки субмикронного размера, для резиста ФП9120 составляет около 4000 мкС/см² при энергии электронов 30 КэВ. Это более чем на порядок превосходит дозу, необходимую при использовании ПММА. По разрешающей способности ФП9120 также уступает ПММА. Эксперименты в этом направлении еще не закончены, но уже из слоев ФП9120 толщиной 300 нм удается формировать изолированные столбики и полосы с минимальной шириной ~50 нм. При меньшей ширине или диаметре подобных структур происходит коллапс резистивной маски.

Материалы на основе фенолальдегидных смол целесообразно использовать при необходимости проведения в маске резиста ионного, плазмо-химического или ионно-химического травления различных материалов. Так, скорости травления маски ФП9120 и золота при обработке ионным пучком аргона одинаковы и составляют 20 нм/мин. Так же совпадают и скорости ионно-химического травления ФП9120

и SiO₂ во фреоне (30 нм/мин).

Также были выполнены детальные измерения литографических характеристик фуллерена с целью применения его в низковольтной (от 1 до 30 КэВ) электронной литографии. Чувствительность этого материала при электронном облучении почти на три порядка хуже ПММА, и ранее нами было уже показано, что C₆₀ обладает высокой разрешающей способностью при использовании его в качестве негативного резиста высоковольтной (100, 200 КэВ) ЭЛЛ [3]. Методика определения литографических параметров C₆₀ была аналогична той, что использовалась нами и для резистов на основе ПММА [4]. В ходе этих экспериментов также удалось понять, какие структурные трансформации фуллерита делают возможным его использование в качестве негативного резиста. Несмотря на то, что этот материал используется нами в литографии около 10 лет, механизм воздействия электронов на свойства пленки C₆₀ мало изучен. Первые результаты сравнительного анализа структуры фуллерита до и после облучения электронами были получены методом статического ВИМС на установке TOF.SIMS-5 и приведены ниже. В установке TOF.SIMS-5 используется очень малая величина зондирующего пучка ионов Bi⁺ - длительность импульса составляет 0.5 – 1нс, а величина тока 1пА. При этом в зондирующем импульсе содержится не более 500 ионов Bi⁺, что позволяет проводить практически неразрушающий анализ в статическом режиме. Для повышения интенсивности тяжелых вторичных ионов мы использовали в качестве анализирующего пучка ионы Bi₃⁺ [5]. Диапазон регистрируемых масс – от 1 до 10000а.е.м. полностью перекрывает интересующий диапазон 720а.е.м. На рис.1 приведены масс-спектры пленки фуллерена C₆₀ – исходной, экспонированной электронным пучком с энергией 10 КэВ и после распыления ионами Cs⁺. Как видим, в исходной пленке присутствуют сильные линии в области 720а.е.м. типичные для C₆₀ (указаны синей стрелкой). Воздействие электронным пучком практически полностью разрушает эти линии, в результате весь углерод оказывается в виде кластеров C_N с малыми номерами N до 5-7 в области низких масс. Отметим, что к разрушению линии C₆₀ приводит и распыление ионами Cs⁺, используемыми в TOF.SIMS-5 для проведения послойного анализа. Однако в этом случае в спектре остаются тяжелые фрагменты молекулы C₆₀ – см. рис.1, что позволяет проводить послойный анализ по этим линиям. Таким образом, можно утверждать, что облучение электронами фуллереновой пленки приводит к деструкции молекул C₆₀ до графитоподобных форм, которые нерастворимы в органических растворителях. Это и делает возможным проявление экспонированного пучком электронов рисунка с помощью толуола.

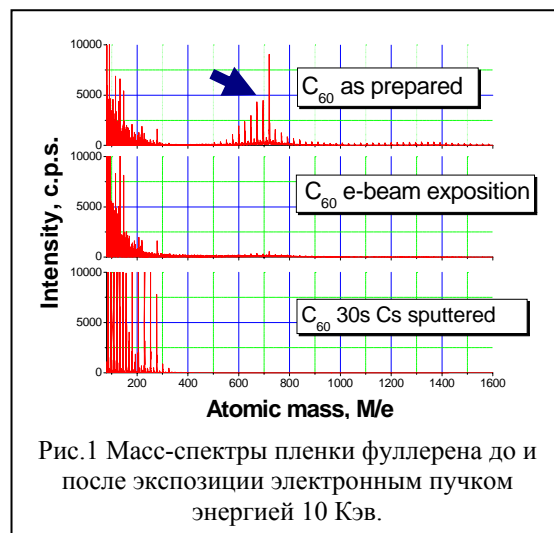


Рис.1 Масс-спектры пленки фуллерена до и после экспозиции электронным пучком энергией 10 КэВ.

Для практического применения этих негативных резистов при формировании магнитных элементов памяти требовалось также отработать технологию по применению промежуточных масок из различных металлов (V, Cr, Ti, Cu). Поэтому также была проведена работа по оптимизации соотношения толщин этих материалов в многослойных передаточных масках и режимов их ионного и реактивного распыления.

В результате выполненных исследований по применению негативного резиста ФП9120 была разработана процедура одностадийной электронной литографии, которая в сочетании с обычной фотолитографией, используемой для формирования контактных площадок, позволила изготовить элементы памяти [6], использующие эффект туннельного магнитного сопротивления.

С использованием фуллереновой технологии из многослойных пленок Co-Pt, обладающих перпендикулярной магнитной анизотропией изготавливались массивы ферромагнитных нанодисков разного размера и плотности упаковки, на которых проводились эксперименты по управлению магнитным моментом отдельных наночастиц с помощью зонда MCM. При этом удалось сформировать квадратную решетку периодом ~35 нм из дисков с диаметром ~20 нм, что соответствует плотности элементов около 0.8×10¹¹ бит/см².

Работа выполнялась при поддержке грантами РФФИ и программ фундаментальных исследований Президиума РАН.

- [1]. C. Vieu, F. Carcenac, A. Pe.p.in, Y. Chen. Applied Surface Science **164**, pp111–117(2000).
- [2]. H.Elsner, H.-G. Meyer. Microelectronic Engineering, **57-58**, pp.291-296 (2001).
- [3] A.A. Fraerman, S.A. Gusev, L.A.Mazo et al., Phys.Rev.B, **65**, 064424 (2002).
- [4] С.А.Булгакова, С.А.Гусев, Е.В. Скороходов. Тезисы доклада в этом же сборнике.
- [5] L.V.Vaeck, A.Adriaens, R.Gijbels. Mass Spectrometry Reviews, 1999, 18, p.1.
- [6] А.А.Фраерман и др. Тезисы доклада в этом же сборнике.

Сегрегация марганца в GaAs при выращивании структур с дельта<Mn>-легированным слоем: ВИМС-профилирование и гальваномагнитные свойства

О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов^{1,3}, М.Н. Дроздов², Ю.Н. Дроздов²,
Б.Н. Звонков¹, И.Л. Калентьева³, А.В. Кудрин^{1,3}, В.И. Шашкин²

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23/3,
Нижний Новгород, Россия

² Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

³ Научно-образовательный центр «Физика твердотельных наноструктур» ННГУ, пр. Гагарина, 23/3,
Нижний Новгород, Россия
e-mail: danilov@nifti.unn.ru

Дельта-легированные слои Mn в GaAs являются предметом интенсивного изучения рядом исследовательских групп, занимающихся разработкой приборов полупроводниковой спинтроники. Это обусловлено несколькими обстоятельствами. Во-первых, структуры с дельта<Mn>-легированным слоем и двумерным дырочным газом, образующимся на границе раздела GaAs/p-AlGaAs, обладают ферромагнитными свойствами с достаточно высокими значениями температуры Кюри (до 250 К) [1]. Во-вторых, расположение дельта<Mn>-легированного слоя вблизи квантовой ямы InGaAs в светоизлучающих GaAs структурах приводит к повышенной интенсивности электролюминесценции и к циркулярной поляризации излучения со значительной (до $\approx 50\%$) ее степенью [2]. Однако, целый ряд вопросов физического и технологического характера, связанных с формированием GaAs структур с дельта<Mn>-легированным слоем, остается недостаточно исследованным. Среди таких проблем отметим отсутствие сведений о распределении атомов Mn по глубине легированных структур, об изменении профилей Mn в GaAs при варьировании температуры выращивания структур и концентрации примеси в дельта-слое.

В данной работе структуры выращивались комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и лазерного нанесения. На подложке *i*-GaAs(001) при температуре 600 - 650°C был сформирован буферный нелегированный слой GaAs, затем температура подложки снижалась до 350 - 450°C, и лазерным распылением металлического Mn в потоке арсина наносился дельта-слой. Количество Mn в дельта-слое (Q_{Mn}) контролировалось временем осаждения и измерялось в долях монослоя (МС). Далее при той же пониженной температуре лазерным распылением пластины GaAs наносился покровный слой толщиной ≈ 25 нм.

Кристаллическое совершенство структур изучалось методом рентгеновской дифракции с

помощью прибора ДРОН-4 по двухкристальной схеме с монохроматором Ge (400) на излучении $CuK_{\alpha 1}$. Профилирование элементного состава выполнено методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на установке TOF.SIMS-5. Гальваномагнитные свойства (эффект Холла и магнитосопротивление) изучены в диапазоне температур измерения 9 - 300 К с использованием меза-структур типа «холловского мостика», изготовленных с применением фотолитографии и химического травления.

Методом рентгеновской дифракции на аналогичных структурах, содержащих также квантовую яму InGaAs ниже дельта<Mn>-слоя, показано, что покровный слой GaAs является монокристаллическим. Слой InGaAs дает пик на спектрах $\Theta/2\Theta$ сканирования в сторону малых углов от основного пика GaAs(400), а покровный слой GaAs вызывает дополнительную модуляцию интенсивности. Это означает, что покровный GaAs-слой, нанесенный лазерным распылением, интерферирует с подложкой, т.е., является монокристаллическим с планарными (в достаточной степени) границами.

На рис.1 показаны профили распределения атомов Mn по глубине GaAs структур при варьировании содержания примеси в дельта-слое от 0.09 МС до 0.70 МС. Дельта-слой и покровный слой GaAs были нанесены при температуре 400°C. На профилях атомов Mn видно, что при невысоких значениях $Q_{Mn} \leq 0.12$ МС распределение по глубине является практически симметричным относительно положения дельта-слоя (x_{Mn}) в GaAs. Однако, начиная с $Q_{Mn} = 0.18$ МС, наблюдается значительное перераспределение атомов Mn к поверхности. При этом после достижения максимума при $Q_{Mn} = 0.30$ МС концентрация атомов Mn в точке x_{Mn} практически не меняется, а избыточная примесь сегрегирует вместе с фронтом роста покровного слоя GaAs. Концентрация атомов Mn в покровном GaAs слое монотонно возрастает при увеличении Q_{Mn} от 0.18 МС и при $Q_{Mn} = 0.70$ МС

практически достигает уровня легирования в дельта-слое.

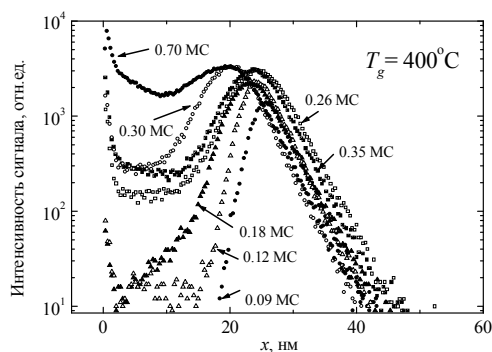


Рис.1. ВИМС-профили GaAs структур, выращенных с варьированием содержания Mn в дельта-слое.

Полная ширина профиля дельта-легированного слоя, полученного методом ВИМС, на полувысоте составляет около 6 нм. Насколько реально подобное уширение распределения атомов Mn? Известно, что вклад в аппаратное уширение дают несколько факторов, среди которых мы можем сделать оценку для двух возможных: шероховатости поверхности и перемешивания за счет атомов отдачи Mn при воздействии распыляющего пучка ионов O с энергией 2 кэВ. Измерения шероховатости как исходной поверхности, так и поверхности внутри кратера распыления, дают величину среднего квадратичного отклонения не более 1 нм. Расчеты, выполненные с использованием программы TRIM, дают глубину проникновения атомов отдачи Mn около 2 нм. Поэтому можно заключить, что, наиболее вероятно, наблюдаемое уширение профилей Mn по сравнению с дельта-функцией является аппаратным эффектом.

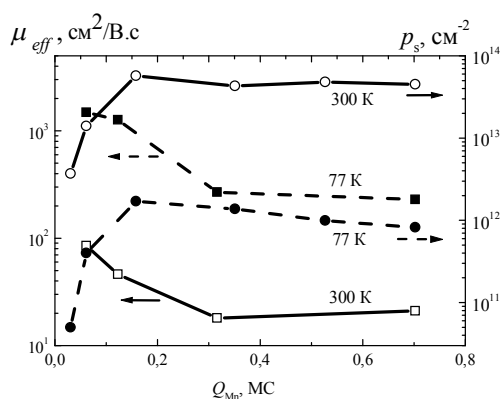


Рис.2. Зависимости эффективной подвижности и слоевой концентрации дырок от содержания Mn в дельта-легированном слое при двух температурах измерения эффекта Холла.

Эти результаты коррелируют с данными измерений эффекта Холла. Все структуры GaAs

с дельта<Mn>-легированными слоями демонстрировали *p*-тип проводимости. На рис.2 показаны зависимости слоевой концентрации и эффективной подвижности дырок при 77 и 300 К от содержания Mn в дельта-слое. С увеличением Q_{Mn} от 0.09 MC до 0.3 MC наблюдался рост слоевой концентрации носителей от $3.7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ до $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ при 300 К. Подвижность дырок при этом уменьшилась от 80 до $20 \text{ cm}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при 300 К и от 1500 до $280 \text{ cm}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при 77 К. Для значений Q_{Mn} выше 0.3 – 0.4 MC величины слоевой концентрации дырок практически не изменялись. Это позволяет предположить, что сегрегированный Mn находится в электрически неактивном состоянии.

Отметим, что при температурах ниже 30 К зависимости сопротивления Холла (R_H) от магнитного поля для GaAs структур с дельта-легированным Mn слоем имели нелинейный вид с петлей гистерезиса (рис.3), и этот результат свидетельствует о наличии ферромагнетизма. Величина коэрцитивного поля составляет порядка 80 Э для образца с $Q_{Mn} = 0.35 \text{ MC}$.

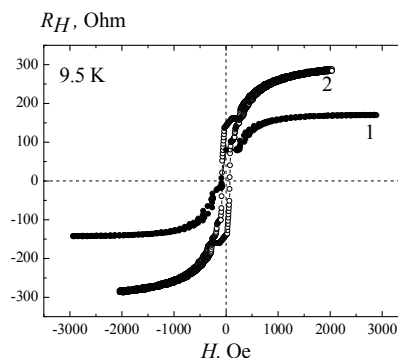


Рис.3. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла для образцов с различным содержанием Mn в дельта-слое: 1 - $Q_{Mn} = 0.18 \text{ MC}$, 2 - $Q_{Mn} = 0.35 \text{ MC}$.

Таким образом, GaAs структуры с дельта<Mn>-легированным слоем могут быть использованы для создания структур спинтроники. Однако, технологический процесс формирования структур должен учитывать процессы сегрегации Mn.

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (гранты 08-02-00548а и 08-02-97038-а_р_поволжье, АБЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» РНП 2.2.2.2/4297, программы ОФН РАН «Спин-зависимые эффекты в твердых телах и спинтроника»).

[1] Nazmul, A.M., Amemiya, T., Shuto, Y., Sugahara, S., Tanaka, M., Phys. Rev. Lett., **95**, 017201 (2005).

[2] Dorokhin, M.V., Danilov, Yu.A., Demina, P.B., Kulakovskii, V.D., Vikhrova, O.V., Zaitsev, S.V., Zvonkov, B.N., J. Phys. D: Appl. Phys., **41**, 245110 (2008).

Исследование особенностей распределения намагниченности в ферромагнитных частицах крестообразной формы

А.А.Фраерман, С.А.Гусев, Б.А.Грибков, О.Л.Ермолаева, И.М.Нефедов,
И.Р.Каретникова, А.Ю.Климов, О.Г.Удалов, В.Л.Миронов

Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород

В работе представлены результаты исследований особенностей формирования различных распределений намагниченности в ферромагнитных крестообразных частицах симметричной и несимметричной формы. В зависимости от размеров, формы и условий намагничивания в таких частицах могут реализовываться

квазиоднородное, вихревое или антивихревое состояние. Интерес к вихревому [1,2] и антивихревому [3,4] распределениям намагниченности обусловлен тем, что данные распределения обладают различными топологическими зарядами и по-разному влияют на транспортные свойства спин-поляризованных электронов [5,6].

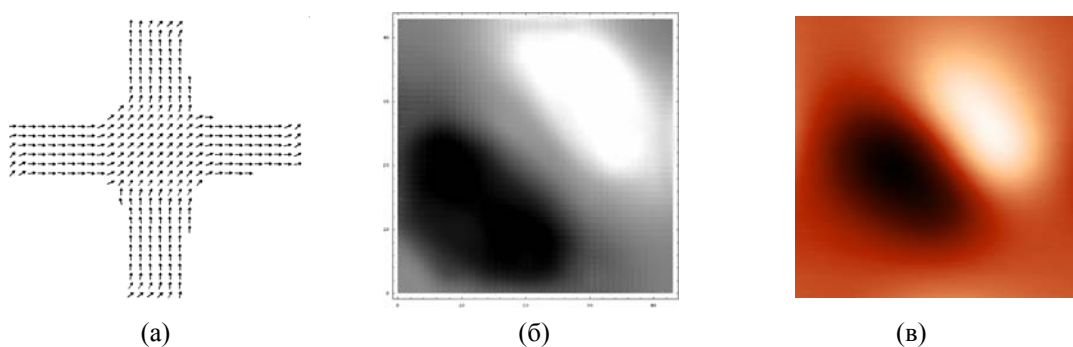


Рис. 1. (а) - Модельное квазиоднородное распределение намагниченности в крестообразной частице.
(б) - Модельное МСМ изображение, соответствующее распределению рис. 1(а).
(в) - Экспериментальное МСМ изображение крестообразной частицы.

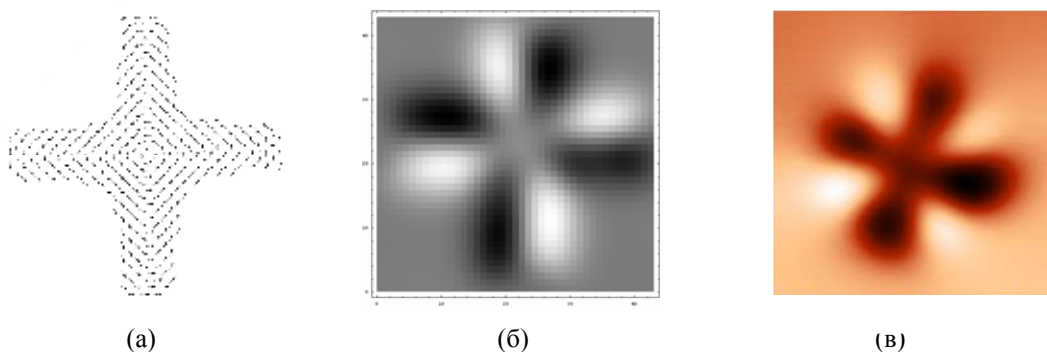


Рис. 2. (а) - Модельное вихревое распределение намагниченности в крестообразной частице.
(б) - Модельное МСМ изображение, соответствующее распределению рис. 2(а).
(в) - Экспериментальное МСМ изображение крестообразной частицы.

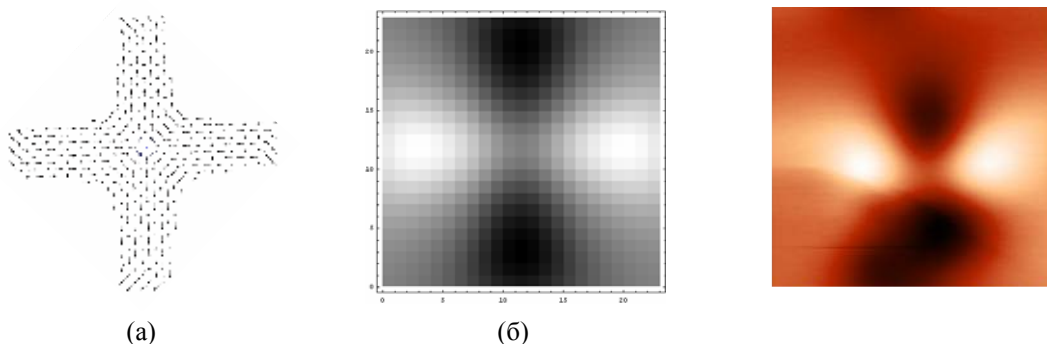


Рис. 3. (а) - Модельное антивихревое распределение намагниченности в крестообразной частице.
(б) - Модельное МСМ изображение, соответствующее распределению рис. 3(а).
(в) - Экспериментальное МСМ изображение крестообразной частицы.

На рис. 1-3 представлены реализуемые в крестообразных частицах распределения намагниченности, а также модельные и экспериментальные МСМ изображения таких распределений. Как показали проведенные МСМ исследования и компьютерное моделирование, вихревое состояние реализуется в частицах, имеющих отношение ширины сегментов креста к их длине порядка 1. В частицах с меньшим соотношением ширины сегментов креста к длине основному состоянию соответствует квазиоднородное распределение намагниченности. Согласно результатам компьютерного моделирования, антивихревое состояние в симметричных частицах является метастабильным и в экспериментальных исследованиях наблюдается достаточно редко.

Одной из целей данной работы было выяснение условий, необходимых для реализации антивихревого состояния в крестообразных частицах. Нами были рассмотрены простейшие модели распределений намагниченности в крестообразных частицах и на их основе проведены оценки энергии соответствующих состояний. В частности, рассматривалась конкуренция между состоянием с квазиоднородной намагниченностью и антивихревым состоянием.

Квазиоднородное состояние представлялось как система из четырех доменов, однородно намагниченных вдоль сегментов креста, и центрального домена, намагниченного вдоль диагонали креста (рис. 1(а)). Энергия однородного состояния, в рамках простой модели, состоит из обменной и магнитостатической энергии доменов и энергии доменных стенок.

Антивихревое состояние представлялось как система из четырех однородно намагниченных доменов, расположенных в четырех сегментах креста и разделенных доменными стенками в центральной части креста (рис. 3(а)). В центре антивихревого распределения находится кор, в котором намагниченность перпендикулярна плоскости креста. При вычислении полной энергии данного состояния учитывались магнитостатическая и обменная энергия сегментов креста, а также энергия доменных стенок и магнитостатическая энергия кора.

Анализ функционала полной энергии для однородного и антивихревого состояний, в рамках данных простых моделей, показал, что основной вклад дает обменная энергия системы и как следствие квазиоднородное состояние является основным, а антивихревое - метастабильным.

Для реализации антивихревого состояния были предложены специальные несимметричные геометрические конфигурации частиц, обладающие различной коэрцитивностью сегментов креста. Одна из рассмотренных конфигураций приведена на рис. 4. Различие коэрцитивностей сегментов креста достигается за счет различной формы – два сегмента имеют на концах утолщения, уменьшающие коэрцитивность, а два других сегмента имеют на концах заострения, увеличивающие их коэрцитивность.

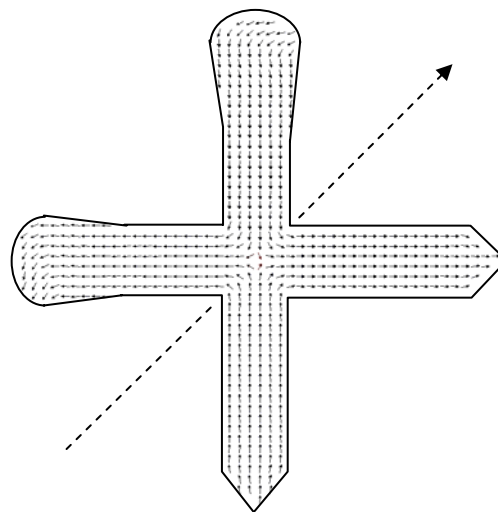


Рис. 4. Антивихревое распределение намагниченности в несимметричной частице.

Была предложена и проанализирована с помощью компьютерного моделирования методика перевода частиц из квазиоднородного в антивихревое состояние намагниченности, заключающаяся в следующем. Под действием внешнего однородного магнитного поля, частица намагничивается вдоль несимметричной диагонали (показана пунктиром на рис. 4), после чего направление внешнего поля меняется на противоположное и частица вновь перемагничивается. Как показало микромагнитное моделирование, существует интервал значений внешнего магнитного поля, в котором два сегмента креста, имеющие на концах утолщение и обладающие более низкой коэрцитивностью, изменяют направление намагниченности, а два других нет. То есть, частица может быть переведена из квазиоднородного состояния в антивихревое.

Таким образом, в работе представлены результаты исследований особенностей формирования различных распределений намагниченности в ферромагнитных частицах крестообразной формы. Предложены специальные несимметричные геометрические конфигурации частиц и алгоритмы процесса намагничивания, которые, как показало микромагнитное моделирование, приводят к устойчивому формированию антивихревого состояния.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 07-02-01321, 08-02-01202) и президиума РАН в рамках программы “Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов”.

- [1] R.P.Cowburn et al., Phys. Rev. Lett., **83**, 1042 (1999).
- [2] T.Shinjo et al., Science, **289**, 930 (2000).
- [3] G.Sebastian et al., Phys. Rev. B, **77**, 060404(R), (2008).
- [4] K.Shigeto et al., Appl. Phys. Lett., **80**, 4190 (2002).
- [5] F.Zhou, Phys. Rev. B, **70**, 125321 (2004).
- [6] P.Bruno et al., Phys. Rev. Lett., **93**, 096806 (2004).

Трансформация спектров экваториального эффекта Керра тонких слоёв InMnAs при изменении содержания Mn

Е.А. Ганьшина¹, Л.Л. Голик², В.И. Ковалев², З.Э. Кунькова², О.В. Вихрова³,
Б.Н. Звонков³, А.Н. Виноградов¹, М.П. Темиряева²

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.

В последнее десятилетие значительные усилия были направлены на разработку технологии получения и исследование слоёв магнитных полупроводников Ga(In)MnAs, которые рассматриваются как перспективные материалы полупроводниковой спинтроники. В [1] для получения слоёв InMnAs был использован метод лазерного распыления мишеней в потоке водорода и арсина, при этом содержание Mn в слоях регулировалось соотношением времен поочередного распыления InAs- и Mn-мишеней ($Y_{Mn}=t_{Mn}/t_{Mn}+t_{InAs}$) и температурой подложки (T_g). Слои InMnAs, выращенные этим методом на GaAs-подложках ($T_g=280-320^\circ\text{C}$, $Y_{Mn}=0,25$ и $0,33$), исследовались нами методами магнитооптики и спектральной эллипсометрии [2]. Изменения в спектрах оптических констант ($n(h\nu)$ и $k(h\nu)$) и экваториального эффекта Керра (ЭЭК), наблюдаемые при уменьшении Y_{Mn} , были объяснены уменьшением содержания фазы MnAs и конкуренцией вкладов матрицы $In_{1-x}Mn_xAs$ и включений MnAs.

В данной работе изучались спектральные зависимости $n(h\nu)$, $k(h\nu)$ и ЭЭК $\delta(h\nu)$ слоёв InMnAs с меньшим содержанием Mn, полученных при $Y_{Mn}=0,05-0,26$ и $T_g=320^\circ\text{C}$. Значения Y_{Mn} и толщины исследованных слоёв InMnAs приведены в таблице.

№ образца	Толщина, нм	$Y_{Mn}=t_{Mn}/t_{Mn}+t_{InAs}$	V_{MnAs}
#1 (5384)	120	0.05	0.03
#2 (5385)	120	0.09	0.05
#3 (5386)	130	0.13	0.06
#4 (5387)	220	0.2	-
#5 (5388)	270	0.26	-
#6 (5383)	190	0 (InAs)	0

Исследованные слои являются ферромагнитными при комнатной температуре, обладают полупроводниковым характером проводимости (р-типа), в них наблюдается аномальный эффект Холла. Согласно данным рентгеновской дифракции в слоях, полученных

при $Y_{Mn}\geq 0,15$, присутствуют включения гексагональной фазы MnAs [1].

Спектры эллипсометрических параметров $\tan\psi(h\nu)$ и $\cos\Delta(h\nu)$ измерялись в диапазоне $h\nu=1,5-4,7$ эВ при $T=293\text{K}$. Зависимости $n(h\nu)$ и $k(h\nu)$ вычислялись с использованием двухслойной модели образца. Для образцов #1-#3 хорошее совпадение вычисленных и измеренных $\tan\psi(h\nu)$ и $\cos\Delta(h\nu)$ получено при учёте шероховатости и окислов InAs, присутствующих на поверхности слоёв, а также наличия в слоях включений MnAs. Используя приближение эффективной среды Бруггемана, мы оценили долю объёмной фракции MnAs (V_{MnAs}) в образцах #1-#3. Полученные величины V_{MnAs} , свидетельствующие о наличии фазы MnAs и в образцах с $Y_{Mn}<0,15$, приведены в таблице. Для образцов #4 и #5 удовлетворительная подгонка спектров $\tan\psi(h\nu)$ и $\cos\Delta(h\nu)$ получается при использовании моделей с большим числом слоёв ($N=4$), что указывает на неоднородное распределение Mn по толщине образцов, и в частности на наличие тонкого (несколько нм) приповерхностного слоя MnAs. Однако большое число неизвестных параметров не позволяет нам использовать многослойные модели. Зависимости $n(h\nu)$ и $k(h\nu)$ образцов #4 и #5, полученные на основе двухслойной модели, являются эффективными характеристиками неоднородных слоёв. По спектрам $n(h\nu)$ и $k(h\nu)$ вычислены спектральные зависимости действительной $\epsilon_1=n^2-k^2$ и мнимой $\epsilon_2=2nk$ частей диагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости слоёв. Зависимости $\epsilon_2(h\nu)$ слоёв InMnAs (кривые 1-5) и слоя InAs, выращенного при тех же технологических условиях (кривая 6), показаны на рис. 1. Нумерация кривых на рисунках соответствует номерам образцов в таблице.

На зависимостях $\epsilon_2(h\nu)$ образцов #1-#3 хорошо выражены максимумы, соответствующие переходам вблизи критических точек зоны Бриллюэна InAs, что свидетельствует о хорошем кристаллическом качестве полупроводниковой матрицы $In_{1-x}Mn_xAs$ этих

слоёв. Ослабление и незначительное уширение максимумов в спектрах $\varepsilon_2(h\nu)$ этих образцов, а также рост ε_2 для $h\nu < 2$ эВ при увеличении содержания Mn связаны с ростом дефектности матрицы при легировании и с присутствием включений MnAs. Трансформация спектров образцов #4 и #5 обусловлена главным образом наличием приповерхностных слоёв MnAs.

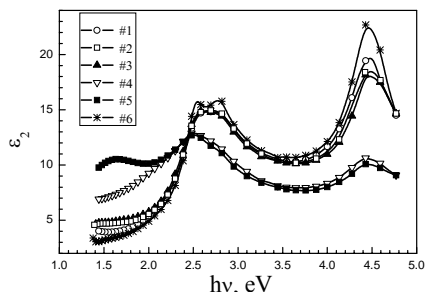


Рис.1 Спектральные зависимости мнимой части $\varepsilon_2(h\nu)$ диагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости слоёв InMnAs.

Спектральные зависимости ЭЭК $\delta(h\nu)$, $\delta = [I(H) - I(0)]/I(0)$, где $I(H)$ и $I(0)$ – интенсивности отражённого света в присутствии и отсутствии магнитного поля, соответственно, измерялись в диапазоне $h\nu = 0,5-4,2$ эВ в переменных магнитных полях $H \leq 3$ кЭ при углах падения света близких к 70° и $T = 293$ К. Спектры ЭЭК образцов #1-#5 показаны на рис. 2(а). Для сравнения на рис. 2(б) приведены спектры $\delta(h\nu)$ ранее исследованных слоёв InMnAs [2]. В спектре $\delta(h\nu)$ образца с максимальным содержанием Mn (#5) наблюдаются хорошо выраженный низкоэнергетический максимум при $h\nu \approx 1,75$ эВ и широкая высокоэнергетическая полоса (при $h\nu > 2,5$ эВ), т.е., те же особенности, что в спектрах, представленных на рис. 2(б). От последних спектр $\delta(h\nu)$ образца #5 отличается появлением особенности при $h\nu < 1,2$ эВ. В образцах с меньшим содержанием Mn имеет место сильное уменьшение ЭЭК для $h\nu > 2,5$ эВ, а низкоэнергетический максимум наблюдается при $h\nu \approx 1,25$ эВ. В образцах #1-#3 ЭЭК локализован в диапазоне $h\nu \approx 0,5-2$ эВ, и его спектральная зависимость имеет резонансный характер. Отметим, что в образце с минимальным содержанием Mn (#1) ЭЭК значительно меньше, чем в других образцах, поэтому на рис. 2(а) для него приведена зависимость $[\delta(h\nu)] \cdot 10$. Помимо этого зависимость $\delta(h\nu)$ образца #1 отличается от спектров $\delta(h\nu)$ образцов #2 и #3 обратным соотношением величин положительной и отрицательной компонент резонансной структуры. Ранее аналогичные резонансные структуры при тех же энергиях наблюдались в спектрах ЭЭК гранулированных плёнок GaAs:MnAs, в которых наноразмерные кластеры MnAs квазираспределены в матрице GaAs ($V_{\text{MnAs}} = 0,03$) [3]. На вставке рис. 2(а)

показаны зависимости $\delta(h\nu)$ этих плёнок со средним размером кластеров 6 нм (1) и 11 нм (2).

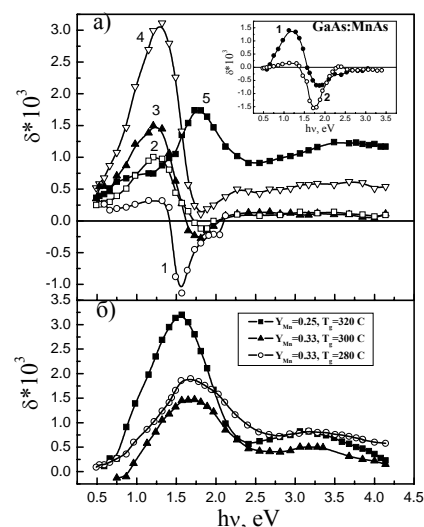


Рис.2. (а) Спектральные зависимости ЭЭК образцов #1-#5; для образца #1 ЭЭК увеличен в 10 раз. Вставка – данные работы [3]. (б) Данные работы [2], $T = 293$ К.

Видно, что зависимость $\delta(h\nu)$ нашего образца #1 подобна кривой 2 на вставке, а зависимости $\delta(h\nu)$ образцов #2 и #3 повторяют ход кривой 1 вставки. В [3] предполагалось, что одной из возможных причин спектра ЭЭК, наблюдаемого в наноструктурных плёнках GaAs:MnAs, может быть возбуждение плазмонов в нанокластерах MnAs. Возможность существования гигантского магнитооптического эффекта Керра при возбуждении плазменного резонанса в ферромагнитных нанокластерах в композитных материалах теоретически показана в [4]. Можно предположить, что в слоях InMnAs с малым содержанием MnAs (образцы #1-#3) фаза MnAs существует в форме нанокластеров, и резонансный характер ЭЭК в них обусловлен механизмом, предложенным в [4]. В спектры ЭЭК образцов #4 и #5 могут вносить вклад приповерхностные слои и нанокластеры MnAs, а также матрица $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$.

Работа поддержана Программой Президиума РАН "Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов" и грантом РФФИ 08-02-00548.

- [1] Danilov, Yu.A., Kudrin, A.V., Vikhrova, O.V., et al, J. Phys. D: Appl. Phys., **42**, 035006 (2009).
- [2] Ганьшина, Е.А., Голик, Л.Л., Ковалёв, В.И., Кунькова, З.Э. и др. Материалы XII Международного Симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Н.Новгород, т.2, 274 (2008).
- [3] Akinaga, H., Mizuguchi, M., Manago, T., Gan'shina, E., et al, JMMM, **242-245**, 470 (2002).
- [4] Zharov, A.A. and Kurin, V.V., J. Appl. Phys., **102**, 123514 (2007).

Особенности формирования доменов в нанопленке кобальта с пространственно-модулированным рельефом

Д.А.Бизязев¹, Р.Г. Гатиятов¹, А.А. Бухараев^{1,2}

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, Казань, Россия

² Казанский государственный университет, Казань, Россия

e-mail: dbiziaev@inbox.ru

В последние годы задача контролируемой модификации магнитных свойств вещества посредством внешних факторов, в качестве которых могут выступать поверхностные неровности, форма образца, дополнительные слои и др. [1-3], становится все более актуальной. Появилось довольно много работ [1-6], в которых изучается влияние этих факторов на структуру намагниченности или доменные стенки. Однако в основном исследуются магнитные свойства отдельно лежащих структур различной формы и размера, и намного меньше внимания уделяется исследованию распределения намагниченности в образцах с пространственной модуляцией рельефа поверхности.

Цель данной работы заключалась в исследовании доменной структуры в пленке *Co* толщиной 50-110 нм. А также в изучении трансформации доменной структуры в пленке *Co* толщиной 110 нм, в поверхностном слое которой путем ионного распыления через маску создана периодическая сетка микронного масштаба. Нами было обнаружено, что в таких структурах зависимость ширины доменов от толщины слоя, подвергнутого ионному распылению, сильно отличается от случая гладких пленок той же толщины. На начальных этапах распыления ширина доменов изменяется незначительно, что мы связываем с влиянием нераспыленных участков. При достижении некоторой определенной толщины ширина доменов резко спадает до значения, которое характерно для гладких пленок. Дальнейшее утоньшение приводит к переходу от доменов со стенками Блоха к доменам со стенками Нееля.

В качестве объектов исследования нами были выбраны тонкие пленки *Co* различной толщины (50-110 нм), полученные путем магнетронного распыления мишени *Co* на стеклянную подложку (предметное стекло). Формирование на поверхности исходного образца структуры в виде сетки осуществлялось путем ионного распыления поверхности пленки *Co* через маску с квадратными отверстиями размером 25х25 мкм, расстояние между центрами которых 35 мкм (рис.1а). Распыление осуществлялось ионами Ar^+ с энергией 4 кэВ так, что угол падения ионного пучка в 90° относительно поверхности пленки (время экспозиции – 2 часа). Для получения на одном образце распыленных областей с различной

толщиной ионный пучок был расфокусирован таким образом, чтобы диаметр пучка составлял около 3 мм. Этим достигалась довольно большая однородность толщины пленки в пределах каждого квадратного участка, где производилось распыление. В результате были сформированы области с различной глубиной распыления, разделенные нераспыленными участками, находившимися под маской (рис.1с).

Как известно, для пленок *Co* с толщиной более 50 нм структура намагниченности имеет характерную полосовую структуру с доменными стенками Блоха [7], которая обладает характеристическим параметром – периодом доменной структуры. Полученная из МСМ изображений, исследуемых нами образцов, экспериментальная зависимость периода доменной структуры от толщины гладкой пленки *Co* приведена на рис.2. Визуализация намагниченности в исследуемых пленках *Co* осуществлялась с использованием сканирующего зондового микроскопа Solver P47 (фирма НТ-МДТ).

Для образцов, подвергнутых ионному распылению через маску, было обнаружено необычное поведение зависимости периода доменной структуры от толщины пленки в травленной области. Оказалось, что с уменьшением толщины пленки от 110 до 56 нм (рис.3а, б) изменение усредненного (по участку в 5 мкм от выступа) периода доменной структуры происходит намного медленнее, чем для случая гладких пленок той же толщины). При дальнейшем утоньшении пленки, когда величина ступеньки достигает критического значения ($\Delta h_{cr} = 57$ нм), период чередования доменов в распыленной области резко уменьшается на 45 нм, а период полосовых доменов на выступе возвращается к исходному значению. В интервале толщин от 53 до 33 нм зависимость периода полосовых доменов в распыленных областях становится такой же как в случае гладких пленок (рис.3с, д).

При толщине распыленного участка пленки около 20 нм, наблюдаемая с помощью МСМ структура намагниченности, качественно меняется и приобретает характерный вид (рис.3е, ф), который в литературе приписывают доменам с доменными стенками Нееля [8]. При этом имеется довольно широкий интервал толщин (от 53 до 33 нм), в котором сосуществуют домены, разделенные как стенками Блоха, так и стенками

Нееля. Также наблюдается структура типа «колючая проволока» (*cross-tie* структура), которая появляется при толщинах 23-28 нм, что хорошо согласуется с известными результатами [9].

Таким образом, в работе наблюдалось необычное изменение ширины полосовых доменов в нанопленках *Co*, в поверхностном слое которых путем ионного распыления через маску сформирована периодическая сетка микронного масштаба. Обнаружено более медленное изменение ширины доменов в распыленной области по сравнению с шириной доменов в гладких пленках той же толщины.

Выражаем благодарность Нургазизову Н.И. за изготовление образцов методом мегнетронного напыления в вакууме. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ и программ Президиума и ОФН РАН.

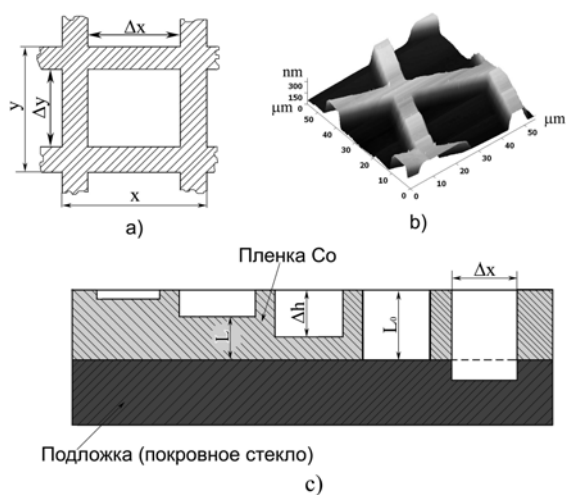


Рис.1. (а) – схема фрагмента маски, через которую проводилось распыление ионами Ar^+ пленки *Co*; (б) – АСМ изображение распыленного через маску участка пленки; (с) – схема образца (в разрезе) после ионного распыления через маску на различную глубину.

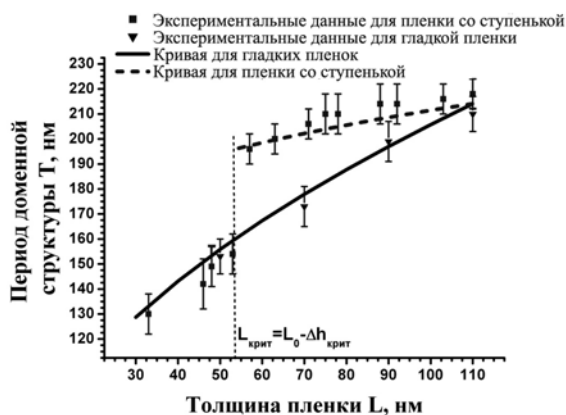


Рис.2. Зависимости периодов доменной структуры от толщины пленки *Co* для гладких пленок и пленок со ступенькой.

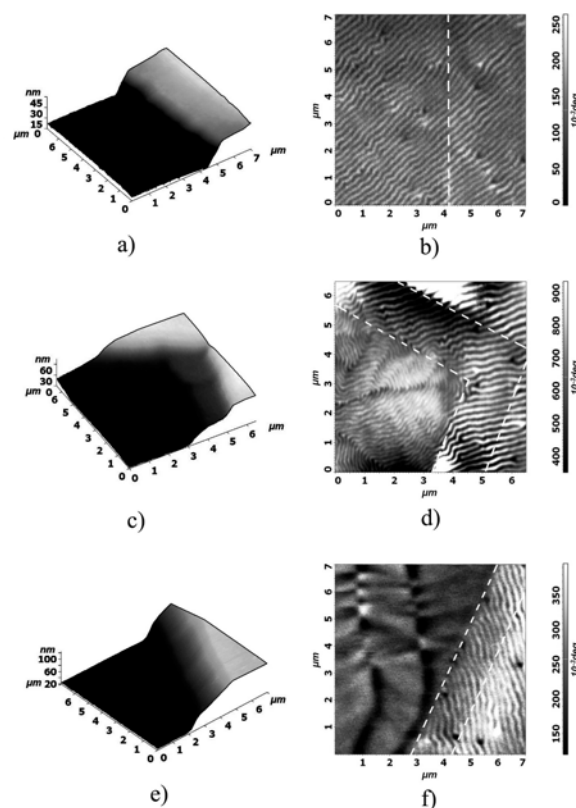


Рис.3. (а), (с) и (е) – АСМ изображения в окрестности сформированных в пленке *Co* выступов. Толщина распыленных участков составляет 78, 46 и 23 нм, соответственно; (б), (д) и (ф) – соответствующие им МСМ изображения.

Список литературы.

- [1] J. Swerts, K. Temst, M. J. Van Bael et al., *Appl. Phys. Lett.*, **82** (8), 1239 (2003).
- [2] J. A. C. Bland, W. S. Lew, S.P. Li et al, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35**, 2384 (2002).
- [3] S.P. Li, W. S. Lew, J. A. C. Bland et al, *Phys. Rev. Lett.* **88** (8), 087202 (2002).
- [4] C. A. Ross, *Annu. Rev. Mater. Res.* **31**, 203 (2001).
- [5] M. Li, Y.-P. Zhao, and G.-C. Wang., *J. Appl. Phys.* **83** (11), 6287 (1998).
- [6] T. Trunk, M. Redjal, and A. Kakay, *J. Appl. Phys.* **89** (11), 7606 (2001).
- [7] M. Hehn, K. Cherifi-Khodjaoui, K. Ounadjela., *JMMM*, **165**, 520 (1997).
- [8] P. Leinenbach, J. Lösch, U. Memmert и др., *Appl. Phys. A* **66**, 1191 (1998).
- [9] P. J. Grundy and B. Johnson., *Brit. J. Appl. Phys. (I. Phys. D)*, **2** (2), 1279 (1969).

Магнитные логические ячейки на основе ферромагнитных нанопроволок и наночастиц

В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева, А.А.Фраерман

Институт Физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
e-mail: mironov@ipm.sci-nnov.ru

В последние несколько лет наблюдается возросший интерес к магнитоэлектронным устройствам в связи с открывающимися новыми возможностями по хранению и обработке информации [1,2]. В частности, появилось несколько публикаций, касающихся реализации различных логических устройств на основе магнитных наноструктур. К преимуществам такого рода устройств относятся, прежде всего, их низкое энергопотребление и высокая радиационная стойкость. В работах [3-5] были предложены логические ячейки на основе системы ферромагнитных наночастиц с магнитостатическим взаимодействием. В частности, авторами [5] была показана принципиальная возможность реализации магнитных логических переключателей, состоящих из пяти эллиптических частиц и осуществляющих простейшие логические операции "И" и "ИЛИ". Альтернативный подход к проблеме создания чисто магнитных логических элементов был реализован в работах [6,7]. Авторами рассмотрен ряд устройств, в которых два булевых состояния "0" и "1" реализуются в ферромагнитных нанопроволоках и отвечают магнитным доменам с противоположной намагниченностью. Принцип действия таких устройств основан на явлении прохождения и разворота доменной стенки в нанопроволоках со сложной топологической структурой под действием вращающегося в плоскости образца магнитного поля.

В настоящей работе предлагается новый тип магнитных логических элементов, принцип действия которых основан на управлении распространением волны перемангничивания в ферромагнитных нанопроволоках и в цепочках ферромагнитных наночастиц в однородном переменном внешнем магнитном поле. Схема логической ячейки на основе ферромагнитной нанопроволоки представлена на рис. 1. Перемангничивание нанопроволоки происходит за счет движения доменной стенки из затравочной части (s) к выходной части под действием внешнего периодического магнитного поля H_0 , направленного вдоль оси ячейки. Домены с ориентацией, соответствующей направлению внешнего поля, зарождаются в нижней расширенной (затравочной) части нанопроволоки, которая обладает более низкой коэрцитивностью. Выходной информацией с ячейки является ориентация намагниченности в верхней части нанопроволоки. Процесс прохождения волны перемангничивания управляется с помощью частиц g1 и g2. В зависимости от направления намагниченности частиц (кото-

рое является входной информацией ячейки) в нанопроволоке создается дополнительное магнитное поле, либо пропускающее, либо останавливающее доменную стенку. Для функционирования данной логической ячейки необходимо, чтобы суммарное магнитное поле от двух частиц вызывало пиннинг доменной стенки в области между частицами.

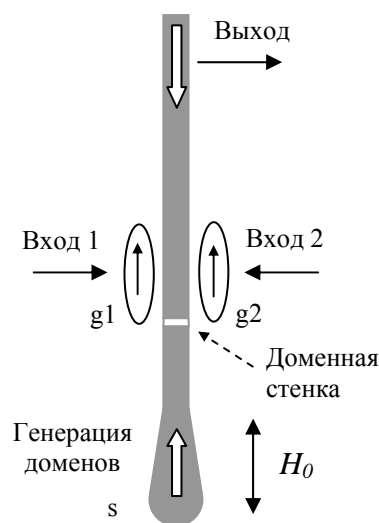


Рис. 1. Логическая ячейка на основе управления волной перемангничивания в нанопроволоке с помощью ферромагнитных наночастиц. (Параллельные входы).

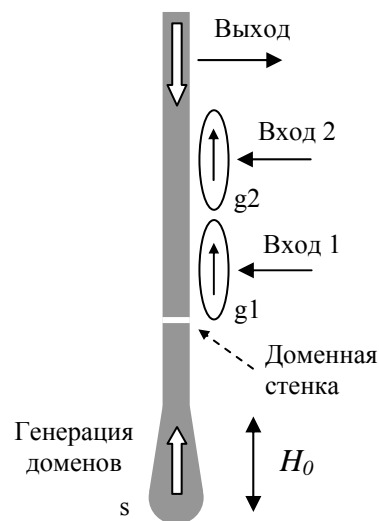


Рис. 2. Логическая ячейка с последовательными входами.

На рис. 2 представлена схема логической ячейки с последовательными входами. Для функционирования данной логической ячейки необходимо, чтобы поле от каждой частицы могло останавливать распространение доменной стенки.

Другой вариант логической ячейки на основе ансамбля ферромагнитных наночастиц показан на рис. 3. В основе работы данной ячейки лежит явление перемагничивания цепочки магнитных наночастиц под действием внешнего магнитного поля.

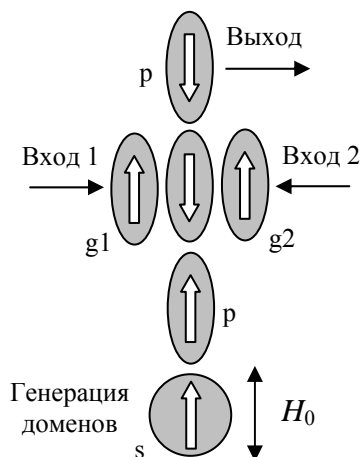


Рис. 3. Логическая ячейка на основе управления волной перемагничивания в цепочке ферромагнитных наночастиц (параллельные входы).

Для работы такой ячейки необходимо, чтобы поля, создаваемые частицами H_s , H_p и H_g , а также коэрцитивные поля частиц H_{cs} , H_{cp} и H_{cg} удовлетворяли следующим условиям:

$$H_0 > H_{cs}, H_0 < H_{cp}, H_0 < H_{cg},$$

$$H_0 + H_s > H_{cp}, H_0 + H_p > H_{cp},$$

$$H_0 + H_p - 2H_g < H_{cp}.$$

Тогда суммарное поле двух частиц $g1$ и $g2$ будет останавливать волну перемагничивания в ячейке.

Было проведено компьютерное микромагнитное моделирование процессов функционирования предложенных устройств на основе решения уравнений Ландау-Лифшица, описывающих динамику намагниченности элементов логических ячеек. Моделирование проводилось с помощью пакета OOMMF [8] для наночастиц и нанопроволок из кобальта. На рис. 4 показаны результаты моделирования перемагничивания логических ячеек двух типов во внешнем магнитном поле, демонстрирующие явление остановки доменной стенки полем управляющих частиц. Параметры ячейки на основе нанопроволоки (рис. 4(а)) следующие. Толщина всех элементов 5 нм. Диаметр затравочной части 250 нм. Ширина нанопроволоки 125 нм. Размеры управляющих частиц 300×60 нм. Расстояние между нанопроволокой и частицами 5 нм. Длина ячейки 1 мкм.

Параметры ячейки на основе наночастиц (рис. 4(б)) следующие. Толщина всех элементов

5 нм. Диаметр затравочной части 250 нм. Размеры наночастиц p в цепочке 250×125 нм. Размеры управляющих частиц $g1$ и $g2$ составляли 300×60 нм. Расстояние между частицами p в цепочке 5 нм. Расстояние между частицами p и g – 5 нм. Длина ячейки 1 мкм.

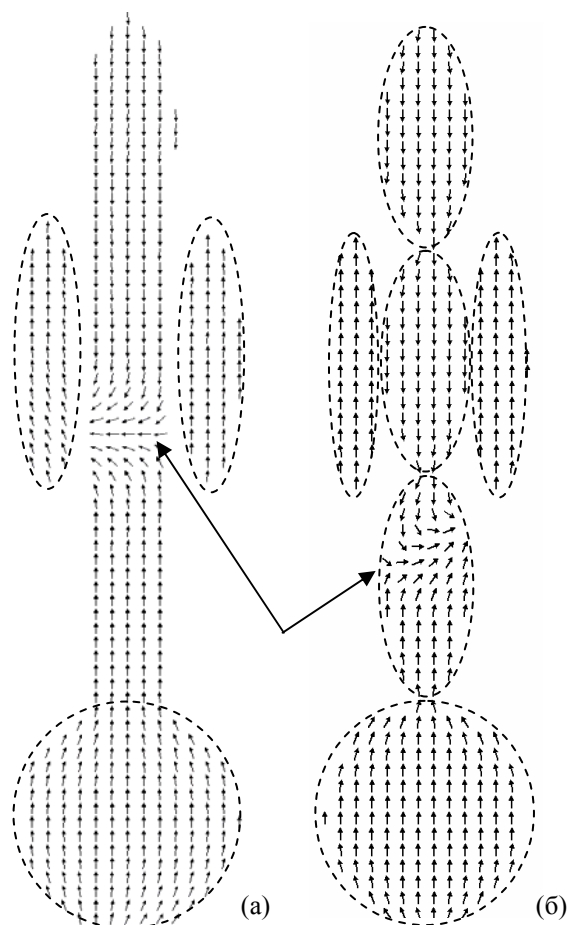


Рис. 4. Результаты микромагнитного моделирования процесса перемагничивания логической ячейки на основе нанопроволоки (а) и на основе наночастиц (б). Положение пиннигованной доменной стенки показано стрелками.

При изменении направления намагниченности в одной или обеих управляющих частицах наблюдалось прохождение волны перемагничивания и изменение состояния выходного элемента логической ячейки.

Данная работа поддержана РФФИ (проект 08-02-01202) и РАН в рамках программы “Низкоразмерные квантовые структуры”.

- [1] G.A.Prinz, Science, **282**, 1660 (1998).
- [2] S.A.Wolf, et al. Science, **294**, 1488 (2001).
- [3] R.P.Cowburn et al. Science, **287**, 1466 (2000).
- [4] M.Parish et al. Appl. Phys. Lett. **83**, 2046 (2003).
- [5] A.Imre et al. Science, **311**, 205 (2006).
- [6] D.A.Allwood et al. Science, **296**, 2003 (2002).
- [7] D.A.Allwood et al. Science, **309**, 1688 (2005).
- [8] OOMMF <http://math.nist.gov/oommf/>

Положительное и отрицательное магнитосопротивление в гибридных системах ферромагнетик – двумерный электронный газ

А.С. Мельников, С.В. Миронов, С.В. Шаров

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

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

В настоящее время в работах, посвященных электронному транспорту в двумерных системах, большое внимание уделяется проблемам влияния пространственно-неоднородного магнитного поля на электронную проводимость [1-5], что обусловлено возможностью использования таких систем для создания высокочувствительных детекторов неоднородного магнитного поля. В низкоразмерных системах при низких температурах существенное влияние на проводимость оказывают эффекты слабой локализации [6], которые приводят к возникновению отрицательной локализационной поправки к друдевскому кондактансу $g_D = a\sigma_D$ (здесь σ_D - друдевская проводимость электронного газа, a - толщина пленки). При этом электронный газ, помещенный в однородное магнитное поле с напряженностью H , обладает *отрицательным магнитосопротивлением*, и его кондактанс в диффузионном приближении определяется выражением [6]

$$g = g_D - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left\{ \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar c}{4eHD\tau} \right) - \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar c}{4eHD\tau_\phi} \right) \right\}. \quad (1)$$

Здесь ψ - дигамма функция, D - коэффициент диффузии, τ - время релаксации импульса электронов, τ_ϕ - время релаксации фазы, обусловленное неупругими процессами рассеяния.

В настоящей работе изучается влияние суперпозиции однородного магнитного поля и пространственно-периодических магнитных полей с нулевым средним на величину усредненного по пространству кондактанса электронного газа $\langle g \rangle$, который определяет вольтамперную характеристику образца. При этом все рассматриваемые магнитные поля приложены по нормали к плоскости электронного газа и зависят только от одной продольной координаты. Такие поля могут быть реализованы в гибридных системах ферромагнетик – двумерный электронный газ, если в качестве ферромагнитной подсистемы использовать, например, периодическую полосовую доменную (stripe) структуру.

В работе показано, что зависимость среднего кондактанса электронного газа от величины внешнего однородного магнитного поля $\langle g(H) \rangle$ существенно зависит от пространственной конфигурации и амплитуды периодического поля ферромагнетика. В частности, при определенных параметрах этого поля может наблюдаться смена знака магнитосопротивления: зависимость $\langle g(H) \rangle$ может иметь участки с отрицательной

производной, что эффективно соответствует *положительному магнитосопротивлению*.

Данный эффект проявляется наиболее сильно в случае, когда расстояние между ферромагнетиком и электронным газом много меньше пространственного периода stripe-структуры d . При этом можно считать, что магнитное поле ферромагнетика в области электронного газа имеет форму меандра с амплитудным значением H_0 .

Для простоты расчетов использовалось локальное приближение, в рамках которого проводимость электронного газа в некоторой точке пространства определяется магнитным полем только в этой точке. Данное приближение справедливо, когда $d \gg \min\{L_\phi, L_H\}$, где $L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}$, $L_H = \sqrt{\Phi_0/H_0}$ ($\Phi_0 = \pi\hbar c/e$ - квант потока магнитного поля).

Для качественного объяснения механизма возникновения положительного магнитосопротивления рассмотрим частный случай большой амплитуды периодического магнитного поля ($H_0 L_\phi^2 \gg \Phi_0$), при которой локализация полностью подавлена во всех точках пространства, а кондактанс имеет друдевское значение. Тогда включение внешнего однородного магнитного поля, равного по величине H_0 , приводит к возникновению локализационной поправки к кондактансу в областях, где внешнее поле и поле ферромагнетика имеют противоположные направления, то есть суммарное магнитное поле равно нулю. При этом кондактанс электронного газа уменьшается, что эффективно соответствует положительному магнитосопротивлению.

Для магнитного поля ферромагнетика, имеющего форму меандра, легко получить соотношение между параметрами поля, при которых может наблюдаться положительное магнитосопротивление. Для данной конфигурации периодического поля средний кондактанс определяется выражением

$$\langle g_m(h) \rangle = \frac{1}{2} [g(h+h_0) + g(h-h_0)], \quad (2)$$

где $g_0 = e^2/2\pi^2\hbar$, $\xi = \tau_\phi/\tau$, $h = 4eHD\tau_\phi/\hbar c$ - безразмерная напряженность однородного поля, $h_0 = 4eH_0D\tau_\phi/\hbar c$ - безразмерная амплитуда периодического поля, а функция $g(h)$ соответствует выражению (1), записанному в безразмерных переменных:

$$g(h) = g_D - g_0 \left\{ \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\xi}{|h|} \right) - \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{|h|} \right) \right\}. \quad (3)$$

Выражение (2) позволяет получить соотношение между параметрами задачи, при котором включение слабого однородного магнитного поля приводит к увеличению сопротивления. Раскладывая (2) в ряд при $h \ll h_0$, получаем:

$$\langle g_m(h) \rangle \approx g(h_0) + \frac{1}{2} g''(h_0) h^2.$$

Отсюда видно, что в рассматриваемой конфигурации магнитного поля электронный газ, помещенный в слабое однородное поле, обладает положительным магнитосопротивлением при условии $g''(h_0) < 0$. Это условие выполняется, когда амплитуда периодического магнитного поля h_0 становится больше некоторого критического значения h_c , зависящего от ξ . Зависимость $h_c(\xi)$ для периодического магнитного поля в форме меандра показана на рис. 1(а).

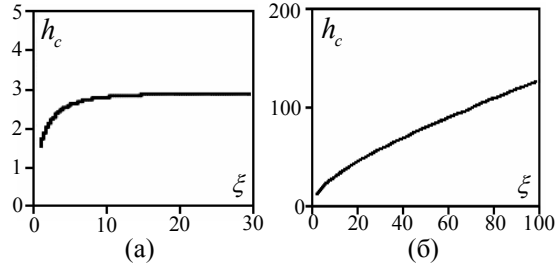


Рис. 1. Зависимость критического магнитного поля от параметра ξ для периодического магнитного поля в форме (а) меандра, (б) косинуса.

При $\xi \gg 1$ граница области существования положительного магнитосопротивления задается условием $h_c \approx 3$.

На рис. 2 показаны зависимости среднего кондактанса электронного газа от величины внешнего однородного магнитного поля при различных значениях амплитуды периодического поля ферромагнетика h_0 .

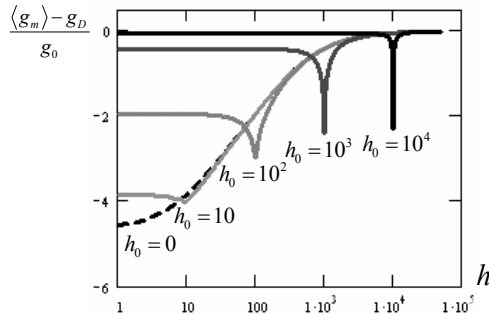


Рис. 2. Зависимости кондактанса от величины h для периодического поля в форме меандра.

Из рис. 2 видно, что у зависимостей, для которых $h_0 \gg h_c(\xi)$, наблюдается резкий симметричный провал с минимумом в $h = h_0$.

Теперь рассмотрим случай, когда расстояние между ферромагнитной stripe-структурой и электронным газом больше ширины домена. Тогда магнитное поле, действующее на электронный газ, будет содержать преимущественно первую пространственную гармонику и может быть представлено в виде $H_z(x) = H_0 \cos(\pi x/d)$. При этом выражение для кондактанса, усредненного по пространству, не зависит от периода магнитного поля d и определяется выражением

$$\langle g_c(h) \rangle = \int_0^1 g(h + h_0 \cos(\pi \rho)) d\rho. \quad (4)$$

Здесь $h_0 = 4eH_0 D \tau_\varphi / \hbar c$. На рис. 3 представлена серия зависимостей $\langle g_c(h) \rangle$ для различных значений амплитуды периодического магнитного поля h_0 .

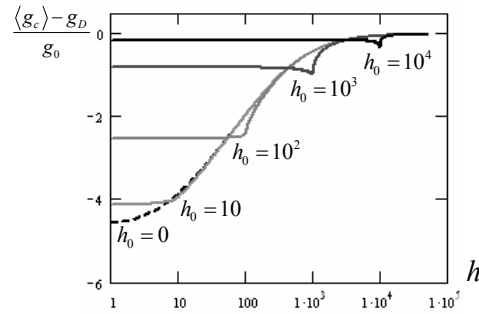


Рис. 3. Зависимости кондактанса от величины h для периодического поля в форме косинуса.

Из сравнения рисунков 2 и 3 видно, что в синусоидальном магнитном поле ферромагнетика, эффект положительного магнитосопротивления выражен слабее, чем в магнитном поле, имеющем форму меандра. Это связано с тем, что для синусоидального профиля наложение внешнего однородного поля одновременно с уменьшением суммарного поля в некоторых областях приводит также к уменьшению размера этих областей. Результирующая зависимость $\langle g(h) \rangle$ определяется конкуренцией двух описанных эффектов.

На рис. 1(б) показана зависимость критического поля от параметра ξ для синусоидального профиля магнитного поля. В отличие от распределения поля в форме меандра, при $\xi \rightarrow \infty$ критическое магнитное поле h_c неограниченно возрастает.

Данная работа частично поддержана РФФИ.

- [1] S.J. Bending, K. von Klitzing, and K. Ploog, Phys. Rev. B **42**, 9859 (1990).
- [2] P.D. Ye, et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 3013 (1995).
- [3] Deng Ping Xue and Gang Xiao, Phys. Rev. B **45**, 5986 (1992).
- [4] J. Rammer, and A.L. Shelankov, Phys. Rev. B **36**, 3135 (1987).
- [5] Xiao-Bing Wang, Phys. Rev. B **65**, 115303 (2002).
- [6] S. Shakravarty and A. Schmid, Physics Reports **140**, No.4, (1986).

Генерация электрического тока в нестационарной геликоидальной магнитной структуре

К. Р. Мухаматчин¹, И. Д. Токман², А. А. Фраерман²

¹Университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

²Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

Возможность возникновения в проводящих магнитоупорядоченных средах бездиссипативного электрического тока, вследствие изменения вектора намагничивания в пространстве и во времени, следует из простых феноменологических соображений. В самом деле, поскольку вектор плотности является полярным вектором, постольку при бездиссипативном протекании тока, этот вектор может быть следующим образом связан с пространственными и временными производными вектора намагниченности (аксиального вектора):

$$j_i = \alpha \left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial x_i} \right) \quad (1)$$

Здесь j_i - i -ая компонента вектора плотности бездиссипативного тока, α - истинный скаляр.

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + SA \left[\frac{e^{i(qz-\omega t)} - e^{-i(qz-\omega t)}}{2i} \hat{s}_y + \frac{e^{i(qz-\omega t)} + e^{-i(qz-\omega t)}}{2} \hat{s}_x \right] \Psi \quad (2)$$

Здесь Ψ - спинор, компоненты которого зависят от координаты z ,

S - величина локализованного спина, рассматриваемого как классическая величина, и создающего геликоидальное распределение намагниченности, A - константа обменного

В данной работе мы проводим прямой расчёт, соответствующий феноменологическому выражению (1). Расчёт основывается на рассмотрении микроскопической модели проводящего магнетика, известной как s-d модель Вонсовского [1], в которой электроны проводимости связаны с системой локализованных спинов обменным взаимодействием. При этом, для определённости, мы ограничимся случаем, когда система локализованных спинов создаёт геликоидальное компланарное распределение намагниченности, вращающееся с некой постоянной угловой скоростью вокруг оси геликоида. Для простоты, не умаляющей общности, мы сначала рассмотрим одномерную ситуацию; соответствующее одноэлектронное уравнение Шредингера записывается при этом в виде:

взаимодействия, \hat{s}_x, \hat{s}_y - операторы спина электрона проводимости. q - волновое число, соответствующее периоду геликоида, ω - угловая скорость вращения геликоида.

Решением равнение (2) являются два спинора:

$$\Psi_1(z, t) = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{1+N^2}} e^{i(k-q/2)z + (\omega/2 - \varepsilon_1)t} \\ \frac{N}{\sqrt{1+N^2}} e^{i(k+q/2)z + (-\omega/2 - \varepsilon_1)t} \end{pmatrix}, \quad \Psi_2(z, t) = \begin{pmatrix} \frac{N}{\sqrt{1+N^2}} e^{i(k-q/2)z + (\omega/2 - \varepsilon_2)t} \\ -\frac{1}{\sqrt{1+N^2}} e^{i(k+q/2)z + (-\omega/2 - \varepsilon_2)t} \end{pmatrix} \quad (3)$$

где k - волновой вектор состояний электронов, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ - соответствующие двум состояниям два значения квазиэнергии:

$$\varepsilon_1 = \frac{\hbar^2}{2m_e} (k^2 + q^2/4) + \sqrt{\frac{\hbar^4}{4} \left(\frac{kq}{m_e} - \frac{\omega}{\hbar} \right)^2 + (SA)^2} \quad (4)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\hbar^2}{2m_e} (k^2 + q^2/4) - \sqrt{\frac{\hbar^4}{4} \left(\frac{kq}{m_e} - \frac{\omega}{\hbar} \right)^2 + (SA)^2}, \quad (5)$$

а величина

$$N = \left(\frac{\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{kq}{m_e} - \frac{\omega}{\hbar} \right) + \sqrt{\frac{\hbar^4}{4} \left(\frac{kq}{m_e} - \frac{\omega}{\hbar} \right)^2 + (SA)^2}}{SA} \right)^{1/2} \quad (6)$$

определяет нормировочные константы для спиноров.

Заметим, что при $\omega = 0$. выражения (3) – (5) переходят в известные выражения, соответствующие решению стационарной задачи [2] (см., также [3]). Мы считаем (это очевидное начальное условие), что в исходный момент времени (в момент начала вращения геликоида)

при $t = 0$, все электроны находились в состояниях, описываемых спинорами, соответствующими решению стационарной задачи с $\omega = 0$. Для простоты будем полагать, что в исходный момент времени была заселена лишь одна из подзон - нижняя, закон дисперсии которой даётся формулой (5) при $\omega = 0$; это соответствует концентрациям электронов проводимости, при которых энергия обмена превышает энергию Ферми ($AS \gg \varepsilon_F$). Сделанные предположения, определяющие начальные условия, позволяют описать эволюцию электронной системы во времени и, в частности, получить выражение для тока проводимости, текущего вдоль оси геликоидальной структуры. Полагая, что угловая скорость вращения геликоидальной структуры достаточно мала $\hbar\omega \ll \varepsilon_F \ll AS$ получаем простое выражение для плотности генерируемого таким образом бездиссипативного тока:

$$j_z(t) \approx \frac{\hbar^2 q \omega e n}{S A m_e} \left[\cos\left(\frac{2AS}{\hbar} t\right) - 1 \right] \quad (7)$$

здесь e – заряд электрона, n – концентрация электронов проводимости.

Как видно, выражение (7) вполне соответствует феноменологическому выражению (1). Важно подчеркнуть, что ток содержит как постоянную, так и переменную компоненты.

В заключение заметим, что развитый нами подход можно использовать и при рассмотрении более общей ситуации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 07-02-01321-а) и гранта Министерства Образования и Науки РФ.

[1] С.В.Вонсовский, Магнетизм, М.; “Наука”, 1971.

[2] Э.Л.Нагаев, Физика магнитных полупроводников, М.; “Наука”, 1979.

[3] А.А.Фраерман, О.Г.Удалов, ЖЭТФ. 131,71 (2007).

Компьютерное моделирование МСМ изображений с учетом магнитостатического взаимодействия зонда и образца

И.М.Нефедов, Б.А.Грибков, И.Р.Каретникова,
В.Л.Миронов, А.А.Фраерман, И.А.Шерешевский

Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия

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

При исследовании магнитных наночастиц методом магнитно-силовой микроскопии обычно считается, что зонд магнитно-силового микроскопа (МСМ) не меняет структуру намагниченности исследуемого объекта. Однако в реальных МСМ изображениях часто наблюдаются артефакты, которые могут быть обусловлены возмущающим влиянием поля зонда на намагниченность образца [1-3]. В частности, наблюдается разная интенсивность светлых и темных полюсов на МСМ изображениях частиц с вихревым распределением намагниченности. Кроме того, при сильном воздействии зонда возможно изменение структуры распределения намагниченности исследуемых частиц [4].

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования МСМ изображений эллиптических частиц, имеющих вихревое распределение намагниченности с учетом влияния поля МСМ зонда, проведено сравнение с экспериментальными МСМ изображениями. Показано, что учет возмущения намагниченности образца полем зонда позволяет объяснить разную интенсивность полюсов МСМ изображений, наблюдаемую в эксперименте.

Численное моделирование проводилось в рамках пакета программ SIMMAG, разработанного в ИФМ РАН [5]. Моделирование основано на численном решении уравнения Ландау-Лившица-Гильберта (ЛЛГ), описывающего динамику намагниченности в магнитной частице. Эффективное магнитное поле, входящее в уравнение ЛЛГ, включает магнитостатическое поле, поля обмена и анизотропии, а также произвольное внешнее поле. Пакет SIMMAG представляет собой гибкую систему модулей, что позволяет использовать его для решения широкого класса задач микромагнетизма.

Для расчета МСМ изображений был разработан специальный модуль, включающий в себя расчет динамики намагниченности в образце под действием поля зонда МСМ и вычисление Z компоненты градиента силы магнитного взаимодействия зонда и образца F'_z . В качестве МСМ контраста рассчитывалось распределение величины сдвига фазы колебаний кантилевера $\Delta\varphi$ под действием градиента силы [6]:

$$\Delta\varphi = -\frac{Q}{k} F'_z,$$

где Q - добротность, а k - упругая жесткость

кантилевера. Зонд моделировался однородно намагниченным вдоль оси Z шаром с магнитным моментом $\vec{m}_p = (0, 0, M_{ps} V_p)$, где M_{ps} - намагниченность насыщения материала зонда, V_p - эффективный объем магнитного материала зонда, взаимодействующего с частицей.

Алгоритм расчета МСМ изображений устроен следующим образом. При сканировании зонд движется в плоскости параллельной поверхности образца на высоте h по узлам равномерной прямоугольной сетки. В каждой точке сканирования на основании решения системы уравнений ЛЛГ рассчитывается стационарное распределение намагниченности в частице с учетом поля зонда. По этому распределению вычисляется величина МСМ контраста в данной точке. В результате такого сканирования формируется МСМ изображение частицы, учитывающее влияние поля зонда.

Как известно, модельное МСМ изображение эллиптической частицы с вихревым распределением намагниченности без учета влияния зонда представляет собой симметричное распределение контраста с двумя светлыми и двумя темными полюсами (рис. 1(а)) [4]. Однако на экспериментальных изображениях таких частиц наблюдается неравнозначность темных и светлых полюсов контраста. Так на рис. 1(б) приведено экспериментальное МСМ изображение эллиптической частицы Со с латеральными размерами 400×600 нм и высотой 27 нм. Из рисунка видно, что, как и отмечалось в работе [1], наблюдается уширение темных полюсов, а также сужение и уменьшение интенсивности светлых полюсов. Как показали проведенные микромагнитные расчеты, такое распределение МСМ контраста от эллиптической частицы является результатом формирования дополнительной Z компоненты намагниченности частицы и сдвига магнитного вихря под действием поля зонда МСМ [4,7,8]. На рис. 1(в) представлено модельное МСМ изображение, полученное с учетом магнитостатического взаимодействия зонда и частицы. Хорошо видно, что возмущение намагниченности образца полем зонда приводит к характерному нарушению симметрии МСМ изображения, интенсивности полюсов становятся разными, что коррелирует с наблюдаемыми в эксперименте особенностями распределения МСМ контраста.

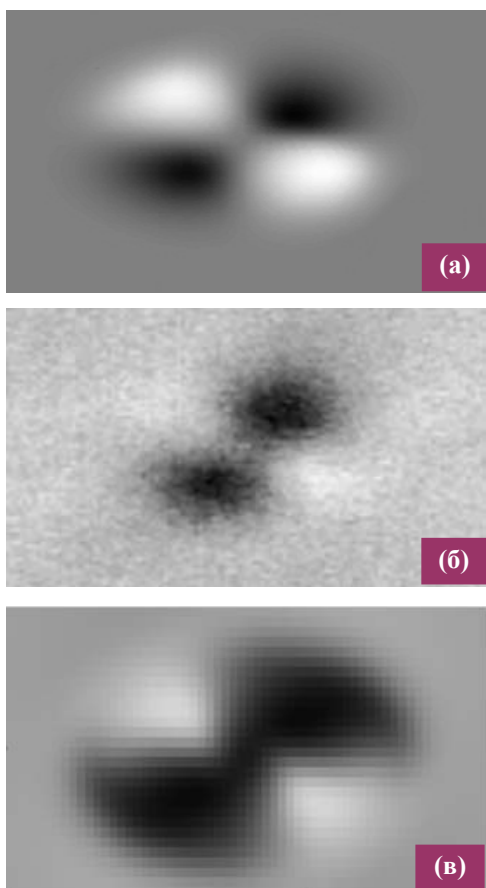


Рис. 1. (а) – модельное МСМ изображение эллиптического магнитного вихря без учета возмущения намагниченности полем зонда. (б) – экспериментальное МСМ изображение магнитного вихря в эллиптической частице Со. (в) – модельное МСМ изображение магнитного вихря с учетом влияния поля зонда.

Таким образом, сравнивая модельные и экспериментальные изображения, можно сделать вывод, что, по-видимому, экспериментально наблюдаемая неравнозначность светлых и темных полюсов на МСМ изображениях эллиптического магнитного вихря обусловлена влиянием поля зонда на распределение намагниченности образца.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-02-01202).

- [1] Т. Pokhil et al., J. Appl. Phys., **87**, 6319 (2000).
- [2] J.M.Garcia-Martin et al., J. Phys. D: Appl. Phys., **37**, 965 (2004).
- [3] M.Demand, et al., J. Appl. Phys., **87**, 5111, (2000).
- [4] V.L.Mironov, et al, JMMM, **312**, 153 (2007).
- [5] И.Р.Каретникова, и др., XII Межд. Симп. "Нанофизика и наноэлектроника", Н. Новгород, 277, (2008).
- [6] S.N.Magonov et al., Surf. Sci., **375**, L385 (1997).
- [7] В.Л.Миронов и др., Известия РАН, сер. Физ. **72**(11), 1558 (2008).
- [8] В.Л.Миронов и др. Поверхность, № 8, 37, (2007).

Наноразмерные слои ферромагнитных дискретных сплавов кремния и марганца, полученные осаждением из лазерной плазмы

В. В. Подольский¹, В. П. Лесников¹, Е. С. Демидов¹, Д. Е. Николичев¹, С. Ю. Зубков¹, В. Г. Бешенков³, М. В. Сапожников², С. Н. Гусев¹, С. А. Левчук¹

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

²Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

³ИПТМ РАН, Черноголовка, Россия

e-mail: nikolichev@phys.unn.ru

Известно, что среди всех бинарных силицидов только железо с кремнием образует ферромагнитные сплавы с точкой Кюри выше комнатной температуры [1]. Соединение марганца с кремнием является низкотемпературным ферромагнетиком со спиновым упорядочением лишь до 50К [2-4]. Вместе с тем ещё 15 лет назад было обнаружено, что периодическая структура из 20 нм слоёв Si и Mn, полученная методом МВЕ, проявляет признаки ферромагнетизма до 320К. Ранее [6,7] показана возможность получения осаждением из лазерной плазмы тонких (толщиной 50-110 нм) слоёв разбавленных магнитных полупроводников (РМП) Si с 15% примеси Mn на монокристаллических подложках GaAs, Si или сапфира, в которых при температурах до 400 К проявлялись признаки ферромагнетизма. В таких слоях наблюдались аномальный эффект Холла (АЭХ), отрицательное магнетосопротивление, ферромагнитный резонанс (ФМР) и нелинейный магнитооптический эффект Керра (МОЭК). Для выяснения природы высокотемпературного ферромагнетизма в наноразмерных слоях Si:Mn с равномерным легированием (random alloys) представляет интерес исследование периодических слоистых структур или дискретных сплавов (ДС) Si и Mn (digital alloys), но полученных также осаждением из лазерной плазмы. В настоящей работе представлены результаты дальнейшего изучения как однородно легированных марганцем слоёв кремния, так и слоистых структур из прослоек кремния толщиной 5-20 нм и марганца толщиной 1-5 нм. Структура и элементный состав контролировались атомно-силовой и растровой электронной микроскопией, растровой фотоэлектронной спектроскопией (РФЭС) и электронной Оже-спектроскопией (ЭОС). Свойства слоёв исследовались вышеназванными гальваномагнитными, магниторезонансными и магнитооптическими методами. Структурные измерения подтвердили наличие периодического распределения кремния и марганца по глубине. Получены первые данные о характере перемешивания атомов этих элементов на границах слоёв при их лазерном синтезе. В слоях

вплоть до комнатной температуры наблюдался ФМР. Хотя спектры ФМР ДС не были столь ярко выражены как в случае слоёв с равномерным легированием кремния марганцем.

Лазерного напыление слоёв толщиной производилось как и в [6,7] на подогретые до 200-570°C пластины монокристаллического арсенида галлия. Эксперименты выполнены 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. Для построения профиля распределения концентраций компонентов многослойных структур по глубине использовались два метода: метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и метод локальной электронной оже-спектроскопии (сканирующей оже-микроскопии) в совокупности с распылением материала пробы ионным (Ar^+) пучком с энергией 600 эВ. Для возбуждения спектра в методе РФЭС применялся источник характеристического излучения с MgK_{α} . Измерения ФМР проводились в полях до 1.5 Тл на EMX Bruker ЭПР – спектрометре, эффекта Холла и электропроводности в полях до 0.75 Тл совместно с данными магнитооптического эффекта Керра (МОЭК), атомно-силовой (АСМ) и магнитно-силовой (МСМ) зондовыми микроскопиями.

Ранее [6,7] представлены результаты детальных исследований однородно легированных марганцем или железом РМП слоёв Si и Ge выращенных в широком диапазоне температур роста $T_g=20-550^\circ C$ с целью получения более совершенных ферромагнитных материалов. Получены ферромагнитные РМП Si:Mn с температурой Кюри до 400К. Здесь по части РМП на основе кремния с примесью марганца мы представляем сравнительные эксперименты лазерного синтеза однородного легирования кремния до 50% Mn (random alloys) и периодических дискретных структур с последовательным осаждением слоёв кремния и металлического марганца (digital

alloys). Наши эксперименты с такими же как и в [1] слоями, полученными осаждением из лазерной плазмы при 300°C (практически при той же температуре, что и в [1]), показали, что структура с 5 периодами проявила признаки ферромагнетизма в измерениях ФМР при 77К и комнатной температуре. Как видно на рис.1 при обеих температурах наблюдается характерная для плоского ферромагнетика анизотропия ФМР. Однако, в отличие от однородно легированных Mn слоёв Si, резонансное поглощение СВЧ слабо выражено.

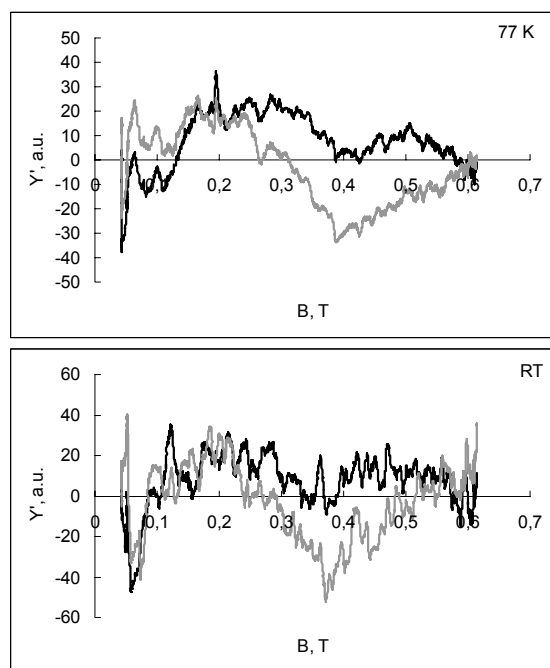


Рис.1. ФМР при 77К сверху и 293К снизу дискретного сплава Si/Mn из чередующихся 20 нм 6 слоёв Si и 5 слоёв Mn на подложке GaAs(100).

В электрических измерениях дискретного сплава Si/Mn наблюдалась высокая дырочная проводимость, но с обычным для немагнитных материалов линейным ростом холловского напряжения с ростом магнитного поля. Вместе с тем, для однородно легированные до 50% Mn слоёв кремния регистрировались до комнатной температуры гистерезисный АЭХ, МОЭК и характерная для плоского ферромагнетика анизотропная зависимость поглощения СВЧ мощности от магнитного поля в ЭПР-спектрометре. Это означает, что ферромагнетизм нашего дискретного сплава Si/Mn связан лишь с частичным перемешиванием марганца и кремния на границах слоёв на расстояниях существенно меньших 20 нм толщины слоёв. А ферромагнетизм однородно легированных слоёв связан с необычными свойствами сплава кремния и марганца, полученного в сильнонеравновесных условиях.

На рис.2 показаны полученные методами РФЭС и ОЭС профили распределения компонентов дискретного сплава Si/Mn с соотношением толщин слоёв кремния и марганца 5:1. Видно, что в обоих случаях имеет место существенное размытие ожидавшейся ступенчатой структуры, связанное скорее не с перемешиванием компонентов при лазерном осаждении, а со спецификой распыления ионами аргона в процессе снятия профилей. Это подтверждается полученными в Курчатовском институте данными малоуглового рентгеноструктурного анализа, согласно, которым лазерное перемешивание Si и Mn не превышает 5 нм.

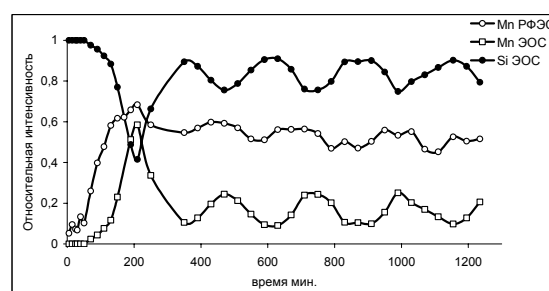


Рис. 2. Профиль распределения Si и Mn в слоистой структуре по данным РФЭС и локальной ЭОС в относительных единицах.

Завышенная величина концентрации Mn на рис.2 по данным РФЭС обусловлена тем, что информация снималась по всей площади образца, и имел место вклад от крупных капель, образующихся при осаждении плёнок в результате термализации лазерной плазмы. В процедуре ОЭС данные получались с локальной гладкой области между каплями.

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-17362, 08-02-01222, МНТЦ G1335, Рособразования РНП 2.1.1/2833, выполняется в сотрудничестве с Курчатовским институтом по контракту с ФАИ № 02.513.11.3176 от 20.04.2007 (шифр 2007-3-1.3-07-07-098).

- [1] S. Chikazumi: *The Physics of Ferromagnetism* (Syokabo, Tokyo, 1980; Mir, Moscow, 1983).
- [2] F. P. Mena, D. van der Marel, A. Damscelli, et al, *Phys. Rev.*, B 67 (2003), 241101.
- [3] C. Pfleiderer, S. R. Julian, and G. G. Lonzarich, *Nature*, 414 (2001), 427.
- [4] U. Gottlieb, A. Sulpice, B. Lambert-Andron, O. Laborde, *J. Alloys Comp.*, 361 (2003), 13.
- [5] T. Takeuchi, Y. Hirauama, M. Futamoto, *IEEE Transactions on Magnetism*, V.29, N.6, 3090-3092 (1993).
- [6] Е. С. Демидов, Ю. А. Данилов, В. В. Подольский и др., *ПЖЭТФ*, **83**, 664 (2006).
- [7] Е. С. Демидов, В. В. Подольский, В. П. Лесников и др., *ЖЭТФ*, **133**, 1 (2008).

Оптимизация условий роста ультратонких пленок кобальта, получаемых методом ионно-лучевого распыления

М.В. Пашкевич¹, А.И. Стогний¹, Н.Н. Новицкий¹, Б.А. Грибков²,
В.Л. Миронов², F. Fetta^{3,4}, H. Garad³

¹Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, ул. П. Бровки, 19, Минск, Беларусь.

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

³Institut Néel, CNRS, Grenoble Cedex 9, France.

⁴Departament de Física, Universitat Autònoma de Barcelona, 08193 Bellaterra, Spain.

e-mail:pashkevich@iftp.bas-net.by

Разработка приборов полупроводниковой спинтроники является одним из перспективных направлений современной спиновой электроники. Подобные приборы сочетают в себе достоинства полупроводников (управление током в полупроводнике электрическим потенциалом затвора) с достоинствами магнитных материалов (управление током посредством изменения распределения намагниченности в материале). Особенно перспективными являются гетероструктуры Co/Si. У кобальта при комнатной температуре степень спиновой поляризации достигает 40 %, что достаточно для разработки приборов спинтроники, а кремний характеризуется большой длиной свободного пробега электронов проводимости относительно спин-флип процессов, что делает данную гетероструктуру привлекательной для реализации спиновой инжекции при комнатной температуре. Одной из актуальных проблем в настоящее время является получение сплошного наноразмерного ферромагнитного слоя кобальта на кремнии со значениями намагниченности насыщения и ширины линии ферромагнитного резонанса близкими к значениям в массивном материале, а электрическим сопротивлением близким к значению для кремния.

Нами экспериментально было найдено, что слои кобальта, полученные методом ионно-лучевого распыления, являются менее напряженными, характеризуются большей однородностью и меньшей шириной линии ферромагнитного резонанса, а в диапазоне толщин от 0,8 до 2 нм характеризуются удельным поверхностным сопротивлением со значениями, соответствующими данным для высоколегированных полупроводников при комнатной температуре. Свойства тонких пленок Co определяются морфологией поверхности, атомной структурой и степенью ее совершенства, которые, в свою очередь, зависят от процессов, происходящих при формировании пленки. Одними из главных факторов, влияющих на процесс формирования пленки, являются плотность зародышей и подвижность адатомов в процессе осаждения. Исследования показали, что непрерывное облучение растущей пленки ионным пучком с энергией превышающей

пороговую энергию смещения (20-40 эВ) приводит к увеличению генерации адатомов и поверхностных вакансионных кластеров, которые являются активными центрами зарождения, и пленка становится сплошной при меньшей эффективной толщине. В качестве ионного пучка может выступать высокоэнергетическая компонента из общего потока распыленных атомов, энергия, которой в свою очередь определяется величиной энергии ионного пучка.

Цель настоящей работы – оптимизировать условия ионно-лучевого распыления для формирования сплошных слоев Co в диапазоне толщин от 1 до 2 нм, магнитные свойства которых близки к свойствам массивного материала.

Установлено, что гетероструктуры Au(2 нм)/Co(1...2 нм)/Si(100), полученные в оптимальных условиях ионно-лучевого распыления мишени кобальта ионами аргона с энергией 1,5 кэВ и плотностью тока 0,25 мА/см², являлись сплошными, т.е. отсутствовали области проколов и несплошностей, а также не наблюдалось отслоения пленки от поверхности подложки. Оже-спектроскопия показала, что интерфейсные области являются резкими и узкими, а наличие сторонних примесей в виде углерода и кислорода фиксируется в слое кобальта на уровне, незначительно превышающем фоновый. Среднеквадратичная шероховатость поверхностей сформированных гетероструктур возрастает не более, чем в 2,5 раза по сравнению с ее значением для кремниевой подложки. Также гетероструктуры Au(2 нм)/Co(1...2 нм)/Si(100) характеризовались наиболее интенсивным МСМ контрастом, свидетельствующим о внутренней неоднородности намагниченности пленки Co даже во внешнем магнитном поле, превышающем поле насыщения (рис. 1 и 2).

Установлено, что при толщине слоя Co, превышающей величину структурно-нарушенного слоя (около 1 нм) наблюдается переход к объемоподобным значениям магнитных характеристик. В частности, при толщине слоя Co более 1 нм намагниченность насыщения принимает значения 0,8 M_S (где M_S – намагниченность насыщения массивного Co).

Установлено, что введение спейсерного слоя Au между кремниевой подложкой и пленкой Co приводит к увеличению намагниченности насыщения в среднем на 14 %, вследствие уменьшения межслойного перемешивания на интерфейсе Co/Si.

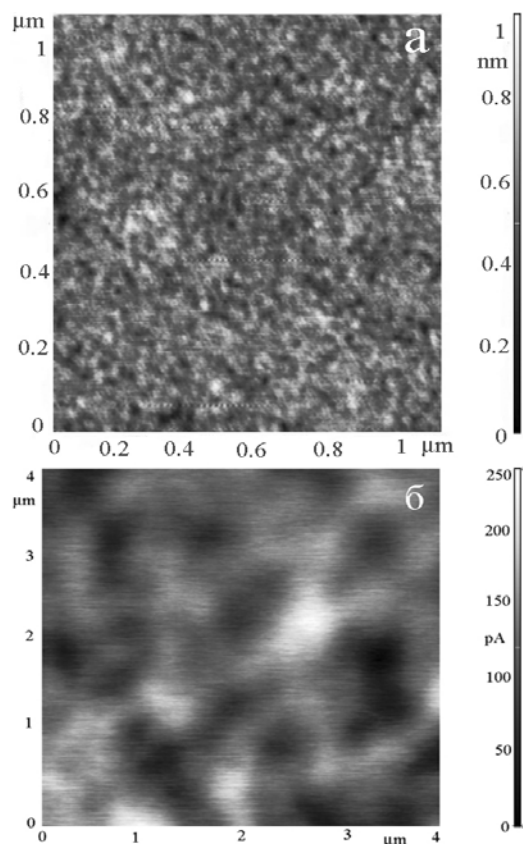


Рис. 1. АСМ- (а) МСМ-изображения (б) гетероструктуры Au(2нм)/Co(1,1нм)/Si(100)

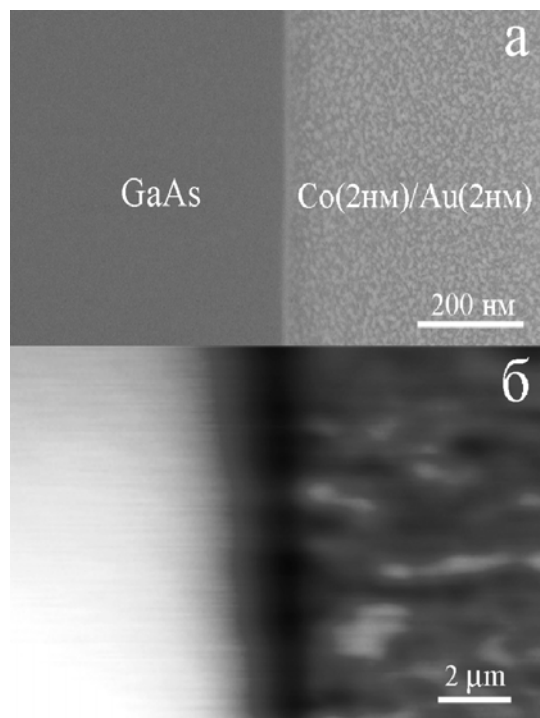


Рис. 2. РЭМ- (а) и МСМ-изображения во внешнем магнитном поле 100 Э (б) края гетероструктуры Au(2нм)/Co(2нм)/GaAs.

Анализ экспериментальных результатов проводился в сочетании с моделированием процесса распыления при помощи пакета программ SRIM (<http://www.srim.org/>) на основе представления о наличии высокоэнергетической компоненты в потоке распыленных атомов. Анализ распределения распыленных атомов по энергиям показывает, что при распылении мишени Co ионами Ag^+ с энергией 1,5 кэВ в пучке распыленных атомов Co можно выделить высокоэнергетическую составляющую со средней энергией примерно 26 эВ/атом, которая не превышает 10 % от общего потока распыленных атомов. Эти быстрые атомы Co в настоящих экспериментальных условиях имеют конечную глубину пробега. Так, средняя глубина пробега атомов Co с энергией 26 эВ в Si составляет 1,2 нм, а в растущем слое Co – 0,8 нм. Средняя глубина пробега атомов Au с энергией 30 эВ в Co составляет 0,7 нм. Вследствие этого при эффективной толщине слоя Co около 0,8 нм был обнаружен наибольший (по сравнению со слоями другой толщины) размах (от 0.76 до 0.07 кЭ) в переходе от максимального до минимального значения коэрцитивной силы при нагревании образца от 10 до 100 К (рис. 3).

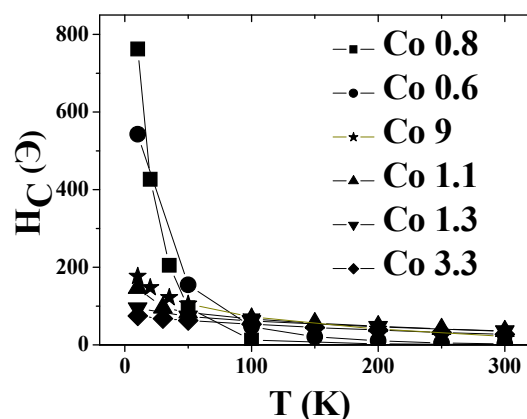


Рис. 3. Температурные зависимости коэрцитивной силы H_c для различных по эффективной толщине пленок кобальта (в нм).

Кроме того, на начальной стадии осаждения пленочной структуры облучение потоком быстрых атомов способствует обеспечению адгезии пленки к подложке и реализации механизма послойного роста за счет уплотнения растущего слоя при процессах торможения быстрой компоненты осаждаемого материала. Наибольшие изменения в магнитных характеристиках рассматриваемых гетероструктур следует ожидать при толщинах примерно сравнимых с глубиной торможения быстрых атомов.

Проведенные измерения показали, что величина магнитосопротивления в гетероструктуре Au(2нм)/Co(2нм)/GaAs при комнатной температуре достигает 60 % при напряжении 5 В и магнитном поле 0,2 Тл.

Магнитные свойства поверхности Fe_3O_4

В.Н. Петров, А.Б. Устинов

Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет, ул. Политехническая 29,
Санкт-Петербург, Россия
e-mail: petrov@tuexph.stu.neva.ru

Магнетит Fe_3O_4 принадлежит к семейству ферритов-шпинелей (феррит железа $\text{Fe}^{2+}\text{Fe}^{3+}_2\text{O}_4$). Магнетит полуметалл и ферримagnetик и имеет обратную кубическую структуру шпинели с периодом кристаллической решетки 8,397 Å. В гранецентрированной кубической кристаллической решетке, сформированной анионами кислорода, катионы Fe^{2+} занимают октаэдрические положения, в то время как катионы Fe^{3+} распределены между октаэдрическими и тетраэдрическими положениями. В элементарной кубической ячейке имеется 8 занятых тетраэдрических узлов и 16 занятых октаэдрических узлов.

Магнитные моменты ионов Fe^{3+} попарно антипараллельны друг другу и наблюдаемый момент обусловлен лишь ионами Fe^{2+} . Магнетит является полуметаллом, то есть, он проводник для одного направления спина, и полупроводник для другого.

Из литературы [1] известно, что на оже-спектрах магнетита наблюдаются два пика в отличие от чистого железа, где имеется один пик с энергией 47 эВ.

Ряд авторов делают предположение, что в кристалле Fe_3O_4 эти два пика соответствуют Fe^{2+} и Fe^{3+} состояниям. Однако нет однозначного трактования, какой пик чему соответствует. Очевидно, что только спин-поляризационный анализ может дать однозначный ответ.

Измерения проводились на спин-поляризационном электронном оже-спектрометре, подробно описанном в статьях 2 и 3.

Вначале исследовались оже-спектры без разрешения по спину по спину. Для тщательного анализа вычислялась вторая производная измеренного спектра интенсивности (рис. 1.а). На этой кривой отчетливо проявились пики 38 и 46 эВ.

Кривая интенсивности представлена на рис. 1. б. Видно, что пики железа 38 и 46 эВ перекрываются, образуя большой раздвоенный пик. При анализе данного пика проводилась его аппроксимация двумя кривыми Гаусса. Эти две кривые имеют одинаковую ширину и в сумме достаточно точно повторяют экспериментальный оже-пик железа. Расстояние между этими кривыми такое же, как расстояние между пиками на второй производной (рис. 1.а).

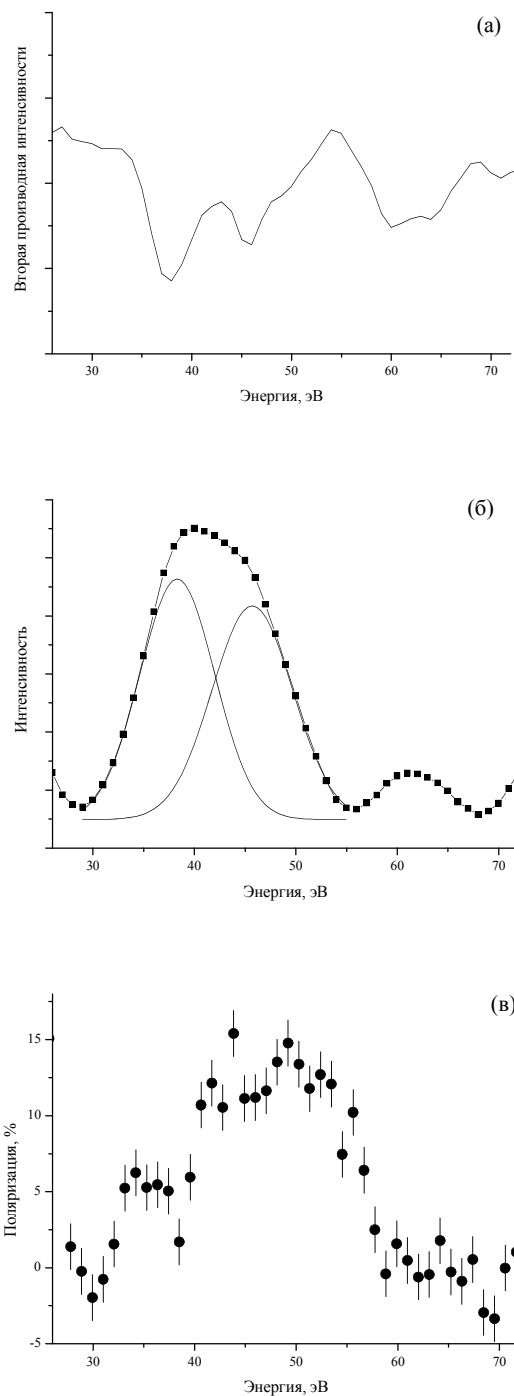


Рис. 1 (а) вторая производная измеренного спектра интенсивности, (б) спектр интенсивности, (в) поляризация вторичных электронов в диапазоне энергий, соответствующих пику железа.

На рис. 1.в представлена поляризация вторичных электронов в диапазоне энергий, соответствующих пику железа. Здесь была проведена процедура вычитания фона. Видно, что поляризация, соответствующая пику с энергией 46 эВ, составляет величину $\sim 13\%$, а поляризация пика 38 эВ $\sim 6\%$. Отсюда можно сделать вывод, что пик 38 эВ действительно связан с ионами Fe^{3+} , магнитные моменты которого направлены в противоположных направлениях и, следовательно, компенсируют друг друга. Магнитные моменты ионов Fe^{2+} не скомпенсированы и ответственны за формирование пика с энергией 46 эВ.

Таким образом, можно устранить противоречие, отмеченное Бриггсом и Сихом [1], по поводу сопоставления рассмотренных пиков с ионами железа, входящими в состав Fe_3O_4 .

Влияние тонкой плёнки висмута на поляризацию оже-электронов железа монокристалла Fe_3O_4 (110).

Среди элементов периодической системы висмут – последний практически не радиоактивный элемент. Он же является одним из самых лёгких естественных альфа-излучателей. Период полураспада основного природного изотопа висмута ^{209}Bi – более $2 \cdot 10^{18}$ лет.

В нашем случае Bi использовался в связи с тем, что у него большой атомный номер $Z=83$. Это обстоятельство должно приводить к значительным спин-орбитальным эффектам.

На рисунках 2.а.б представлены спин-разрешенные оже-спектры для чистого Fe_3O_4 и для Fe_3O_4 с пленкой висмута в 2 монослоя на поверхности.

Из сравнения спектров видно, что на фоне вполне предсказуемого уменьшения амплитуды пика железа при напылении висмута, существенно увеличивается поляризация этого пика. Без плёнки висмута поляризация пика железа составляла 16%, тогда как с плёнкой – 38%.

Для объяснения полученных результатов предложена трехстадийная модель, объясняющая увеличение поляризации пика железа при нанесении на поверхность образца тонкой плёнки висмута:

1. Испускаемый атомами железа поток электронов из-за намагниченности образца поляризован.
2. Далее поток электронов претерпевает упругое рассеяние на атомах висмута. и в результате спин-орбитального взаимодействия поляризованных электронов с атомами возникает асимметрия рассеяния.
3. При наклонном выходе электронов из образца, вследствие разности длин траекторий одна из компонентов поляризации поглощается плёнкой висмута сильнее, что и приводит к увеличению результирующей поляризации.

Полученный эффект может быть использован для создания не требующих длительной активации эмиттеров поляризованных электронов и создания элементов спиновой электроники.

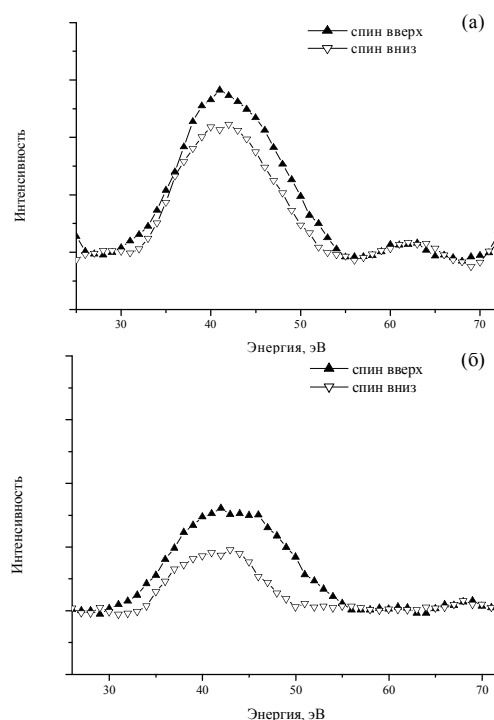


Рис. 2 Спин-разрешенные оже-спектры для (а) чистого Fe_3O_4 и (б) для Fe_3O_4 с пленкой висмута в 2 монослоя на поверхности.

Работа поддержана грантом РФФИ №08-02-00969.

- [1] Бриггс Д., Сих М.П. Анализ поверхности методами оже- и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии / Мир. М.-1987.-600 с.
- [2] Petrov V.N., Kamochkin A.S. Energy analyser for spin polarized Auger electron spectroscopy // Review of Scientific Instruments.-2004.- V. 75.- № 5.-P. 1274-1279.
- [3] Petrov V.N., Grebenschikov V.V., Grachev B.D., Kamochkin A.S. New compact classical 40 kV Mott polarimeter // Review of Scientific Instruments.- 2003.-V. 74.-№ 3.-P. 1278-1281.

Исследование перемагничивания бислойной наноструктуры CoCu/Co методом рефлектометрии поляризованных нейтронов

Н.К. Плешанов¹, В.Л. Аксенов², А.П. Булкин¹, С.Н. Вдовичев³,
Ю.В. Никитенко⁴, В.Г. Сыромятников¹, В.М. Уздин⁵, А.А. Фраерман³

¹ Петербургский институт ядерной физики РАН, Орлова Роща 1, Гатчина, Россия

² РНЦ "Курчатовский институт", пл. Курчатова 1, Москва, Россия

³ Институт физики микроструктур, ГСП-105, Н.Новгород, Россия

⁴ Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио Кюри 6, Дубна, Россия

⁵ Санкт-Петербургский государственный университет, 10 линия ВО 49, С-Петербург, Россия

e-mail: pnk@pnpi.spb.ru

В данной работе методом рефлектометрии поляризованных нейтронов исследуется перемагничивание пары нанослоев гранулированный ферромагнетик (ГФ) – ферромагнетик (Ф). В качестве гранулированного ферромагнетика использован распадающийся твердый раствор металлов кобальт-медь ($\text{Co}_{0.5}\text{Cu}_{0.5}$), в качестве более мягкого ферромагнетика – слой из чистого кобальта. Металлические бислойные наноструктуры CoCu/Co формировались на стандартных кремниевых пластинах методом магнетронного распыления в атмосфере Ar при остаточном давлении 10^{-6} Торр. Чтобы предотвратить окисление пары ГФ-Ф на воздухе сверху был нанесен слой кремния толщиной 3 нм. Были приготовлены 4 образца Si(подложка)/CoCu(5nm)/Co(x)/Si(3nm) с одинаковой толщиной слоев CoCu и разными толщинами слоев Co ($x = 10, 15, 17$ и 20 нм).

Нейтронные исследования на рефлектометре НР-4М (13-й пучок реактора ВВР-М, ПИЯФ, Гатчина) проведены для образцов с толщинами x слоев Co (а) 10 нм и (б) 17 нм. Для получения данных об особенностях и параметрах структуры, а также о намагниченности насыщения слоев параллельно поверхности образца поле увеличивали до 600 Э, затем (для предотвращения перегрева электромагнита) уменьшали до 470 Э и производили времяпролетные измерения коэффициентов отражения нейтронов со спином по полю (R_+) и против поля (R_-). Результаты подгонки коэффициентов отражения представлены на Рис. 1. По определению, d_1 , M_1 (d_2 , M_2) – толщина и намагниченность слоя CoCu (Co). Подгонка во всем диапазоне переданных импульсов q возможна только в предположении, что окислен как верхний защитный слой Si (d_3 – толщина неокисленного кремния, d_4 – толщина поверхностного окисного слоя), так и кремниевая подложка – на глубину d_0 . Точность измерений недостаточна, чтобы различить шероховатости границ, поэтому она считалась равной σ для всех слоев в образце. С точностью до ошибки толщины и намагниченности слоев CoCu в образцах (а) и (б) одинаковы, причем толщины совпадают с заявленной 5 нм, а намагниченность по двум измерениям 550 ± 70 Э. Толщина слоя Co у образца (а) заметно меньше номинальной (10 нм), тогда как у образца (б) совпадает с номинальной (17 нм); более тонкий

слой имеет меньшую намагниченность: ср. (а) 1050 ± 50 Э и (б) 1400 ± 35 Э. В последнем случае намагниченность близка к намагниченности насыщения массивного кобальта $M_s = 1470$ Э. Отличие намагниченности более тонкого слоя от M_s , возможно, связано с проникновением кислорода в слой Co, поскольку у данного образца толщина неокисленного кремния в защитном слое составляет всего 1.0 ± 0.6 нм. Отметим, что у другого образца окисление на меньшую глубину как подложки, так и защитного слоя кремния коррелирует с меньшей величиной шероховатостей.

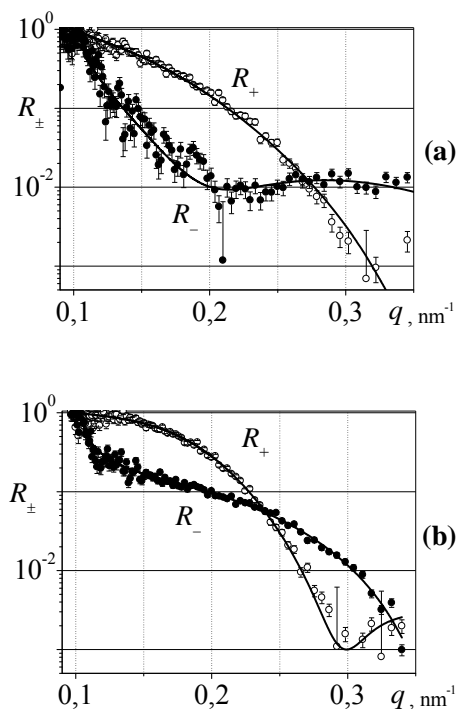


Рис. 1. Результаты подгонки коэффициентов отражения нейтронов со спином по полю (R_+) и против поля (R_-) для образцов Si(подложка)/CoCu(5nm)/Co(x)/Si(3nm) с номинальной толщиной $x =$ (а) 10 нм и (б) 17 нм:
(а) $d_0 = 7.7 \pm 0.7$ нм, $d_1 = 5.3 \pm 0.7$ нм, $M_1 = 560 \pm 100$ Э; $d_2 = 6.9 \pm 0.4$ нм, $M_2 = 1050 \pm 50$ Э; $d_3 = 1.0 \pm 0.6$ нм, $d_4 = 3.5 \pm 0.5$ нм; $\sigma = 2.0 \pm 0.7$ нм;
(б) $d_0 = 5.5 \pm 0.6$ нм, $d_1 = 4.9 \pm 0.7$ нм, $M_1 = 530 \pm 100$ Э; $d_2 = 17.5 \pm 0.3$ нм, $M_2 = 1400 \pm 35$ Э; $d_3 = 2.1 \pm 0.6$ нм, $d_4 = 2.0 \pm 0.4$ нм; $\sigma = 1.5 \pm 0.4$ нм.

На Рис. 2 представлены полевые зависимости интегральных интенсивностей отражения от образца (b). Изменение интенсивностей, отраженных без спин-флипа (I_{++} , I_{--}) и со спин-флипом ($I_{+-} = I_{-+} = I_{SF}$), свидетельствует о соответствующем изменении в слоях компонент намагниченности, параллельной ($M_{||}$) и перпендикулярной (M_{\perp}) приложенному полю \mathbf{H} . Из дополнительных измерений следуют важнейшие факты: изменение интенсивностей является обратимым везде за исключением интервала полей от $H_1 \cong 18$ Э до $H_3 \cong 50$ Э для I_{++} , I_{--} и от H_1 до $H_2 \cong 24$ Э $< H_3$ для I_{SF} .

Для объяснения полевых зависимостей интенсивностей можно предложить следующую модель перемагничивания двухслойной структуры ГФ-Ф. В поле -600 Э намагниченности гранул в слое CoCu и намагниченность слоя Co близки к направлению отрицательного поля ($\chi_1 = \chi_2 = \pi$). Далее при уменьшении величины поля электронные спины магнитно-мягкого слоя Co, оставаясь в плоскости слоя, отклоняются от направления \mathbf{H} . Угол χ_2 для спинов в слое Co уменьшается при приближении к $H = 0$ и далее при $H > 0$. В слое Co, благодаря пиннирующему действию слоя ГФ и действию магнитного поля, по-видимому, возникают магнитные пружины (как левые, так и правые), в которых угол наклона χ_2 спинов максимален вблизи границы со слоем ГФ. При любом изменении поля от -600 Э до H_1 ориентация спи-

нов обратима и зависит только от величины поля.

В полях выше H_1 намагниченность некоторых магнитных гранул в слое CoCu скачком переворачивается, ориентируясь по полю, чему способствует также дополнительный вращающий момент со стороны магнитной пружины, взаимодействующей со спинами в магнитных гранулах и с магнитным полем. Изменение знака намагниченности в магнитных гранулах сопровождается переворотом спинов в магнитных пружинах и пиннингом их новой ориентации. Процесс перемагничивания становится необратимым. Тот факт, что выше H_2 прямой и обратный ход полевых зависимостей I_{SF} совпадают, свидетельствует о том, что все магнитные пружины в слое Co при достижении полем величины H_2 оказываются перевернутыми. Необратимое изменение полевых зависимостей I_{++} и I_{--} между H_2 и H_3 указывает на то, что в поле H_2 намагниченность значительной части магнитных гранул в слое CoCu остается ориентированной против поля. По всей видимости, связь между этими магнитными гранулами и магнитными пружинами в слое Co ослаблена из-за присутствия атомов Cu, причем часть гранул вообще могут оказаться магнитно изолированными от слоя Co. Наоборот, в слое Co обменное взаимодействие связывает все неспаренные спины и обеспечивает дальний спин-ориентационный порядок. В результате за счет вращающего действия внешнего поля магнитные пружины не только переворачиваются сами, но и способствуют перевороту намагниченности в некоторых, сильно связанных с ними, гранулах, в полях, заметно меньших коэрцитивной силы слоя CoCu. Процесс переворота намагниченности магнитных гранул завершается при достижении полем величины H_3 . Очевидно также, что с ростом поля от H_2 к H_3 в слое Co происходит дальнейшее уменьшение угла наклона спинов относительно \mathbf{H} , чему способствует и продолжающийся переворот намагниченности магнитных гранул в слое CoCu.

Изменение магнитной структуры при увеличении поля выше H_3 связано с обратимым когерентным вращением намагниченности, главным образом, в слое Co. Дальнейшее поведение намагниченности остается обратимым также при уменьшении поля до 0 и далее до $-H_1$. Это объясняет воспроизводимость всех интенсивностей, как I_{SF} , так и I_{++} и I_{--} , при любом изменении полей в указанном диапазоне значений (выше $-H_1$).

Более детально процесс перемагничивания нанослоев ГФ-Ф будет изучаться по нейтронным времяпролетным измерениям. Например, по измерениям вблизи H_1 ($H < H_1$) можно сделать вывод, что обратимый переворот спинов магнитной пружины (появление в слое Co областей с ориентацией спинов преимущественно по полю, когерентно связанных с областями с ориентацией спинов преимущественно против поля) начинается еще до достижения полем величины H_1 .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 08-02-00467a).

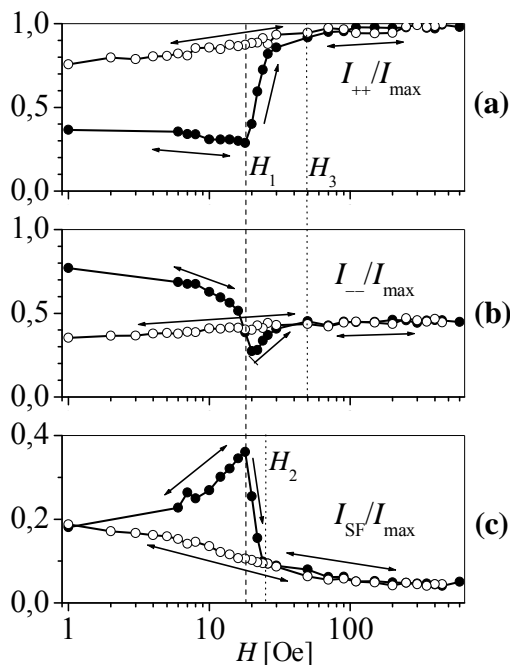


Рис. 2. Отраженные интегральные интенсивности (a) I_{++} , (b) I_{--} и (c) I_{SF} для образца Si(подложка)/CoCu(5nm)/Co(17nm)/Si(3nm) в зависимости от поля H при его увеличении (черные кружки) и последующем уменьшении (светлые кружки). Предварительно образец был намагнитен в поле противоположного знака (-600 Э). Интенсивности нормированы на максимальную интенсивность $I_{\max} = \max(I_{++})$.

Комбинированный резонанс и управление спином электрона в поле стоячей магнитостатической волны

Н. И. Полушкин

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

Явление комбинированного резонанса (КР) при движении квантовой системы (электрона) состоит в изменении ее спинового состояния (парамагнитный резонанс), сопровождаемым переходом на другие квантовые орбиты (циклотронный резонанс). Возможным механизмом, вызывающим КР, является спин-орбитальное взаимодействие (при движении в периодической кристаллической решетке), которое приводит к зацеплению конфигурационного и спинового движений и таким образом существенно изменяет условия возбуждения квантовых переходов [1]. Нами исследуются проявления КР при движении электрона в поле стоячей магнитостатической волны (МСВ), которая возбуждается в ферромагнитной структуре (ФМС) полосок Fe. Длина МСВ в периодической решетке строго определяется ее периодом и значит является контролируемым параметром, что важно для определения условий возбуждения КР. Еще одно преимущество использования стоячих волн заключается в том, что вероятность возбуждения КР в таких условиях зависит от положения центра квантовой орбиты y_0 по отношению к пучности поля. Изменяя значение y_0 с помощью дополнительно приложенного импульсного электрического поля, можно управлять спиновым состоянием электрона. Это открывает возможности для создания устройств обработки квантовой информации [2] на основе гибридных структур с двухмерным электронным газом (ДЭГ) на ФМС.

Для определения условий взаимодействия электрона в ДЭГ с полем МСВ ищем решение нестационарного уравнения Шредингера для двухкомпонентной волновой функции электрона с оператором возмущения в виде $V_{mn}(z) \propto -\mu \sum_k (1/q_k) \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\xi^2} h_{y(z)k} (r_H \xi + y_0) H_n(\xi) H_m(\xi) d\xi$, где μ - магнитный момент электрона, $q_k = 2\pi k/d$, d - период ФМС, $h_{y(z)k}$ - фурье-компоненты полей рассеяния, r_H - магнитная длина. Это решение дает вероятность перехода из состояния m в состояние n как функцию времени t как $P_{mn} \propto |iV_{mn} + V_{mny}|^2 \sin^2(\omega_0 - \omega)t / (\omega_0 - \omega)^2$, где ω - частота МСВ, а $\omega = (n-m)e\hbar N_z / m^* / c \pm \mu_B g N$ - частота перехода, e - заряд электрона, N_z - компонента статического поля N , нормальная к плоскости ДЭГ, m^* и g - эффективная масса электрона и фактор Ланде, c - скорость света и μ_B - магнетон Бора. В отсутствие зависимости поля рассеяния $h_{y(z)}$ от координаты $y(\xi)$, значения

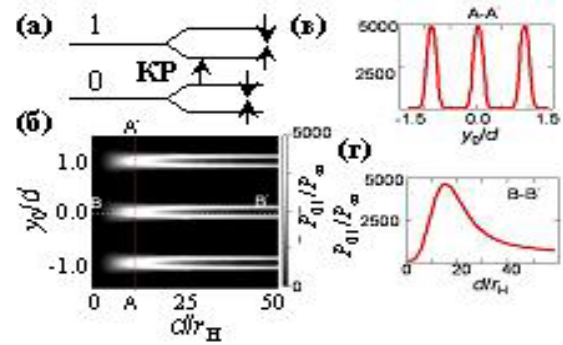


Рис. 1. (а) Схематическая диаграмма квантовых уровней с Зеемановским расщеплением каждого уровня на два подуровня с ориентацией спина вниз или вверх. Толстой стрелкой отмечен комбинационный переход (КР), который может быть реализован в системе с большим g -фактором. (б) Трехмерный график зависимости вероятности комбинационного перехода P_{01} от координаты y_0 и периода МСВ d . (в) Зависимость P_{01} от y_0 в сечении А-А'. (г) Зависимость P_{01} от d в сечении В-В'.

$V_{mnx(y)}$ были бы отличны от нуля только при $n=m$. Однако, в случае неоднородного поля рассеяния появляется вероятность для перехода на другие квантовые уровни ($n \neq m$) с переворотом спина.

На рис. 1 показаны уровни энергии (схематически) (а) и величина P_{01} для комбинированного перехода $0\uparrow \rightarrow 1\downarrow$, нормированная на вероятность магнитного перехода P_m в отсутствие ФМС, в зависимости от положения центра орбиты y_0 и периода решетки d (б-г). На рис. 1 (в) и (г) изображены эти же зависимости в сечениях А-А' и В-В' трехмерного графика. Расчет проведен для узкой, с шириной, удовлетворяющей неравенству $a \ll |\xi| r_H N_z / (N^2 - N_z^2)^{1/2}$, квантовой ямы InAs, помещенной прямо на поверхности ФМС с отношением ширины полосок к периоду 0.2, отношением толщины полосок к периоду 0.01 и константой затухания 0.0019. На рис. 1 (б-г) обращает на себя внимание наличие максимума в зависимости P_{01} от d при $d=15r_H$. Представляется важным также, что вероятность перехода достигает практически 100-процентной модуляции уже при $d=10r_H$.

На рис. 2 изображено гипотетическое гибридное устройство из квантовых точек (КТ), сформированных электростатическим

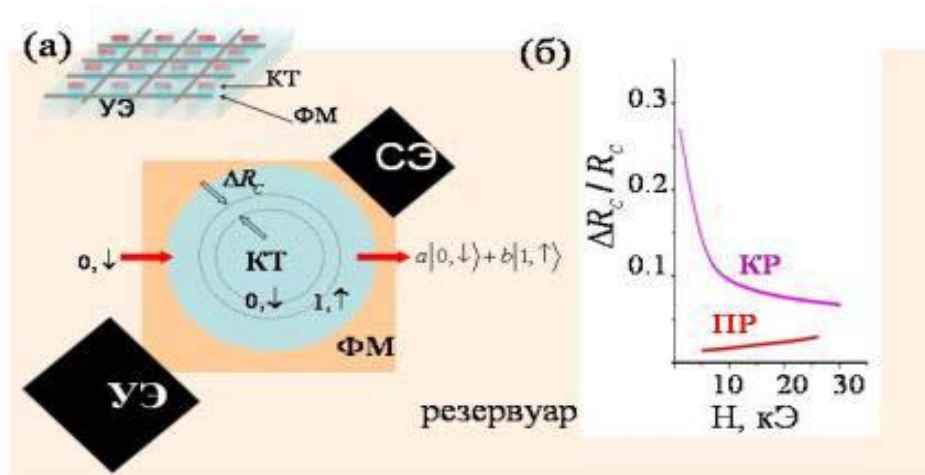


Рис. 2. Гипотетическое гибридное устройство на основе комбинированных переходов: УЭ – управляющий электрод, СЭ – считывающий электрод, КТ – квантовая точка, ФМ – ферромагнитный элемент. Электрон попадает в КТ и испытывает там комбинированный переход по действию микроволнового поля рассеяния ферромагнитного элемента. (а) Структура из КТ на ФМ. (б) Зависимость изменения циклотронного радиуса от внешнего поля при комбинированном (КР) и обычном парамагнитном (ПР) резонансах.

потенциалом на элементах ферромагнитной решетки. Каждая КТ сформирована на вершине одного из элементов [вставка (а)]. Это устройство предназначено для считывания состояния электрона, который вводится в КТ из резервуара подачей смещающего напряжения на управляющий электрод. Допустим, что электрон в резервуаре (в отсутствие воздействия на него поля рассеяния ферромагнитного элемента FM) движется со спином вниз по циклотронной орбите с индексом $l=0$. В результате ввода электрона в КТ и воздействия на него микроволновым магнитным полем, состояние электрона изменяется и становится суперпозицией двух различных состояний, одно из которых есть остается движением по орбите с индексом $l=0$ и спином вниз, а другое – движение по орбите с индексом $l=1$ со спином вверх. На вставке (б) показано как изменяется радиус циклотронной орбиты при комбинированном резонансе в КТ из InGaAs и при обычном парамагнитном резонансе (ПР) в КТ из GaAs в зависимости от поля H . В отличие от ПР, КР вызывает такие изменения в циклотронном движении и тем самым – изменения эффективного заряда в КТ, что они могут быть зафиксированы чувствительным электрометром (электрод УЭ) с использованием

техники конверсии из информации о спине в информацию в информацию о заряде, которая развивается в настоящее время в целом ряде исследовательских лабораторий [2,3].

В заключение, предлагается механизм для явления комбинированного электронного резонанса. Показано, что стоячая магнитостатическая волна в решетке ферромагнитных полос вызывает комбинированные переходы электрона, движущегося в полупроводниковой квантовой яме. Это создает новые возможности для развития концептуально новых устройств спинтроники и обработки квантовой информации.

Работа поддержана грантом РФФИ (#07-02-01305). Автор благодарен В. Я. Алешкину и В. И. Гавриленко за обсуждение проблем.

- [1] Э. И. Рашба, УФН т. **34**, вып. 4, 557 (1964).
- [2] R. Hanson and D. D. Awschalom, *Nature* **453**, 1043 (2008); F. H. L. Koppens *et al.*, *Nature* **442**, 766 (2006).
- [3] K. C. Nowack *et al.* *Science* **318**, 1430 (2007); M. Pioro-Ladriere *et al.*, *Nature Phys.* **4**, 776 (2008); M. Friesen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 037901 (2004).

Проблема загрязнений в SEMPA микроскопии

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

¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия

²С.-Петербургский государственный политехнический университет

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

Сканирующая электронная микроскопия (SEM) с анализом спиновой поляризации (SEMPA) является одним из самых лучших по информативности и разрешающей способности методом исследования магнитной структуры поверхности твердых тел. 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 вторичных электронов, можно получить информацию о намагниченности исследуемого образца [1].

В качестве анализатора спинового состояния вторичных электронов использован классический детектор Мотта оригинальной конструкции [2], адаптированный для использования его в серийном электронном микроскопе SUPRA 50VP. Принцип работы анализатора основан на том, что электроны с противоположными направлениями спинов, падающие на поверхность твердого тела, по-разному рассеиваются из-за спин-орбитального взаимодействия с атомами мишени. Асимметрия рассеяния по спине ведет к пространственной асимметрии, т.е. к зависимости количества электронов обратно рассеиваемых в данном угловом направлении, от исходной ориентации спина к поверхности мишени анализатора, что может быть зафиксировано детекторами. Анализатор содержит две пары детекторов (четыре канала), сориентированных таким образом, что возможно одновременное измерение спиновой поляризации в плоскости поверхности образца, и в перпендикулярном ей направлении, т.е. можно получать трехмерную картину распределения намагниченности.

Одной из главных проблем при реализации метода SEMPA микроскопии является образование полимерных углеводородных загрязнений на поверхности исследуемого образца под действием пучка первичных электронов [3]. Дело в том, что при прохождении через адсорбированный слой загрязнения, происходит спиновая деполяризация вторичных электронов. Также данный слой вносит вклад в общее число вторичных электронов, которые при этом являются неполяризованными. Это также ведет к уменьшению спиновой поляризации электронов, регистрируемых детекторами. А это, в свою

очередь, ведет к тому, что магнитный контраст на SEMPA изображениях уменьшается или совсем исчезает. Механизмы образования загрязнений могут быть разные: поверхностная диффузия молекул загрязнителя под действием химического, температурного и электрического градиента; адсорбция молекул загрязнителя из газовой фазы и др.

Было проведено исследование зависимости толщины полимерной пленки на изучаемом образце от увеличения в сканирующем электронном микроскопе. В нашем случае увеличение в микроскопе непосредственно определяет область сканирования. Для этого образец сканировался электронным пучком в микроскопе в течение полутора часов (что является типичным временем для получения SEMPA изображения [4]) при различных увеличениях. После этого образец исследовался на атомно-силовом микроскопе. На АСМ снимке облученные области наблюдаются в виде неоднородности рельефа (см. рис1). На рис.2 представлена зависимость толщины полимерной пленки от увеличения в сканирующем электронном микроскопе. Чем больше увеличение в микроскопе, тем более толстый слой загрязнения образуется на поверхности. Тем самым, образование загрязнений накладывает ограничения на разрешение SEMPA изображения.

В настоящее время проводится моделирование методом Монте-Карло динамики вторичных электронов в адсорбированном слое полимерной пленки для изучения эффектов спиновой деполяризации. Дело в том, что при величине спиновой поляризации менее одного процента, магнитный контраст наблюдаться не будет, а данное моделирование позволит теоретически исследовать связь между толщиной полимерного загрязнения и уменьшением спиновой поляризации вторичных электронов, прошедших через этот слой. При моделировании используется модель индивидуальных столкновений, которая является наиболее простой и эффективной. При движении электронов в адсорбированном слое электрон испытывает упругие рассеяния на экранированном кулоновском центре. В каждом акте рассеяния происходит розыгрыш углов и расстояния до следующего акта рассеяния. Помимо этого, происходит розыгрыш спина, что и влияет на спиновую поляризацию вторичных электронов. В данном моделировании можно не

учитывать процессы неупругого взаимодействия, т.к. масштаб неупругого рассеяния для вторичных электронов больше, чем толщина пленки загрязнения [3].

Для решения проблемы загрязнения исследуемого образца, в ближайшее время планируется предпринять ряд действий, позволяющих улучшить вакуум в камере электронного микроскопа, и тем самым, уменьшить скорость нарастания загрязнений. Прежде всего, исследуется возможность подключения дополнительного насоса. Также планируется установить азотную ловушку. Все это может позволить нам получать SEMPA изображения с большим увеличением.

В настоящее время удалось получить при небольшом увеличении ($\sim 2K\times$) SEMPA изображения Fe_3O_4 . Перед исследованием образец подвергался электрополировке для того, чтобы очистить поверхность от загрязнений и сделать ее максимально гладкой. При электрополировке применялась смесь 85%-ной фосфорной кислоты и ангидрида хромовой кислоты в пропорции 9:1 [5]. На рисунке 3 приведено изображение поверхности Fe_3O_4 во вторичных электронах, что отображает рельеф поверхности (правый снимок), а также SEMPA изображение, которое отображает магнитный контраст (левый снимок). На SEMPA снимке отчетливо прослеживается периодическая структура. Размеры элементов структуры соответствуют размерам доменов [5].

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

Работа выполнена в рамках работ, проводимых по гранту РФФИ 08-02-00969. Работа выполнена при поддержке программ фундаментальных исследований Президиума РАН.

Рис.1 Справа ACM изображение (облученная электронным пучком область видна как неоднородность рельефа); слева SEM изображение (облученная электронным пучком область видна как темное пятно на изображении)

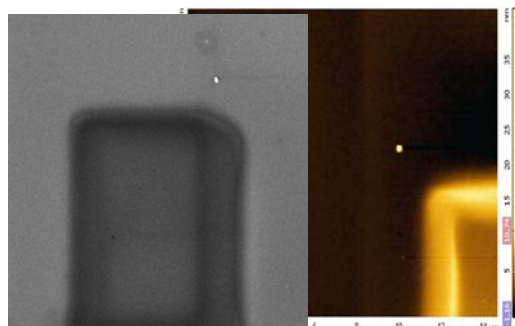


Рис.2 Зависимость толщины полимерной пленки от увеличения в сканирующем электронном микроскопе

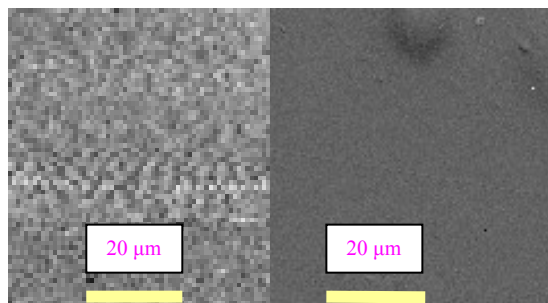
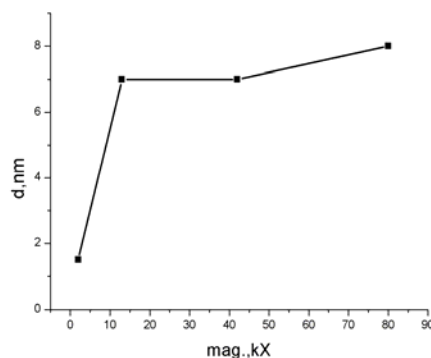


Рис.3 Правый снимок получен во вторичных электронах и отображает рельеф поверхности, левый снимок - магнитный контраст.

- [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 редакцией Дж.Дж.Грена и Дж.Голдштейна, М<<Металлургия>>,1990.
- [4] С.А.Гусев, В.Н.Петров, Е.В.Скорыходов, труды международного симпозиума "Нанозифика и нанозлектроника",2008.
- [5] С.Тикадзуми, Физика ферромагнетизма, Москва, "Мир", 1987.

Невзаимность рассеяния нейтронов от ферромагнетиков с некомпланарным распределением намагниченности

Д.А. Татарский¹, А.А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, 603163, Н.Новгород, Россия.

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

¹ ННГУ им.Н.И.Лобачевского

Ферромагнетики с некомпланарным распределением намагниченности обладают рядом необычных электрических и оптических свойств [1-3]. В этой работе мы покажем, что отражение нейтронов от некомпланарных магнитных сред является невзаимным, т.е. перемена местами источника и приемника нейтронов приводит к изменению величины регистрируемого сигнала. Будем рассматривать только ту часть рассеяния, которая обусловлена магнитными неоднородностями, причем падающий поток нейтронов предполагается неполяризованным.

Обозначим $\sigma(\vec{n}, \vec{n}', \{B(\vec{r})\})$ - полное (с учетом всех поляризаций рассеянных нейтронов) сечение рассеяния на магнитных неоднородностях, характеризующихся вектором магнитной индукции $\vec{B}(\vec{r})$, \vec{n}, \vec{n}' - единичные вектора в направлении падения и рассеяния. Предположим далее, что рассеяние достаточно мало и сечение рассеяния σ представимо в виде ряда по степеням магнитной индукции B . Замечая, что взаимодействие между магнитным полем и спином нейтрона зависит лишь от угла между ними, полное сечение рассеяния запишем в виде

$$\begin{aligned} \sigma(\vec{n}, \vec{n}', \{B(\vec{r})\}) = & \\ = \int f_1(\vec{n}, \vec{n}'; \vec{r}, \vec{r}_1) (\vec{B}(\vec{r}) \vec{B}(\vec{r}_1)) d\vec{r} d\vec{r}_1 + & \\ + \int f_2(\vec{n}, \vec{n}'; \vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) (\vec{B}(\vec{r}) [\vec{B}(\vec{r}_1) \times \vec{B}(\vec{r}_2)]) & \\ d\vec{r} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 + \dots, (1) \end{aligned}$$

где $f_{1,2}$ - скалярные функции. Формула (1) записана таким образом, что при вращении магнитного поля в каждой точке на один и тот же угол, сечение рассеяния не изменяется. Это соответствует замечанию относительно характера взаимодействия между магнитным полем и нейтроном и, в известном смысле, аналогично принципу обменной симметрии. Отсутствие в этом выражении вектора, характеризующего поляризацию падающего пучка, обусловлено сделанным предположением о рассеянии потока неполяризованных нейтронов.

Теорема о симметрии рассеяния относительно обращения времени, утверждающая, что

$$\sigma(\vec{n}, \vec{n}', \{B(\vec{r})\}) = \sigma(-\vec{n}', -\vec{n}, \{-B(\vec{r})\})$$

приводит нас к заключению, о невзаимности рассеяния. Величина невзаимности определяется выражением

$$\begin{aligned} \sigma(\vec{n}, \vec{n}', \{B(\vec{r})\}) - \sigma(-\vec{n}', -\vec{n}, \{B(\vec{r})\}) = & \\ = 2 \int f_2(\vec{n}, \vec{n}'; \vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) (\vec{B}(\vec{r}) [\vec{B}(\vec{r}_1) \times \vec{B}(\vec{r}_2)]) & \\ d\vec{r} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 + \dots, (2) \end{aligned}$$

Из (2) следует, что невзаимность может наблюдаться только при рассеянии нейтронов от магнитных сред с некомпланарной структурой, в которых смешанное произведение

$$(\vec{B}(\vec{r}) [\vec{B}(\vec{r}_1) \times \vec{B}(\vec{r}_2)])$$

отлично от нуля. Отметим, что рассмотренный эффект лежит за рамками Борновского приближения. Нетрудно выразить функцию f_2 через свертку функций Грина уравнения Шредингера в свободном пространстве с пространственной частью волновой функции падающих нейтронов и непосредственно рассчитать величину эффекта не взаимности рассеяния. Типичными представителями некомпланарных магнитных систем являются конусная магнитная спираль, существующая при определенных условиях в некоторых редкоземельных металлах и сплавах [4], и магнитный вихрь, являющийся основным состоянием в ферромагнитном диске [5].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-02-00467-а)

[1] D. Loss, P. Goldbart, A.V. Balatsky, Phys.Rev.Lett. **65**, 1655 (1990); G. Tatara, H. Kohno, Phys. Rev. B, **67**, 113316 (2003)

[2] Ya. Aharonov, A. Stern, Phys. Rev. Lett., **69**, 25, 3593 (1992); P. Bruno et al, Phys. Rev. Lett., **93**, 9, 096806-1 (2004)

[3] A. A. Fraerman, O. G. Udlov, Phys. Rev. B **77**, 094401, 2008; А.А. Фраерман, О.Г. Удалов, Письма в ЖЭТФ, т.87, вып. 3, с.187-191, 2008

[4] W.C. Koehler et al, Phys. Rev., **151**, 414 (1966)

[5] R.P. Cowburn, D.K. Koltsov, A.O. Adeyeye et al., Phys. Rev. Lett., **83**, 1042 (1999)

Управление кондактансом квазиодномерного канала в присутствии спин-орбитального взаимодействия

А.В. Тележников, В.Я. Демиховский

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

Управление потоками поляризованных по спину электронов является одной из фундаментальных задач спинтроники. В связи с этим в ряде работ, опубликованных в последние годы, рассматривались такие устройства, как спиновые фильтры, спиновые транзисторы и т.д. Например, в работах [1,2] обсуждалась возможность управления баллистическим кондактансом квазиодномерного канала с помощью постоянного магнитного поля, ориентированного различным образом в плоскости 2D-электронного газа.

В настоящей работе рассматривается 2D электронный газ в канале, разделённом туннельно-прозрачным барьером. Такой барьер может быть создан методами электронной или зондовой литографии. Движение электронов вдоль оси y свободное, а по оси x – ограничено симметричным потенциалом $V(x) = V(-x)$, как показано на рис.1.

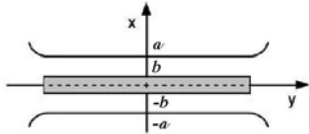


Рис.1. 2D-газ в канале с СО взаимодействием.

Ради простоты мы считаем, что барьер, разделяющий канал с бесконечно высокими стенками, является δ -образным: $V(-a < x < a) = U_0 \delta(x)$. В реальной ситуации такой барьер имеет конечную ширину b ($b \ll a$) и амплитуду потенциала V_0 , так, что эффективно высота барьера равна $V_0 = U_0/b$. В отсутствие спин-орбитального (СО) взаимодействия при достаточно «сильной» δ -функции ($\xi = \pi \hbar^2 / ma U_0 \ll 1$) спектр состоит из близких пар уровней. Каждый уровень такой системы является двукратно вырожденным по спину. СО взаимодействие в канале будем описывать известным гамильтонианом Рашбы $\hat{H}_R = \alpha(\hat{p}_y \hat{\sigma}_x - \hat{p}_x \hat{\sigma}_y)$, где $\hat{p}_k = -i\hbar \partial / \partial x_k$ – оператор импульса, $\sigma_{x,y}$ – матрицы Паули [3].

Собственные функции данной задачи находятся путём разложения по собственным функциям $\Psi_n(x)$ в прямоугольной квантовой яме, разделённой δ -образным барьером. Система уравнений для коэффициентов разложения есть

$$\begin{cases} C_n \left(\frac{\hbar^2 (k_y^2 + k_n^2)}{2m} - \varepsilon \right) + \alpha k_y D_n + \alpha \sum_{l=1}^{\infty} D_l \langle \Psi_n(x) \Psi_l'(x) \rangle = 0, \\ \alpha k_y C_l - \alpha \sum_{n=1}^{\infty} C_n \langle \Psi_l(x) \Psi_n'(x) \rangle + D_l \left(\frac{\hbar^2 (k_y^2 + k_l^2)}{2m} - \varepsilon \right) = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Так, в двухуровневом приближении энергетический спектр имеет вид:

$$\varepsilon_{1,2,3,4} / \varepsilon_0 = 1 + \tilde{k}_y^2 - \xi \left(1 \pm \sqrt{(1 \pm 2\tilde{\alpha} \tilde{k}_y / \xi)^2 + \tilde{\alpha}^2} \right) / \pi, \quad (2)$$

где $\varepsilon_0 = \pi^2 \hbar^2 / 2ma^2$ – энергия основного состояния в яме без СО взаимодействия; $\tilde{\alpha} = \alpha ma / \hbar^2$, $\tilde{k}_y = k_y a / \pi$ – безразмерные константа СО взаимодействия Рашбы и проекция волнового вектора на ось y . Выражение (2) определяет четыре ветви спектра, что соответствует всевозможным комбинациям знаков «+» и «-». Видно, что при $k_y = 0$ спектр в соответствии с теоремой Крамерса остаётся двукратно вырожденным. При $k_y \neq 0$ вырождение по спину снимается.

Анализ численного решения системы (1) показал, что для определения нижних уровней

спектра с точностью до нескольких процентов достаточно учитывать не более десятка уровней. Результаты численного расчёта спектра приведены на Рис. 3.

На Рис.4 представлена зависимость кондактанса (в единицах e^2/h) от положения уровня Ферми для квазиодномерного канала, сформированного в гетеропереходе AlGaAs/GaAs, при различных значениях U_0 . Расчёт проведен по формуле Ландауэра [4]. График 4а) соответствует ситуации, когда каждая ветвь энергетического спектра на участках с положительной производной $\partial \varepsilon / \partial k > 0$ (при положительных значениях $k_y > 0$) имеет по одной точке пересечения с прямой $\varepsilon = \varepsilon_F$, что определяет скачкообразное увеличение кондактанса с ростом энергии Ферми.

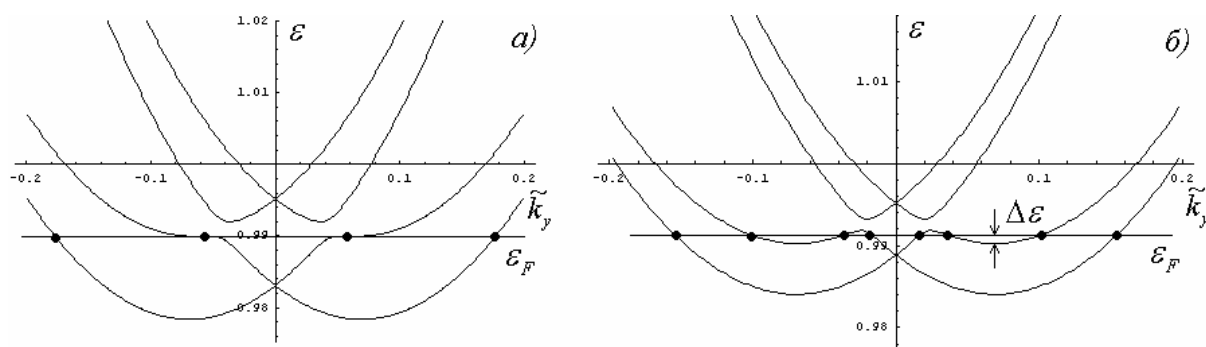


Рис.3. Энергетические спектры 2D-газа в канале с СО взаимодействием при различных напряжениях на барьере для гетероструктуры AlGaAs/GaAs ($\alpha = 2.5 \times 10^{-12}$ эВ·м, $a = 80$ нм, $b = 10$ нм, $m = 0.067m_0$, m_0 - масса свободного электрона, соответственно $\tilde{\alpha} = 0.219$): а) $V_0 = 1,6$ мэВ, $\varepsilon = 0,019$; б) $V_0 = 3$ мэВ, $\varepsilon = 0,01$. Волновой вектор отложен в единицах π/a , а энергия – в единицах $e_0 = \pi^2 \hbar^2 / 2ma^2$.

Качественно другой случай реализуется, когда на одной из ветвей появляется пара экстремумов «максимум – минимум». В этой ситуации в определённом энергетическом интервале к баллистической проводимости добавляется квант проводимости e^2/h (Рис.4б)).

Заметим, что ширина такого «пика» зависит от величины $\xi = \pi \hbar^2 / maU_0 \ll 1$, то есть от амплитуды потенциала U_0 , которой можно легко управлять.

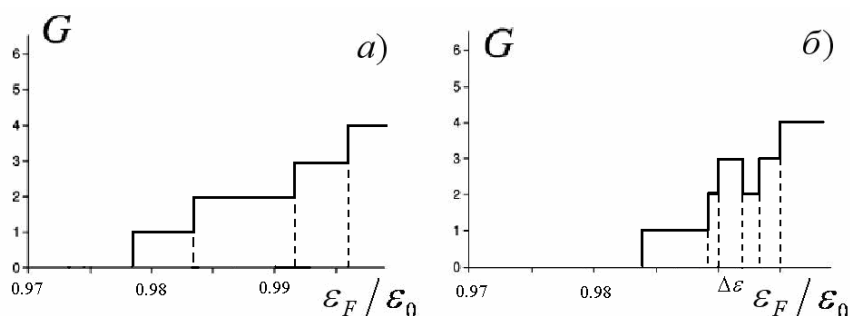


Рис. 4. Зависимость кондактанса (в единицах e^2/h) квазиодномерного канала в структуре AlGaAs/GaAs ($\alpha = 2.5 \times 10^{-12}$ эВ·м, $a=80$ нм, $b=10$ нм, $m = 0.067m_0$) как функция энергии Ферми, отложенной в единицах $\varepsilon_n = \pi^2 \hbar^2 / 2ma^2$: а) $V_0 = 1,6$ мэВ, $\xi = 0,019$; б) $V_0 = 3$ мэВ, $\xi = 0,01$.

Отметим, что подобную ситуацию – возможность контролировать число квантов баллистической проводимости, а также управлять шириной «дополнительных» пиков кондактанса – можно реализовывать для широкого класса материалов. Так, для баллистического канала той же ширины, созданного на базе гетероперехода GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As, где СО взаимодействие на порядок больше, нежели в структуре AlGaAs/GaAs, можно наблюдать тот же эффект – появление экстремумов «максимум-минимум» и, соответственно, дополнительного пика в баллистическом кондактансе – при пороговом напряжении на туннельно-прозрачном барьере $V_0 \sim 0,13$ мэВ.

В докладе будут представлены результаты исследования осцилляций центра волнового

пакета в квазиодномерном канале с СО взаимодействием (zitterbewegung).

Настоящая работа была поддержана грантом РФФИ (2009-2010 г.г.) и программой «Развитие научного потенциала высшей школы» 2009-2010 г.г.

- [1] A.V. Moroz and C.H.W. Barnes, Phys. Rev. B. **61**, R2464 (2000).
- [2] Yuriy V. Pershin, James A. Nesteroff, and Vladimir Privman, Phys. Rev. B. **69**, 121306(R) (2004).
- [3] Yu.A. Bychkov and E.I. Rashba, Pis'ma Zh. Exsp. Teor. Fiz. **39**, 66 (1984) [JETP Lett. **39**, 78 (1984)].
- [4] R. Landauer, IBM J. Res. Dev. **1**, 253 (1957).

Основное и метастабильные состояния в металлических магнитных наноструктурах

П.Ф. Бессараб, В.М. Уздин

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Развитие современных технологий выращивания и контроля металлических магнитных наносистем сделало актуальной задачу исследования устойчивости различных метастабильных состояний и возможности управления переходами между ними под действием магнитного поля, изменения температуры и других внешних воздействий. В магнитных системах с характерным размером в несколько нанометров существование целого набора состояний с близкой энергией является типичным явлением. Часто магнитное упорядочение в таких структурах неколлинеарно, а наложение внешнего поля приводит изменению симметрии и полного магнитного момента системы.

Для расчетов состояний с заданным пространственным распределением намагниченности предложен теоретический подход, предполагающий самосогласование во внешнем локальном магнитном поле в рамках метода модельных гамильтонианов для коллективизированных электронов. Решение, найденное во внешнем поле, используется в качестве начальной конфигурации при меньшей величине поля. Таким образом, при постепенном выключении поля в ряде случаев система переходит к метастабильному состоянию с симметрией, отличающейся от симметрии исходного гамильтониана.

Разработанный подход использован при исследовании механизмов формирования волн спиновой плотности (ВСП) в хроме и многослойных системах Cr/V. Хотя ВСП состояние, как показывают расчеты из первых принципов [1] и в методе модельных гамильтонианов [2], имеет более высокую энергию, чем антиферромагнитное (АФ) (с одинаковыми по величине магнитными моментами на каждом узле), т. е. является метастабильным, оно оказывается весьма устойчивым.

Узлы ВСП можно рассматривать как квазичастицы, слабо отталкивающиеся на больших расстояниях и аннигилирующие, когда расстояние между ними становится меньше определенной величины. Это расстояние определяет длину ВСП. При включении локального внешнего магнитного поля в противофазе с локальными моментами ВСП узлы смещаются, но не исчезают. Таким образом, пороговое возмущение, достаточное для сдвига узлов оказывается ниже, чем для их уничтожения с переходом системы в основное состояние [2].

С точки зрения проверки механизма формирования ВСП представляет интерес исследование влияния других возмущений на это состояние. Недавние экспериментальные исследования тонких пленок сплавов $\text{Cr}_{1-x}\text{V}_x$ на поверхности W(110) показали, что адсорбция водорода на поверхности образца способствует переходу от ВСП к АФ со-

стоянию [3]. Это связывалось со случайным появлением вблизи (110)-поверхности электронных состояний, у которых части поверхности Ферми совпадают при сдвиге на вектор, соответствующий АФ периоду. Однако аналогичный переход от ВСП к АФ состоянию имеет место при адсорбции водорода в слоях V в сверхрешетках Cr(100)/V [4]. Таким образом, исчезновение ВСП носит общий характер и, по-видимому, не может быть объяснено исключительно за счет случайного появления дополнительного нестинга поверхности Ферми.

Предложенный в [2] механизм формирования ВСП прямо не связан с симметрией поверхности Ферми и дает альтернативное объяснение подавления ВСП состояния. В рамках этого подхода были проведены самосогласованные расчеты сверхрешетки $\text{V}_{14}/\text{Cr}_{350}$ при учете перемешивания на интерфейсе V/Cr. Путем введения внешнего локального магнитного поля удалось стабилизировать ВСП состояние в слое Cr. Найденное решение было устойчиво относительно выключения поля, вызвавшего образование ВСП. На интерфейсах с ванадием располагались узлы ВСП.

Далее проводился расчет той же системы, в которой в слой ванадия с помощью случайной процедуры были введены атомы водорода. Опять проводился самосогласованный расчет, в котором в качестве начального состояния было выбрано самосогласованное решение с ВСП, полученное без водорода. Оказалось, что при достаточно большом перемешивании и достаточно большой концентрации водорода в слоях ванадия имеет место самопроизвольный переход от ВСП к АФ решению. Только перемешивания или только появления водорода вблизи интерфейса оказывается недостаточно. При этом, при заданных параметрах перемешивания и концентрации водорода наличие или отсутствие перехода от ВСП к АФ воспроизводится независимо от конкретного расположения атомов водорода в слое ванадия и пространственной конфигурации атомов Cr и V в районе интерфейса. Физическая причина перехода заключается в необходимости достаточно сильного внешнего возмущения для разрушения метастабильного ВСП состояния. Воздействие обоих факторов одновременно как раз и приводит к такому возмущению. К аналогичному, наблюдаемому экспериментально, эффекту подавления ВСП состояния в пользу АФ приводит повышение температуры системы [3].

Другим классом систем, в которых представляют интерес расчеты электронной структу-

ры во внешнем магнитном поле, являются спиновые пружины, состоящие из одного или нескольких бислоев жесткого и мягкого магнетика, связанные обменной связью. Во внешнем магнитном поле в таких системах формируется спиральная магнитная структура, а площадь петли гистерезиса многократно увеличивается по сравнению с площадью петли и мягкого и жесткого магнетика.

Проведенные с микроскопическим гамильтонианом для коллективизированных электронов самосогласованные расчеты величин и направлений магнитных моментов мягкого магнетика позволили построить обратимую часть петли гистерезиса спиновой пружины как при изменении величины поля, приложенного вдоль или перпендикулярно оси легкого намагничивания жесткого магнетика, так и при изменении направления поля, когда его величина остается постоянной [5,6]. Проведенные расчеты воспроизводят все характерные особенности процесса перемагничивания спиновых пружин.

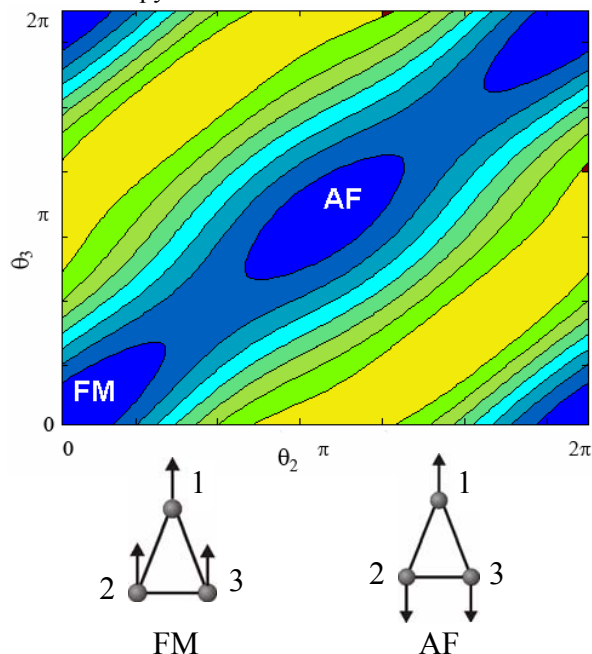


Рис.1 Зависимость энергии тримера железа от углов, между моментами атомов 1 и 2, θ_2 , и атомов 1 и 3, θ_3 . Внизу – магнитные конфигурации соответствующие основному и метастабильному состояниям тримера.

Особый интерес представляет поведение в магнитном поле малых магнитных кластеров на проводящей поверхности, поскольку их можно рассматривать как прототип элементов магнитной памяти. Для кластера, состоящего из 3 атомов железа, адсорбированных на металлической поверхности, на рис. 1 приведена карта зависимости энергии от углов, задающих направления магнитных моментов, локализованных на атомах кластера. «Ферромагнитно» (FM) и «антиферромагнитно» (AF) упорядоченные конфигурации моментов, изображенные в нижней части рисунка, отвечают основному и метастабильному состояниям класте-

ра, причем то, какое из этих состояний является основным, зависит от геометрии тримера.

Если основное состояние AF, то внешним полем оно может быть переведено в FM и останется в нем после выключения поля. Кластер может находиться в двух устойчивых состояниях и, таким образом, служить для хранения информации. Отметим, что полный момент кластера в FM состоянии существенно больше, чем в AF.

В отличие от Fe, тримеры Cr и Mn в основном состоянии неколлинеарны. В равностороннем тримере углы между магнитными моментами составляют 120° . Однако, в магнитном поле и для них появляется два состояния – основное и метастабильное, отличающиеся величиной полного магнитного момента кластера. При изменении величины внешнего поля энергии этих состояний меняются по-разному, и метастабильное состояние может перейти в основное [7].

Для определения устойчивости самосогласованных магнитных решений был развит аналог теории переходного состояния для магнитных систем. В рамках такого подхода можно оценить характерное время жизни системы в основном или метастабильном состоянии при конечной температуре.

Остановимся в заключение на более сложном сценарии поведения магнитного кластера Fe в присутствии адсорбированных вблизи кластера на металлической поверхности атомов водорода. Расчеты показали, что адсорбированный водород понижает энергию системы, образуя связанное состояние. При определенных расстояниях между атомами тримера основное состояние кластера FM, но при адсорбции водорода оно может смениться на AF. Если систему поместить в достаточно сильное внешнее магнитное поле, основное состояние опять станет FM. При этом энергия связи атома водорода уменьшается. Таким образом, внешним магнитным полем можно управлять энергией связи адсорбированных атомов водорода.

Работа поддержана грантом РФФИ 07-02-01065 и программы АБЦП 2.1.1/4215

- [1] R. Hafner, D. Spišák, R. Lorenz, J. Hafner, Phys. Rev. B **65**, 184432 (2002).
- [2] V.M. Uzdin, C. Demangeat, J. Phys. : Condens. Matter. **18**, 2717 (2006).
- [3] O. Krupin, E. Rotenberg, S.D. Kevan, Phys. Rev. Lett., **99**, 147208 (2007).
- [4] A. Remhof et al., Ruhr Universität Bochum, Experiment. Phys. IV, Annual Report 2005, p. 20
- [5] V.M. Uzdin, A. Vega, Phys. Rev. B **77**, 134446 (2008).
- [6] V.M. Uzdin, A. Vega, Nanotechnology **19**, 315401 (2008).
- [7] S.V. Uzdin, V.M. Uzdin, C. Demangeat, Comp. Mat. Sci. **17**, 441 (2000).

Магнитное строение эпитаксиальных структур из Fe (001) в переходной области размеров

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

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Московская область, Ногинский район, г. Черноголовка, ул. Институтская, д. 6
e-mail: fomin@iptm.ru

Микро - и наноструктурные ферромагнитные элементы имеют широкое применение в качестве элементов магнитной памяти, магнитных сенсоров, а также в качестве составляющих компонентов спин-вентильных структур, в том числе, спиновых инжекторов и детекторов [1].

В этой работе методами магнитосиловой микроскопии (МСМ) и микромагнитных расчетов было исследовано магнитное строение микроструктур из эпитаксиальных пленок Fe (001) толщиной 100 нм в форме прямоугольников в зависимости от размеров и ориентации относительно кристаллографических осей в диапазоне размеров от 200 нм до 20 мкм. Микроструктуры изготавливались из эпитаксиальных пленок Fe (001), выращенных методом импульсного лазерного испарения в сверхвысоком вакууме на подложках из монокристаллического сапфира (R-плоскость) с подслоем молибдена (001) толщиной 10 нм по субтрактивной технологии, включая изготовление маски из алюминия поверх пленки металла с использованием электронной литографии, последующего ионного травления и

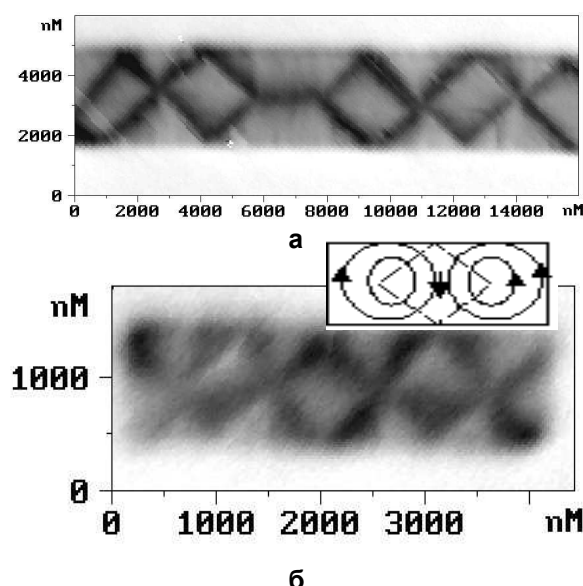


Рис. 1. Доменное (а) и вихревое (б) строение микроструктур, ориентированных вдоль ОЛН

химического удаления материала маски. Для изучения магнитного строения использовался МСМ, реализованный на базе прибора P47 Solver

NTMDT. В качестве МСМ зондов применялись

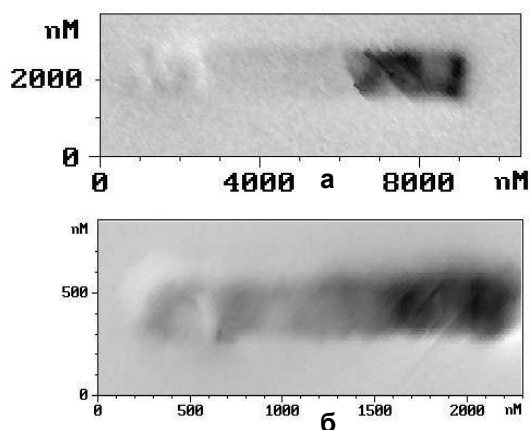


Рис. 2. Состояние с большой остаточной намагниченностью (а) и квазиоднодоменное состояние (б) при ориентации микроструктур, вдоль ОЛН

стандартные кремниевые кантилеверы, на которые в качестве магнитного покрытия наносилась пленка железа толщиной 50 нм. Для интерпретации экспериментальных результатов использовался микромагнитный расчет с помощью программы oomf [2] и численная симуляция МСМ изображения по результатам расчета.

Для микроструктур, ориентированных вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН) обычно наблюдается магнитное строение в виде последовательности круговых вихрей намагниченности с противоположным кручением (рис. 1) [3]. Последовательность вихрей с противоположным кручением может нарушаться. В этом случае образуются два магнитных домена противоположной направленности вдоль ОЛН со 180° доменной стенкой Блоха (структура Ландау). При уменьшении ширины до менее 0,5 мкм реализуются квазиоднодоменные состояния (рис. 2б). Если отношение длины к ширине больше 4, то большая часть структуры намагничена в одном направлении (рис. 2а). Такого вида магнитное строение представляет практический интерес с точки зрения создания спиновых инжекторов и детекторов, поскольку в ее средней части можно контролировать однородную поляризацию спина.

Магнитное строение микроструктур, ориентированных вдоль оси трудного

намагничивания в плоскости подложки (под 45° к ОЛН), как было найдено, может быть двух типов: в виде меандра [4] (рис. 3) и в виде круговых и

к ширине большим 4 квазиоднодоменные состояния не были выявлены.

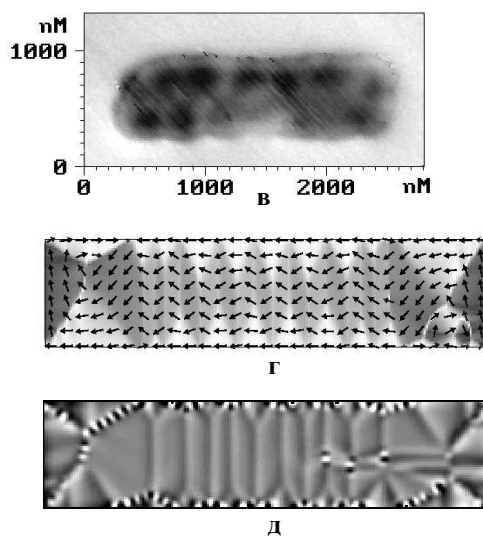
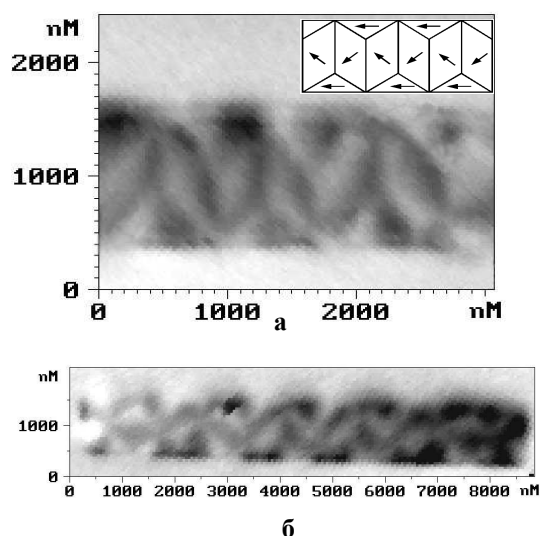


Рис. 3. MCM контраст меандровой структуры а, б, в), на вставке (а) схематичное изображение, г) результат расчета распределения намагниченности, д) смоделированный MCM контраст

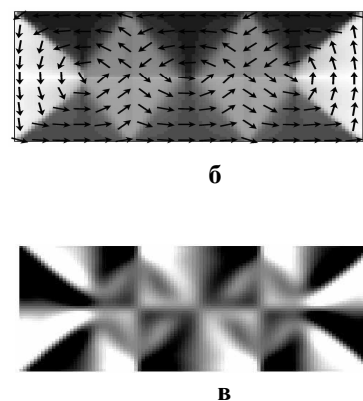
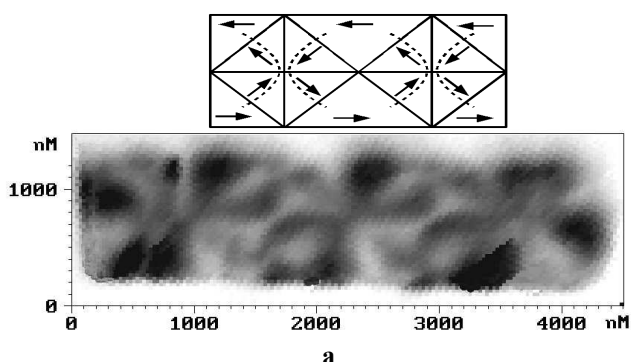


Рис. 4. Круговые и гиперболические вихри (antivortex), а) MCM контраст (на вставке схематичное изображение распределения намагниченности) б) результат расчета распределения намагниченности, в) смоделированный MCM контраст.

гиперболических вихрей (рис. 4). В том и другом случае векторы намагниченности образуют угол близкий к 45° относительно длинной оси микроструктуры, стремясь быть направленными вдоль ОЛН. Магнитное строение в виде круговых и гиперболических вихрей для микроструктур Fe(001) было ранее неизвестно. Структура в виде гиперболических вихрей должна обладать меньшей магнитостатической энергией, чем меандровая, поскольку ее суммарный магнитный момент равен нулю. Для меандровой структуры суммарный магнитный момент отличен от нуля. Магнитное строение, в виде круговых и гиперболических вихрей, можно интерпретировать как структуру Ландау с доменной стенкой с поперечными связями. При уменьшении размеров прямоугольных микроструктур, ориентированных под углом 45° к ОЛН, с шириной 0,5 мкм и отношением длины

Полученные результаты позволяют управлять магнитным строением микроструктур из эпитаксиального железа (001) за счет правильного выбора их формы, и кристаллографической ориентации

- [1] F. J. Jedema, et al, Nature 416, 713 (2002)
- [2] <http://math.nist.gov/oommf>
- [3] M. Hanson et al, Phys. Rev. B, 66, 144419(2002)
- [4] S.G. Kim et al, J.M.M.M. 198, 200 (1999)
- [5] Hanson et al, J. Appl. Phys., **85**, 2793 (1999)

Пространственная и спиновая динамика в системе двух квантовых точек со спин-орбитальным взаимодействием

Д.В. Хомицкий¹, Е.Я. Шерман²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, 603950 Нижний Новгород, Россия. E-mail: khomitsky@phys.unn.ru

² Department of Physics and Institute for Optical Sciences, University of Toronto, 60 St. George Street, Toronto, Ontario M5S 1A7, Canada

Известно, что при наличии спин-орбитального взаимодействия (СОВ) пространственное движение частицы в наноструктуре влияет также на ее спиновую динамику. В настоящее время задача о классической [1] и квантовой [2,3] динамике частицы в одномерном потенциале с двойной ямой, моделирующем потенциальную энергию в системе двух квантовых точек, подробно исследована лишь в отсутствие СОВ. Спиновые же свойства частицы рассматривались в основном в задачах с внешним магнитным полем, а СОВ в системе двух квантовых точек со степенным потенциалом не учитывалось. Можно отметить работы, где рассматривался учет его влияния на стационарные свойства системы двух параболических ям [4] и системы с двумя прямоугольными ямами, разделенными барьером [5]. Между тем данная динамическая задача представляет большой интерес для достижения одной из главных практических целей физики наноструктур в целом и спинтроники в частности – а именно, совместному управлению спиновыми и зарядовыми степенями свободы в наноструктурах [6].

В данной работе исследуется задача о квазиклассической пространственной и спиновой динамике в одномерной системе из двух квантовых точек при наличии СОВ Дрессельхауза в форме $\beta\sigma_x p_x$, постоянного магнитного поля H_z и переменного электрического поля $E(t)$. Гамильтониан задачи имеет вид ($\hbar = 1$)

$$H_{1D} = \frac{p_x^2}{2m} + \beta\sigma_x p_x + \frac{1}{2}g\mu_B\sigma_z H_z + U(x) - eE(t)x, \quad (1)$$

где одномерный потенциал системы двух квантовых точек с высотой барьера между ними $U_0 = 25 \text{ meV}$ и расстоянием между их центрами $2d = 200\sqrt{2} \text{ nm}$ выбран нами в виде $U(x) = U_0 \left(-2(x/d)^2 + (x/d)^4 \right)$. Динамика переменной $X(t)$ определяется коммутатором

$\dot{X} = i[H_{1D}, X]$, что при учете релаксации импульса с характерным временем τ_p приводит к следующей системе уравнений движения для пространственных и спиновых степеней свободы:

$$\begin{cases} \dot{x} = p_x/m + \beta\sigma_x \\ \dot{p}_x = -\partial U/\partial x + eE(t) - p_x/\tau_p \\ \dot{\sigma}_x = -g\mu_B H \sigma_y \\ \dot{\sigma}_y = -2\beta p_x \sigma_z + g\mu_B H \sigma_x \\ \dot{\sigma}_z = 2\beta p_x \sigma_y \end{cases} \quad (2)$$

Исследованы различные режимы эволюции решений системы (2) с начальными условиями $x(0) = -1$ и $\sigma_x(0) = \sigma_y(0) = 0$, $\sigma_z(0) = 1$, что отвечает частице в левой квантовой яме со спином вверх. Вначале рассматривается воздействие электрического поля $E(t)$ на частоте зеемановского спинового резонанса в магнитном поле $H_z = 4 \text{ T}$ и $\tau_p = 5 \text{ ps}$ для системы на основе GaAs с $m = 0.067 m_0$,

$g = -0.45$ и $\beta = 0.2 \cdot 10^{-9} \text{ eV} \cdot \text{cm}$. Обнаружено, что частота Раби спиновых осцилляций $\sigma_z(t)$ связана с величиной максимального импульса частицы, что может быть использовано для установления новых механизмов управления спином и передачи информации. На рис.1(а) показан пример эволюции $\sigma_z(t)$ на частоте Раби, а на рис.1(б) изображен фазовый портрет $(\sigma_y(t), \sigma_z(t))$ для амплитуды электрического поля $E_0 = 2.55 \text{ kV/cm}$, когда электрон совершает колебания в потенциальной яме левой квантовой точки. Характер динамики меняется при $E_0 = 2.6 \text{ kV/cm}$, когда электрон уже может преодолеть потенциальный барьер, как это видно на рис.1(в,г). Во всех случаях вклад на частоте Раби в спектре ярко выражен при построении Фурье-преобразования $|\sigma_z(\omega)|^2$, показанного на вставке к рис.1(в).

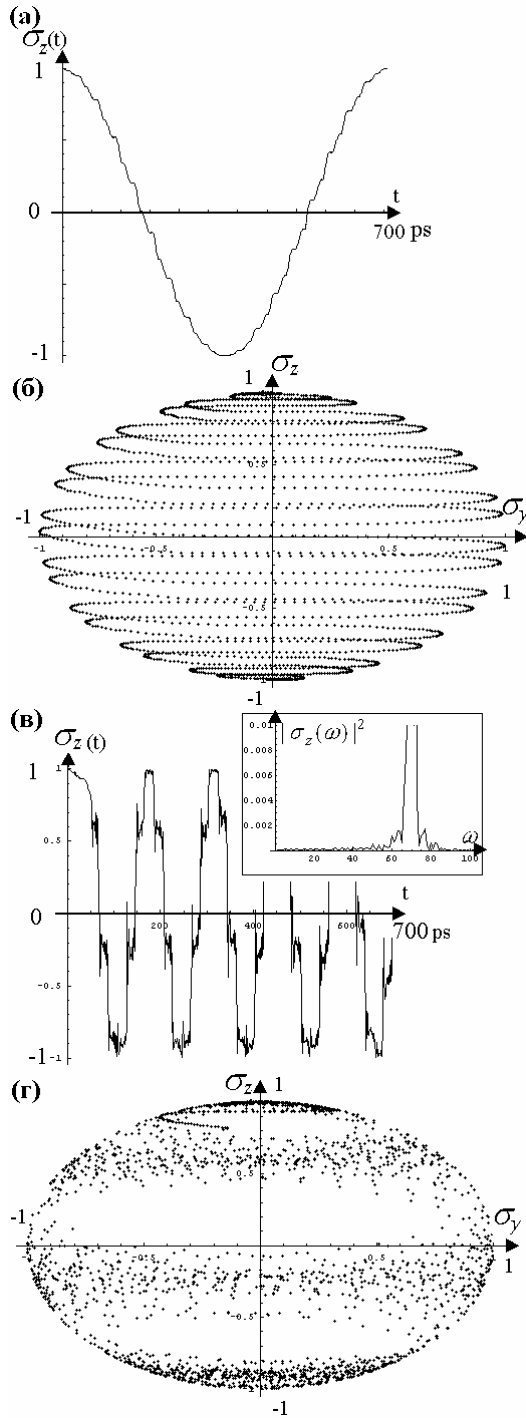


Рис.1. Решения системы (2): (а) эволюция $\sigma_z(t)$ с частотой Раби, (б) фазовый портрет $(\sigma_y(t), \sigma_z(t))$ для $E_0 = 2.55$ kV/cm, когда электрон совершает колебания в потенциальной яме левой квантовой точки; (в,г) то же для $E_0 = 2.6$ kV/cm, когда электрон преодолевает барьер. Пик на частоте Раби виден на Фурье-преобразовании для $\sigma_z(t)$ (вставка).

Если поле $E(t)$ имеет частоту ω_0 колебаний вблизи дна одиночной ямы, то преодолеть потенциальный барьер с переворотом спина при тех же значениях электрического поля можно в более широкой

структуре с $2d = 400\sqrt{2}$ nm, как это показано на рис.2(а), где спектр колебаний имеет пик на частоте ω_0 (вставка). Фазовый портрет на рис.2(б) демонстрирует асимметрию, связанную с несимметричным характером потенциала $U(x)$ относительно центра ямы.

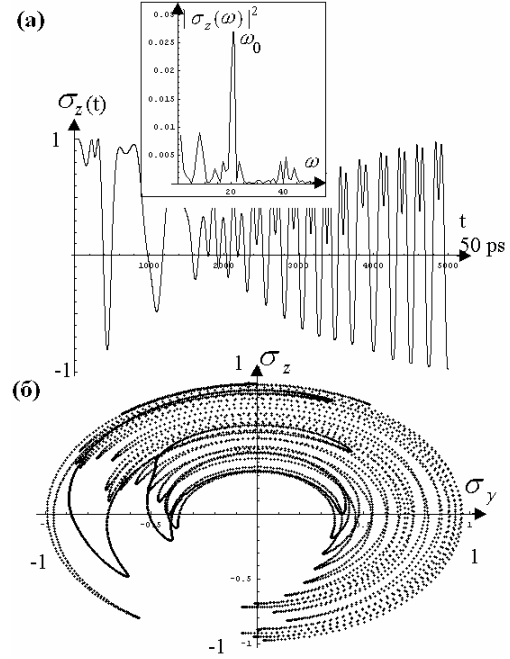


Рис.2 (а) эволюция $\sigma_z(t)$; (б) фазовый портрет $(\sigma_y(t), \sigma_z(t))$ для $E_0 = 2.0$ kV/cm в более широкой структуре с $2d = 400\sqrt{2}$ nm. Спектр колебания имеет пик на частоте колебаний у дна ямы (вставка).

Также исследовалось воздействие на систему коротких (длительностью порядка $(2-12)/\omega_0$) электрических импульсов с частотой заполнения ω_0 . Обнаружено влияние СОВ на конечные (после релаксации импульса) значения координаты и спина в зависимости от длительности импульса и величины магнитного поля. Исследованные в работе особенности динамики подчеркивают роль СОВ для управления эволюцией спина электрона в потенциале двух квантовых точек. Работа поддержана Программой РНП Минобрнауки РФ и РФФИ.

- [1] L.E. Reichl and W.M. Zheng, Phys. Rev. A **29**, 2186 (1984).
- [2] W.A. Lin and L.E. Ballentine, Phys. Rev. A **45**, 3637 (1992).
- [3] L.E. Ballentine, Phys. Rev. A **70**, 032111 (2004).
- [4] P. Stano and J. Fabian, Phys. Rev. B **72**, 155410 (2005).
- [5] C.L. Romano, P.I. Tamborenea, and S.E. Ulloa, Phys. Rev. B **74**, 155433 (2006).
- [6] I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).

Динамика намагничивания кристаллов молекулярных магнитов циркулярно-поляризованной электромагнитной волной миллиметрового диапазона

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 настоящее время молекулярные магниты активно исследуются как теоретически, так и экспериментально [1]. В частности, большой интерес представляет изучение взаимодействий этих кристаллов с переменными полями [2,3], что позволяет получать информацию о временах релаксации спиновой системы кристаллов, а также генерация молекулярными магнитами электромагнитного излучения миллиметрового диапазона [4] и радиодиапазона [5]. Обратим внимание на интересную работу [3], в ней экспериментально обнаружено вращение плоскости поляризации электромагнитной волны миллиметрового диапазона в кристалле молекулярных магнитов $Mn_{12}Ac$ во внешнем магнитном поле (эффект Фарадея).

Кристалл $Mn_{12}Ac$ состоит 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 $Mn_{12}Ac$ очень слабая) все энергетические уровни молекулы дважды вырождены $E_m = -Dm^2$ ($m=S, S-1, \dots, -S$), S – спин магнитной молекулы.

В настоящей работе мы рассматриваем в резонансном приближении намагничивание кристалла молекулярных магнитов циркулярно-поляризованной электромагнитной волной миллиметрового диапазона. Частота волны ω близка к частоте перехода ω_{21} между нижними дублетами $m=\pm S$ и $m=\pm(S-1)$ молекулярного магнита (рис.1).

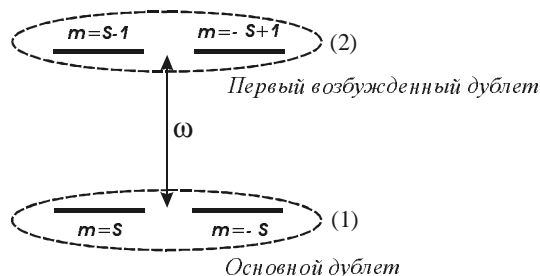


Рис.1 Два нижних дублета магнитной молекулы.

Полагаем, что волна распространяется вдоль оси z (легкой оси анизотропии молекулы). Оператор магнитодипольного взаимодействия магнитной молекулы с электромагнитной волной имеет вид:

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

где g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, H – амплитуда магнитного поля электромагнитной волны. 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.

Для описания поведения кристалла магнитных молекул в резонансной электромагнитной волне будем использовать матрицу плотности. Матричные элементы которой удовлетворяют следующей системе уравнений (полагаем, что температура низкая, то есть подавляющее число молекул находятся на двух нижних уровнях $m=\pm S$ $T < 10K$) [6]:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= -(i/\hbar)(V_{12}\rho_{21} - \rho_{12}V_{21}) + \rho_{22}W_{12} - \rho_{11}W_{21} \\ \dot{\rho}_{12} &= (i\omega_{21} - \gamma_{12})\rho_{12} - (i/\hbar)V_{12}(\rho_{22} - \rho_{11}), \\ \rho_{11} + \rho_{22} &= 1, \end{aligned} \quad (2)$$

здесь γ_{12} – константа релаксации недиагонального элемента матрицы плотности ρ_{12} ($\rho_{12} = \rho_{21}^*$); W_{12} – вероятность перехода из состояния 2 в состояние 1, по предположению о малости температур $W_{12} \gg W_{21}$ (γ_{12} и W_{12} описывают взаимодействие магнитной молекулы с термостатом).

Частота электромагнитной волны ω близка к частоте перехода ω_{21} , следовательно, можно искать решение системы уравнений (2) в приближении вращающейся волны:

$$\rho_{12}(t) = \tilde{\rho}_{12}(t) \exp(i\omega t),$$

где $\tilde{\rho}_{12}(t)$ – медленная функция t на периоде осцилляции поля электромагнитной волны $2\pi/\omega$. Обозначим действительную часть элемента $\tilde{\rho}_{12}$ за A , а мнимую часть – за B , тогда из системы уравнений (2) получаем:

$$\begin{aligned} \dot{A} &= -A\gamma_{12} + B\Delta + \rho_{11}2\Omega \cos(\varphi) - \Omega \cos(\varphi), \\ \dot{B} &= -A\Delta - B\gamma_{12} + \rho_{11}2\Omega(1 + \sin(\varphi)) - \Omega(1 + \sin(\varphi)), \\ \dot{\rho}_{11} &= -A2\Omega \cos(\varphi) - B2\Omega(1 + \sin(\varphi)) + \\ &\quad - \rho_{11}W_{12} + W_{12}, \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь введены обозначения

$$\Omega = \frac{g\mu_B H_0 \sqrt{S/2}}{2\hbar},$$

$$\Delta = \omega - \omega_{21},$$

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

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

где H_0 - амплитуда магнитного поля волны, φ - фаза, которая связывает компоненты вектора магнитного поля волны. Система уравнений (3) написана для состояний с положительными m , система уравнений для состояний с отрицательными m может быть получена из (3) путем изменения знака у Ω на противоположный и замены $(1+\sin(\varphi))$ на $(\sin(\varphi)-1)$.

Решение системы (3) для элемента $\rho_{11}^{(+)}$ в приближении единого времени релаксации ($\gamma_{12}=W_{12}=\gamma$) имеет вид:

$$\rho_{11}^{(+)} = \frac{\gamma^2 + \Delta^2 + 4\Omega^2(1+\sin\varphi)}{\gamma^2 + R^2} + \frac{4\Omega^2(1+\sin\varphi)}{\gamma^2 + R^2} \times \left[\cos(Rt) + \frac{\gamma}{R} \sin(Rt) \right] \exp(-\gamma t). \quad (4)$$

$$R = (\Delta^2 + 8\Omega^2(1+\sin\varphi))^{1/2}$$

Обратим внимание, что при $\gamma_{12}=0$, $\Delta=0$ населенность нижнего уровня осциллирует, изменяясь от нуля до единицы:

$$\rho_{11}^{(+)} = \frac{1}{2} [1 + \cos(\sqrt{8(1+\sin\varphi)\Omega}t)],$$

это хорошо известное поведение населенности, называемое осцилляциями Раби.

При прохождении эллиптически-поляризованной волны через кристалл возникает намагниченность, которая находится по формуле:

$$M_z = ng\mu_B (\rho_{11}^{(+)} - \rho_{11}^{(-)}), \quad (5)$$

где n - концентрация магнитных молекул. Для круговой поляризации ($\varphi=\pi/2$) возникающая намагниченность максимальна:

$$M_z = ng\mu_B \frac{4\Omega^2}{\gamma^2 + \Delta^2 + 16\Omega^2} \times \left[\left(\cos(Rt) + \frac{\gamma}{R} \sin(Rt) \right) \exp(-\gamma t) - 1 \right]. \quad (6)$$

Из формулы (6) видно, что за время $\sim 1/\gamma$, намагниченность выходит на постоянное значение (рис.2).

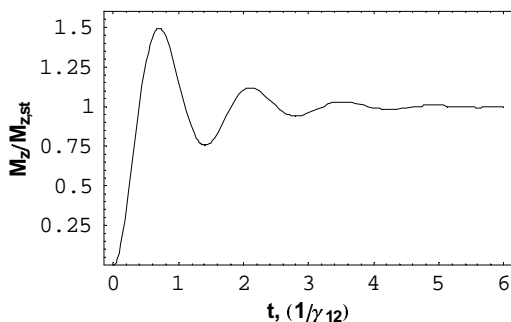


Рис.2 Намагниченность кристалла от времени. ($\Delta=4\gamma_{12}$, $W_{12}=\gamma_{12}=2\Omega$). $M_{z,ST}$ - намагниченность при $t \gg 1/\gamma_{12}$.

Рассмотрим теперь случай точного резонанса $\Delta=0$. Точный резонанс может быть достигнут, например, путем наложения постоянного магнитного поля вдоль оси z , которое снимет вырождение, собственные частоты при этом изменятся. Пусть с волной взаимодействуют молекулы с положительным m , тогда намагниченность кристалла может быть найдена по формуле (предполагая низкую температуру $T < \hbar\omega_{21}/k_B$):

$$M_z = \frac{ng\mu_B \Omega^2 (1 + \sin\varphi)}{(\gamma_{12}W_{12} + 8\Omega^2(1 + \sin\varphi))} \times \left\{ -2 + \left[\left(\frac{\gamma_{12} + W_{12}}{2K} + 1 \right) e^{\left(-\frac{\gamma_{12} + W_{12}}{2} + K \right)t} - \left(\frac{\gamma_{12} + W_{12}}{2K} - 1 \right) e^{\left(-\frac{\gamma_{12} + W_{12}}{2} - K \right)t} \right] \right\}, \quad (7)$$

$$K = ((\gamma_{12} - W_{12})^2 / 4 - 8\Omega^2(1 + \sin\varphi))^{1/2}.$$

Из (7) видно, что намагниченность выходит на постоянное значение, определяемое первым слагаемым в фигурных скобках (рис.3).

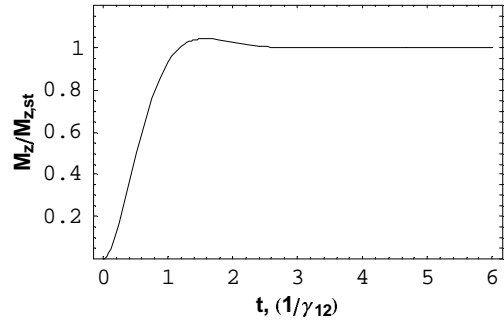


Рис.3 Зависимость намагниченности от времени. ($\Delta=0$, $W_{12}=\gamma_{12}=4\Omega$)

Работа поддержана грантом Минобрнауки РФ (грант АВЦП «Развитие потенциала высшей школы 2009-2010гг.», РНП 2.1.1.2686) и грантом РФФИ 09-02-00447.

- [1] D. Gatteschi, R. Sessoli, J. Villain, Molecular Nanomagnets (Oxford Univ. Press, Oxford, 2006).
- [2] F. Macia, J. Lawrence, S. Hill, J.M.Hernandez, J.Tejada, P.V. Santos, C. Lampropoulos, and G. Christou, Phys. Rev. B 77, 020403(R) (2008).
- [3] J. van Slageren, S. Vongtragool, A. Mukhin, B. Gorshunov, and M. Dressel, Phys. Rev. B 72, 020401 (2005).
- [4] J.Tejada, E.M.Chudnovsky, J.M.Hernandez and R.Amigo, Appl. Phys. Lett. 84, 2373 (2004).
- [5] I.D. Tokman, V.I. Pozdnjakova, G.A. Vugalter, and A.V. Shvetsov, Phys. Rev. B 77, 094414 (2008).
- [6] Блум К., Теория матрицы плотности и ее приложения. М.: Мир, 1983.

Влияние магнитострикции на переключение проводимости в системе ферромагнетик-полимер-немагнитный металл

А. Н. Лачинов, Н.В. Воробьева, А.А. Лачинов

Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, пр. Октября, 151, г. Уфа, Россия

e-mail: lachinov@anrb.ru

Целью настоящей работы явилось изучение влияния магнитострикции на гигантское магнитосопротивление (ГМС) в системе ферромагнетик-полимер-немагнитный металл. Гигантское магнитосопротивление в этой системе, впервые наблюдалось несколько лет назад [1, 2]. Особенностью ГМС является большое (до 8-ми порядков) при комнатной температуре относительное изменение сопротивления системы при достижении магнитным полем определенного порогового значения. В работах [1-3] это пороговое поле не превышало 180 мТ. В работах [4, 5] показана возможность управления пороговым магнитным полем путем изменения внешних условий реализации явления. Однако в структуре, использующей тонкую полимерную пленку, склонную к разбиению на отдельные электропроводящие домены (шнурованию тока) возникает вопрос о качестве контактирования с металлическим электродом. Если такой контакт нарушается по какой-либо причине во внешнем магнитном поле, то следствием этого будет большое изменение электропроводности. Критический анализ накопленных экспериментальных результатов показал, что необходимо специально рассмотреть влияние двух явлений – пондеромоторных сил и магнитострикции ферромагнитного электрода. Особое значение этот вопрос приобретает в связи с известной чувствительностью электропроводности используемых полимеров к малому одноосному давлению [6]

Влияние пондеромоторных сил учитывается в методике проведения экспериментов и исключено надежным креплением образца на полюсе электромагнита, однако вопрос о магнитострикции ферромагнитного электрода является более сложным.

Исследование роли магнитострикционных деформаций в ферромагнитном электроде было проведено путем прямого измерения относительного изменения его магнитострикции в процессе измерения гигантского магнитосопротивления в экспериментальной структуре никель-полимер-медь.

Для регистрации деформаций был использован полупроводниковый линейный тензорезистор из сульфида самария серии SmS – О – ВЛ (производитель - компания «СМС-тензо», ФТИ С.-Петербург), предназначенный для проведения измерений в магнитном поле. Измерения проводились мостовым методом.

Тензорезистор наклеивался на свободную от полимерного слоя часть ферромагнитной подложки. Основные гальваномагнитные явления исключались путем повторения измерений при смене направления электрического тока через тензорезистор (положение каждой точки усреднялось для разных направлений протекающего тока).

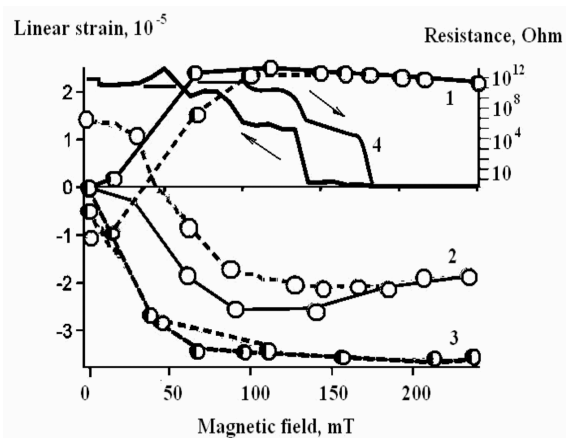


Рис.1. Зависимости приведенной относительной деформации пластины из поликристаллического никеля от величины внешнего магнитного поля. 1 – поперечная магнитострикция, поле в плоскости поверхности пластины перпендикулярно тензорезистору, 2 – поперечная магнитострикция, поле перпендикулярно плоскости образца и тензорезистору, 3 – продольная магнитострикция, поле в плоскости поверхности пластины параллельно тензорезистору. Сплошные линии – прямой ход (магнитное поле увеличивается), пунктир – обратный ход (магнитное поле уменьшается). 4 – зависимость обратимого изменения сопротивления полидифенилфталидной пленки на никелевой подложке от величины магнитного поля (показано стрелками).

Результаты измерений линейной магнитострикции представлены на рис. 1. Кривые изменения линейной магнитострикции были получены при ориентации тензорезистора параллельно магнитному полю (продольная магнитострикция, направление в плоскости) и поперек магнитного поля в двух направления (поперечная магнитострикция). Поперечная магнитострикция измерена для ориентации поля в плоскости образца, а также перпендикулярно плоскости образца. Эти два направления для

поперечной магнитострикции являются принципиально различными, так как плоскость крепления датчика является границей тонкой пластины, а процессы намагничивания вдоль или поперек плоскости тонкой пластины существенно отличаются вследствие проявления эффекта формы [7].

Значение сигнала с измерительного моста фиксировалось при непрерывном возрастании внешнего магнитного поля и последующем его убывании (как и в эксперименте на рис. 1). Продольная магнитострикция (магнитное поле направлено вдоль линейного тензорезистора) в плоскости образца (рис.1, кривые 3) является отрицательной и сравнимой по величине с известными данными [8]. При ориентации внешнего магнитного поля в плоскости пластины-подложки перпендикулярно линейному тензорезистору магнитострикция положительна, что также типично для таких измерений (рис. 1, кривые 1). При направлении внешнего магнитного поля перпендикулярно плоскости пластины-подложки магнитострикция отрицательна (рис. 1, кривые 2).

На этом же рисунке представлены типичные результаты измерения эффекта гигантского магнитосопротивления в структуре Ni-полимер-Cu для случая положительного коэффициента ГМС. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости образца. Значение магнитного поля, при котором происходило максимальное изменение сопротивления системы, находится в интервале значений часто регистрируемых на аналогичных образцах: 100 – 180 mT.

Анализ кривых, представленных на рис. 1, показывает, что магнитострикция исследованных образцов хорошо регистрируется во всем диапазоне магнитных полей. Однако можно выделить две области, в которых изменение магнитострикции ведет себя по-разному. При малых полях до 60 mT наблюдается существенное приращение деформации ферромагнетика. Подчеркнем, что относительно полимерной пленки это тангенциальные сдвиговые деформации направленные вдоль границы раздела металл-полимер. Обращает на себя внимание тот факт, что область изменения деформаций ферромагнетика, вызванная магнитострикцией ограничена магнитными полями, величина которых значительно меньше тех, при которых обычно регистрируется ГМС.

В связи с этим, можно утверждать, что изменение магнитострикционных деформаций ферромагнитной подложки в плоскости, на которую нанесен слой полимера не может быть причиной влияющей столь существенным образом на проводимость полимерной пленки.

Необходимо также обсудить вопрос о магнитострикционных деформациях, направленных перпендикулярно плоскости подложки. В настоящей работе не удалось

измерить их непосредственно с помощью тензорезисторов, так как пластина никеля была довольно тонкой (толщина около 1 mm). В принципе, деформации, обусловленные поперечной магнитострикцией, могут инициировать переключение проводимости за счет изменения давления на полимер. Хорошо известна высокая чувствительность электропроводности тонких пленок полидифениленфталида к одноосному давлению, направленному перпендикулярно к поверхности пленки [6]. Однако известно, что магнитострикция никеля отрицательна [8], и потому в рассматриваемом случае при возрастании магнитного поля должно происходить уменьшение давления электрода на полимерную пленку. В рассматриваемом варианте ГМС с положительным коэффициентом образец находится в низкопроводящем исходном состоянии. Следовательно, уменьшение давления может привести лишь к уменьшению электропроводности, но не к ее увеличению, в соответствии со всем известным накопленным к настоящему времени опытом [9].

Суммируя представленные результаты можно утверждать, что магнитострикционные явления не оказывают существенного влияния на проявление гигантского магнитосопротивления в структуре Ni-полимер-Cu.

Данная работа была выполнена при поддержке программы Президиума РАН №18 «Фундаментальные принципы создания и исследования новых веществ и материалов для молекулярной электроники и спинтроники» и гранта РФФИ № 08-02-12042-офи.

- [1] Воробьева Н.В., Лачинов А.Н., Логинов Б.А., Поверхность. 2006, № 5, с. 22.
- [2] Лачинов А.Н., Воробьева Н.В., Лачинов А.А., Письма в ЖЭТФ, 2006, т. 84, № 11, с. 720.
- [3] Lachinov A.N., Vorobieva N.V., Lachinov A.A., Mol. Cryst. Liq. Cryst., 2007, v. 467, p. 135.
- [4] Воробьева Н.В., Лачинов А.Н., Genoe J., Лачинов А.А., Логинов Б.А., Нанотехника, 2008, № 3 (15), с. 3.
- [5] Воробьева Н.В., Лачинов А.Н., Genoe J., Лачинов А.А., Материалы симпозиума «Нанозифика и нанозлектроника». Н. Новгород. 10- 14 марта 2008 г., т. 1, с. 110.
- [6] Лачинов А.Н., Жеребов А.Ю., Корнилов В.М. ЖЭТФ, 1992, т.102, №1(7), с.187.
- [7] Osborn J.A., Phys. Rev. B, 1945, v. 57, № 11-12, p. 351.
- [8] Вонсовский С.В., Магнетизм, Москва, Наука, 1971, с. 920.
- [9] Лачинов А.Н., Воробьева Н.В., УФН, 2006, т. 176, № 12, с. 1249.

Аномально высокая проводимость границы раздела между полимерными плёнками полидифениленфталида

А.Н. Лачинов¹, К.Н. Югай²

¹ Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Уфа

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

e-mail: lachinov@anrb.ru

В работах [1-8] была обнаружена высокая проводимость границы раздела изолятор/изолятор, нормальный металл/изолятор, полупроводник/полупроводник вплоть до сверхпроводимости.

Эксперименты показали, что проводимость границы полимерная плёнка/полимерная плёнка на несколько порядков выше проводимости поверхности однослойной полимерной плёнки. В работе были использованы полимеры класса полиарилефталидов, строение которых характеризуется наличием боковых фталидных групп, обладающих заметным дипольным моментом. Ширина запрещенной зоны этих полимеров около 4,2 эВ. Пленки толщиной от 50 нм до 500 нм отливались методом центрифугирования из раствора в органическом растворителе. Были проведены измерения температурной зависимости проводимости,

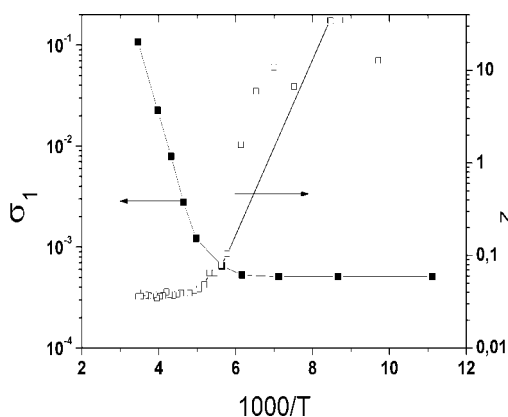


Рис. 1. Температурные зависимости проводимости интерфейса полимер/полимер. σ_1 – измеренные двухзондовым методом, σ_2 – измеренные по четырехзондовому методу.

эффект Холла. Также исследовано влияние материала металлических электродов, химического строения полимеров и состава окружающей атмосферы на электрофизические параметры интерфейса полимер/полимер. Установлено, что подвижность носителей заряда достигает величин $1 - 10 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ (в объеме подвижность не превышает $10^{-5} \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$). Оценка удельной электропроводности дает значение $\sim 1 (\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$ (объемная $< 10^{-12} (\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$). Характер температурной зависимости проводимости металлический – при уменьшении температуры

проводимость существенно возрастает (Рис.1). Исследована особенность инжекции носителей заряда из электродов в двумерный слой. Обнаружено сильное влияние химического строения полимеров на транспортные свойства интерфейса, также как состава атмосферы окружающей среды.

Представим простейшую модель интерфейса полимер/полимер, состоящую из молекул с перекрывающимися молекулярными орбиталями между соседними молекулами. Мы рассмотрим невырожденные перекрывающиеся орбитали с одинаковой энергией. Двумерность рассматриваемой системы позволяет предположить, что её проводимость будет определяться движением электронов по этим перекрывающимся орбиталям. Тогда уравнение Дайсона для запаздывающей функции Грина можно записать в виде:

$$G^R = (E_0 S - F - \Sigma_L^R - \Sigma_R^R + i\eta)^{-1}, \quad (1)$$

где E_0 – энергия электрона на перекрывающихся орбиталях, S – матрица перекрытия, F – матрица Фока, Σ_L^R и Σ_R^R – собственно энергетические части левого и правого электрода соответственно. Однако уравнение (1) может быть справедливо в случае, когда цепочка перекрывающихся орбиталей не обрывается из-за дефекта структуры. Допустим, что эта цепочка N раз прерывается. Тогда переход электрона с одного берега обрыва на другую осуществляется в результате туннелирования. Ток через такой обрыв можно рассчитать следующим образом:

$$I(t) = -e \langle \dot{N}_l(t) \rangle = -\frac{ie}{\hbar} \langle [H, N_l(t)] \rangle, \quad (2)$$

где $N_l = \sum_n a_n^+ a_n$ – оператор числа частиц

левого берега обрыва, a_n^+ и a_n – соответственно операторы рождения и уничтожения электрона в состоянии n , $H = H_l + H_r + H_T$.

Уравнение (2) может быть записано в виде:

$$I(t) = \frac{2e}{\hbar} \text{Re} \left\{ \sum_{n,m} T_{nm} G_{mn}^<(t,t) \right\}, \quad (3)$$

где $G_{mn}^<(t,t') = i \langle a_n^+(t') c_m(t) \rangle$ – функция Грина в формулировке Келдыша, $c_m(t)$ – оператор уничтожения на правом берегу обрыва.

При наличии разности потенциалов $V_k(t)$ между берегами k -го обрыва ток будет равен $I(t) = V_k(t)/R_k$, где сопротивление обрыва R определяется формулой:

$$R_k = \frac{\hbar}{\pi e^2 D_l^k D_r^k |T_{lr}^k|^2}, \quad (4)$$

где D_l^k и D_r^k - плотности состояний соответственно левой и правой молекулы в состоянии с энергией E_0 на k -м обрыве. При наличии N обрывов сопротивление цепочки $R = N \langle R_0 \rangle$, где $\langle R_0 \rangle$ - среднее сопротивление одного обрыва. Таким образом, чем меньше обрывов цепочки перекрывающихся орбиталей, т. е. чем меньше дефектов структуры интерфейса, тем больше его проводимость. При $N=0$ движение электрона по цепочке перекрывающихся орбиталей будет, очевидно, бездиссипативным.

Авторы выражают искреннюю благодарность Рахмееву Р.Г., Салихову Р.Б. и Гадиеву Р. М. за помощь в проведении измерений и плодотворные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН №18, проект ««Органические полимерные материалы для транспортных слоев в спинтронике», а также частично грантами РФФИ №№ 08-03-99008, 08-08-00959, 08-02-97003.

- [1] A. Ohtomo and H.Y. Hwang. Nature, **427**, 423 (2004).
- [2] G. Herranz, M. Basletic, M. Bibes, C. Carretero, E. Tafta, E. Jacquet, K. Bouzehouane, C. Deranlot, A. Hamzic, J.-M. Broto, A. Barthelemy, A. Fert. Phys.Rev.Lett., **98**, 216803 (2007).
- [3] N. Reyren, S. Thiel, A.D. Caviglia, L.F. Kourkoutis, G. Hammerl, C. Richter, C.W. Schneider, T. Kopp, A.-S. Rüetschi, D. Jaccard, M. Gabay, D.A. Muller, J.-M. Triscone, J. Mannhart. Science, **317**, 1196 (2007).
- [4] A. Gozar, G. Logvenov, L.F. Kourkoutis, A.T. Bollinger, L.A. Giannuzzi, D.A. Muller, I. Bozovic. Nature, **455**, 782 (2008).
- [5] N.Ya. Fogel, E.I. Buchstab, Yu.V. Bomze, O.I. Yuzepovich, M.Yu. Mikhailov, A.Yu. Sipatov, E.A. Pashitskii, R.I. Shekhter, M. Jonson. Phys.Rev.B., **73**, 161306 (2006).
- [6] H. Alves, A.S. Molinari, H. Xie, A.F. Morpurgo. Nature Materials, **7**, 574 (2008).
- [7] V.M. Loktev and Yu.G. Pogorelov. Phys.Rev.B., **78**, 180501 (2008).
- [8] V. Koerting, Q. Yuan, P.J. Hirschfeld, T. Kopp, J. Mannhart. Phys.Rev.B., **71**, 104510 (2005).

Оценка уровня шума из результатов измерений квантовых осцилляций постоянного напряжения

В.Л. Гуртовой, А.В. Никулов, В.А. Тулин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,
142432 г. Черноголовка, Россия. e-mail: nikulov@ipmt-hpm.ac.ru

Вследствие квантования Бора, вдоль окружности кольца, находящегося в сверхпроводящем состоянии, должен течь устойчивый ток I_p (persistent current [1]). Знак и величина I_p , соответствующего минимальной энергии, периодически изменяются $I_p(\Phi/\Phi_0)$ в магнитном поле B с периодом $B_0 = \Phi_0/S = \Phi_0/\pi r^2$, соответствующим кванту потока $\Phi_0 = \pi\hbar/e$ внутри кольца радиусом r . Согласно теории [2,3] и экспериментальным результатам [4-6] незатухающий ток $I_p(\Phi/\Phi_0)$ может наблюдаться и в критической области сверхпроводящего перехода, при ненулевом сопротивлении $R > 0$, благодаря термическим флуктуациям [7]. В работе [8] было показано, что на сегментах асимметричных колец может наблюдаться разность потенциалов с постоянной составляющей $V_p(\Phi/\Phi_0) \propto \langle I_p \rangle(\Phi/\Phi_0) = I_{p,A}2 \langle n \rangle(\Phi/\Phi_0)$, как следствие переключения кольца между сверхпроводящими состояниями с разной связностью волновой функции. Измерения, проведенные на асимметричном алюминиевом кольце [9], подтвердили возможность наблюдения осцилляций $V_p(\Phi/\Phi_0)$. Данный результат, свидетельствующий о превращении мощности хаотических шумов в упорядоченную мощность постоянного тока, благодаря направленному равновесному движению, делает

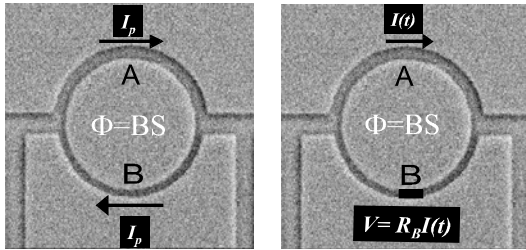


Рис.1. Переключение кольца между сверхпроводящими состояниями с различной связностью. Когда все сегменты кольца находятся в сверхпроводящем состоянии (показано слева), по кольцу должен течь устойчивый ток I_p . При переходе одного из сегментов I_B кольца в нормальное состояние (обозначено черным прямоугольником справа) с сопротивлением R_B , в течение времени затухания тока $\tau_{re} = L/R_B$, должна наблюдаться разность потенциалов $V = R_B I(t) = R_B I_p \exp(-t/\tau_{re})$. При переключении I_B с частотой ω_{sw} должна наблюдаться постоянная составляющая V : $V_p \approx \omega_{sw} L \langle I_p \rangle$ при $\omega_{sw} \tau_{re} \ll 1$ и $V_p \approx R_B \langle I_p \rangle$ при $\omega_{sw} \tau_{re} \gg 1$ [8].

систему асимметричных сверхпроводящих колец перспективным датчиком шумов [10].

При амплитуде устойчивого $I_{p,A}(T) = I_{p,A}(0)(1 - T/T_c)$ тока близкой к величине критического тока $I_c(T) = I_c(0)(1 - T/T_c)^{3/2}$ шум даже малой интенсивности может вызвать переключения кольца между сверхпроводящими состояниями с разной связностью волновой функции, Рис.1. Это должно индуцировать постоянную разность потенциалов $V_p(\Phi/\Phi_0)$, амплитуда V_A осцилляций которой определяется не амплитудой шума, а амплитудой устойчивого тока $I_{p,A}$. Детектирование шума должно быть наиболее эффективным в идеальном случае, при $I_{p,A}$ лишь незначительно меньшем I_c и переключении сегмента только в одной половине кольца, Рис.1. Создание такого идеального детектора шумов является достаточно сложной технологической проблемой. Наши измерения показали, что возможно создать чувствительный детектор шумов по более простой технологии, используя систему последовательно соединенных асимметричных сверхпроводящих колец. Несмотря на отличие параметров такой системы от идеального случая удастся детектировать шумов достаточно малой интенсивности.

При величине критического тока $I_c(T)$ заметно превышающей амплитуду устойчивого тока $I_{p,A}(T)$ квантовые осцилляции $V_p(\Phi/\Phi_0)$ наблюдаются при амплитуде $I_0 > I_{0,c}$ шума или переменного тока $I_{ac} = I_0 \sin(2\pi f t)$ близкой к $I_c(T)$ [11]. Зависимость амплитуда V_A от I_0 немонотонна с максимумом $V_{A,max}$ при $I_0 = I_{0,max}$ [11]. Величины $I_{0,c}$, $I_{0,max}$, $V_{A,max}$, стремятся к нулевому значению с приближением к температуре сверхпроводящего перехода T_c [12], в соответствии с уменьшением критического тока $I_c(T) = I_c(0)(1 - T/T_c)^{3/2}$ и $I_{p,A}(T) = I_{p,A}(0)(1 - T/T_c)$. Поэтому чем ближе к T_c тем при меньшей амплитуде $I_0 \approx I_c(0)(1 - T/T_c)^{3/2}$ можно наблюдать осцилляции $V_p(\Phi/\Phi_0)$. Уменьшение амплитуды V_A осцилляций $V_{dc}(\Phi/\Phi_0) \propto \langle I_p \rangle(\Phi/\Phi_0)$, с уменьшением $I_{p,A}(T)$, может быть компенсировано при использовании системы последовательно соединенных колец, так как постоянное напряжения складывается в такой системе [11,12].

Наши измерения показали, что система всего из 110 последовательно соединенных колец из алюминия, с не очень малой величиной $I_c(0) \approx 700$ мкА, небольшой величиной $I_{p,A}(0) \approx 50$ мкА и разбросом T_c колец в интервале $1.35 - 1.38$

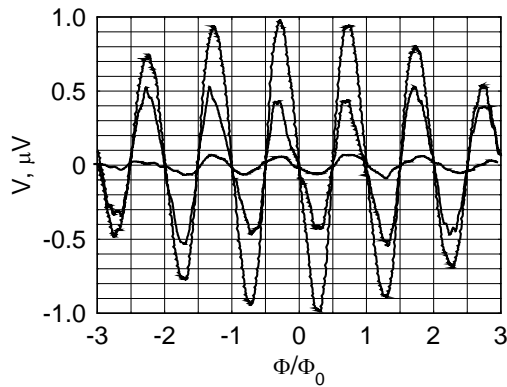


Рис.2. Квантовые осцилляции постоянного напряжения, индуцированного на системы 110 колец $r \approx 1$ мкм, $d \approx 30$ нм, $w_n \approx 0.2$ мкм, $w_w \approx 0.4$ мкм внешним переменным током частотой $f = 1$ кГц и амплитудой $I_0 = 60$ нА; 150 нА; 200 нА при температуре $T = 1.354$ К.

K может быть использована для реального контроля уровня шумов в измерительной системе. В работе [13] наблюдались осцилляции $V_p(\Phi/\Phi_0)$ амплитудой до 600 нВ (5 нВ на одно кольцо), индуцированные неконтролируемыми шумами нашей измерительной системы, при температурах соответствующих резистивному переходу. Дополнительные меры по экранировке позволили уменьшить максимум амплитуды наблюдаемых осцилляций вначале до $V_{A,max} \approx 150$ нВ, а затем до $V_{A,max} \leq 20$ нВ (≤ 0.2 нВ на одно кольцо). Зависимость амплитуды осцилляций $V_p(\Phi/\Phi_0)$, Рис.2, от контролируемой амплитуды шума или переменного тока и температуры, Рис.3, позволяет прокалибровать систему колец как датчик шумов. Максимум $V_{A,max}$ немонотонной температурной зависимости

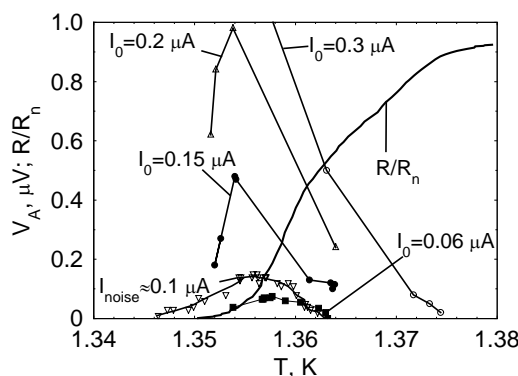


Рис.3. Температурная зависимость амплитуды V_A квантовых осцилляций $V_p(\Phi/\Phi_0)$ индуцированного внешним переменным током с амплитудой $I_0 = 0.3$ мА; 0.2 мА; 0.15 мА; 0.06 мА и шумом с $I_{noise} \approx 0.1$ мА на системе 110 колец на фоне ее резистивного перехода R/R_n . Сопротивление в нормальном состоянии $R_n \approx 960$ Ом или $R_n/110 = 8.7$ Ом на одно кольцо.

амплитуды V_A осцилляций, Рис.2, смещается в меньшие температуры с увеличением амплитуды I_0 переменного тока или шума, Рис.3. Это согласуется с уменьшением как $I_{p,A}(T)$, так и $I_{p,A}(T)$ с понижением температуры. Согласно полученной калибровке, уровень шумов до первого улучшения экранировки соответствовал амплитуде по току $I_0 \approx 0.2$ мА, после первого улучшения $I_0 \approx 0.1$ мА и после второго $I_0 < 0.04$ мА. Это достаточно низкий уровень шумов. Для сравнения отметим, что полная мощность равновесного шума Найквиста $W_{Nyq} = (k_B T)^2 / \hbar \approx 3.5 \cdot 10^{-12}$ Вт при данной температуре $T \approx 1.35$ К соответствует току $I_{noise} \approx 2$ мА в каждом кольце системы при $R_{lr} < I_{noise}^2 \approx 3.5 \cdot 10^{-12}$ Вт и сопротивлении одного кольца $R_{lr} \approx 1$ Ом, измеряем при данной температуре. Это не значит, что мы уже достигли уровня равновесных шумов. Время релаксации к равновесному сверхпроводящему состоянию, возрастающее вблизи T_c , обрезает сверху спектр шумов которые могут быть детектированы. Дальнейшее увеличения чувствительности может быть достигнуто увеличением числа колец и улучшением их параметров.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект 08-02-99042-р-офи, программы ОИТВС РАН в рамках проекта "Квантовый бит на основе микро и наноструктур с металлической проводимостью", и программы Президиума РАН «Квантовые наноструктуры».

- [1] J. M. Blatt, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 82 (1961).
- [2] И.О. Кулик, *ЖЭТФ* **58**, 2171 (1970).
- [3] F. von Oppen and E. K. Riedel, *Phys. Rev. B* **46**, 3203 (1992).
- [4] W. A. Little and R. D. Parks, *Phys. Rev. Lett.*, **9**, 9 (1962).
- [5] X. Zhang and J. C. Price, *Phys. Rev. B* **55**, 3128 (1997).
- [6] N.C. Koshnick et al., *Science* **318**, 1440 (2007).
- [7] A.V. Nikulov, *Phys. Rev. B* **64**, 012505 (2001)
- [8] A.V. Nikulov and I.N. Zhilyaev, *J. Low Temp. Phys.* **112**, 227 (1998).
- [9] С.В. Дубонос, В.И. Кузнецов, А.В. Никулов, В.А. Тулин, Тезисы докладов Всероссийской научно-технической конференции "Микро - и нано-электроника 2001", т.2, Р2-25 (2001); S.V. Dubonos, V.I. Kuznetsov, and A.V. Nikulov, Proceedings of 10th International Symposium "NANOSTRUCTURES: Physics and Technology", St Petersburg: Ioffe Institute, p. 350 (2002).
- [10] V. Gurtovoi et al., *Proc. SPIE Vol.* **6260**, Micro- and nanoelectronics – 2005, p. 62600T1 (2006).
- [11] С.В. Дубонос и др., *Письма в ЖЭТФ* **77**, 439 (2003).
- [12] В.Л.Гуртовой и др., *ЖЭТФ* **132**, 1320 (2007).
- [13] А.А. Бурлаков и др., *Письма в ЖЭТФ* **86**, 589 (2007).

Исследование логических операций в распределенных динамических кубитах.

Н.В. Клёнов, В. К. Корнев, А.В. Шарафиев

МГУ им. Ломоносова, физический факультет, Москва, Ленинские горы, 1.

e-mail: cryo268a.phys.msu.ru

1. Введение.

Недавно в работах [1]-[2] была предложена концепция распределенных динамических квантовых битов (кубитов), обеспечивающих перемещение квантово-механических состояний в пространстве. Такие системы могут быть положены в основу шин данных перспективного квантового компьютера. Под квантовым битом (кубитом) здесь и далее мы понимаем состояние двухуровневой квантовомеханической системы, когерентную суперпозицию её базисных уровней, а не физический прибор, эту систему реализующий. В качестве же базового элемента распределённого динамического кубита предлагается использовать двухконтактный сверхпроводящий квантовый интерферометр с отрицательной взаимной индуктивностью его плеч (negative SQUID – nSQUID).

В данной работе детально исследуется квантово-механическое поведение отдельного nSQUIDA, изучаются возможности проведения над ним логических операций и осуществления измерений его состояний. Кроме того, в работе описано динамическое поведение цепочки специальным образом соединенных nSQUIDов и продемонстрирована возможность перемещения определенных состояний системы в пространстве.

2. Одиночный nSQUID.

Как было показано в работе [1], рассматриваемая система описывается гамильтонианом:

$$\hat{H} = -E_Q \left(\frac{\partial^2}{\partial \varphi_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial \varphi_2^2} \right) + E_J \left[\left(\frac{(\varphi_+ - \varphi_c)^2}{l_+} + \frac{(\varphi_- - \varphi_c)^2}{l_-} \right) - 2 \cos \varphi_+ \cos \varphi_- \right],$$

где $\varphi_{1,2}$ – фазы джозефсоновских переходов, φ_{\pm} – их сумма/разность, Φ_0 – квант магнитного потока,

$\varphi_c = 2\pi\Phi_c/\Phi_0$ – внешний поток, $l_{\pm} = l(1 \pm m)$, $l = 2\pi L I_C / \Phi_0$, $m = M/L$ – нормированные значения собственной и взаимной индуктивностей плеч интерферометра, φ_c – разность фаз между верхней и нижней точками интерферометра (между центральной точкой и землёй). Были найдены уровни энергии для такой системы [3] и получены условия на параметры nSQUIDA l и m , при которых в качестве двух базисных уровней можно использовать основное расщеплённое состояние.

Было исследовано влияние внешнего магнитного потока и тока смещения на потенциал и энергетический спектр nSQUIDA, что позволило предложить механизм управления состояниями кубита, проиллюстрированный на рис.1. Элементарные логические однокубитные операции NOT и «сдвиг фазы» могут быть представлены как повороты вектора в пространстве Блоха, описывающего состояние кубита, вокруг осей X и Z соответственно. А приложенный магнитный поток φ_c и ток смещения I_b , как видно из рис. 1, независимо изменяют асимметрию потенциала g и величину энергетической щели между базисными уровнями Δ (т.е. соответствующие коэффициенты Стокса в разложении гамильтониана по матрицам Паули). Оценка характерных времён, требуемых для проведения операций даёт значения порядка $\tau_Z(\pi) \sim 0.5$ нс для «сдвига фазы» на величину π (приложение тока смещения) и $\tau_X(\pi) \sim 0.03$ нс для осуществления операции NOT (приложение внешнего потока).

Учет в рамках теории возмущений влияния магнитного потока на волновую функцию кубита позволяет продемонстрировать принципиальную возможность измерения состояния кубита. Как видно из рис. 2, для симметричного потенциала в кубите отсутствует круговой ток, зависящий от его состояния. Однако, создавая асимметрию

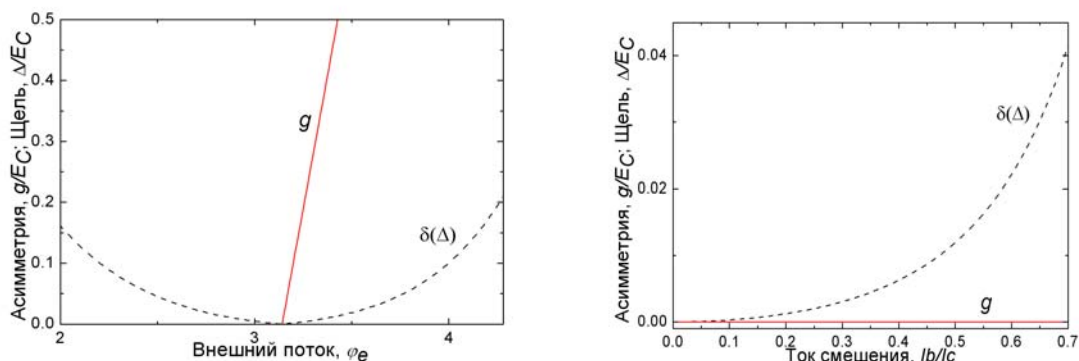
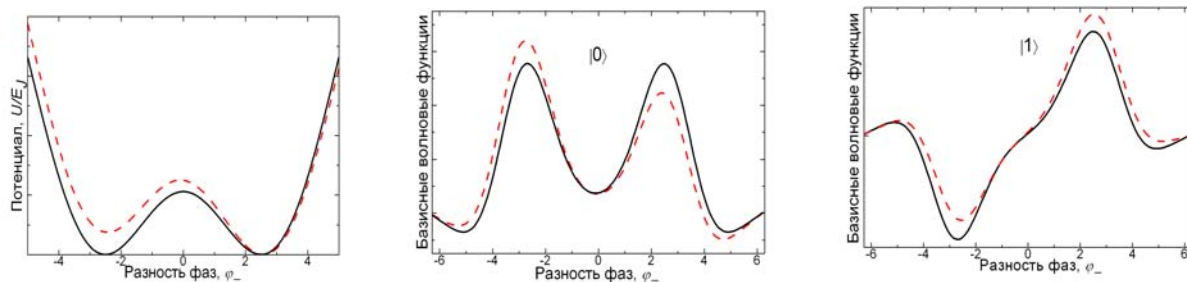


Рис. 1. Зависимость асимметрии потенциала g и величины энергетической щели между базисными уровнями Δ от приложенного магнитного потока φ_c (слева) и тока смещения I_b (справа).



(а) (б) (в)
Рис. 2. Потенциальная энергия рассматриваемого nSQUIDa (а), а также волновые функции двух базисных состояний кубита. Сплошные линии соответствуют случаю симметричного потенциала, штриховые линии показывают влияние на вид потенциала и волновых функций дополнительно приложенного внешнего магнитного потока ϕ_e . Видно, что такой поток ϕ_e для состояний $|0\rangle$ и $|1\rangle$ ведет к увеличению вероятности обнаружить систему в левой и правой потенциальной яме соответственно.

потенциала при помощи приложенного магнитного потока, мы можем создавать и зависящий от состояния круговой ток, величина которого может быть измерена для получения информации о состоянии кубита.

3. Цепочка nSQUIDов.

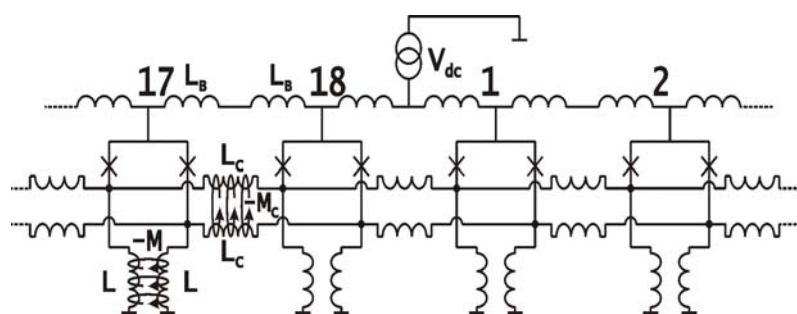
Далее, с помощью программного комплекса PSCAN [4], в классическом режиме исследовалась цепочка специальным образом соединенных nSQUIDов, представленная на рис. 3а. Трансфер квантовой информации, на который в перспективе нацелена эта схема, подразумевает существование режимов, в которых двухъямный потенциал последовательно создается в каждом из скивдов цепи. Такой режим работы для данной схемы был подобран. В нём каждая элементарная ячейка периодически проходит через состояния, соответствующие одноямному и двухъямному потенциалу, что иллюстрирует рис. 3б. На нём представлена зависимость от времени разностной фазы для выбранного nSQUIDa, причём в области «А» значению фазы соответствует двухъямный потенциал, а в области «В» – одноямный.

Кроме того, исследование этой схемы показало, что при проведении логических операций над конкретной ячейкой вовсе не обязательно прикладывать необходимое внешнее влияние именно к ней. Мы можем, например, выделить в длинной цепи ячейки, на которые и будет оказываться внешнее воздействие (прикладываться внешний поток или ток смещения), и результат этих воздействий будет определять вид потенциала

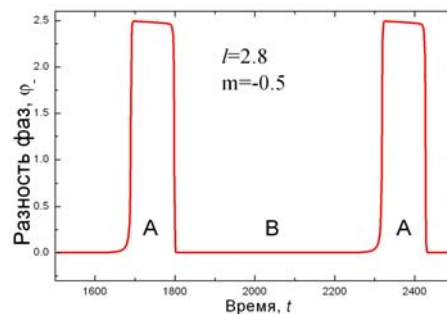
в удаленной ячейке, в которой и будет производиться измерение состояния. Таким образом, описанная схема позволяет производить «удалённые» манипуляции над потенциалом и состоянием выбранной ячейки, что вкупе с результатами анализа квантово-механического поведения отдельного nSQUIDa, позволяет рассматривать её как перспективную основу для создания распределённых динамических кубитов.

Литература.

- [1] V.K. Semenov, G. V. Danilov and D. V. Averin, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 13, no. 2, pp.938-943, 2003.
- [2] V. K. Semenov, G. V. Danilov, and D. V. Averin, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 17, no. 2, 2007.
- [3] N. V. Klenov, V. K. Kornev and A. V. Sharafiev, *Extended abstracts of 8th Int. Workshop of Low Temp. Electronics (WOLTE-8)*, Jena/Gabelbach, Germany, June 22-25, 2008, pp. 85-86
- [4] V. K. Kornev, A. V. Arzumanov, *Inst. Physics Conf. Ser.*, No 158, IOP Publishing Ltd, pp. 627-630, 1997.



(а)



(б)

Рис. 3. (а) – схема исследуемой цепочки nSQUIDов (б) – зависимость разности фаз одного из скивдов цепи от времени. Состоянию «А» соответствует двухъямный потенциал системы, состоянию «В» – одноямный.

Локализованная сверхпроводимость в мезоскопических гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик

А.Ю. Аладышкин^{1,2}, N. Schildermans², J. van de Vondel²,
A.V. Silhanek², V.V. Moshchalkov²

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

² INPAC – Institute for Nanoscale Physics and Chemistry, Nanoscale Superconductivity and Magnetism and Pulsed Fields Group, K.U.Leuven, Celestijnenlaan 200D, B–3001 Leuven, Belgium
e-mail: aladyshkin@ipm.sci-nnov.ru

Введение. В докладе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований особенностей зарождения сверхпроводимости в сверхпроводящих (S) дисках малых размеров (с радиусом R_s порядка длины когерентности ξ), помещенных в неоднородное магнитное поле, создаваемое ферромагнитной (F) частицей [1-4]. Мы предполагаем, что сверхпроводник отделен от ферромагнетика тонким слоем изолятора, поэтому электромагнитное взаимодействие оказывается доминирующим, а вкладом обменного взаимодействия можно пренебречь.

Вопрос о зарождении сверхпроводимости в сверхпроводниках второго рода сводится к задаче на собственные функции основного состояния Ψ_0 и собственные значения E_0 уравнения, аналогичного уравнению Шрёдингера

$$-\left[\nabla - \frac{2\pi i}{\Phi_0}(\vec{A} + \vec{a})\right]^2 \Psi = E\Psi. \quad (1)$$

Здесь следующие обозначения: Ψ – эффективная волновая функция куперовских пар (параметр порядка), $E = (1/\xi_0^2)(1 - T/T_{c0})$, $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$ – квант магнитного потока, $\vec{A} = [\vec{H} \times \vec{r}]/2$ – векторный потенциал внешнего однородного магнитного поля H , \vec{a} – векторный потенциал неоднородной компоненты магнитного поля, создаваемого ферромагнетиком, ξ_0 – длина когерентности при $T=0$, T_{c0} – критическая температура сверхпроводника при $B=0$. В аксиально-симметричных системах сверхпроводимость возникает в виде многоквантовых вихрей, для которых $\Psi(r, \theta, z) = f(r, z)e^{iL\theta}$, где L – угловой момент куперовских пар (завихренность) и (r, θ, z) – цилиндрическая система координат. В этом случае (1) принимает вид

$$-\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} + \left(\frac{\pi}{\Phi_0} H r + \frac{2\pi}{\Phi_0} a_\theta(r, z) - \frac{L}{r} \right)^2 f = E f \quad (2)$$

с граничным условием $\partial f / \partial n = 0$, где n – вектор нормали к поверхности сверхпроводника.

Теория. Мы предполагали, что F диск радиуса R_f обладает перпендикулярной магнитной анизотропией и намагниченностью, не зависящей от H . Были рассмотрены два предельных случая $R_f \ll R_s$ и $R_f = R_s$ [5]. Для рассматриваемых

мезоскопических гибридных систем S/F возможны различные режимы формирования сверхпроводимости:

(i) появление волновой функции с максимумом, расположенным вблизи края сверхпроводящего образца,

(ii) появление сверхпроводимости вдали от края сверхпроводящего образца вблизи минимума $|b_z(x, y) + H|$ благодаря эффекту локальной компенсации «встроенного» неоднородного магнитного поля $b_z(x, y)$, создаваемого ферромагнетиком, приложенным полем $\vec{H} = H\vec{z}_0$ [1].

Таким образом, в S/F системах с цилиндрически симметричным магнитным полем сверхпроводимость всегда возникает в кольцеобразной области с радиусом, определяемым либо латеральным размером сверхпроводящего диска R_s , либо пространственными масштабами неоднородного магнитного поля. Реализация конкретного режима зависит от H , R_s и параметров неоднородного магнитного поля, однако для достаточно больших по модулю значений H всегда реализуется поверхностная сверхпроводимость. Индуцированные внешним магнитным полем H переключения между вихревыми состояниями с разной завихренностью L соответствуют изломам на зависимости критической температуры $T_c = T_{c0}(1 - \xi_0^2 \min E)$ от H (эффект Литтла-Паркса). Мы показали, что неоднородное магнитное поле, создаваемое ферромагнетиком, позволяет контролировать переключения между экзотическими вихревыми состояниями в мезоскопических сверхпроводниках и управлять формой кривой фазового перехода $T_c(H)$. Следует отметить, что период ΔH и амплитуда осцилляций критической температуры ΔT_c могут существенно изменяться при смене режима зарождения сверхпроводимости, т.к. величины ΔH и ΔT_c определяются потоком поля H через сверхпроводящий контур, возникающий в нормальной матрице.

Для гибридной S/F системы, состоящей из малой ферромагнитной частицы ($R_f \ll R_s$), находящейся на конечной высоте $h \ll R_s$ над поверхностью сверхпроводящего диска, распределение поля совпадает с полем рассеяния магнитного диполя, т.е. z -компонента поля имеет максимум в центре диска и стремится к нулю при увеличении r . Мы показали, что в такой системе период и амплитуда осцилляций T_c резко уменьшаются

при смене режима зарождения, что связано со скачкообразным перемещением максимума Ψ из точки $r=0$ на край диска (т.е. $r=R_s$) [2,3].

Для гибридной системы, состоящей из сверхпроводящего и ферромагнитного дисков одинакового радиуса ($R_f=R_s$), также существует диапазон H , в котором поверхностная сверхпроводимость будет эффективно подавлена [4]. Действительно, усиление b_z -компоненты поля, индуцированного однородно намагниченным диском вблизи края гибридной структуры, может способствовать локализации волновой функции в центральной части образца. Для данной S/F системы смена режима зарождения сверхпроводимости проявляется в основном как изменение наклона огибающей $T_c(H)$. Как и следовало ожидать, максимальный наклон огибающей $T_c(H)$ соответствует тем значениям H , в котором сверхпроводимость возникает в центре образца (рис. 1).

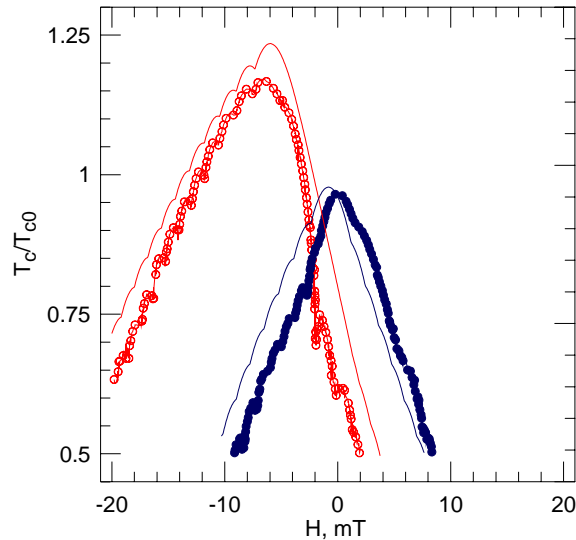


Рис.1. Кривые фазового перехода $T_c(H)$, полученные экспериментально для мезоскопической гибридной структуры Al/CoPt, в которой ферромагнитный CoPt диск был предварительно намагничен ($^\circ$) и размагничен (\bullet). Критическая температура T_c определялась согласно критерию $R(H, T_c) = 0.1 R_N$ (R_N – сопротивление образца в нормальном состоянии). Сплошные линии являются решением уравнения (2) с параметрами: $R_s=R_f=825$ нм, $D_s=50$ нм, $D_f=14$ нм, $\xi_0=160$ нм, $T_{c0}=1.275$ К, рассчитанным для однородно намагниченного F диска (слева) и для F диска с концентрической доменной структурой (справа).

Мы показали, что для корректного описания зависимости $T_c(H)$ в мезоскопических S/F системах с мелкомасштабной доменной структурой с периодом сравнимым с ξ_0 необходимо учитывать неоднородность магнитного поля и параметра порядка по толщине S диска. Действительно, быстрое затухание магнитного поля при удалении от ферромагнитной структуры приводит к эффективному ослаблению влияния ферромагнетика в сверхпроводящих образцах ко-

нечной толщины. В противном случае эффект «встроенного» поля в размагниченных S/F структурах может быть существенно переоценен.

Эксперимент. Зарождение сверхпроводимости в планарной гибридной системе, состоящей из сверхпроводящего Al диска и ферромагнитного диска Co/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией было исследовано в работе [4]. Диаметры обоих дисков были одинаковы и равны 1.7 мкм. Наблюдаемое в эксперименте двукратное изменение наклона огибающей зависимости $T_c(H)$ от значения $dT_c/dH \approx T_{c0}/H_{c3}^{(0)}$ до величины $dT_c/dH \approx T_{c0}/H_{c2}^{(0)}$ и обратно при монотонном увеличении H для однородно намагниченного диска (рис. 1) является следствием изменения режима зарождения сверхпроводимости по схеме (i) \Rightarrow (ii) \Rightarrow (i). Здесь введены следующие параметры: $H_{c2}^{(0)} = \Phi_0 / (2\pi \xi_0^2)$ – верхнее критическое поле при $T=0$, $H_{c3}^{(0)} = 1.69 H_{c2}^{(0)}$ – критическое поле поверхностной сверхпроводимости при $T=0$. Как указывают результаты численного счета, отсутствие осцилляций на кривой $T_c(H)$ при $-7 \text{ mT} \leq H \leq -3 \text{ mT}$ соответствует случаю $L=0$ (подавленная поверхностная сверхпроводимость), когда $|\Psi|$ достигает минимума на краю S диска в области с максимальным полем, и поэтому переходы между разными L энергетически невыгодны.

Отметим, что численные решения двумерной задачи (2) с одним и тем же набором материальных параметров довольно хорошо описывают реальные зависимости $T_c(H)$, полученные экспериментально для намагниченных и размагниченных гибридных структур.

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

- [1]. A.Yu. Aladyshkin, A.S. Mel'nikov, D.A. Ryzhov, Journ. Phys.: Cond. Matt., **15**, 6591 (2003).
- [2]. A.Yu. Aladyshkin, D.A. Ryzhov, A.V. Samokhvalov, D.A. Savinov, A.S. Mel'nikov, V.V. Moshchalkov, Phys. Rev. B **75**, 184519 (2007).
- [3]. А.Ю. Аладышкин, А.С. Мельников, Д.А. Рыжов, А.В. Самохвалов, А.А. Фраерман, В. Гилляйнс, А.В. Силанек, В.В. Мошchalkов, Известия РАН: Серия физическая, т. **73**, стр. 8-12 (2009).
- [4]. N. Schildermans, A.Yu. Aladyshkin, A.V. Silhanek, J. van de Vondel, and V.V. Moshchalkov, Phys. Rev. B **77**, 214519 (2008).
- [5]. Случай $R_f \gg R_s$ не представляет особого интереса, поскольку в этом случае магнитное поле внутри сверхпроводника является практически однородным и равным $b_0 = b_z(0,0)$. Как следствие, задача (1) отличается от классической задачи о зарождении сверхпроводимости в однородном внешнем поле лишь заменой $H \rightarrow H + b_0$.

Использование кластерных первичных ионов Bi_3^+ для послойного анализа ВТСП пленок YBaCuO методом ВИМС

М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов, Д.В.Мастеров,

С.А.Павлов, А.Е.Парафин, Г.Л.Пахомов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

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

Элементный анализ пленок высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) методами электронной Оже-спектроскопии и вторично-ионной масс-спектроскопии (ВИМС) представляет собой хорошо изученный процесс. Как правило, основные требования связаны с оптимизацией условий ионного распыления при послойном анализе, обеспечивающих высокое разрешение по глубине и вносящих минимальные искажения стехиометрического состава приповерхностного слоя [1,2]. Однако для многокомпонентных кристаллических пленок со сложной структурой элементарной ячейки элементный анализ еще не дает полной информации о фазовом составе пленок ВТСП. При близком содержании элементов в пленках могут наблюдаться различные кристаллические фазы, существенно изменяющие статические и высокочастотные транспортные свойства пленок [1]. Наиболее распространенные установки динамического ВИМС с квадрупольным и магнитосекторным масс-анализаторами обеспечивают анализ лишь в узком диапазоне масс (1-300 а.е.м.) и не позволяют получать иную информацию, кроме элементного состава. В данной работе используется установка ВИМС с время-пролетным масс-анализатором TOF.SIMS-5 нового поколения. TOF.SIMS-5 позволяет сочетать статический режим анализа поверхности в очень широком диапазоне масс от 1 до 10000 а.е.м. (при анализе импульсным пучком ионов висмута) и динамический режим послойного анализа путем использования дополнительного распыляющего пучка ионов O_2^+ или Cs^+ большой плотности. Возможности такого комбинированного режима ВИМС, сочетающего статический и динамический режимы для анализа химического состава, практически не изучены. В работе приведены результаты исследования пленок ВТСП $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (в дальнейшем YBaCuO) методом ВИМС на установке TOF.SIMS-5.

На рис.1 показано распределение элементов в пленке ВТСП (толщиной 0.1 мкм) выращенной на подложке LaAlO_3 методом магнетронного распыления. Похожие профили были получены для пленки ВТСП на подложке NdGaO_3 . Эти результаты позволяют сделать следующие выводы о составе пленок:

- распределение элементов матрицы однородно по толщине пленок, ширина переходов «пленка-подложка» не превышает 1.5-2 нм;
 - диффузия элементов подложки в пленку незначительна;
 - основные примеси в пленках: Sr, Al, H, C, F;
 - распределение примеси C носит диффузионный характер, спадает от поверхности вглубь пленки.
- Выяснено, что источником примесей Sr и Al является мишень ВТСП, используемая при напылении.

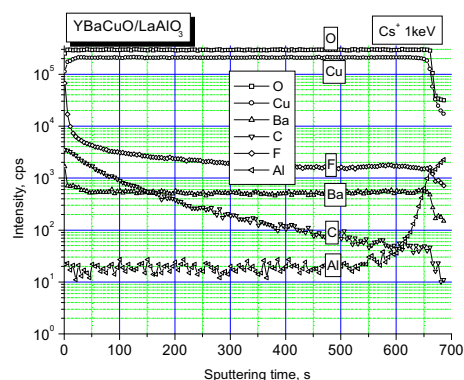


Рис.1. Распределение элементов в пленке YBaCuO на подложке LaAlO_3

Отметим, что данные рис.1 практически совпадают при использовании зондирующих ионов различной массы — Bi_1^+ (с массой 209 а.е.м.) и Bi_3^+ (627 а.е.м.). В то же время, мы обнаружили резкое различие в регистрируемых масс-спектрах вторичных ионов в диапазоне масс от 300 а.е.м. до 700 а.е.м. при использовании ионов Bi_1^+ и Bi_3^+ . В этом диапазоне наблюдаются линии тяжелых кластерных ионов $\text{Y}_1\text{Ba}_k\text{Cu}_l\text{O}_m$. Для пучка первичных ионов Bi_1^+ линии $\text{Y}_1\text{Ba}_k\text{Cu}_l\text{O}_m$ (кроме $k=m=l=1$) в масс-спектрах практически отсутствуют, для Bi_3^+ они сохраняют высокое значение вплоть до $k=2, l=3, m=7$ — рис.2. Еще более сильно выражены линии тяжелых кластерных ионов в положительной моде регистрации вторичных ионов. На рис.3 приведены масс-спектры пленок ВТСП в диапазоне масс 500-1100 а.е.м. с использованием зондирующих ионов Bi_1^+ и Bi_3^+ .

Как видно из рис.3, интенсивность линий тяжелых кластеров при использовании Bi_3^+ в 50-100 раз выше, чем при использовании Bi_1^+ . Профили некоторых кластерных ионов для Bi_3^+

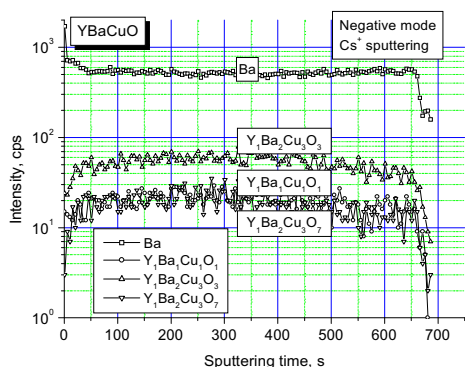


Рис.2 Распределение кластерных ионов в пленке ВТСП при использовании Bi_3^+

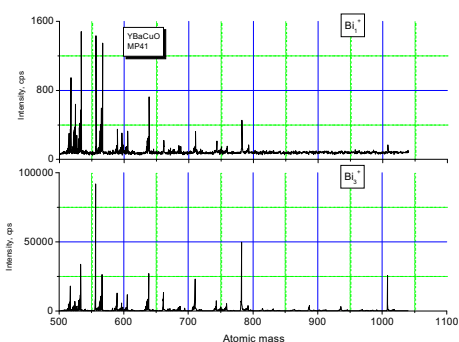


Рис.3 Масс-спектры пленки ВТСП в диапазоне масс 500-1100а.е.м. с использованием Bi_1^+ и Bi_3^+

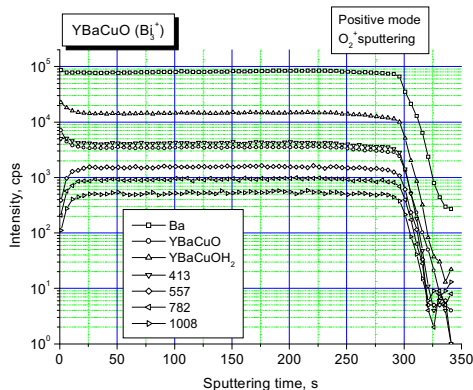


Рис.4 Распределение комплексных кластерных ионов в положительной моде регистрации при использовании Bi_3^+

приведены на рис.4. Следует отметить, что в положительной моде регистрации наиболее сильные линии в масс-спектре уже не совпадают прямо с составом элементарной ячейки, как для отрицательной моды на рис.2. Интенсивность линии YBaCuOH_2^+ примерно в 5 раз превышает линию YBaCuO^+ – рис.4. Линия 413а.е.м. соответствует $\text{Y}_2\text{BaCuO}_2\text{H}_2^+$ и образована, скорее всего, комбинацией кластеров YBaCuOH_2 и YO .

Линия 557а.е.м. соответствует $\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_4\text{H}_2^+$, линии 782а.е.м. и 1008а.е.м. образованы комбинацией этой линии 557а.е.м. с добавлением кластеров Y_2O_3 или $(\text{Y}_2\text{O}_3)_2$, соответственно. Различия в регистрируемых положительных и отрицательных вторичных ионах связаны с особенностями процессов ионизации комплексных ионов [3].

Резкое повышение интенсивности линии вторичных тяжелых комплексных ионов при использовании зондирующих ионов Bi_3^+ вместо Bi_1^+ не может быть объяснено возрастанием массы сталкивающихся частиц. Кластерный ион Bi_3^+ сохраняется как стабильная частица только до первых столкновений в анализируемом объекте, дальнейшее движение в каскаде столкновений продолжают уже отдельные атомы Bi_1^+ . Распыление тяжелых комплексных ионов также не может быть объяснено в рамках стандартной линейной каскадной модели столкновений. Наблюдаемые результаты свидетельствуют о возникновении более сложной картины поверхностной десорбции, соответствующей нелинейной модели тепловых пиков из-за роста плотности движущихся атомов в каскаде.

Наличие комплексных тяжелых кластеров, отвечающих содержанию элементарной ячейки кристалла неорганической структуры или ее фрагментов, является достаточно типичной особенностью в статическом режиме ВИМС [3], практически не разрушающем поверхность из-за малой плотности тока зондирующих ионов. Однако использование дополнительных распыляющих ионных пучков Cs^+ или O_2^+ большой плотности приводит к формированию измененного слоя, в котором все сложные комплексы атомов, как правило, разрушены до атомарного состава. На наш взгляд, наблюдаемые особенности при послойном анализе пленок ВТСП связаны с большой энергией межатомного взаимодействия в материале YBaCuO , образующем ионный кристалл. Полученные данные могут послужить основой для локального анализа стехиометрического состава пленок ВТСП методом ВИМС.

Работа поддерживалась РФФИ, проект 09-02-00389 и программами Президиума РАН.

- [1] M.N.Drozдов, S.V.Gaponov, S.A.Gusev, E.B.Kluev, V.I.Luchin, D.V.Masterov, S.K.Saykov, A.K.Vorobiev. IEEE Trans. on Appl. Supercond. 1999, v.9, №2, p.2371.
- [2] A.K.Воробьев, С.В.Гапонов, М.Н.Дроздов, Е.Б.Клюев, Д.В.Мастеров. ФТТ. 2000, т.42, в.4, с.589.
- [3] L.V.Vaeck, A.Adriaens, R.Gijbels. Mass Spectrometry Reviews, 1999, 18, p.1.

О возможности существования поля макроскопических осцилляторов в двумерном проводнике и его влиянии на сверхпроводящую щель

И.Н.Жиляев

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Институтская 6,
Черноголовка, Московская обл., Россия
e-mail: zhilyaev@ipmt-hpm.ac.ru

В [1] для двумерного проводника с анизотропной поверхностью Ферми в форме близкой к квадрату предложено рассмотреть макроскопические колебания решетки волны зарядовой плотности (ВЗП) в основном состоянии электронной системы. Оптические колебания решетки ВЗП являются плазменными колебаниями в неоднородной электронной плазме. Масштаб их может быть только в окне малой диссипации между длиной свободного пробега электронов и размером шероховатостей границ проводника, т.е. несколько десятков ангстрем. Учет колебаний решетки ВЗП, их взаимодействие с электронами, не принадлежащими ВЗП и электрон-электронного рассеяния приводит к размазке вероятности заполнения одноэлектронных состояний v_k^2 как функции энергии даже при температуре $T = 0$. В результате при переходе в сверхпроводящее состояние не тратится энергия куперовского спаривания на повышение кинетической энергии электронной системы. Оценка сверхпроводящей щели Δ для материала с параметрами, характерными для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) при учете присутствия ВЗП дает значение, сопоставимое с величиной Δ в ВТСП.

При исследовании ВТСП методами силовой туннельной спектроскопии [2] наблюдались неоднородности в виде полос шириной $20 \div 30$ Å, которые могут быть связаны с ВЗП. Рассмотрение колебаний для случая структуры ВЗП состоящей из полос одного направления расположенных в пространстве с периодом $d = 25$ Å показывает, что при наличии окна малой диссипации возможна только одна мода колебаний соответствующая длине волны $\lambda = 2d$. Соответствующие ей осцилляторы могут располагаться в пространстве только в виде упорядоченной в двух направлениях структуры поля осцилляторов. При этом колебания в соседних осцилляторах коррелированы и происходят в противофазе. Предложенная структура представляет собой макроскопическое коллективное квантовое состояние и напоминает как по масштабу, так и по геометрии так называемый шахматный порядок, наблюдающийся в ВТСП методом силовой туннельной микроскопии как выше, так и ниже температуры сверхпроводящего перехода [3].

Существуют предположения, что в ВТСП может присутствовать квантовая критическая

точка (ККТ) [4]. Пусть в рассматриваемой электронной системе при T близкой к нулю при изменении концентрации носителей заряда и переходе из состояния с ВЗП в состояние без ВЗП присутствует ККТ. В области вблизи нее основное состояние электронной системы несколько модифицируется. При переходе через ККТ в электронной системе будет происходить квантовый фазовый переход, а вблизи него должны присутствовать квантовые флуктуации. Квантовые флуктуации можно описать как нулевые колебания гармонического осциллятора с соответствующей частотой [5]. В результате в электронной системе возникнут колебания осциллятора. Другими словами, состояние электронов в электронной системе будет неопределенным. Т.е. с одной стороны состояние не является состоянием свободных электронов, поскольку при колебаниях присутствует тенденция перехода в состояние ВЗП. Но с другой стороны оно не является состоянием ВЗП, поскольку электронная система в нем не зафиксирована. Оценка энергии такого осциллятора как плазменных колебаний дает по порядку величины такие же значения, что и полученные для колебаний решетки ВЗП. В данном случае в основном состоянии электронной системы также должно иметь место поле осцилляторов с колебаниями в противофазе в соседних осцилляторах и здесь также возможно формирование размазки и сверхпроводящего состояния по механизму [1] с Δ такой же по порядку величины, что и в [1]. Нужно только отметить, что в данной ситуации на один осциллятор будет приходиться в несколько раз меньшее количество носителей заряда и эффект повышения Δ должен быть больше. Исходя из плазменной картины колебаний можно оценить диапазон изменения концентрации носителей заряда (при удалении от ККТ), в котором квантовые флуктуации еще могут проявляться и эффект повышения Δ может быть заметным. Такие оценки дают интервал концентраций близкий по порядку величины к наблюдаемому в ВТСП.

В условиях квантовых флуктуаций предложенная картина может иметь место и в случае симметрии четвертого порядка, когда решетка ВЗП представляет собой периодическую в двух направлениях структуру. При этом энергетические щели, связанные с ВЗП, представляют собой четыре одинаковые

симметрично расположенные энергетические щели, которые плавно меняются в зависимости от направления: от нулевой величины в нодальных направлениях до максимального значения между ними.

Предложенное сверхпроводящее состояние проявляет свойства, подобные свойствам ВТСП и которые, в то же время, качественно отличаются от свойств обычных БКШ сверхпроводников. В частности:

- 1) в обоих случаях при увеличении и уменьшении допирования от оптимального уровня Δ падает (в предложенной модели это связано с удалением от ККТ);
- 2) при внесении немагнитных примесей Δ уменьшается [6] (в предложенной модели это связано с уменьшением добротности колебаний);
- 3) проводники с дырочными носителями могут иметь большую критическую температуру, чем структуры с электронными носителями из-за различия отталкивающего потенциала для носителей разного знака [7] (в предложенной модели это связано с разницей в добротности колебаний);
- 4) изотопический эффект слабо выражен (в предложенной модели это связано с тем что в некотором интервале параметров Δ зависит только от величины размазки, которая практически не меняется при изменении

дебаевской температуры);

5) размазка очень велика и сравнима с энергией Ферми [8];

6) шахматный порядок электронной структуры [3] (в предложенной модели он может соответствовать упорядоченному полю осцилляторов).

Работа была поддержана Программой "Квантовая физика конденсированных сред".

- [1] Жилиев, И.Н., Международная конференция «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости», 13-17 октября 2008г., Звенигород, Россия. Сборник трудов, с.60-61.
- [2] Fischer, F., Kugler, M., Maggio-Aprile, I., and Berthod, Ch., Rev.Mod.Phys., **79**, 353 (2007).
- [3] Wise, W.D., Boyer, M.C., Chatterjee Kamalesh, Kondo Takeshi, Takeuchi T., Ikuta H., Wang Yayu, Hudson E.W., Nature Phys., **4**, 696 (2008).
- [4] Tallon, J.L., Loram, J.W., Physica C, **349**, 53 (2001).
- [5] Халили, Ф.Я., УФН, **173**, 301 (2003).
- [6] Изюмов, Ю.А., УФН, **169**, 225 (1999).
- [7] Кравченко, В.Я., Рашба, Э.И., ЖЭТФ, **56**, 1713 (1969).
- [8] Basov, D.N., Timusk, T., Rev.Mod.Phys., **77**, 721 (2005).

Динамический диапазон устройств на основе параллельных джозефсоновских структур.

И. И. Соловьев, Н. В. Клёнов, В. К. Корнев, О. А. Муханов, Т. В. Филиппов

МГУ им. Ломоносова, физический факультет, Москва, Ленинские горы, 1.

e-mail: nvklenov@nm.ru

1. Введение.

Развитие современных телекоммуникационных систем, в том числе систем беспроводной и спутниковой связи, диктует необходимость разработки высокоэффективных усилителей сигналов в гигагерцовом диапазоне частот. Такие усилители должны обладать высокой чувствительностью и, в то же время, широким динамическим диапазоном и высокой линейностью. Наиболее высокую чувствительность в этом диапазоне частот демонстрируют сверхпроводниковые сквид-усилители [1]-[3] с шумовой температурой $T_N = 1...3$ К [2]. Однако, сквид-усилители имеют низкую температуру насыщения T_{SAT} , порядка 100...150 К [2] и поэтому малый динамический диапазон $D = T_{SAT}/T_N$, а также низкую линейность отклика напряжения. В мегагерцовом диапазоне частот задача увеличения динамического диапазона и повышения линейности решается посредством введения эффективной компенсирующей обратной связи, что практически невозможно осуществить в гигагерцовом диапазоне частот.

Новые возможности может дать использование цепочек сквидов постоянного тока (двухконтактных интерферометров). Элементарные оценки, сделанные без учета влияния конечных индуктивностей структуры, предсказывают рост динамического диапазона как параллельной, так и последовательной цепочек с ростом числа N ячеек как \sqrt{N} . Значительное увеличение динамического диапазона многоэлементных устройств дает возможность эффективной работы без цепи следящей обратной связи. При этом представляется возможным задать такую конфигурацию многоэлементной структуры, которая может обеспечить также и высокую

линейность отклика напряжения.

Недавно нами были синтезированы многоэлементные джозефсоновские структуры со специальным видом амплитудных характеристик, обеспечивающие высокий уровень линейности (до 100 дБ) отклика напряжения на магнитную компоненту сигнала [4]. Такая цепь представляет собой два дифференциально включенных параллельных СКИФа (Сверхпроводящий Квантовый Интерференционный Фильтр) – две параллельные цепочки с нерегулярной структурой, противоположно смещенных некоторым магнитным потоком.

Используя численное решение вариационной задачи, нами было получено оптимальное распределение площадей ячеек СКИФ-структуры для случая пренебрежимо малых индуктивностей ячеек ($l = 0$):

$$a(x)/a_{\Sigma} = 1.2 - 0.48\sin^3(\pi x), \quad (1)$$

где a_{Σ} – полная площадь, x – координата ячейки в цепочке магнитного потока. Отталкиваясь от данной схемы, можно перейти к более общей, двумерной, параллельно-последовательной структуре, состоящей из K последовательно соединенных дифференциальных СКИФ-цепей (рис. 2б).

2. Влияние конечных индуктивностей

Неограниченное увеличение динамического диапазона с ростом числа элементов параллельной цепочки N выводится, исходя из сложения тепловых флуктуаций на всех элементах. Однако, при конечной величине индуктивностей, соединяющих джозефсоновские переходы, имеет место конечный радиус, ограничивающий взаимодействие джозефсоновских элементов, в том числе на низкой (сигнальной) частоте. Рис. 2а показывает зависимость радиуса взаимодействия от

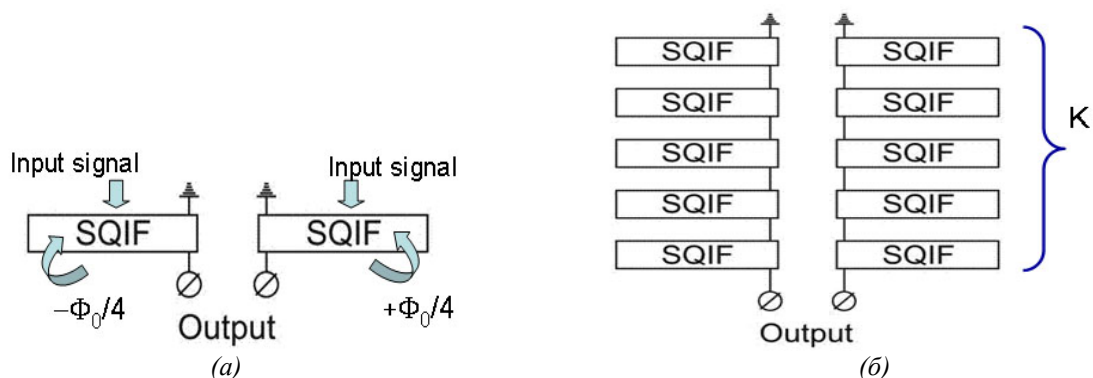
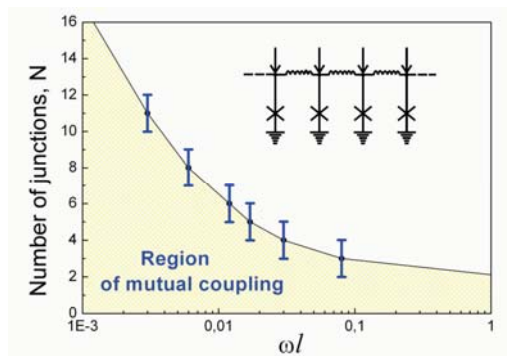
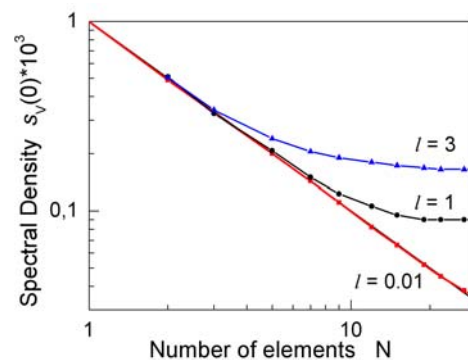


Рис. 1. (а) Дифференциальное включение двух параллельных СКИФов, смещенных магнитным потоком $\Phi_0/2$ и (б) и принципиальная схема двумерной последовательно-параллельной структуры.



(a)



(б)

Рис. 2. (а) Зависимость радиуса взаимодействия между джозефсоновскими переходами от частоты и нормированной индуктивности связующих элементов. (б) Спектральная плотность шумов на низкой частоте ($\omega/\omega_c = 10^{-3}$) в зависимости от количества элементов в цепочке, рассчитанная для разных значений нормированной индуктивности связующих элементов.

частотозависимого индуктивного импеданса между элементами цепочки.

В частности, на низкой, сигнальной частоте ($\omega/\omega_c = 10^{-3}$) спектральная плотность шумов $s_v(0)$ уменьшается с ростом числа элементов как N^{-1} в пределах радиуса взаимодействия для данной частоты, а затем выходит на некоторое постоянное значение (рис. 2б). Это означает ограничение дальнейшего роста динамического диапазона D .

Кроме того, конечный радиус взаимодействия ограничивает рост коэффициента преобразования $dV/d\Phi$, а также увеличение линейности отклика за счет увеличения N . Действительно, найденная оптимальная структура дифференциальной СКИФ-цепи (1) подразумевает существование взаимодействия между всеми элементами, поэтому размеры такой структуры (число переходов N) не должны превышать радиуса взаимодействия.

На рис. 3 представлена зависимость линейности отклика напряжения параллельной СКИФ-структуры с распределением площадей ячеек (1) от количества элементов N как для

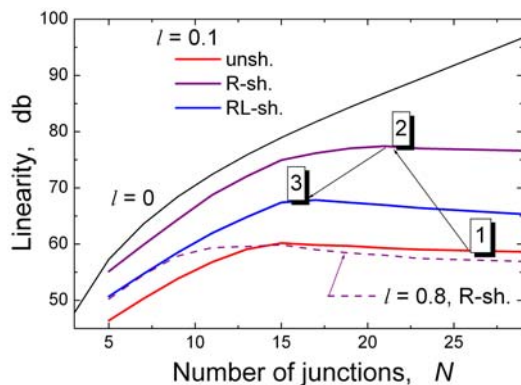


Рис. 3. Зависимость линейности отклика параллельной дифференциальной СКИФ-структуры для $l = 0, l = 0.1; 0.8$. Цифрами (1), (2) и (3) показан наблюдаемый эффект шунтирования индуктивностей идеальным резистором (2) и реальным RL-«резистором» (3).

идеального случая ($l = 0$, линейность достигает 100 дБ), так и для случая конечных индуктивностей ($l = 0.1; 0.8$, кривая 1). Как видно из рис. 3, шунтирование индуктивностей резисторами R_{sh} увеличивает линейность отклика дифференциальной структуры (кривая 2), однако учет неизбежной индуктивности такого шунта приводит к более реалистичной оценке достижимой линейности (кривая 3).

3. Заключение

Показано, что учет конечной величины индуктивностей между джозефсоновскими переходами параллельной цепочки устанавливает ограничения на рост динамического диапазона с увеличением числа элементов N . Для достижения необходимой величины динамического диапазона можно рекомендовать использование последовательных или параллельно-последовательных структур. Условие достижения требуемого динамического диапазона определяют также ограничения на возможную конфигурацию джозефсоновских структур, синтезируемых для получения высокой линейности отклика напряжения.

Литература.

- [1] M. Mueck, M.-O. Andre, J. Clarke, J. Gail, C. Heiden, Appl. Phys. Letters, 72 (1998) 2885.
- [2] G. V. Prokopenko, *et al.*, Applied Supercond. Conf. (ASC'04), October 2004, report 4EF10.
- [3] G. V. Prokopenko, *et al.*, Applied Supercond. Conf. (ASC'04), October 2004, report 4EF12.
- [4] V. K. Kornev, I. I. Soloviev, N. V. Klenov and O. A. Mukhanov, IEEE/CSC&ESAS European Superconductivity News Forum (ESNF), No 6, October 2008, 2EPM03.

Спинодальный распад и наноструктурная стабилизация сверхпроводящей керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ легированием редкоземельными элементами Ce, Pr и Sr

Т.П. Криницина, И.Б. Бобылев, Е.И. Кузнецова, Н.А. Зюзева,
С.В. Сударева, Е.П. Романов

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

Согласно теоретическим работам Хачатуряна [1], нестехиометрическое соединение 123 нестабильно по отношению к спинодальному распаду (происходит расслоение на две наноструктурированные фазы, богатую и бедную кислородом). Основываясь на этой теории, нами было выполнено рентгенографическое и электронно-микроскопическое исследование распада нестехиометрического соединения 123 [2,3]. Было показано, что после отжига при 200°C в течение 100 ч, а также после длительного вылеживания при комнатной температуре характерная двойниковая наноструктура (антифазные домены двойниковой ориентации) исчезает вместе с соответствующим расщеплением рефлексов на электронограмме, то есть матрица теряет свою орторомбичность. В матрице появляются мелкие частицы и поперечно-поляризованные волны атомных смещений типа $[110]$, $[\bar{1}10]$. Эти волны – результат релаксации упругих напряжений, они, в основном, и создают твидовый контраст. На некоторых изображениях виден черно-белый контраст – результат выделения более крупных частиц с полями упругих напряжений.

Одним из способов контролировать устойчивость данной системы к распаду может быть легирование. В результате легирования существенно меняются физико-химические характеристики соединения, и, прежде всего, значение критической температуры T_c [4]. Легирующие элементы влияют также на кинетику фазовых превращений и формирование тонкой нанокристаллической структуры [5], они могут ускорять распад, а могут тормозить. Поэтому легирование может быть использовано для повышения устойчивости соединения $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ к низкотемпературному распаду. В настоящей работе электронно-микроскопически было исследовано влияние легирования нестехиометрического соединения 123 элементами Ce, Sr и Pr в количестве 2 ат.% на структуру, возникающую после низкотемпературного отжига.

Материалом для исследования служила однофазная керамика, полученная из оксидов натрия и меди и карбоната бария методом стандартного твердофазного синтеза при $T=950^\circ\text{C}$. По окончании синтеза образцы

отжигались при $T=500$ и 700°C и в течение 24 часов в атмосфере воздуха с целью установления в них кислородного индекса 6.8 и 6.5 соответственно. Отжиги с целью осуществления распада при $T=200^\circ\text{C}$ (100ч) и 300°C (50ч) проводили в атмосфере воздуха или в проточной атмосфере аргона. Указанные образцы изучались электронно-микроскопически в микроскопе JEM-200CX. Тонкие фольги для исследования полировались электролитически в метаноловом растворе $\text{Mg}(\text{ClO}_4)_2$.

В монокристаллах нестехиометрического соединения $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.8}$ в исходном состоянии наблюдается двойниковая структура (антифазные домены двойниковой ориентации по (110) и шириной 70–100 нм с характерным расщеплением рефлексов на электронограммах в направлении, перпендикулярном плоскости двойникового (110) (рис.1).

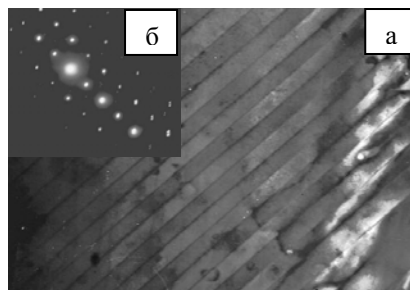


Рис.1. Наноструктура монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.8}$: а – светлое поле $\times 73000$; б – электронограмма, ось зоны $[001]$.

На рис. 2 показана наноструктура после отжига 200°C , 100 ч.

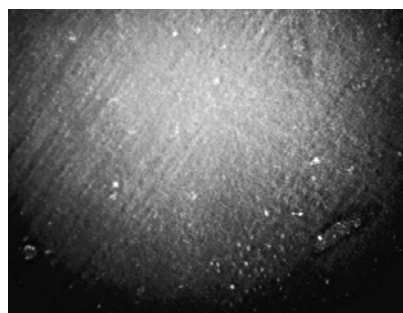


Рис. 2. Наноструктура монокристалла $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.8}$ после отжига 200°C , 100ч, темное поле в рефлексе (020) ; $\times 73000$.

Пересекающиеся полосы – это изображения волн атомных смещений типа $[110]$, $[\bar{1}10]$, о которых говорилось выше. В этом же участке выявляется большое количество частиц второй фазы размером 2–10 нм – расслоение по кислороду. Проведенные исследования показали, что легирование элементами Ce, Sr и Pr в количестве 2 ат.% в данном количестве не изменило исходную структуру керамики, по-прежнему наблюдалась двойниковая структура с соответствующим расщеплением рефлексов.

Однако легирование привело к повышению устойчивости наноструктуры соединения с $y=6.8$ по отношению к распаду при низкотемпературном отжиге 200°C , 100 ч. Структура образцов с кислородным индексом $y=6.8$, вне зависимости от используемого легирующего элемента, после низкотемпературного отжига была представлена, в основном, характерными для орто-фазы доменами двойниковой ориентации шириной 50–100 нм.

После низкотемпературного отжига образцов легированной (Ce, Sr) керамики с более низким кислородным индексом ($y=6.5$, по рентгеновским данным в исходном состоянии – орто-фаза) часто наблюдалась структура,

характерная для низкотемпературного распада. В некоторых областях исследованных образцов виден черно-белый контраст, вызванный расслоением по кислороду на две фазы и упругими напряжениями около выделившихся частиц.

Особый интерес вызывает структура, представленная на рис. 3.

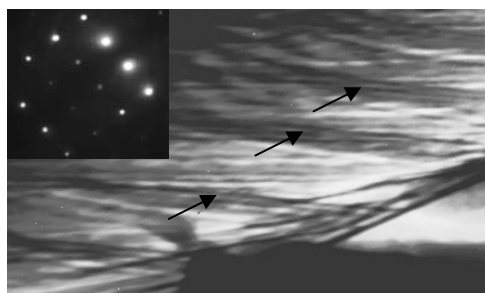


Рис. 3. Наноструктура керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ (2 ат.% Ce) после отжига 200°C , 100ч, а – светлопольное изображение, $\times 100000$; б – электронограмма, ось зоны $[001]^*$ оцк

На электронограмме присутствует сетка сильных рефлексов, которая принадлежит кубической фазе с параметром $a \sim 3,86 \text{ \AA}$, – результат очень глубокого распада, превращения орто-фазы в кубическую.

Поскольку рефлексы кубической фазы сильные, это означает, что значительная часть объема принадлежит кубической фазе. Тем не менее на рис. 3 можно наблюдать темные параллельные полосы (показано стрелками),

которые являются остаточными двойниками. На электронограмме вдали от нулевого узла обратной решетки видна слабая сетка рефлексов орто-фазы типа $(001)^*$.

Несмотря на известный факт, что атмосфера Ag при отжиге приводит к более интенсивному распаду, структура образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ (2 ат.% Ce) после низкотемпературного отжига при 300°C в Ag характеризуется крупными четкими двойниками $\sim 100 \text{ нм}$ по плоскостям (110) , то есть в этом случае церий оказал стабилизирующее действие на структуру соединения. Следует отметить что, ранее нами в работе [6] было исследовано влияние легирования церием монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.8}$, на его устойчивость к низкотемпературному отжигу. Присутствие церия благоприятно повлияло на стабильность оксида по отношению к распаду при 200°C , что полностью согласуется с данными исследования настоящей работы. В работе [6] было высказано предположение, что стабилизирующее влияние церия обусловлено его вхождением в решетку оксида.

Таким образом, легирование Ce, Pr и Sr нестехиометрической керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-8}$ приводит к частичному подавлению распада при низкотемпературном отжиге (200 , 300°C). Большая устойчивость к распаду наблюдается в керамиках, имеющих в исходном состоянии более высокий кислородный индекс. Полученные в работе данные свидетельствуют о возможности использования стабилизирующего влияния легирования на наноструктуру при разработке технологии получения изделий из керамики.

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований РАН при частичной поддержке РФФИ в центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН «Электронная микроскопия».

- [1] Semenovskaya S.V., Khachaturyan A.G., Phys. Rev. B, **46**, 6511 (1992).
- [2] Sudareva S.V., Kuznetsova E.I., Krinitsina T.P., Bobylev I.B., Romanov E.P., Phys.C, **331**, 263 (2000).
- [3] Кузнецова Е.И., Блинова Ю.В., Сударева С.В., Криницина Т.П., Бобылев И.Б., Романов Е.П., ФММ, **102**, № 2, 229 (2006).
- [4] Mahtali M., Chamekl S., Boucherka T., Bouabellou A., Physica status solidi (c), **3**, №9, 3040 (2006).
- [5] Diko P., Duvigneand P., Lanckbeen A., Van Moer A., Naessens G., Deltour R., J. of the American Ceramic Society, **76**, №11, 2859 (1993).
- [6] Сударева С.В., Романов Е.П., Криницина Т.П., Кузнецова Е.И. и др. ФММ, 2008, в печати.

О форме вихревых линий в пленках анизотропных сверхпроводников.

А. С. Мельников, Д. А. Савинов

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

Аннотация.

На основе теории Лондонов исследована форма вихрей в пленках анизотропных сверхпроводников, находящихся в магнитном поле, ориентированном под углом к плоскости пленки. Перпендикулярная плоскости пленки составляющая магнитного поля будет определять концентрацию вихрей в сверхпроводнике. Параллельная же составляющая создаст экранирующий ток, текущий в приповерхностном слое порядка длины затухания. Таким образом, на каждую вихревую линию со стороны данного экранирующего тока будет действовать момент сил Лоренца, поворачивающий ось вихревой линии. Равновесные формы вихря зависят от ориентации магнитного поля, толщины пластины и глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

Работа посвящена определению оптимальной структуры изолированной вихревой линии в пленке анизотропного сверхпроводника, находящегося во внешнем магнитном поле, ориентированном под углом к плоскости пленки. Подобный расчет был выполнен ранее в работе [1] для случая малых деформаций формы вихревой линии и частном случае геометрии образца, когда ось анизотропии составляет прямой угол с плоскостью пленки.

Рассмотрим пленку анизотропного сверхпроводника толщиной d , находящуюся во внешнем магнитном поле, ориентированном под углом к плоскости пленки. Выберем ось z декартовой системы координат перпендикулярно плоскости пленки, а ось y – вдоль проекции магнитного поля на плоскость пленки (см. рис.1). Вихревую линию будем описывать функцией $y(z)$. Пусть ось анизотропии c лежит в плоскости (z, y) .

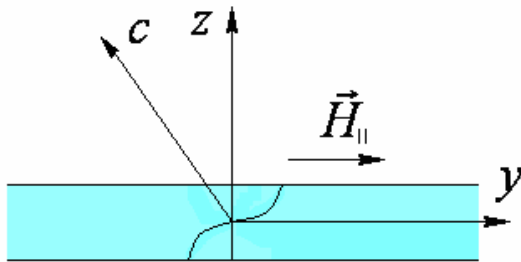


Рис.1: Вихревая линия в пленке сверхпроводника с осью анизотропии c , $\vec{H}_{\parallel} = \vec{y}_0 H_y$.

Под действием составляющей магнитного поля H_y вихри в пластине изгибаются, а их равновесная форма должна определяться из условия минимума потенциала Гиббса:

$$G = F - \frac{H_y \Phi_0}{4\pi} \int_{-d/2}^{d/2} \dot{y} \left(1 - \frac{\cosh(z/\lambda_{ab})}{\cosh(d/2\lambda_{ab})} \right) dz$$

Здесь λ_{ab} – длина экранирования магнитного поля токами, текущими в плоскости, перпендикулярной оси анизотропии c , Φ_0 – квант маг-

нитного потока, F – свободная энергия вихревой линии, которая является неким функционалом формы вихревой линии $y(z)$. Для упрощения выражения для F мы рассмотрим сверхпроводящий образец второго рода с параметром Гинзбурга-Ландау $\kappa = \lambda_{ab} / \xi_{ab} \gg 1$. В этом случае основной вклад в линейную энергию вихря определяется энергией сверхтоков, текущих вокруг кора вихря:

$$F \cong \frac{\lambda_{ab}^2}{8\pi} \int dV \text{rot} \vec{B} (\hat{m}_0 \text{rot} \vec{B}) = \frac{\Phi_0^2}{(4\pi\lambda_{ab})^2 \Gamma} \int \sqrt{\sin^2(\varphi(z)) + \Gamma^2 \cos^2(\varphi(z))} dl \int \frac{d\rho}{\rho}$$

где $(m_0)_{ij} = \delta_{ij} + (\Gamma^2 - 1)c_i c_j$, ρ, ϑ, l – локальная цилиндрическая система координат с осью l параллельной вихревой линии, $\vartheta = \vartheta(z)$ – фаза параметра порядка в данной точке z , $\varphi(z)$ – угол наклона вихревой линии относительно оси анизотропии в данной точке z , $\Gamma = \frac{\lambda_c}{\lambda_{ab}}$ – параметр анизотропии, λ_c – длина

экранирования магнитного поля токами, текущими в плоскости, содержащей ось анизотропии c . Заметим, что интеграл логарифмически расходится на нижнем и верхнем пределах. Данная особенность может быть устранена, если нижний предел интегрирования будет соответствовать характерному размеру кора вихря ξ_{ab} , а верхний – некому функционалу $\Lambda(z, y(z))$ формы вихревой линии. Тогда мы найдем:

$$F = \frac{\Phi_0^2}{(4\pi\lambda_{ab})^2 \Gamma} \int_{-d/2}^{d/2} \ln(\Lambda / \xi_{ab}) A(z) \sqrt{1 + \dot{y}^2} dz,$$

где $A(z) = \sqrt{\sin^2(\varphi(z)) + \Gamma^2 \cos^2(\varphi(z))}$.

Условие равенства нулю первой вариации потенциала Гиббса даст дифференциальное уравнение для формы вихревой линии $y(z)$. В логарифмическом приближении это уравнение имеет вид:

$$\dot{y} = \frac{t(1-\Gamma^2)}{1+\Gamma^2 t^2} + \frac{\Gamma N(z)(1+t^2)}{(1+t^2 \Gamma^2) \sqrt{1+t^2 \Gamma^2 - B(z)^2}}$$

Здесь: $t = \tan(\chi)$, χ – угол наклона оси анизотропии \mathbf{c} относительно оси z ,

$$N(z) = b \Gamma \sqrt{1+t^2} \left(1 - \frac{\cosh(z/\lambda_{ab})}{\cosh(d/2\lambda_{ab})} \right), \quad b = \frac{H_y}{H^*},$$

$$H^* = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_{ab}^2} \ln(\Lambda/\xi_{ab}).$$

Решение данного дифференциального уравнения $y(z)$ обладает следующей особенностью. На поверхности сверхпроводника концы вихревой линии имеют конечный наклон к оси z , определяющийся углом наклона оси анизотропии \mathbf{c} к оси z , а также параметром анизотропии Γ : $\dot{y}(\pm d/2) = \frac{t(1-\Gamma^2)}{1+\Gamma^2 t^2}$

На рис.2, 3, 4 и 5 численно построены графики зависимости формы вихревой линии $y(z)$.

Из графиков видно, что при увеличении модуля компоненты магнитного поля H_y тангенс угла наклона вихревой линии в центральной плоскости пленки стремиться к бесконечности. Это происходит при $b \rightarrow b_c(\Gamma, t, d/\lambda_{ab})$,

$$b_c(\Gamma, t) = \frac{1}{\Gamma(1 - (\cosh(d/2\lambda_{ab}))^{-1})} \sqrt{\frac{1+t^2 \Gamma^2}{1+t^2}}.$$

Заметим, что для пленки толщиной $d \gg \lambda_{ab}$ значение $b = b_c(\Gamma, t, d/\lambda_{ab})$ соответствует значению нижнего критического магнитного поля для массивного анизотропного сверхпроводника, при котором вихрь имеет бесконечный тангенс угла наклона с осью z .

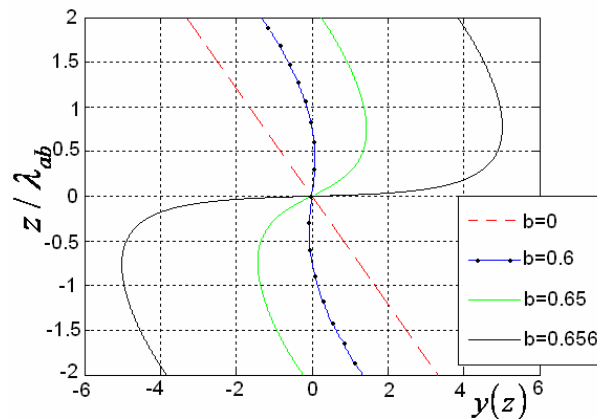


Рис.2: Форма вихревой линии $y(z)$ при значениях $\Gamma = 5$, $t = 0.5$, $d = 4\lambda_{ab}$, $H_y > 0$.

Для случая малых отклонений вихревой линии относительно оси z , считая $\mathbf{c} \parallel z$, легко

$$\text{получить: } \dot{y}(z) = \Gamma^2 \frac{H_y}{H_{cl}} \left(1 - \frac{\cosh(z/\lambda_{ab})}{\cosh(d/2\lambda_{ab})} \right),$$

что согласуется с работой [1].

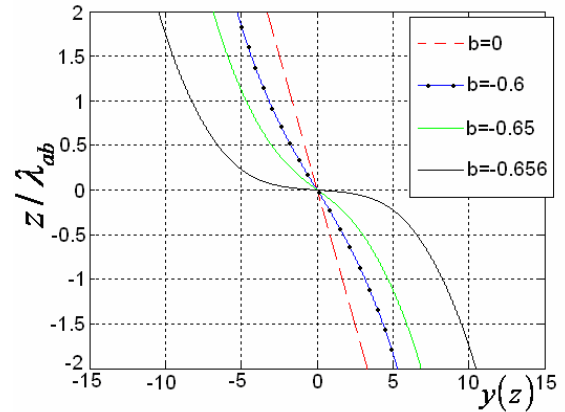


Рис.3: Форма вихревой линии $y(z)$ при значениях $\Gamma = 5$, $t = 0.5$, $d = 4\lambda_{ab}$, $H_y < 0$.

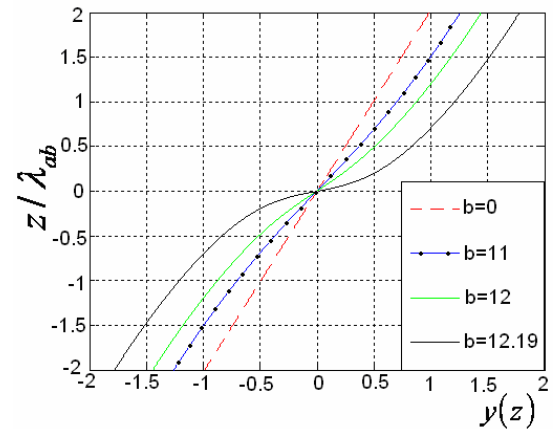


Рис.4: Форма вихревой линии $y(z)$ при значениях $\Gamma = 0.1$, $t = 0.5$, $d = 4\lambda_{ab}$, $H_y > 0$.

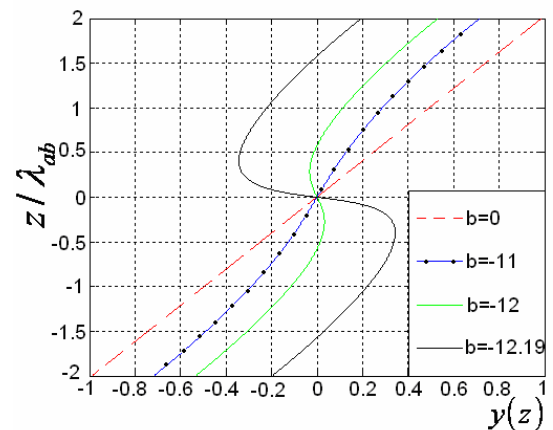


Рис.5: Форма вихревой линии $y(z)$ при значениях $\Gamma = 0.1$, $t = 0.5$, $d = 4\lambda_{ab}$, $H_y < 0$.

Таким образом, в нашей работе рассмотрен способ расчета формы вихревой линии в пленках анизотропных сверхпроводников с $\kappa \gg 1$ в широком диапазоне значений магнитных полей, вплоть до полей входа вихря параллельного плоскости пленки.

Осцилляции Литтла-Паркса в гибридных структурах ферромагнетик–сверхпроводник с эффектом близости

J.-P. Ader¹, А. И. Буздин¹, А. С. Мельников², А. В. Самохвалов²

¹Institut Universitaire de France and Universite Bordeaux I, France

²Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

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

Осцилляции критической температуры перехода T_c в многосвязных сверхпроводниках при изменении величины внешнего магнитного поля H (эффект Литтла-Паркса [1]) являются одним из ярких проявлений орбитального механизма подавления сверхпроводимости [2]. Подобная немонотонная зависимость $T_c(H)$ может наблюдаться в односвязных мезоскопических образцах с размерами порядка нескольких длин когерентности ξ [3], а также в гибридных системах ферромагнетик–сверхпроводник (FS), когда неоднородное поле магнитных частиц или доменов, изменяет условия возникновения сверхпроводимости [4]. Немонотонные зависимости $T_c(H)$ в этих системах объясняются переходами между состояниями с различным значением циркуляции L фазы сверхпроводящего параметра порядка ψ . Аналогичные переходы между состояниями с различной завихренностью могут быть индуцированы обменным механизмом конкуренции ферромагнитного и сверхпроводящего типов упорядочения при наличии эффекта близости между F- и S-металлами [5].

В докладе приведены результаты расчетов зависимости критической температуры T_c перехода в сверхпроводящее состояние от величины внешнего магнитного поля H для мезоскопической гибридной системы, состоящей из ферромагнитного цилиндра, покрытого тонким слоем сверхпроводника (см. рис.1). Изучено влияние эффекта близости между F- и S-металлами и обменного взаимодействия на переходы между состояниями с различной завихренностью L во внешнем магнитном поле.

Будем считать, что для материалов, образующих FS гибридную структуру, выполнены условия "грязного" предела, критическая температура ферромагнетика равна нулю, а величина его обменной энергии $h \gg T_{c0}$, где T_{c0} - критическая температура массивного сверхпроводника. Для вычисления критической температуры T_c гибридной структуры воспользуемся линеаризованными уравнениями Узаделя для функций $F_{f,s}$ соответственно

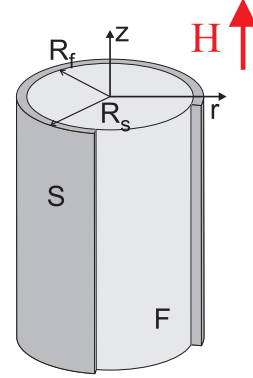


Рис. 1: Схематическое изображение гибридной системы, состоящей из ферромагнитного цилиндра радиуса R_f и тонкой сверхпроводящей оболочки толщиной $d = R_s - R_f$.

в F- и S-областях:

$$-\frac{D_f}{2} \left(\nabla + \frac{2\pi i}{\Phi_0} \mathbf{A} \right)^2 F_f + i h \operatorname{sgn} \omega F_f = 0, \quad (1)$$

$$-\frac{D_s}{2} \left(\nabla + \frac{2\pi i}{\Phi_0} \mathbf{A} \right)^2 F_s + |\omega| F_s = \Delta(\mathbf{r}). \quad (2)$$

Здесь $\omega = \pi T(2n+1)$ – мацубаровские частоты, $\Phi_0 = \pi \hbar c / |e|$ – квант магнитного потока, $D_{f,s}$ – коэффициенты диффузии в F- и S-металлах, а Δ – комплексный потенциал спаривания, отличный от нуля только в S-слое. Уравнения (1, 2) следует дополнить граничными условиями на внешней поверхности $r = R_s$

$$\partial_r F_s = 0 \quad (3)$$

и на FS границе $r = R_f$:

$$\sigma_s \partial_r F_s = \sigma_f \partial_r F_f, \quad \gamma_b \xi_n \partial_r F_f = F_s - F_f, \quad (4)$$

где $\sigma_f(\sigma_s)$ – проводимость F(S) материала в нормальном состоянии, параметр $\gamma_b = R_b \sigma_f / \xi_s$ связан с удельным сопротивлением FS границы R_b , а $\xi_s(n) = \sqrt{D_s(f) / 2\pi T_{c0}}$ – длина когерентности в сверхпроводнике (нормальном металле). Принимая во внимание симметрию уравнений Узаделя $F_{f,s}(-\omega) = F_{f,s}^*(\omega)$, критическая температура T_c гибридной системы определяется уравнением самосогласова-

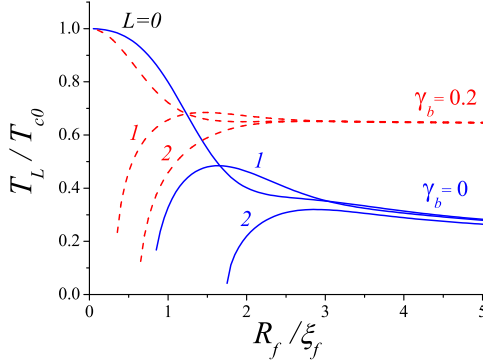


Рис. 2: Зависимость критической температуры T_L от радиуса F-цилиндра R_f в отсутствии внешнего магнитного поля. Цифра рядом с кривой обозначает соответствующее значение завихренности L : $W = 0.5\xi_s$, $\xi_s/\xi_f = 0.1$, $\xi_n/\xi_f = 4.0$, $\sigma_s/\sigma_f = 1$.

ния для потенциала спаривания Δ в S-слое:

$$\Delta \ln \left(\frac{T_c}{T_{c0}} \right) + 2\pi T_c \sum_{\omega > 0} \left(\frac{\Delta}{\omega} - \text{Re}(F_s) \right) = 0. \quad (5)$$

Полагая полый сверхпроводящий цилиндр тонким ($d = R_s - R_f \ll \xi_s$), так что F_s и Δ_s почти постоянны по толщине S-слоя, и пренебрегая вкладом намагниченности $\mathbf{M} = M\mathbf{z}_0$ в векторный потенциал

$$\mathbf{A} = (0, A_\theta, 0), \quad A_\theta = rH/2,$$

можно получить следующие уравнения, определяющие критическую температуру T_L перехода в сверхпроводящее состояние с орбитальным моментом L :

$$\Delta = \Delta_s(r) e^{iL\theta}, \quad F_{f,s} = f_{f,s}(r) e^{iL\theta} \quad (6)$$

в гибридной FS системе:

$$\ln \frac{T_L}{T_{c0}} = \Psi \left(\frac{1}{2} \right) - \text{Re} \Psi \left(\frac{1}{2} + \Omega_L(\phi_f) \right), \quad (7)$$

где $\Psi(x)$ – дигамма-функция, а фактор

$$\Omega_L(\phi_f) = \frac{1}{2} \frac{T_{c0}}{T_L} \left[\left(\frac{L + \phi_f}{R_f/\xi_s} \right)^2 + \frac{Q_L(\phi_f)}{W/\xi_s^2} \right] \quad (8)$$

играет роль параметра распаривания для моды с орбитальным моментом L . Параметр

$$Q_L(\phi_f) = \frac{\sigma_f/\sigma_s}{\gamma_b \xi_n + R_f/\kappa_L(\phi_f)}, \quad (9)$$

$$\kappa_L(\phi_f) = |L| - \phi_f + 2\phi_f \frac{a_L F(a_L + 1, b_L + 1, \phi_f)}{b_L F(a_L, b_L, \phi_f)} \quad (10)$$

описывает вклад обменного механизма разрушения куперовских пар и выражается через функции Куммера $F(a, b, x)$. Здесь $\phi_f = \pi R_f^2 H / \Phi_0$ – поток магнитного поля \mathbf{H} через F-цилиндр в единицах Φ_0 , а параметры

$$a_L = (|L| + L + 1 + i(a_H/\xi_f)^2) / 2; \quad b_L = |L| + 1$$

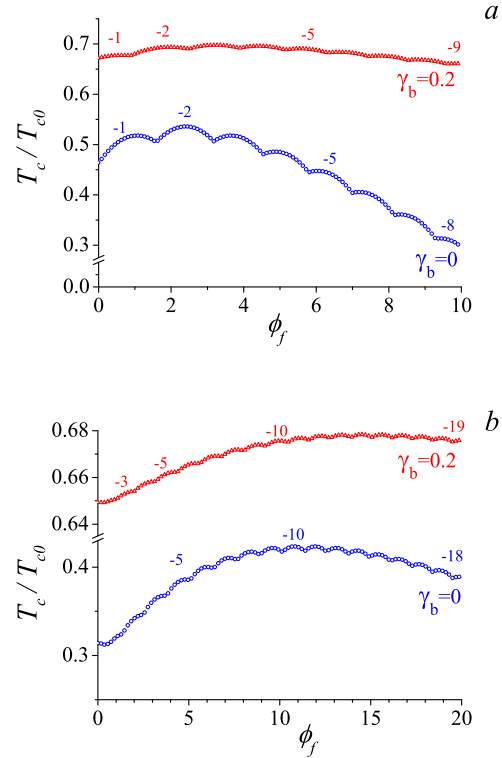


Рис. 3: Зависимость критической температуры T_c от внешнего магнитного поля. Цифра рядом с кривой обозначает соответствующее значение завихренности L : $W = 0.5\xi_s$, $\xi_s/\xi_f = 0.1$, $\xi_n/\xi_f = 4.0$, $\sigma_s/\sigma_f = 1$; а) $R_f/\xi_f = 2$, б) $R_f/\xi_f = 4$

зависят от магнитной длины $a_H = \sqrt{\Phi_0/2\pi H}$ и характерного масштаба изменения параметра порядка в ферромагнетике $\xi_f = \sqrt{D_f/\hbar}$.

На рис.2 приведены зависимости критической температуры T_L от безразмерного радиуса F-цилиндра $\rho_f = R_f/\xi_f$ для различных значений орбитального момента L и прозрачности FS границы. Рисунок 3 показывает зависимость критической температуры

$$T_c = \max\{T_L\}, \quad L = 0, 1, 2, \dots \quad (11)$$

от внешнего магнитного поля для различных значений радиуса F-цилиндра.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, программы РАН "Квантовая физика конденсированных сред", фонда "Династия" (А.С.М.) и программы "LEA Physique Theorique et Matiere Condensee" (А.В.С.).

- [1] W. A. Little and R. D. Parks, Phys. Rev. Lett., **9**, 9 (1962);
- [2] В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ **31**, 202 (1956).
- [3] O. Buisson, et al., Phys. Lett. **150**, 36 (1990); V. Bruyndoncx, et al., Phys. Rev. B **60**, 4285 (1999);
- [4] M. Lange, et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 197006 (2003); A. Yu. Aladyshkin, et al., J. Phys.: Condens. Matt. **15**, 6591 (2003);
- [5] A. V. Samokhvalov, et al., Phys. Rev. B **76**, 184519 (2007).

Транспорт через сверхпроводящую наночастицу

Смолянкина О. Ю., Югай К. Н.

Омский государственный университет им. Ф. М. Достоевского, пр. Мира 55а, Омск, Россия

e-mail: smolyankina@omsu.ru

Предпосылкой к исследованию послужили следующие экспериментальные результаты [1-4]: в туннельном спектре металлических наночастиц размером порядка $10^0 \div 10^2$ нм при температурах ниже критических наблюдается щель, по величине превышающая междуровневое расстояние; в экспериментах с наночастицами обнаружено значительное увеличение плотности поверхностных электронных состояний по сравнению с объёмными. Данные результаты свидетельствуют о наличии сверхпроводимости в наночастицах и о том, что поверхностные состояния определяют физические свойства наночастиц, в том числе и их сверхпроводимость. Мы предположили, что сверхпроводящее состояние наночастицы отличается от сверхпроводящего состояния объёмного образца именно благодаря существенной роли поверхности.

Первоначально для определения вкладов от объёмных и поверхностных электронных состояний в сверхпроводимость была исследована модель свободной сверхпроводящей наночастицы. Гамильтониан такой системы:

$$H = T + V = T_b + T_s + V_{bb} + V_{ss} + V_{bs}, \quad (1)$$

где T - оператор кинетической энергии поверхностных (s) и объёмных (b) электронов, V - оператор потенциальной энергии, равный сумме вкладов от всех возможных вариантов взаимодействия электронов: объёмных (bb), поверхностных (ss) и объёмных электронов с поверхностными (bs). Последнее слагаемое в (1) обусловлено тем, что, в общем случае, зоны Бриллюэна объёмных и поверхностных состояний могут пересекаться, давая возможность электронам в поверхностных и объёмных состояниях взаимодействовать, образуя куперовские пары.

Были введены объёмный и поверхностный коллективные параметры спаривания и получены определяющие их выражения:

$$\Delta_{0bulk} = \rho_0^{bulk} V_b^2 \left(\frac{\Delta_{0bulk}}{V_b} + \frac{\Delta_{0surf}}{V_s} \right) \operatorname{arcsch} \left(\frac{\hbar \omega_D}{V_b \left(\frac{\Delta_{0bulk}}{V_b} + \frac{\Delta_{0surf}}{V_s} \right)} \right),$$
$$\Delta_{0surf} = \rho_0^{surf} V_s^2 \left(\frac{\Delta_{0bulk}}{V_b} + \frac{\Delta_{0surf}}{V_s} \right) \operatorname{arcsch} \left(\frac{\hbar \omega_D}{V_s \left(\frac{\Delta_{0bulk}}{V_b} + \frac{\Delta_{0surf}}{V_s} \right)} \right).$$

ρ_0^{bulk} и ρ_0^{surf} - соответственно, плотности объёмных и поверхностных состояний вблизи энергии Ферми. В микроскопическом пределе $\rho_0^{surf} \gg \rho_0^{bulk}$, поэтому в спектре

элементарных возбуждений наноразмерного сверхпроводника наблюдается щель, соответствующая поверхностному параметру Δ_{0surf} . В макроскопическом пределе второе выражение из (1) асимптотически стремится к нулю, а первое асимптотически стремится к известному выражению теории БКШ:

$$\Delta_{0bulk} \approx 2\hbar\omega_D \exp(-1/V_b \rho_0^{bulk}),$$

где ω_D - частота Дебая. В этом случае сверхпроводимость образца определяется только объёмным параметром спаривания Δ_{0bulk} и в спектре элементарных возбуждений наблюдается щель, соответствующая этому параметру.

Нами были сделаны выводы о том, что поверхностные состояния наноразмерной системы влияют на её сверхпроводящие свойства, а в спектре элементарных возбуждений наноразмерной системы можно наблюдать щель, отличную по величине от щели, наблюдаемой в спектре макроскопического образца, именно благодаря наличию поверхности.

Далее мы исследовали модель сверхпроводящей наночастицы, включённой в электрическую цепь. Ранее транспорт через сверхпроводящую наночастицу с током уже исследовался [5-7], но во внимание не принималось влияние поверхности. Мы рассмотрели систему, состоящую из двух электродов, с заключённой между ними сверхпроводящей металлической наночастицей. Между электродами создана разность потенциалов V . Наночастица контактирует с берегами через изолирующий слой оксида металла. Слой изолятора формирует два узких потенциальных барьера, сквозь которые электроны могут туннелировать от одного электрода к другому через электронные состояния наночастицы. Поскольку существенную роль в формировании сверхпроводимости в наноразмерных частицах играют поверхностные электронные состояния, мы различаем туннельный ток электронов через объёмные и поверхностные каналы. Поскольку в сверхпроводящей наночастице объёмные и поверхностные состояния образуют разные по величине энергетические щели в спектре и имеют отличные друг от друга плотности, то прохождение электронов через объёмные либо поверхностные каналы туннелирования имеют особенности.

Рассматриваются два случая, известные из

экспериментальных исследований [5]: в первом сверхпроводящая наночастица заключена между нормальными электродами, во втором и электроды, и наночастица находятся в сверхпроводящем состоянии. Для сохранения сверхпроводимости выполняется условие зарядовой нейтральности (нескомпенсированный заряд $Q_{ex} = 0$). Физически это условие легко соблюдается, поскольку время релаксации сверхпроводящего взаимодействия превышает время действия кулоновских сил, и при наличии тока в системе туннелирование электрона из левого электрода в наночастицу сопровождается одновременным туннелированием электрона из наночастицы на правый электрод.

Полный гамильтониан системы:

$$\hat{H} = \hat{H}_L + \hat{H}_R + \hat{H}_{NP} + \hat{H}_{T1} + \hat{H}_{T2}.$$

Здесь \hat{H}_L и \hat{H}_R – гамильтонианы левого и правого электродов, соответственно, \hat{H}_{NP} – гамильтониан Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) сверхпроводящей частицы, \hat{H}_{T1} и \hat{H}_{T2} – туннельные гамильтонианы БКШ левого и правого барьеров, соответственно.

Методом температурных мацубаровских функций Грина нами были найдены выражения

$$\chi_M^b(i\Omega_n) = -2eiT \sum_{\omega_m} \sum_{k_b i} |T_{k_b i}|^2 G_d(i\omega_m + i\Omega_n, k_b) G_a(i\omega_m, i),$$

$$\chi_M^s(i\Omega_n) = -2eiT \sum_{\omega_m} \sum_{k_s i} |T_{k_s i}|^2 G_d(i\omega_m + i\Omega_n, k_s) G_a(i\omega_m, i).$$

В случае, когда и наночастица, и электроды находятся в сверхпроводящем состоянии мацубаровская восприимчивость имеет два слагаемых: нормальная и аномальная. Таким образом, имеют место две составляющие

$$\chi_M^b(i\Omega_n) = -2\bar{e}iT \sum_{\omega_m} \sum_{k_b i} |T_{k_b i}|^2 \left(F_d^+(i\omega_m + i\Omega_n, k_b) F_a(i\omega_m, i) + G_d(i\omega_m + i\Omega_n, k_b) G_a(i\omega_m, i) \right),$$

$$\chi_M^s(i\Omega_n) = -2\bar{e}iT \sum_{\omega_m} \sum_{k_s i} |T_{k_s i}|^2 \left(F_d^+(i\omega_m + i\Omega_n, k_s) F_a(i\omega_m, i) + G_d(i\omega_m + i\Omega_n, k_s) G_a(i\omega_m, i) \right).$$

Здесь $k = (k_b, k_s)$, а $\Delta = (\Delta_{bulk}, \Delta_{surf})$.

$G_d(i\omega_m + i\Omega_n, k)$, и $G_a(i\omega_m, i)$ – температурные функции Грина, соответственно, наночастицы и электрода в частотном представлении. $F_d^+(i\omega_m + i\Omega_n, k)$ и $F_a(i\omega_m, i)$ – аномальные функции Грина наночастицы и электрода в частотном представлении, описывающие туннелирование куперовских пар.

Таким образом, поверхностные состояния вносят вклад в формирование сверхпроводящих и транспортных свойств наночастицы.

для туннельного тока через сверхпроводящую наночастицу и исследовано влияние поверхностных состояний наночастицы на её сверхпроводящие и транспортные свойства в случаях, когда она заключена между нормальными электродами и между сверхпроводящими электродами. В каждом из рассмотренных случаев выделены две компоненты туннельного тока: объёмная и поверхностная – в соответствии с тем, через какие электронные состояния осуществляется транспорт носителей.

Туннельный ток в данном методе выражается посредством мацубаровской восприимчивости.

В случае, когда сверхпроводящая наночастица заключена между нормальными электродами, мацубаровская восприимчивость содержит только слагаемое, отвечающее за транспорт нормальных электронов через наночастицу. Сверхток в такой системе отсутствует, что подтверждается результатами экспериментов. Понять это можно как результат действия эффекта близости: характерный размер куперовской пары становится больше размера области наночастицы, внутри которой сверхпроводящее состояние не подавляется.

тока: нормальный ток электронов и туннелирование куперовских пар (джозефсоновский ток). В этом случае также выделяются объёмная и поверхностная составляющие тока.

[1] Black C.T., Ralph D.C., Tinkham M. Phys. Rev. Lett., **76**, 4 (1996)

[2] Ralph D.C., Black C.T., Tinkham M. Phys. Rev. Lett., **78**, 21 (1997)

[3] Servedio V.D.P., Drechsler S.-L., Mishonov T., Phys. Rev. B, **66**, 140502(R) (2002)

[4] Rydh A., Welp U., Koshlev A.E., Kwok W.K., Crabtree G.W., Phys. Rev. B, **17**, 68 (2003)

[5] J. von Delft, Ralph D.C., cond-mat/0101019

[6] Schechter M., J. von Delft, Imry Y., Levinson Y., Phys. Rev. B, **67**, 064506 (2003)

[7] J. von Delft, Ann. Phys. (Leipzig), **10**, 3 (2001)

Замкнутые вихри 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, yugay_klimenty@mail.ru

Открытие новых высокотемпературных сверхпроводников показало, что в отличие от большинства обычных сверхпроводников, в случае ВТСП тепловыми флуктуациями вблизи фазового перехода пренебрегать нельзя. Даже в отсутствие магнитного поля в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с температурой фазового перехода около 90K ширина флуктуационной области имеет порядок 1K, т.е. параметр $G_i \sim 10^{-2}$, и она еще больше в сильно слоистых соединениях типа $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. Фазовый переход в сверхпроводящее состояние в магнитном поле еще более чувствителен к флуктуационным эффектам: помимо обычных флуктуаций параметра порядка, имеющих при $B = 0$, здесь возможны также флуктуации положений вихревых линий в пространстве, которые очень сильно меняют фазу параметра порядка в окрестности каждой такой линии. С появлением экспериментальных результатов [1-3], описывающих поведение сверхпроводника второго рода в магнитном поле, появилась необходимость создания более детальной теории смешанного состояния сверхпроводников второго рода.

Наряду с линейными вихрями в сверхпроводнике 2-го рода могут появляться более сложные вихревые структуры, такие как замкнутые вихри Абрикосова [4-8]. Каждый такой вихрь представляет собой вихревую нить, в которой силовые линии магнитного поля замкнуты. Они могут образовываться в результате достаточно сильных токовых флуктуаций. В связи с этим область существования замкнутых вихрей ограничена шириной флуктуационной области сверхпроводника.

Сами по себе замкнутые вихри неустойчивы и разрушаются с течением времени. Это связано с тем, что магнитное поле замкнутого вихря, в отличие от линейного вихря, не поддерживается внешним магнитным полем. Из-за диссипации энергии вихря и его характерный размер с течением времени уменьшаются до тех пор, пока не произойдет его коллапс. Но наравне с механизмом разрушения замкнутых вихрей, в сверхпроводнике при температуре, отличной от нуля, присутствуют также механизмы генерации замкнутых вихрей. Один из таких механизмов – это механизм генерации замкнутого вихря из линейного. Он состоит в следующем: тепловые флуктуации приводят к искажению формы линейного вихря;

увеличение длины вихря энергетически не выгодно, поэтому вихрь стремится сжаться до первоначального размера, определяемого толщиной образца; однако, если изгиб будет достаточно большим, кольцевые токи противоположных сторон изгиба будут взаимодействовать, что приведет к появлению дополнительной энергии взаимодействия; конкуренция этих энергий приведет к тому, что изгиб не «разгладится», а замкнется в кольцо, радиус которого определится радиусом закругления изгиба. Замкнутый вихрь, образованный таким образом, будет абсолютно идентичен замкнутому вихрю, образовавшемуся в результате сильной токовой флуктуации. Но при этом вероятность генерации замкнутого вихря из линейного будет зависеть от числа линейных вихрей в сверхпроводнике, а значит и от величины внешнего магнитного поля. Вероятность образования замкнутого вихря определяется вероятностью флуктуационного появления разрыва на линейном вихре с размерами порядка длины когерентности ξ . Т.е. для образования замкнутого вихря необходимо затратить энергию, по крайней мере, превышающую величину энергии $\epsilon_0 \xi$, где ϵ_0 – энергия линейного вихря, приходящаяся на единицу его длины. Следует отметить, что температуры, достаточные для образования замкнутого вихря таким образом, лежат вблизи T_c , напротив, вероятность образования замкнутого вихря при низких температурах ничтожно мала.

Расчет свободной энергии сверхпроводника, содержащего замкнутые вихри, показывает, что механизм генерации замкнутых вихрей «включается» при температуре T_b , когда теплоемкость резко возрастает, и расходится при $T \rightarrow T_c$. В связи с этим можно предположить, что в системе имеется фазовый переход, при котором сверхпроводник переходит в принципиально новую фазу, характеризующую появлением замкнутых вихрей Абрикосова. В качестве параметра порядка фазового перехода может выступать магнитное поле замкнутого вихря H_v , которое подчиняется следующему свойству симметрии: при полном обходе вдоль замкнутого вихря оно не меняется, возвращаясь в точку начала обхода, т.е. выполняется равенство:

$$\dot{H}_v(\varphi + 2\pi) = \dot{H}_v(\varphi). \quad (1)$$

Это свойство симметрии возникает в сверхпроводнике при появлении в нём замкнутых вихрей, когда температура сверхпроводника достигает величины T_b . При этом магнитное поле отлично от нуля выше T_b и обращается в нуль в точке фазового перехода.

Расчет теплоёмкости показывает, что механизм генерации замкнутых вихрей «включается» при определённой температуре T_b (рис. 1). При этой же температуре, теплоемкость, обусловленная замкнутыми вихрями, обращается в ноль, и имеет положительные значения при $T > T_b$.

Таким образом, в системе имеется фазовый переход, при котором сверхпроводник переходит в принципиально новую фазу, характеризующуюся появлением замкнутых вихрей Абрикосова.

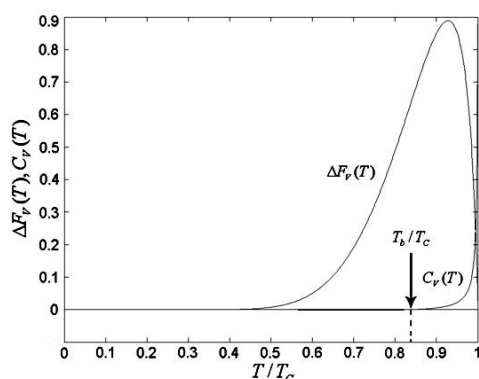


Рис. 1. Температурные зависимости свободной энергии и теплоемкости сверхпроводника, содержащего замкнутые вихри

Для сравнения с экспериментальными значениями, мы вычислили температуру T_b для параметров некоторых ВТСП. Для этих параметров фазовая кривая, определяющая область существования замкнутых вихрей на плоскости H – T определяется следующим выражением:

$$H_b(T) = H_b(0)(1 - T_b/T_c)^{\nu}, \quad (2)$$

причем показатель степени $\nu \approx 1$.

В экспериментальных работах [1-3] исследовались зависимости сопротивления слоистого ВТСП соединения от температуры и внешнего магнитного поля, при этом наблюдался фазовый переход, происходящий при температуре, лежащей вблизи T_c , соответствующей данному слоистому соединению. Зависимость (2), полученная нами, и данные экспериментальных работ оказались близкими друг к другу (рис. 2). Т.е. фазовый переход, наблюдающийся в эксперименте, связан с генерацией в системе замкнутых вихрей Абрикосова.

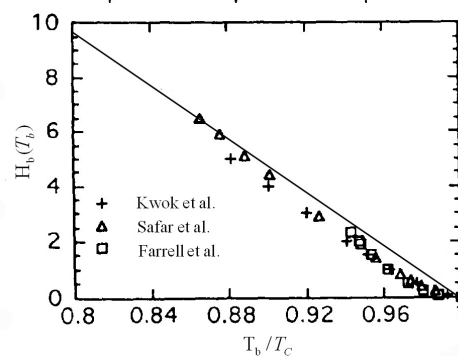


Рис. 2. Зависимость магнитного поля от температуры фазового перехода. Сравнение зависимости (2) (сплошная линия) с экспериментальными данными [1-3] (кресты, треугольники, квадраты).

В итоге мы можем заключить, что при температурах близких к критической замкнутые вихри вносят вклад в свободную энергию и теплоемкость сверхпроводника, участвуя в процессе разрушения сверхпроводимости. Само появление замкнутых вихрей можно рассматривать как появление новой степени свободы и новой фазы сверхпроводимости, которая характеризуется наличием замкнутых вихрей. Поскольку замкнутые вихри не связаны с внешним магнитным полем и не соприкасаются с границами сверхпроводника, то их прямое экспериментальное наблюдение весьма затруднительно. В связи с этим следует подчеркнуть тот факт, что температура, соответствующая фазовому переходу, наблюдаемому экспериментально, совпадает с температурой, при которой начинается процесс генерации замкнутых вихрей.

- [1] Farrell D.E., Rice J.P., Ginsberg D.M., Phys. Rev. Lett., **67**, 1165 (1991).
- [2] Safar H., Gammel P.L., Huse D.A., Bishop D.J., Phys. Rev. Lett., **69**, 824 (1992).
- [3] Kwok W.K., Fleshler S., Welp U., Vinokur V.M., Downey J., Crabtree G.W., Miller M.M., Phys. Rev. Lett., **69**, 3370 (1992).
- [4] Козлов В.А., Самохвалов А.В., Письма в ЖЭТФ, **53**, 150 (1991).
- [5] Kozlov V.A., Samokhvalov A.V., Physica C., **213**, 103 (1993).
- [6] Samokhvalov A.V., Physica C., **308**, 74 (1998).
- [7] Kozlov V.A., Samokhvalov A.V., J. Superconductivity., **6**, 63 (1993).
- [8] Tešanović Z., Phys. Rev. B., **59**, 6449 (1999).

Vortex Core States in Superconducting Graphene.

I. M. Khaymovich¹, N. B. Kopnin^{2,3}, A. S. Mel'nikov¹, I. A. Shereshevskii¹

¹ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia

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

³ L. D. Landau Institute for Theoretical Physics, 117940 Moscow, Russia

e-mail: ivan.khaymovich@gmail.com

In this Letter we consider the problem of the electronic spectrum in the core of a vortex in the superconducting graphene. This problem has been previously studied in particle physics for a situation equivalent to the zero doping limit in graphene. A number of important results have been obtained, namely, the exact zero energy modes [1], [2] and the subgap spectrum for some model gap profiles within the vortex core [3]. The problem of zero energy modes has been further addressed in [4], [5] for vortices in various condensate phases described by the Dirac theory in graphene. Our goal is to develop a theoretical description of the electronic structure of multiply quantized vortices beyond the zero doping limit and study the spectrum transformation under the shift of the Fermi level μ from the Dirac point.

The energy spectrum is determined by the vortex winding number (vorticity) n and labeled by the angular momentum ν which is a conserved quantity for an axisymmetric vortex. For zero doping the sub-gap spectrum consists of n zero energy states [1], [2]. The states with higher energies lie close to the gap edge $\pm\Delta_0$. In the present Letter we demonstrate that, with an increase in doping level μ , the distance between the energy levels decreases, so that more and more states fill the sub-gap region. The set of low-energy levels gradually transforms into a set of n "spectrum branches" $E_i(\nu)$ where $i = 1, \dots, n$. If ν is considered as a continuous parameter, these n energy branches cross the Fermi level [6] as functions of ν .

Model. We consider "Dirac—BdG equations" for description the superconductivity in graphene, which correspond to two decoupled sets of four the Bogolubov—de Gennes (BdG) equations [7]. Assuming valley degeneracy we can consider only one of these sets [7]

$$\begin{cases} v_F \hat{\sigma} \cdot (\vec{p} - eA/c) \hat{u} + \Delta \hat{v} = (E + \mu) \hat{u} \\ -v_F \hat{\sigma} \cdot (\vec{p} - eA/c) \hat{v} + \Delta \hat{u} = (E - \mu) \hat{v} \end{cases}$$

Here $\vec{p} = -i\hbar\nabla$, and $\hat{u} = (u_1; u_2)$, $\hat{v} = (v_1; v_2)$ are two two-component wave functions of electrons and holes in different valleys in the Brillouin zone, where components correspond to two sublattices of the honeycomb structure. They form spinors in the pseudo-spin space, in which the Pauli matrices $\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z$ and vector $\hat{\sigma} = (\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y)$ are defined. The energy is measured from the Fermi level. For zero doping, the Fermi level lies exactly at the Dirac point, $\mu = 0$. For nonzero doping, the

Fermi level is shifted by $\mu > 0$ upwards (electron doping) or downwards $\mu < 0$ (hole doping) from the Dirac point.

Vortex states. Consider an n -quantum axisymmetric vortex, $\Delta = |\Delta(\rho)|e^{in\varphi}$, in cylindrical coordinates ρ, φ , then the eigenstates are labelled by a discrete angular momentum quantum number ν . The transformation properties of the wave functions under rotation around the vortex axis correspond to those for an s -wave superconductor with the replacement $n \rightarrow n - 1$. As a result, ν is half-integer for even vorticity n and integer for odd n in contrast to standard s -wave superconductors.

The definite symmetry of equations allows us to couple the states with opposite angular momenta and energies. So one can found that this symmetry transform components of eigenfunction for $\nu = 0$ and $\mu = 0$ into each other, which can be realized only for an odd-quantum vortex. After this reduction it is easy to find exact solution for this zero mode as multiplication of normal state solution $\hat{U}^{(0)}(\rho)$ and

$$\text{exponential factor } g = \exp\left(-\int_0^\rho \frac{|\Delta|}{\hbar v_F} d\rho\right).$$

In a homogeneous magnetic field H the function $\hat{U}^{(0)}(\rho)$ diverges at large distances ρ of the order of the magnetic length $L_H = \sqrt{\hbar c / eH}$ except for a discrete set of μ which correspond to the Landau energy levels. However, similarly to the case of usual superconductors, this large-distance divergence is cut-off either at the magnetic field screening length (isolated vortex) or at the intervortex distance $\sim L_H$ (flux lattice). Thus, considering weak magnetic fields near the vortex core $H \ll H_{c2}$ such that $L_H \gg \xi$ we can even neglect the vector potential at all and found the exact expression for $\hat{U}^{(0)}(\rho)$ in Bessel functions. For other branches we demonstrate by perturbation theory that for small but not zero values of μ there are no zero energy states. However, the zero-energy levels may appear occasionally for certain finite values of μ , as it is shown below.

Large doping levels. Quasiclassical equations. The limit of large μ is very instructive and helps to get the complete picture of the spectrum transformation. For the analysis we follow a standard quasiclassical scheme (see [8] for details) and introduce a momentum representation

$\psi(\mathbf{p}) = (2\pi\hbar)^{-2} \int \psi(\mathbf{p}) e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}/\hbar} d^2\mathbf{p}$, where $\mathbf{p} = p(\cos\theta_p; \sin\theta_p)$. In large Fermi energy limit $\mu \gg \Delta_0$ we can neglect the interaction of energy bands, which mix different components of wave function, corresponding to relative orientation of pseudo-spin [7] and momentum direction. The accuracy of such approximation can be determined using the second order perturbation theory. After performing this one can conclude therefore that the single-band approximation is sufficient for this case.

The assumption of large $\mu > 0$ allows us to consider only the momenta close to $\hbar k_F$. Thus, we put $\mathbf{p} = \hbar k_F + \mathbf{q}$ ($|\mathbf{q}| \ll \hbar k_F$) and then one can find in perturbation theory that the result corresponds to the CdGM result [9]. This method works in small value of orbital momentum $v/k_F\xi \ll 1$ for anomalous branch crossing the Fermi level at $v = 0$ by a linear expansion of off-diagonal operators in terms of angular momentum operator $\tilde{v} = -i\partial/\partial\theta_p$ as well as for other branches for large v , where we can replace the angular momentum operator by a classical variable.

The allowed values of angular momentum follows from the fact that the total wave function should be single-valued, i.e. should appropriate the Bohr—Sommerfeld quantization rule $\int_0^{2\pi} v d\theta_p = \pi(n - l) + 2\pi m$, where m is integer. As a result, the angular momentum v should be integer or half-integer for odd and even vorticity, respectively. This agrees with the conditions imposed above.

Numerical results. The above analytical consideration is in excellent agreement with the results of our numerical calculations. For the numerical solution Dirac-CdGM equations are expanded in the basis of the eigenfunctions of a normal graphene disk of the radius R . The vortex is placed at the disk center. We are not interested here in the effect of boundaries on the subgap spectrum and, thus, for the sake of simplicity we use the simplest conditions of zero current through the boundary. To suppress the influence of the boundary condition the radius R is taken much larger than the eigenfunction decay length in the superconducting phase, i.e., the coherence length ξ .

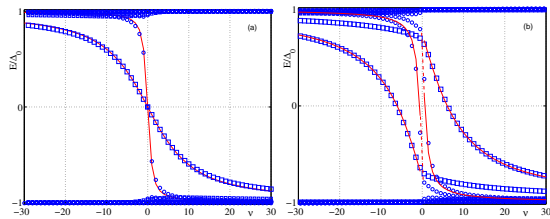


Fig.1. The subgap spectrum vs the angular momentum v for singly (a) and doubly (b) quantized vortices in superconducting graphene with different doping levels: $\mu = \Delta_0$ (circles) and $\mu = 10\Delta_0$ (squares). The quasiclassical CdGM solutions are

shown by the solid lines. We choose here $R/\xi = 100$.

For the numerical diagonalization procedure the matrix is truncated keeping the number of eigenstates larger than $10R/\xi$. Shown in Fig. 1 are typical energy spectra for singly and doubly quantized vortices calculated for different doping levels. Comparing the figures 1a and 1b we can clearly observe the difference between the odd and even vorticities. The Fig. 1a illustrates also the crossover to the CdGM - type spectrum which occurs with the increase in the Fermi energy. In the large μ limit the behavior of two anomalous branches in a doubly quantized vortex is well described by the quasiclassical analytical solutions found in Ref. [8].

Discussion. We can summarize that in an s-wave superconducting graphene the subgap spectrum in a vortex core has a set of n energy branches which cross Fermi level as functions of v treated as a continuous parameter. Whether the crossing points of these branches belong to the energy states or not depends on the parity of the vortex and on the doping level μ . For the case $\mu = 0$ there are $|n|$ zero energy levels. If the doping level μ is increased, the spectrum transformation depends strongly on the parity of the winding number. (i) For an odd n one of the zero energy modes, namely that corresponding to $v = 0$, survives with an increase in doping level. The other $|n|-1$ (i.e., even number of) levels split off zero. (ii) For even-quantum vortex, all $|n|$ levels belong to the second type and split off zero. In general, the zero energy modes of the second type can appear or disappear with the change in the Fermi momentum and may exist only in pairs.

We are thankful to G.E. Volovik for many stimulating discussions.

This work was supported, in part, by Russian Foundation for Basic Research, by the "Dynasty" Foundation and by the Academy of Finland (ASM).

- [1] R. Jackiw and P. Rossi, Nucl. Phys. B **190**, 681 (1981).
- [2] P. Ghaemi and F. Wilczek, cond-mat/0709.2626 (2007).
- [3] B. Seradjeh, Nucl. Phys. B **805**, 182 (2008).
- [4] B. Seradjeh, et al, cond-mat/0806.0849 (2008).
- [5] D. L. Bergman and K. L. Hur, cond-mat/0806.0379 (2008).
- [6] G. E. Volovik, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **57**, 233 (1993) [JETP Lett. **57**, 244 (1993)].
- [7] C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. Lett. **97**, 067007 (2006); Rev. Mod. Phys. **80**, 1337, (2008).
- [8] A. S. Mel'nikov, D. A. Ryzhov, and M. A. Silaev, Phys. Rev. B **78**, 064513 (2008).
- [9] C. Caroli, P. G. de Gennes, J. Matricon, Phys. Lett. **9**, 307 (1964).

Алгоритмы и программы моделирования процессов в мезоскопических сверхпроводящих пленках

И.А. Шерешевский, И.М. Нефедов, Д.А. Рыжов, А.Ю. Аладышкин

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

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

Изучение динамики и распределения сверхпроводящего параметра порядка в пленках сложной геометрии (в частности, в пленках с множественными дефектами различной природы) продолжает быть актуальным в связи с активным изучением вихревого состояния в мезоскопических сверхпроводниках, проблемы искусственного пиннинга вихрей, исследованиями нелинейных транспортных и электромагнитных свойств смешанного состояния (см., напр. [1]).

Одним из важных инструментов теоретического исследования задач этого типа является численное моделирование.

В работе представлена новая версия программы моделирования динамики параметра порядка в мезоскопических сверхпроводящих пленках сложной геометрии. В основу модели, как и в предыдущей версии программы [2], положено нестационарное уравнение Гинзбурга-Ландау, имеющее в безразмерных переменных вид

$$i\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\varphi\right)\psi = T_c \vec{r} - T \psi - 1 - T |\psi|^2 \psi + \nabla + iA^2 \psi$$

$$\operatorname{div} \sigma \nabla \varphi = \operatorname{div} j_s$$

$$j_s = 1 - T \operatorname{Im} \psi^* \nabla + iA \psi$$

Здесь A - вектор-потенциал внешнего магнитного поля, φ - потенциал электрического поля, определяемый из условия равенства нулю дивергенции полного тока в пленке, $T_c \vec{r}$, T - критическая температура пленки и температура термостата. Граничные условия имеют вид

$$\nabla + iA_n \psi = 0$$

$$\sigma \nabla \varphi_n = -j_n$$

Программа представляет собой гибкое модифицируемое Windows-приложение с графическим интерфейсом, позволяющим, в частности, наблюдать за динамикой параметра порядка, тока и движением вихрей в пленке непосредственно в процессе моделирования.

Важным элементом программы является разработанный авторами новый метод и численный алгоритм решения уравнения Пуассона для электрического потенциала, позволяющий вычислять потенциал в областях сложной структуры с эффективностью, сравнимой с эффективностью Фурье-алгоритма в прямоугольных областях. Идея методов такого рода содержится в [3].

Представляемая программа позволяет «конструировать» модели пленок сложной геометрии (в частности, с множественными изоляторными дефектами и включениями нормального металла)

и исследовать динамику сверхпроводящего параметра порядка в них под действием внешних, возможно, зависящих от времени, электрических и магнитных полей.

Для демонстрации возможностей программы были рассмотрены модельные задачи о переходе мезоскопического сверхпроводника квадратной формы из сверхпроводящего состояния в нормальное и резистивное состояния под действием стационарного стороннего тока.

Для сверхпроводящего образца без дефектов в присутствии инжектируемого тока возможны следующие состояния: мейсснеровское (M) состояние, соответствующее бездиссипативному протеканию тока в отсутствии вихрей; нормальное (N) состояние с полностью подавленным параметром порядка; резистивное (R) состояние, соответствующее движению вихрей перпендикулярно стороннему току. Реализация конкретного режима зависит от плотности инжектируемого тока j , ширины образца w и величины внешнего магнитного поля H . Взаимное расположение областей M, R, N на фазовой плоскости j - w , рассчитанное для $H=0.25H_{c2}$ представлено на Рис.1. Здесь j_c - плотность тока распаривания Гинзбурга-Ландау, ξ - длина когерентности, $H_{c2}=\Phi_0/(2\pi\xi^2)$ - верхнее критическое поле ($\Phi_0=\pi\hbar c/e$ - квант магнитного потока). Заметим, что для $w/\xi > 11$ мейсснеровское состояние неустойчиво и вихревые структуры возникают даже в отсутствии транспортного тока.

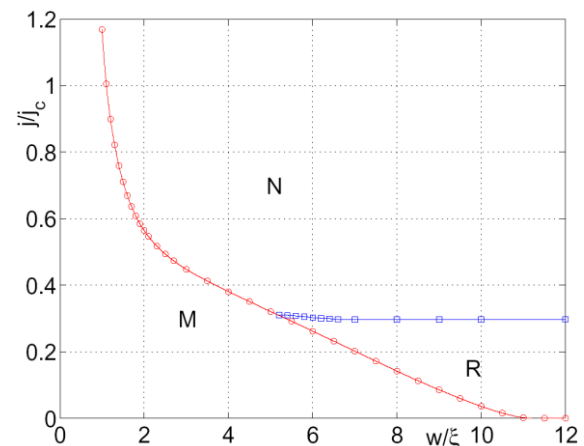


Рис. 1 Фазовая диаграмма j - w , полученная для $H=0.25H_{c2}$. В качестве начального состояния было выбрано мейсснеровское (M) состояние с нулевым током, области N и R соответствуют нормальному и резистивному состояниям.

В мезоскопическом сверхпроводнике квадратной формы с дефектом (сквозным квадратным отверстием размера d), расположенным в центре, могут существовать состояния с закрепленными вихрями (захваченным магнитным потоком). В зависимости от размера дефекта и приложенного тока вихри могут срывать с дефекта и сверхпроводник будет переходить в резистивное состояние. На фазовой диаграмме j - d (Рис.2) представлены состояния с захваченными вихрями (P1 – захвачен один квант потока и P2 – захвачено два кванта потока) и резистивное состояние. При расчётах фиксировалась ширина областей, по которым ток обтекал дефект (по 3ξ с каждой стороны, т.о. ширина всего образца $w=d+6\xi$). Растущий участок фазовой линии $j(d)$ соответствует депиннингу вихря (уходу его с дефекта), падающий – выталкиванию захваченного вихря вихрём, пришедшим извне (переход в резистивное состояние при $w>8\xi$ на Рис.1).

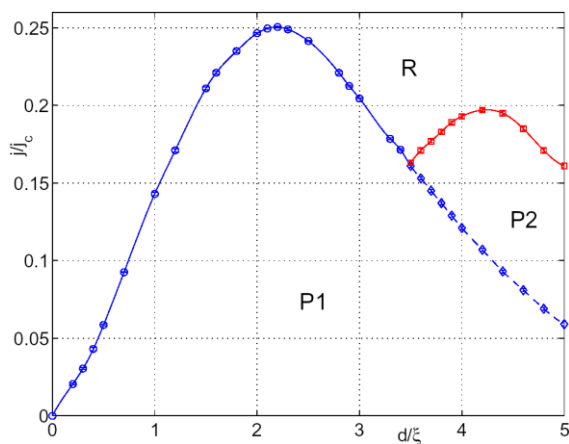


Рис. 2. Фазовая диаграмма j - d , полученная для внешнего поля $H=0.25H_{c2}$. В качестве начального состояния было выбрано состояние с одним захваченным вихрем (P1) в отсутствии тока. Область P2 соответствует состоянию с двумя запиннированными вихрями, область R соответствует резистивному состоянию.

Работа поддержана РФФИ, программой президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», грантом Президента РФ МК-4880.2008.02.

- [1] A. Hebard, A. Fiory, S. Somekh, IEEE Trans. on Magnetics **13**, 589 (1977); M. Baert, V.V. Metlushko, R. Jonckheere, V.V. Moshchalkov, Y.Bruynseraede, Phys. Rev. Lett., 74, 3269 (1995); Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, and A. Shaulov, Rev. Mod. Phys. **68**, 911 (1996); K. Harada, O. Kamimura, H. Kasai, T. Matsuda, A. Tonomura, V.V. Moshchalkov, Science **274**, 1167 (1996); V. Metlushko, U. Welp, G.W. Crabtree, Z. Zhang, S.R.J. Brueck, B. Watkins, L.E. DeLong, B. Ilic, K. Chung, P.J. Hesketh, Phys. Rev. B **59**, 603 (1999); D. N. Basov and T. Timusk, Rev. Mod. Phys. **77**, 721 (2005).
- [2] А.А.Андронов, П.П.Вышеславцев, В.В.Курин, И.М.Нефедов, И.А.Шерешевский, Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1997, XL(1-2), 213--231 .
- [3] I.A.Sherehsevkii, Journal of Nonlinear Mathematical Physics **8**, 446 (2001); I.M.Nefedov, I.A.Sherehsevkii, Journal of Nonlinear Mathematical Physics **8**, 313 (2001).

Подавление сверхпроводимости сильным магнитным полем в самоорганизованных сверхпроводящих наноструктурах на границе раздела гетероструктур $A^{IV}B^{VI}$.

С.В. Бенгус^{1,2}, Е.И. Бухштаб³, А.Ю. Сипатов⁴, Н.Я. Фогель³, О.И. Юзефович^{1,2}

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины, 61103, Харьков, Украина

²International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw, Poland

³Solid State Institute, Technion, 32100 Haifa, Israel

⁴Национальный Технический Университет ХПИ, 61002 Харьков

Квантовый фазовый переход сверхпроводник-изолятор (ПСИ) индуцированный сильным магнитным полем в последнее время является предметом интенсивного изучения и экспериментально обнаружен в ряде низкоразмерных систем, таких как, ультратонкие аморфные пленки Mo_xGe_{1-x} , Mo_xSi_{1-x} , InO_x , Be , Bi , Ta , Bi/Sb , гранулированные пленки, массивы джозефсоновских контактов, пленки $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+y}$, недодопированные ВТСП-материалы [1-3]. Природу такого фазового перехода для многих структур объясняют скейлинговой теорией Фишера [4] (теория дуальности между куперовскими парами и вихрями). Предполагается существование при $T=0$ делокализованных куперовских пар и локализованных вихрей ниже перехода, при полях $H < H_c$ (сверхпроводник), и локализованных пар при делокализованных вихрях выше перехода $H > H_c$ (изолятор). Однако, одно из основных предсказаний теории Фишера – универсальное квантовое сопротивление при ПСИ наблюдается не для всех систем. Например, для пленок с относительно низким сопротивлением на квадрат особенности, подобные наблюдаемым для ПСИ, могут быть объяснены квантовыми поправками к проводимости [5]. В гранулированных системах ПСИ объясняется конкуренцией между джозефсоновской силой связи между гранулами J и зарядовой кулоновской энергией отдельной гранулы E_c [3]. При $E_c \gg J$ преимущество за кулоновской блокадой, куперовские пары становятся локализованными при $T \rightarrow 0$ и система переходит в состояние изолятора. И хотя уже известен широкий спектр различных низкоразмерных систем, демонстрирующих ПСИ, природа его остается окончательно не выясненной.

Здесь представлены результаты экспериментального исследования влияния сильного магнитного поля H на сверхпроводящие свойства самоорганизованных интерфейсных наноструктур (сплошные или разрывные сверхпроводящие наносети) в эпитаксиальных полупроводниковых гетероструктурах $PbTe/PbS$ и рассмотрены условия для наблюдения в них ПСИ в интервале температур 1.4-10К. Ранее нами установлено, что сверхпроводимость интерфейса гетероструктур $A^{IV}B^{VI}$ связана с инверсией зон в узкозонных полупроводниках ($PbTe$, PbS , $PbSe$) из-за неоднородных упругих напряжений вдоль сетки дислокаций несоответствия, возникающей на интерфейсе при релаксации псевдоморфных напряжений роста. Период сверхпроводящих наносеток равен периоду сетки дислокаций несоответствия, зависит от комбинации полупроводников и варьируется в

пределах 3.3-40nm [6-9]. Размерность системы можно изменять подбором типа полупроводников, толщиной слоев d , а также их количеством. Образцы с $d > 80nm$ имеют относительно совершенную сетку дислокаций несоответствия покрывающую весь интерфейс, проявляют металлический тип проводимости в нормальном состоянии и демонстрируют полный переход в сверхпроводящее состояние. Для образцов с $40 < d < 80nm$ имеющих несплошную сетку дислокаций несоответствия с разрывами, т.е. содержащих дефекты в сверхпроводящих наносетках возможен как металлический тип проводимости, так и полупроводниковый, но независимо от типа проводимости при низких температурах они демонстрируют переход в сверхпроводящее состояние. Образцы с $d < 40nm$, имеют островковую сетку дислокаций несоответствия на интерфейсе, обнаруживают полупроводниковый тип проводимости и либо совсем не переходят в сверхпроводящее состояние, либо проявляют переход с критической температурой меньше 1К [9].

Для образцов с толщинами полупроводниковых слоев $40 < d < 80nm$, наблюдаются все характерные признаки ПСИ: веерный набор резистивных кривых $R(T)$ (рис.1,3), и единая точка пересечения кривых $R(H)$ как в перпендикулярном, так и в параллельном к интерфейсу магнитном поле (рис.2), а также отрицательное магнетосопротивление (рис.4) для некоторых гетероструктур. Для таких наноструктур нами обнаружено два типа эволюции кривых $R(T)$ при варьировании магнитного поля. Первый тип: кривые имеют максимум вблизи T_{c0} (температура начала сверхпроводящего перехода), а ниже сопротивление монотонно уменьшается, пока не достигает нуля. Если поля достаточно велики, то первая производная везде отрицательна. Но при этом существует диапазон промежуточных полей, в котором зависимости $R(T)$ имеют два экстремума: максимум вблизи T_{c0} и минимум при более низких температурах, смещающийся в сторону более низких температур при увеличении поля. Второй тип зависимостей: нет диапазона промежуточных полей и нет зависимостей с минимумом, увеличение поля приводит к смещению максимума в область более низких температур. Авторы работ [9, 10] считают второй тип идеальным, а низкотемпературный минимум при первом называют квазивозвратным переходом и объясняют наличием неоднородностей и одночастичным туннелированием между сверхпроводящими зернами. Для гетероструктур с более совершенной сеткой дислокаций несоответствия на интерфейсе,

т.е. для сплошных наносетей, ПСИ не наблюдается (рис.5) в доступном нам температурном интервале (по-видимому, для наблюдения ПСИ в таких системах необходимы сверхнизкие температуры). Таким образом, нами сделан предварительный

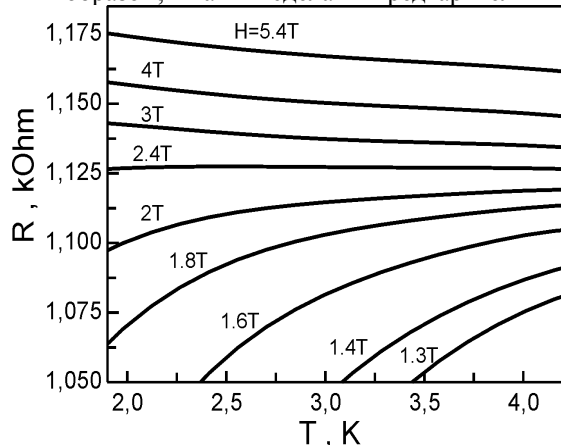


Рис.1. Температурные зависимости сопротивления при разных значениях магнитного поля для гетероструктуры PbTe/PbS $d_1=55\text{nm}$, $d_2=70\text{nm}$

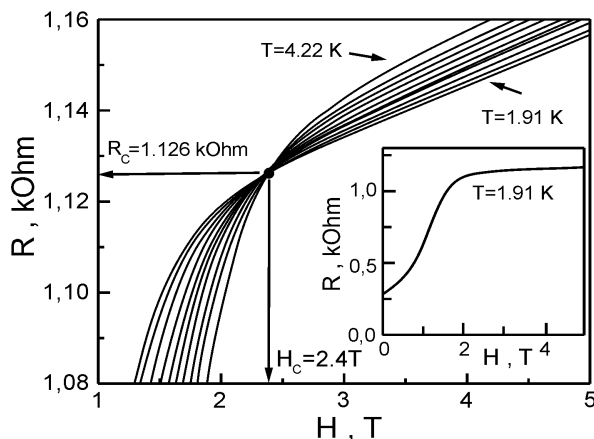


Рис.2. Зависимости сопротивления от магнитного поля при разных температурах для гетероструктуры PbTe/PbS $d_1=55\text{nm}$, $d_2=70\text{nm}$

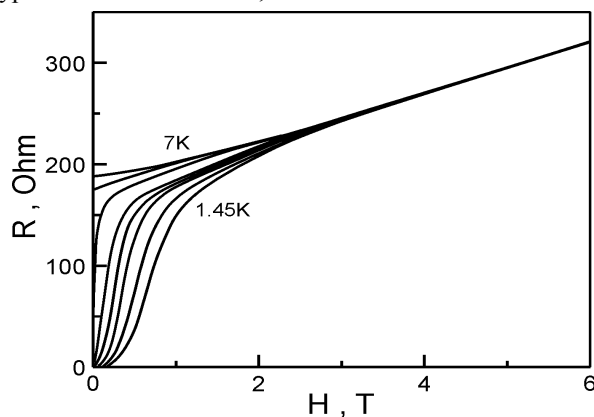


Рис.5. Зависимости сопротивления от магнитного поля при разных температурах для гетероструктуры PbTe/PbS $d_{1,2}=100\text{nm}$

вывод, что природа ПСИ в нашем случае связана с перколяционными явлениями, но для более детальной интерпретации необходимы дополнительные исследования.

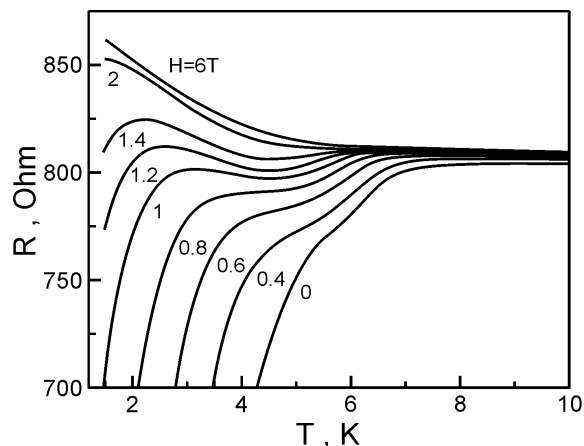


Рис.3. Температурные зависимости сопротивления при разных значениях магнитного поля для гетероструктуры PbTe/PbS $d_{1,2}=60\text{nm}$

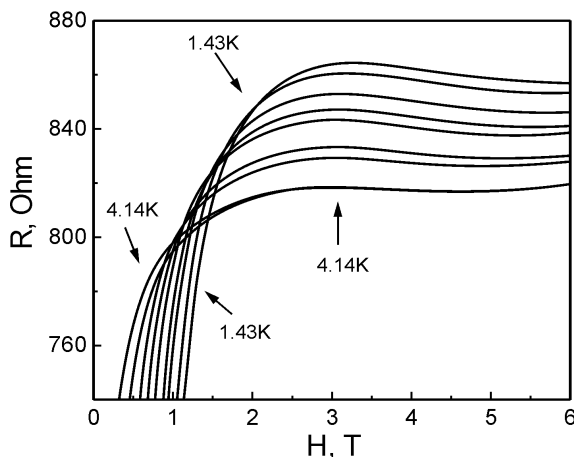


Рис.4. Зависимости сопротивления от магнитного поля при разных температурах для гетероструктуры PbTe/PbS $d_{1,2}=60\text{nm}$

1. K.A.Parendo et al., Phys.Rev.B **73**, 174527 (2006).
2. V.F.Gantmakher, A.Glatz et al. (eds.), Theory of Quantum Transport in Metallic and Hybrid Nanostructures 83-89, Springer. Printed in the Netherland (2006).
3. S.Beloborodov et al., Rev.Mod.Phys. **79**, 469 (2007).
4. M.P.A.Fisher, Phys.Rev.Lett. **65**, 923 (1990).
5. V.M.Galitski and A.I.Larkin, Phys.Rev.B **63**, 174506 (2001).
6. N.Ya.Fogel et al., Phys.Rev.Lett. **86**, 512 (2001).
7. N.Ya.Fogel et al., Phys.Rev. B **66**, 174513 (2002).
8. N.Ya.Fogel et al., Phys.Rev.B **73**, RC161306-1 (2006).
9. О.И.Юзефович и др., ФНТ, т.34, №12, 1249 (2008).
10. В.Г.Гантмахер, УФН т.168, 231 (1998).
11. Liu Y et al. Phys.Rev.B **47** 5931 (1993).

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

A			
Ader J-P.	543	Gsell S.	122
Ainbinder R.M.	307	Gu X.	407
Archambault A.	440	Guzatov D.	472
Armelles G.	98, 472	H	
B		Handa H.	415
Balberg I.	312	Hartmann J.M.	466
Barbieri S.	407	Helm M.	354
Bartolome J.	475	Henzie J.	350
Baturina T.	112	Hill S.	42
Belenky G.	18	Hoffmann A.	301
Binns C.	290	Horn S.	122
Bluher A.	217	Hovenier J.N.	407
Bratschitsch R.	472	Hozoda T.	18
C		J	
Cebollada A.	98, 472	Jedrzejewski J.	312
Chau Nguyen	478	Jergel M.	84
Cheng H.-H.	388	Jungk T.	301
Chtchelkatchev N.	112	K	
Coquillat D.	386, 415	Kabanov V.V.	68
D		Kasiyan V.	328
Dashevsky Z.	328	Kehrle J.	122
De Micheli M.P.	292	Khaymovich I.M.	549
De Souza Silva C.C.	24	Kim Dong-Hyun	478
De Visser P.	407	Kipshidze G.	18
Dhillon S.	407	Kisin M.	18
Drachenko O.	354	Klapwijk T.M.	407
Dufour C.	84	Kleemann W.	301
Dumesnil K.	84	Knap W.	386, 415
E, F		Kopnin N.B.	549
Erko A.I.	110	Kummer K.	217
Faradzhev N.	42	L	
Fashing G.	354	Lantz B.	200
Fettar F.	502	Leitenstorfer A.	472
Filloux P.	407	Leotin J.	354
G		Linder J.	119
Gao H.	350	Lipsanen H .	78
Gao J.R.	407	Lipssanen H.	28
Garad H.	502	Lockwood R.	163
Garcia-Martin J.M.	472	Lucatorto T.	42
Garcia-Matrin A.	472	M	
Giessen H.	356	Madey T.	42
Gissen H.	350	Majkova E.	84
Glaz A.	112	Marquier F.	440
Goiran M.	354	Mazalski P.	303
Greffet J.-J.	440	Maziewski A.	303
Grossmann C.	356	Meldrum A.	163
		Merting	217

Merting M.	217
Meyrath T.	356
Meziani Y.M.	386, 415
Molodtsov S.L.	217
Montcalm C.	200
Morari R.	122
Moshchalkov V.V.	24, 531
Müller C.	122
N, O	
Nadar S.	386
Nishimura T.	386
Obermeier G.	122
Odom T.	350
Olaizola S.M.	34
Orlita M.	14
Ortega L.	110, 196
Otsuji T.	386, 415
P, R	
Perova T.S.	32
Pessa M.	34
Pezerini L.	100, 202
Rader O.	135, 232
Rogalev A.	84
S	
Samal N.	378, 432
Sano E.	415
Schildermans N.	531
Schreck M.	122
Sese J.	475
Sheider H.	354
Shterengas L.	18
Shvartsman V.V.	301
Silhanek A.V.	531
Sirtori C.	407
Soerge E.	301
Statkute G.	28
Stepanek F.	307
Stobiecki F.	303
Suchalkin S.	18
Sudbø A.	119
Suihkonen S.	78
Symalov G.M.	415
Szymanski B.	84, 303
T	
Tan C.	34
Tanaka Y.	119
Tascu S.	292
Tekielak M.	303
Temnov V.V.	472

Teppe F.	386, 415
Thomay T.	472
Tidecks R.	122
Tisserand S.	34
U, V	
Urbaniak M.	303
Van de Vondel J.	24, 531
Vengurlekar A.S.	308
Vinokur V.	112
Vyalikh D.V.	217
W	
Wang Z.	34
Weiss T.	308, 350, 356
Wilhelm F.	84
Winner S.	354
Woggon U.	472
Wosnitza J.	354
Y, Z	
Yakshinskiy B.	42
Yokoyama T.	119
Yu Seong-Cho	478
Zadrazil A.	307
Zhdan P.A.	290
Ziegler E.	100, 202
A	
Абакарова Н.С.	310
Агеев О.А.	236, 238, 240
Адамчук В.К.	135, 232
Акимов А.Б.	308
Аксенов В.Л.	91, 506
Аксенов С.В.	179
Акципетров О.А.	98
Аладышкин А.Ю.	24, 153, 531, 551
Алексеев А. М.	290, 303
Алехин А.П.	280
Алешкин В.Я.	14, 70, 74, 317, 366, 340, 354, 405, 432, 468
Алиев В.Ш.	242
Алиев К.М.	310
Андреев Б.А.	432
Андреев С.С.	181
Андреева М.А.	84, 206
Андреанов А.В.	311
Андрюшечкин Б.В.	40, 143
Анкудинов А.В.	244, 278, 294
Антипин В.А.	380
Антонов А.А.	354, 390, 468
Антонов А.В.	70, 378, 394
Антонов Д.А.	246

Антонова И.В.	312
Артемьев Е.М.	473
Артемьев М.Е.	473
Артюков И.А.	64
Асеев С.А.	141, 248
Астрова Е.В.	32
Афанаскин А.	403
Ахсахалян А.А.	192
Ахсахалян А.Д.	104, 192
Б	
Багаев В.С.	159
Бадмаева И.А.	242
Базаров В.В.	90
Байдакова М.В.	458
Байдакова Н.А.	360, 454
Байдусь Н.В.	161, 334
Бакшаев И.О.	8
Барышева М.М.	181, 183, 190, 210, 216
Батурин А.С.	299
Бекин Н.А.	315
Белов А.И.	326, 442
Белугина Н.В.	145, 254
Бельков В.В.	7, 76
Беляков В.А.	163, 425
Белянин А.А.	311
Бенгус С.В.	153, 553
Бенеманская Г.В.	125
Бергесон С.	227
Беспалов А.В.	438
Бессараб П.Ф.	515
Бешенков В.Г.	500
Бизяев Д.А.	266, 490
Бирюков А.А.	405
Бобылев И.Б.	539
Божко С.	303
Больгинов В.В.	123
Большаков В.В.	46
Борисов М.М.	206
Бородин П.А.	297
Бортников С.Г.	242
Брунков П.Н.	149, 324
Брюквина Л.И.	250
Бугаев Е.А.	64
Буздин А.И.	543
Букин М.А.	430
Булгакова С.А.	234
Булкин А.П.	506
Буравлев А.Д.	28

Бурдейный Д.И.	317
Бурдов В.А.	163, 425
Бусов В.В.	430
Бухараев А.А.	93, 266, 297, 480, 490
Бухштаб Е.И.	153, 553
Бушуев В.А.	102
Быков В.А.	48
Быков И.В.	252
В	
Вайнер Ю.А.	181, 192
Вальков В.В.	179
Варнаков С.Н.	475
Варыхалов А.Ю.	135, 232
Василевский М.И.	161
Васильев А.С.	242
Вахтомин Ю.Б.	133
Вдовичев С.Н.	26, 52, 257, 290, 506
Ведяев А.В.	121
Вербус В.А.	352
Веревкин А.А.	456
Верёвкин Ю.К.	34
Виглин Н.А.	1
Винниченко М.Я.	10
Виноградов А.В.	64
Виноградов А.Н.	488
Виньоль Д.	20
Вихрова О.В.	86, 334, 476, 484, 488
Вишняков Е.А.	184
Власов И.И.	256
Водолазов Д.Ю.	26
Водчиц А.И.	370
Волгунов Д.Г.	60
Волков Н.В.	478
Волков П.В.	319
Волков Р.В.	46
Волкова П.Е.	473
Володин Б.А.	60
Воробьев А.А.	46
Воробьев Л.Е.	10, 18, 78
Воробьева Н.В.	523
Воронов Д.Л.	64
Востоков Н.В.	167, 320
Г	
Гавриленко В.И.	14, 70, 354, 366, 378, 386, 394, 432, 434
Гавриленко Л.В.	70, 394
Гаврилов Н.В.	292
Гаджиев И.М.	8

Гайнутдинов Р.В.	145, 254
Галеева А.В.	76
Галкина Т.И.	230
Ганичев С.Д.	7, 10, 76
Ганьшина Е.А.	98, 488
Гарифуллин И.А.	22
Гарифьянов Н.Н.	22
Гатин А.К.	139
Гатиятов Р.Г.	480, 490
Герасименко В.А.	256
Германенко А.В.	72
Гинзбург Н.С.	358
Гиппиус А.А.	230
Гиппиус Н.А.	4, 30, 308
Гладченко Е.В.	40
Гладышев Е.Е.	322
Голик Л.Л.	488
Головань Л.А.	411
Головань Л.А.	346
Гольцман Г.Н.	133, 151, 452, 456
Гончаров В.В.	149
Гордеев Н.Ю.	149
Горелик В.С.	370
Горшков А.П.	322
Горшков О.Н.	326, 442
Горюнов А.В.	319
Грибков Б.А.	26, 34, 52, 88, 257, 290, 482, 486, 498, 502
Грибова А.Д.	206
Григорьев Е.И.	392
Гришин М.В.	139
Грищенко Ю.В.	145, 262
Грузнев Д.В.	38, 39
Грэй Н.	227
Гулликсон Е.М.	64
Гуляев М.Б.	312
Гуревич С.А.	49
Гурин В.Н.	274
Гуртовой В.Л.	527
Гусев А.В.	129
Гусев С.А.	52, 60, 181, 234, 290, 482, 486, 510
Гусев С.Н.	88, 500
Гусейнов Д.В.	129
Гутаковский А.К.	444
Гуткин А.А.	324
Гущина Ю.Ю.	34
Д	
Далидчик Ф.И.	139

Данилов С.Н.	10, 76
Данилов Ю.А.	86, 484, 334, 476
Данильцев В.М.	319, 336, 376
Дауме Э.Я.	34
Де Фильпо Дж.	372, 426
Девизенко А.Ю.	64
Дементьев П.А.	49, 304
Демидов Е.В.	419
Демидов Е.С.	88, 326, 421, 450, 500
Демидова Н.Е.	326
Демина П.Б.	86, 334, 264
Демиховский В.Я.	173, 513
Демьянов С.Е.	268
Деркаченко Л.И.	274
Джунь И.О.	411
Дивочий А.В.	133, 452
Дидье К.	40, 143
Добровольский А.А.	328
Добротворский А.М.	135
Добычин Н.А.	421
Долбилов М.А.	292
Домрачева Я.В.	127
Дорофеев И.А.	186, 258, 330, 332
Дорохин М.В.	86, 161, 334
Дравин В.А.	230
Дремов В.В.	296
Дроздов М.Н.	60, 165, 181, 188, 190, 336, 338, 376, 382, 390, 482, 484, 533
Дроздов Ю.Н.	165, 188, 190, 336, 338, 376, 390, 464, 466, 476, 484, 533
Дубинов А.А.	74
Дубровский В.Г.	16, 430
Дудин Ю.А.	442
Дунаевский М.С.	49, 260, 304
Е	
Евтихийев В.П.	278
Егоров В.В.	244
Ежевский А.А.	129
Ежов А.А.	340, 405, 411
Ельцов К.Н.	40
Еремин Е.В.	478
Еремин Н.В.	46
Ерко А.	196
Ермолаева О.Л.	290, 486, 492
Ерофеева И.В.	394
Ершов А.В.	342, 450

Ж	
Жаров А.А.	344
Живаева Л.В.	473
Жиляев И.Н.	535
Жмерик В.Н.	4, 97
Жолудев М.С.	394
Жуков А.Е.	10
Журбин И.В.	270
З	
Забалуев А.А.	297
Заботнов С.В.	346, 411
Забродин И.Г.	194, 210
Завьялов С.А.	392
Зайцев В.В.	159
Зайцев С.В.	86
Зайцев-Зотов С.В.	5, 400
Закалов Б.А.	210
Закамов В.Р.	348
Заморянская М.В.	274, 458, 127
Занавескин М.Л.	145, 262
Звонков Б.Н.	70, 86, 161, 334, 354, 405, 476, 484, 488
Здоровейщев А.В.	264
Здравков В.И.	122
Зенкевич А.В.	246, 282, 299
Зерова В.Л.	18
Зиганшина С.А.	266
Зорина М.В.	192
Зотов А.В.	38, 39
Зубков С.Ю.	500
Зуев С.Ю.	60, 62, 181, 194
Зюзева Н.А.	539
И, Й	
Ибрагимов Х.О.	310
Ибрагимов Ш.З.	90
Иванов В.В.	448
Иванов Д.А.	116
Иванов К.А.	46
Иванов С.В.	4, 97, 125
Иевлев А.В.	301
Иконников А.В.	14, 354, 378, 434
Ильин О.И.	236
Иржак А.И.	284
Иржак Д.В.	110, 196, 198, 214
Исаков М.А.	282
Йесперсен Е.С.	114
К	
Казаков В.П.	380
Казаков Е.Д.	46

Калашников В.С.	284
Калентьева И.Л.	484
Калужный Н.А.	149
Камилов И.К.	310
Канюков Е.Ю.	268
Карабанова И.А.	450
Караштин Е.А.	54
Карбань О.В.	270, 272
Каретникова И.Р.	486, 498
Карзанов В.В.	421
Карпович И.А.	264, 322
Каськов И.А.	210
Касьянов Ю.С.	64
Кашкаров П.К.	346, 411
Кидикимо Дж.	372, 426
Ким П.Д.	478
Кириленко А.Г.	280
Кирпиленко Г.Г.	256
Киррен Б.	40, 143
Кичин Г.А.	350
Кишტიкова Е.В.	296
Клёнов Н.В.	529, 537
Клименко В.Г.	392
Климин В.С.	236
Климов А.Ю.	26, 34, 52, 257, 482, 486
Клинов Д.В.	3
Клоков А.Ю.	230
Клушин А.М.	155
Клюенков Е.Б.	60, 188, 210
Ковалев А.А.	380
Ковалев В.И.	488
Ковалюк В.В.	456
Кожевин В.М.	49
Кожевников И.	100, 200, 202
Кожевникова З.Л.	60
Козлов В.А.	352
Козлов Д.В.	354
Коледов В.В.	284
Колесник В.П.	151
Колесников М.Н.	405
Колесникова Е.В.	274
Колмычек И.А.	98
Коломийцев А.С.	236, 238
Комаревский Н.И.	356
Комогорцев С.В.	475
Кондратенко В.В.	64
Конников С.Г.	149
Кононенко В.В.	256

Корнев В.К.	529
Корнев В.К.	537
Корнеев А.А.	452
Корнилов В.М.	137
Коробков А.В.	426
Коротков Е.В.	276
Коршунов А.С.	171
Костюк А.Б.	442
Кочаровская Е.Р.	358
Кочаровский В.В.	311
Кочаровский Вл.В.	311, 405
Красильник З.Ф.	131, 360, 362, 368, 382, 454, 464, 466, 468
Красильникова Л.В.	360, 362, 448
Кривелевич С.А.	364
Кривобок В.С.	159
Кривулин Н.О.	276
Криницина Т.П.	539
Криштопенко С.С.	14, 366, 434
Кротков В.А.	280
Кудасов Ю.Б.	171, 288
Кудояров М.Ф.	244
Кудрин А.В.	476, 484
Кудрявцев К.Е.	131, 368, 468
Кудрявцева А.Д.	370
Кудряшов М.А.	372
Кузин С.В.	62, 184
Кузнецов Д.К.	292
Кузнецов О.А.	454
Кузнецова Е.И.	539
Кукушкин В.А.	374
Кулаковский В.Д.	86
Кумзеров Ю.А.	244
Куницына Е.В.	260
Кунькова З.Э.	488
Куприянов М.Ю.	121
Курин В.В.	82, 155, 157
Курицын Д.И.	376, 394, 432
Л	
Ладутенко К.С.	278
Лантратов В.М.	149
Лаптев Д.А.	442
Лапушкин М.Н.	125
Лапшин Р.В.	280
Лапшина М.А.	282, 297
Ластовкин А.А.	378, 434
Латышев А.В.	36
Латышев А.Ю.	20
Латышев Ю.И.	20

Лачинов А.А.	523
Лачинов А.Н.	137, 380, 523, 525
Лебедев А.А.	304
Лебедев С.П.	304
Лебединский Ю.Ю.	246, 299
Левичев М.Ю.	155
Левчук С.А.	88, 476, 500
Лега П.В.	284
Леесмент С.И.	286
Лесников В.П.	88, 500
Летохов В.С.	248
Лобанов Д.Н.	131, 159, 336, 382, 454, 466
Ломов А.А.	106
Лопатин А.Я.	60, 62, 188
Лукьянов А.Ю.	319
Луцев Л.В.	58
Лучин В.И.	60, 62, 188
Львова Т.В.	260
М	
Макаренко И.В.	49, 304
Макин В.С.	248
Маковийчук М.И.	384
Максимова Г.М.	173
Малеев М.А.	458
Маликов И.В.	517
Мальте Д.	40, 143
Маргулис В.А.	462
Маремьянин К.В.	354, 378, 386, 394
Марин Д.В.	312
Маркелов А.С.	223
Маркелов В.А.	155
Марычев М.О.	421
Маслов А.Д.	171
Маслов Д.А.	288
Мастеров Д.В.	533
Матвеев Ю.А.	282, 299
Машанов В.И.	388, 460
Машин А.И.	372, 403, 426, 450
Мелентьев Г.А.	78
Мельников А.С.	117, 494, 541, 543, 549
Мельников В.А.	32
Мельцер Б.Я.	260
Минтаиров С.А.	149
Миньков Г.М.	72
Миронов Б.Н.	141, 248
Миронов В.Л.	52, 257, 290, 486, 492, 498, 502
Миронов С.В.	494

Митрофанов А.В.	204
Михайлов А.Н.	326, 442
Михайлов Г.М.	517
Михайлов М.Ю.	151, 153
Михайлова С.С.	272
Михрин В.С.	8
Молдавская Л.Д.	376, 390
Морозов А.И.	56
Морозов Д.В.	456
Морозов И.А.	56
Морозов М.Ю.	396
Морозов П.В.	392
Морозов С.В.	378, 394, 432
Морозов Ю.А.	396
Морозовская А.Н.	301
Муравьев В.А.	192
Мурель А.В.	167, 320, 398
Мурзина Т.В.	98
Муртазаев А.К.	169
Мухаматчин К.Р.	496
Мухамеджанов Э.Х.	206
Муханов О.А.	537
Н	
Надточий А.М.	430
Назаренко М.В.	16
Найт Л.	227
Насретдинова В.Ф.	400
Нащекин А.В.	402
Небогатиков М.С.	292
Нежданов А.В.	403
Некипелов С.В.	217
Некоркин С.М.	405
Немцова О.М.	270
Нефедов И.М.	24, 486, 498, 551
Никитенко Ю.В.	80, 506
Никифоров А.И.	388, 444, 460
Николаев С.Н.	159
Николаева Е.В.	292, 301
Николичев Д.Е.	500
Никорич А.В.	76
Никулин А.А.	98
Никулов А.В.	527
Новиков А.В.	131, 159, 336, 382, 454, 464, 466
Новицкий Н.Н.	58, 438, 502
Ноздрин Ю.Н.	153
Нюгард Й.	114
Няпшаев И.А.	294

О	
Обознов В.А.	123
Оболенский С.В.	131, 320
Овчинников С.Г.	475
Овчинникова Г.И.	254
Одинцов С.Л.	280
Одинцова Е.Е.	84, 206
Ожегов Р.В.	133
Окотруб А.В.	268
Онищенко Е.Е.	159
Орлов А.П.	20
Орлова Е.Е.	407, 436
Осин Ю.Н.	90
Островский П.М.	116
П	
Павлов В.Н.	171, 208
Павлов Д.А.	276
Павлов С.А.	533
Паневин В.Ю.	10, 78
Панов В.И.	411
Папротский С.	407
Парафин А.Е.	533
Пасхалов А.А.	46
Патрин Г.С.	478
Паулиш А.Г.	409
Пахомов Г.Л.	533
Пашкевич М.В.	502
Пентин И.В.	133
Перминов П.А.	411
Перов А.А.	175
Перцов А.А.	184
Пестов А.Е.	60, 181, 210
Пестов Е.Е.	153
Петров А.В.	268
Петров В.А.	430
Петров В.Н.	304, 504, 510
Петряков В.Н.	34
Пименов С.М.	256
Питиримова Е.А.	476
Плаксин О.А.	292
Платонов В.В.	131, 413
Плешанов Н.К.	506
Подольский В.В.	88, 500
Полковников В.Н.	62, 181, 190
Полушкин Н.И.	508
Поль Х.-Й.	165
Полянский М.Л.	114
Попов А.В.	204
Попов В.В.	12, 396, 415, 417

Попова Т.Б.	127
Портной Е.Л.	8
Похила А.С.	151
Прокофьева М.М.	334
Пряхин Д.А.	165, 319
Птицин Б.Г.	413
Пугач Н.Г.	121
Пунегов В.И.	106, 212
Пунегов Д.	110, 196, 198
Пчеляков О.П.	388, 444, 460
Пятаев М.А.	446
Пятаков А.П.	51
Р	
Рагозин Е.Н.	184
Рева А.А.	184
Рехвиашвили С.Ш.	296
Рогачев Д.Н.	181
Рогов В.В.	26, 52, 257, 482
Розенберг Б.А.	296
Романов Е.П.	539
Романов Ю.А.	419
Романова Ю.Ю.	419
Рощупкин Д.В.	110, 196, 198
Рудинский М.Э.	324
Рут О.Э.	72
Рыбкин А.Г.	232
Рыжий В.И.	74
Рыжкова М.В.	39
Рыжов Д.А.	117, 551
Рябова Л.И.	76, 328
Рязанов В.В.	122, 123
С	
Сабликов В.А.	177
Савельев А.Б.	46
Савинов Д.А.	541
Сагдуллин Т.А.	214
Садофьев Ю.Г.	14, 378, 432, 434
Салазкин С.Н.	380
Салашенко Н.Н.	44, 46, 60, 62, 66, 192, 181, 210, 221
Салихов Р.И.	22
Самохвалов А.В.	543
Самсоненко Ю.Б.	16, 28
Сапожников М.В.	88, 476, 500
Саранин А.А.	38, 39
Сарманова М.Ф.	292
Сатанин А.М.	183, 216
Свекло И.	303
Свечников Г.С.	301

Сдобняков В.В.	421
Севастьянов М.Г.	266
Селезнев В.А.	151
Селемир В.Д.	413
Селюков Р.В.	364
Семенов А.В.	452
Семенов А.Н.	260
Семенов.Б.Н.	244
Семенова Е.С.	149
Сенников П.Г.	165
Сергеев А.С.	358
Сергеев В.А.	423
Сергеев С.М.	394
Сибирев Н.В.	16
Сиваков А.Г.	151
Сивков В.Н.	217
Сивков Д.В.	106, 212
Сидоренко А.С.	122
Сидоренко К.В.	334, 425
Сидоров А.И.	402
Силаев М.А.	117, 119
Сипатов А.Ю.	153, 553
Сипрова С.В.	426
Скворцов М.А.	116
Скороходов Е.В.	234, 510
Скуратов В.А.	312
Сливинская Е.В.	133
Смехова А.Г.	84
Смирнов В.А.	240
Смирнов В.И.	423
Смирнов К.В.	133, 456
Смирнова И.А.	108, 219
Смолянкина О.Ю.	545
Смурыгин А.В.	270
Соболев М.М.	8, 428
Соловьев И.И.	537
Соренсен К.	114
Сорокина К.Л.	145
Софронов А.Н.	10, 78
Сошников И.П.	16, 430
Спешилова А.Б.	294
Спиваков А.Г.	432, 468
Спирин К.Е.	14, 434
Старков В.В.	198
Степанова А.П.	436
Степихова М.В.	360, 362, 448
Стогний А.И.	58, 438, 502
Столяров В.С.	123
Суворов Э.В.	108, 219

Сударева С.В.	539
Суслов Л.А.	62
Суханов А.А.	177
Сухоруков А.В.	129
Сыромятников В.Г.	506
Т	
Тагиров Л.Р.	22, 90, 122
Тарасенко С.А.	7
Тархов М.А.	133, 151
Татарский Д.А.	512
Телегина М.В.	270
Тележников А.В.	513
Темиряева М.П.	488
Теперик Т.В.	440
Тертышник А.Д.	319
Тетельбаум Д.И.	326, 342, 442, 450
Тийс С.А.	444
Тимофеев В.А.	444
Тимофеев В.Т.	388
Тимошенко В.Ю.	346
Тимошнев С.Н.	125
Титков А.Н.	49, 304
Тихов С.В.	282
Тиходеев С.Г.	30, 308, 350, 356
Тихомиров Н.В.	547
Токман И.Д.	496, 521
Толмачев В.А.	32
Толстихина А.Л.	145, 254, 262
Тонких А.А.	382
Торопов А.А.	97
Торопов А.И.	456
Торопов М.Н.	66, 210, 221
Трошков С.И.	430
Трушин В.Н.	223
Тулин В.А.	527
Туроверов К.К.	402
Тхумронгсилапа П.	10
Тюрин А.С.	372
У	
Удалов О.Г.	54, 486
Уздин В.М.	169, 506, 515
Улин В.П.	294
Ульянов А.А.	184
Ульянов В.В.	388, 444, 460
Ульянов С.Н.	446
Урюпина Д.С.	46
Усачёв Д.Ю.	135
Усов О.А.	402
Уставщиков С.С.	448

Устинов А.Б.	504
Устинов А.В.	123
Устинов В.В.	1
Ушаков Д.В.	378
Ф	
Фалеев Н.Н.	212
Фахртдинов Р.Р.	110, 196
Федорин В.Н.	409
Федотов А.А.	236
Федулова Г.В.	32
Феофанов А.К.	123
Фещенко Р.М.	64
Филатов Д.О.	88, 246, 282, 297, 322
Филиппов Т.В.	537
Филлипов С.А.	326
Фирсов Д.А.	10, 18, 78
Фленсберг К.	114
Фогель Н.Я.	153, 553
Фомин Л.А.	517
Фоминов Я.В.	116
Фраерман А.А.	52, 54, 257, 290, 486, 492, 496, 498, 506, 512
Фролов В.Д.	256
Фролова Е.В.	173
Х	
Хазанова С.В.	421
Хайбуллин Р.И.	90
Харрисон М.	227
Хизриев К.Ш.	169
Хлопов Д.В.	270
Хмельницкий Р.А.	230
Ходаков А.М.	423
Хомицкий Д.В.	519
Хомич А.В.	256
Хохлов Д.Р.	76, 328
Храмков Р.А.	210
Хрыкин О.И.	319, 336, 338, 390
Ц	
Цикалов В.С.	478
Цуканов Д.А.	39
Цыбин Н.Н.	60, 62, 188
Цымбалов Г.М.	417
Цырлин Г.Э.	16, 28, 430
Ч	
Чалков В.Ю.	360, 362
Чвалун С.Н.	392
Чекалин С.В.	141, 248
Чен Т.	225

Черкез В.В.	40, 143
Черков А.Г.	312
Чернега Н.В.	370
Черничкин В.И.	328
Чигинев А.В.	157
Чигиринский Ю.И.	326, 442
Чугров И.А.	342, 450
Чукалина М.В.	208
Чукланов А.П.	266
Чулкова Г.М.	452
Чуприк А.А.	299
Чупрунов Е.В.	223
Чхало Н.И.	60, 66, 181, 183, 190, 194, 210, 221
Ш	
Шабалин А.Г.	102
Шабельников Л.Г.	214
Шалеев М.В.	382, 454, 464
Шалыгин В.А.	4, 10, 78
Шангина Е.Л.	456
Шарафиев А.В.	529
Шарков А.И.	230
Шаров С.В.	494
Шахмин А.А.	458
Шашкин В.И.	165, 167, 319, 320, 336, 338, 348, 376, 390, 398, 484
Швецов А.В.	521
Шевелько А.П.	44, 46, 227, 229
Шегай О.А.	460
Шенгуров В.Г.	360, 362, 403
Шенгуров Д.В.	131, 368
Шерешевский И.А.	24, 498, 549, 551

Шерман Е.Я.	519
Шерстобитов А.А.	72
Шестов С.В.	62, 184
Шикин А.М.	95, 135, 232
Шилова О.А.	272
Шиляев П.А.	276
Широков А.А.	423
Шишкин Е.И.	292, 301
Шмагин В.Б.	368
Шмаенок Л.А.	60, 188
Шмидт Н.М.	125, 428
Шолина А.Е.	334
Шорохов А.В.	462
Шубин А.Б.	290, 303
Шубина Т.В.	4, 97
Шуленков А.С.	438
Шур В.Я.	146, 292, 301
Шушунов А.Н.	326, 442
Ю	
Югай К.Н.	525, 545, 547
Юзефович О.И.	153, 553
Юрасов Д.В.	464
Юрасова Н.В.	466
Я	
Яблонский А.Н.	131, 362, 376, 382, 390, 454, 468
Явсин Д.А.	49
Яговкина М.А.	458
Яковлев Д.Р.	7
Якушев О.Ф.	227, 229
Ярыжнов А.М.	137
Яфаров Р.К.	470

СПИСОК УЧАСТНИКОВ

Temnov Vasily Vladimirovich

Massachusetts Institute of Technology
+1 617452-2594, 617253-6295ф
temnov@mit.edu
Cambridge, Massachusetts 02139, USA

Ainbinder Roman Mikhaylovich

Chemical Robotics Laboratory, Institute of
Chemical Technology
+42 0603982334
romain@inbox.ru
Prague Technick 5, 166 28 Prague 6, Czech
Republic

Акимов Антон Борисович

Институт общей физики им. А.М.Прохорова
РАН
916 106-24-30
tosha_akimov@mail.ru
125171, Москва, 2-я Радиаторская ул., д.32,
кв. 6

Аксенов Виктор Лазаревич

Объединённый институт ядерных
исследований, Лаборатория нейтронной
физики им. И.М.Франка
49621 6-57-96
aksenov@nf.jinr.ru
ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна, Московской
области, 141980

Аладышкин Алексей Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН
831 4308354
aladyshkin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Алексеев Александр

ЗАО «Нанотехнология - МДТ»

Алешкин Владимир Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН
aleshkin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Алиев Владимир Шакирович

Институт физики полупроводников СО РАН
383 3306944
aliev@thermo.isp.nsc.ru
630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13

Алиев Камиль Минкайлович

Институт физики ДагНЦ РАН
8722 626650
khmurat@iwt.ru
367015, Махачкала, ул. М.Ярагского, 94

Андреева Марина Алексеевна

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
496 75 111 57
Mandreeva1@yandex.ru
Москва, 119991, ГСП-1, Ленинские горы

Андрианов Алексей Вячеславович

Институт прикладной физики РАН
831 4164903
alex.v.andrianov@gmail.com
603950, Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

Андрюшечкин Борис Владимирович

Центр естественно-научных исследований
Института общей физики им.
А.М.Прохорова РАН
495 1328190; 1326823
andrush@kapella.gpi.ru
119991 Москва, ул.Вавилова 38, корп. Л2

Анкудинов Александр Витальевич

Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 292-7317
alex_ank@mail.ru
alexander.ankudnov@mail.ioffe.ru
Санкт-Петербург, 194021, ул.
Политехническая, 26

Антонов Дмитрий Александрович

НОЦ "Физика твердотельных наноструктур",
Нижегородский Государственный
Университет им. Н.И. Лобачевского.
831 4658790
antonov@phys.unn.ru
603950, Н. Новгород, пр-т Гагарина,23/3

Антонова Ирина Вениаминовна

Институт физики полупроводников СО РАН
383 3330699
antonova@isp.nsc.ru
630090, Новосибирск, Лаврентьева 13

Артёмьев Евгений Михайлович

Сибирский федеральный университет
913 5858340
aem49@yandex.ru
660036, Красноярск, Академгородок д.16,
кв.84

Артюков Игорь Анатольевич

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
499 783-3709
iart@sci.lebedev.ru
119991, Москва, В-333, Ленинский пр-кт,
д.53

Асеев Сергей Анатольевич
Институт спектроскопии РАН
496 7-51-0237
isanfemto@yandex.ru
142190 Моск. обл., Троицк, ул. Физическая,
5

Астрова Екатерина Владимировна
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 2927957
east@mail.ioffe.ru
194021, С.Петербург, Политехническая 26

Ахсаханян Арам Давидович
Институт физики микроструктур РАН
831 4385313
akh@ipm.sci-nnov.ru
603145, Н. Новгород, Бекетова, 29, кв. 8.

Байдусь Николай Владимирович
Научно-исследовательский физико-
технический институт ГОУ ВПО
«Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского»
831 4656365
bnv@nifti.unn.ru
Н.Новгород, пр.Гагарина, 23, корп.3

Барышева Мария Михайловна
Институт физики микроструктур РАН
831 4385313
maria@ipm.sci-nnov.ru
603193, Н. Новгород, ул. Деловая, д. 22, корп
2, кв.47

Бекин Николай Александрович
Институт физики микроструктур РАН
831 438-50-37
nbekin@ipm.sci-nnov.ru
603950, ГСП-105, Н. Новгород

Бельков Василий Валентинович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 2927989
bel@epi.ioffe.ru
ул. Политехническая 26, 194021 Санкт
Петербург

Беляков Владимир Алексеевич
Научно-исследовательский физико-
технический институт ГОУ ВПО
«Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского»
831 4656255
dragon_bel@mail.ru
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина 23

Бенеманская Галина Вадимовна
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 2927317
galina.benemanskaya@mail.ioffe.ru
194021 С-Петербург, ул.Политехническая 26

Бизяев Дмитрий Анатольевич
Казанский физико-технический институт им.
Е.К.Завойского Каз НЦ РАН
905 3163507
dbiziaev@inbox.ru
422551 Зеленодольск РТ ул. Столичная 43-
124

Брюквина Любовь Ильинична
Иркутский филиал Института лазерной
физики СО РАН
395 2-51-21-60
baikal@ilph.irk.ru
664033, Иркутск, ул. Лермонтова 130 А

Бурдейный Дмитрий Игоревич
Институт физики микроструктур РАН
910 1275896
dmburd@bk.ru
603022, Н.Новгород, ул. Тимирязева, д.3,
кв.120

Бухараев Анастас Ахметович
Казанский физико-технический институт им.
Е.К.Завойского Каз НЦ РАН
834 231-91-07
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
119992 ГСП-2 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 Иван
ЗАО «Нанотехнология - МДТ»
ivan_bykov@ntmdt.ru

Вальков Валерий Владимирович
Институт физики им. Л.В.Кириенского СО
РАН
391 249-45-06р, 249-44-09д, 89131986435моб
vvv@iph.krasn.ru
660036 Красноярск, Академгородок, 38,
строение 50

Варнаков Сергей Николаевич

Институт физики СО РАН
391 2494556
vsn@iph.krasn.ru
660036, Красноярск, Академгородок

Вдовичев Сергей Николаевич

Институт физики микроструктур РАН
831 4385313
vdovichev@ipm.sci-nnov.ru
603950, ГСП 105, Н.Новгород

Верёвкин Юрий Константинович

Институт прикладной физики РАН
831 4164854
verevkin@appl.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ул.Ульянова, д.46

Вещунов Иван Сергеевич

Институт физики твердого тела РАН
499 1564272
vinnik@issp.ac.ru
Черноголовка, Моск.обл., Институтская ул.,
д.2, 142432, Россия

Винников Лев Яковлевич

Институт физики твердого тела РАН
903 2227423
vinnik@issp.ac.ru
Черноголовка, Московской обл. 142432 ул.
Институтская 2

Вихрова Ольга Викторовна

Научно-исследовательский физико-
технический институт ГОУ ВПО
«Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского»
831 465-63-65
vikhrova@nifti.unn.ru
603950, Н. Новгород, пр.Гагарина, 23, корп.3

Вишняков Евгений Александрович

Московский физико-технический институт
903 288-64-15
juk301@mail.ru

Волков Владимир Тимофеевич

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
495 52 44 144, 52 44 145
vtvolkov@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Моск. обл., Ногинский р-н,
Черноголовка, Институтская ул., д. 6

Волков Никита Валентинович

Институт физики им. Л.В.Киренского СО
РАН
391 290-75-25
volk@iph.krasn.ru
660036, Красноярск, Академгородок, 50,
стр.38

Волков Петр Витальевич

Институт физики микроструктур РАН
905 1963427
volkov@ipm.sci-nnov.ru
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.,
д. 29

Востоков Николай Владимирович

Институт физики микроструктур РАН
831 4385535
vostokov@ipm.sci-nnov.ru
603950 Н. Новгород, ГСП-105

Гавриленко Людмила Владимировна

Институт физики микроструктур РАН
831 4385738
aritany@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Н. Новгород, 603950

Гайнутдинов Радмир Вильевич

Институт кристаллографии им.
А.В.Шубникова РАН
499 135 11 00
radmir@ns.crys.ras.ru
119333 Москва, Ленинский проспект, д.59

Ганзий Денис

ЗАО «Нанотехнология - МДТ»

Гапонов Сергей Викторович

Институт физики микроструктур РАН
831 4385120
svg@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

Гатиятов Руслан Гумарович

Казанский физико-технический институт им.
Е.К.Завойского Каз НЦ РАН
904 7628344
Ruslan.Gatijatov@gmail.com
420006, Казань, ул. Хлебозаводская 9-9

Герасименко Виталий Анатольевич

Институт общей физики РАН им.
А.М.Прохорова.
926 7558930
vit394024@rambler.ru

Германенко Александр Викторович

Уральский государственный университет им.
А.М.Горького
343 261-74-36,
alexander.germanenko@usu.ru
620083 Екатеринбург, пр. Ленина, 51

Голдобин Эдуард Борисович
University of Tuebingen
+49 (7071) 2976320
gold@uni-tuebingen.de
Physikalisches Institut - Experimentalphysik II,
Universitaet Tuebingen, Auf der Morgenstelle
14, 72076 Tuebingen, Germany

Гончаров Вадим Викторович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
921 757-15-93
VadimVG2002@mail.ru
194156, Санкт-Петербург, 1-й Муринский
пр., д. 2, кв. 17

Горшков Алексей Павлович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского
831 4658709
GorshkovAP@phys.unn.ru
603950 Н. Новгород, пр. Гагарина 23, корп 3

Грибков Борис Александрович
Институт физики микроструктур РАН
831 4385226+303
bg@ipm.sci-nnov.ru
603950, ГСП-105, Н. Новгород

Гришин Максим Вячеславович
Институт химической физики им.
Н.Н.Семенова РАН
499 9397259
grishin@chph.ras.ru
119991, ГСП-1, Москва, ул.Косыгина, 4

Грищенко Юлия Викторовна
Институт кристаллографии им.
А.В.Шубникова РАН
499 1351100
yug16@mail.ru
119333 Москва, Ленинский пр., д. 59

Гусев Сергей Александрович
Институт физики микроструктур РАН
831 4385313
gusev@ipm.sci-nnov.ru

Гуткин Андрей Абрамович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 292-73-82
agut@defect.ioffe.ru
194021 Санкт-Петербург, Политехническая
ул. 26

Данилов Юрий Александрович
Научно-исследовательский физико-
технический институт ГОУ ВПО
«Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского»
831 4656365
danilov@nifti.unn.ru
603950 Н. Новгород, пр. Гагарина, 23, корп.3

Дементьев Петр Александрович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 2927317
demenp@yandex.ru
194021, Санкт-Петербург, Политехническая
ул., 26

Демидов Евгений Сергеевич
Нижегородский государственный
университет им. Н. И. Лобачевского
831 4656374
demidov@phys.unn.ru
603950 Н. Новгород, пр. Гагарина, 23, корп.3

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 1358129
demis@lt.gpi.ru
ул. Вавилова, 38, 119991 Москва ГСП-1,
Россия

**Добровольский Александр
Александрович**
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 9391151
dobrovolskyalex@inbox.ru
119991, ГСП-1, Москва Ленинские горы, д.
1, стр.2

Домрачева Яна Вениаминовна
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 2927382
y.domracheva@mail.ioffe.ru
Санкт-Петербург, 194021, ул.
Политехническая, д.26

Дорофеев Илларион Анатольевич
Институт физики микроструктур РАН
dorof@ipm.sci-nnov.ru
603950, ГСП-105, Н. Новгород

Дорохин Михаил Владимирович
Научно-исследовательский физико-
технический институт ГОУ ВПО
«Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского»
831 4-65-63-65
dorokhin@nifti.unn.ru
Н. Новгород, 603950, просп. Гагарина 23,
корп.3

Дроздов Михаил Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
831 438-55-35
drm@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105 Н. Новгород

Дроздов Юрий Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385535
drozdyu@ipm.sci-nnov.ru
603950 Н. Новгород ГСП-105

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, Санкт-Петербург,
ул. Политехническая, д.26

Евтихий Вадим Павлович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 2927332
evtikhiev@mail.ioffe.ru
194021, Санкт-Петербург, Политехническая
ул., 26

Ежевский Александр Александрович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 465 64 75
ezhevski@phys.unn.ru
603950 Н. Новгород пр. Гагарина 23

Ельцов Константин Николаевич
Институт общей физики им. А.М.Прохорова
РАН
eltsov@kapella.gpi.ru

Ермолаева Ольга Леонидовна
Институт физики микроструктур РАН
910 3963589
ermolaeva@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Ершов Алексей Валентинович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 465-64-75
ershov@phys.unn.ru
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23, корп.
3

Жаров Александр Александрович
Институт физики микроструктур РАН
831 438 50 37
zharov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Н. Новгород 603950, Россия

Жиляев Иван Николаевич
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
495 9628074,
zhilyaev@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Моск. обл., Ногинский район,
Черноголовка, ул. Институтская, д. 6

Заботнов Станислав Васильевич
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 939-46-57
zabotnov@vega.phys.msu.ru
19991 Россия, Москва, Ленинские горы, д. 1,
стр. 2

Зайцев Сергей Владимирович
Институт физики твердого тела РАН
495 962-80-54
szaitsev@issp.ac.ru
sergey.zaitsev@uni-duisburg-essen.de
Институтская ул. д.2, 142432, Черноголовка,
Моск.обл.

Зайцев Сергей Иванович
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
496 524-42-14
zaistev@iptm.ru
bochokg@gmail.com
1424326 Моск. обл., Черноголовка,
Институтская 6

Зайцев-Зотов Сергей Владимирович
Институт радиотехники и электроники им.
В.А.Котельникова РАН
495 629 33 94
serzz@cplire.ru
125009 Москва, Моховая 11, стр. 7

Закамов Вячеслав Робинovich
Институт физики микроструктур РАН
831 4385535
zvr@ipm.sci-nnov.ru

Занавескин Максим Леонидович
Научно-технологический комплекс
«Курчатовский центр синхротронного
излучения и нанотехнологий»
916 146-34-81
zml@bk.ru
115407 Москва, Нагатинская наб., д. 54, кв. 72

Здоровейщев Антон Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского»
910 8986824
zdorovei@nifti.unn.ru
603950 Н. Новгород, пр.Гагарина, д.23, корп.3

Зиганшина Суфия Асхатовна

Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского Каз НЦ РАН
843 2319107
sufia@mail.ru
420029, Казань, ул. Сибирский тракт, 10/7

Зинченко Дмитрий Игоревич

Институт физики микроструктур РАН
831 4385185
dimazzz80@mail.ru
Н.Новгород, ГСП-105

Зорина Мария Владимировна

Институт физики микроструктур РАН
902 78-58778
mzor@ipm.sci-nnov.ru
Н.Новгород, ул. Белинского, д. 91, кв. 107

Зотов Андрей Вадимович

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН
4232 310412
zotov@iacp.dvo.ru
690041 Владивосток, ул. Радио, 5

Зуев Сергей Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН
831 438-53-13, доб132
zuev@ipm.sci-nnov.ru
603950, ГСП-105, Н. Новгород, Россия

Иконников Антон Владимирович

Институт физики микроструктур РАН
831 438-50-37 (+262)
antikon@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Н. Новгород, 603950, Россия

Иржак Дмитрий Вадимович

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
49652 44217
irzhak@iptm.ru
142432, Черноголовка, ул. Институтская д.6

Кабанов Виктор В.

Институт Ёжефа Стефана
viktor.kabanov@ijs.si
Любляна, Словения

Каган Мирон Соломонович

Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
495 6293361
kagan@cplire.ru
Москва К-9, ГСП-9, Моховая 11, строение 7

Калачикова Елена Сергеевна

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова
499 1351100
eskalachikova@gmail.com
Москва, Воробьевы горы

Канюков Егор Юрьевич

ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению»
+375 297951279
Ka.Egor@mail.ru
Республика Беларусь, 220072, Минск, ул. П. Бровки, 19

Карбань Оксана Владиславовна

Институт радиотехники и электроники
3412 225239
ocsa123@yahoo.com
426001 Ижевск, Кирова 132

Кичин Георгий Андреевич

Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН
geo.andr.k@gmail.com
Москва, 119991, ул. Вавилова д.38

Кленов Николай Викторович

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова
495 9394351
nvklenov@nm.ru
119991, Москва, Ленинские Горы, 1

Клинов Дмитрий Владимирович

Институт биоорганической химии им. академиков М.М.Шемякина и Ю.А.Овчинникова РАН
495 3361988
klinov.dmitry@mail.ru
117871, ул. Миклухо-Маклая 16\10, Москва

Клоков Андрей Юрьевич

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
klokov@lebedev.ru
Ленинский пр., 53, 119991, Москва, Россия

Клушин Александр Моисеевич

Forschungszentrum Juelich GmbH Institute for Bio and Nanosystems
+49 2461-612347
a.klushin@fz-juelich.de
Leo-Brandt-Str. 1 52428 Juelich Germany

Кожевников Игорь Викторович
Институт кристаллографии им.
А.В.Шубникова РАН
499-135 51 00
ivk@ns.crys.ras.ru
Ленинский пр. 59, Москва 119333, Россия

Козлов Владимир Анатольевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385737 доб. 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

Коледов Виктор Викторович
Институт радиотехники и электроники им.
В.А.Котельникова РАН
916 585-11-92
victor_koledov@mail.ru

Колесникова Екатерина Владимировна
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 292-73-82
kollesnikova@mail.ioffe.ru
194021 Санкт-Петербург, ул.
Политехническая, д.26

Коломийцев Алексей Сергеевич
Технологический институт южного
федерального университета
8634 347928, 371611
alexey.kolomiytsev@gmail.ru
Таганрог, ГСП-17А, пер. Некрасовский, 44

Комаревский Николай Игоревич
Институт общей физики им. А.М.Прохорова
РАН
komarevskiy@inbox.ru
Москва, 119991, ул. Вавилова д.38

Кобаев Юрий Васильевич
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
495 1357441, +7916-9082530
kobaev@sci.lebedev.ru

Коротков Евгений Викторович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
903 0552788
korotkov_ev@phys.unn.ru
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23,
корп.3

Кочаровская Екатерина Рудольфовна
Институт прикладной физики РАН
831 4160669
katya@appl.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

Кошелев Константин Николаевич
Институт спектроскопии РАН
495 334-02-26
kkoshelev@isan.troitsk.ru
Троицк, Московская обл., 142092

Красильник Захарий Фишелевич
Институт физики микроструктур РАН
831 438-5555
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

Кривелевич Сергей Александрович
Ярославский филиал Физико-
технологического института РАН
905 1387445
s.krivelevich@mail.ru
150007, Ярославль, Университетская, 21

Кривобок Владимир Святославович
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
499 135-79-41
krivobok@lebedev.ru
115547, Москва, Загорьевский пр-д, д.7 к.1,
кв. 178

Кривцун Владимир Михайлович
Институт спектроскопии РАН
496 750-20-73
krivtsun@isan.troitsk.ru
Троицк, Московская обл., 142092

Криницина Татьяна Павловна
Институт физики металлов УрО РАН
krinitsina@imp.uran.ru
620219, Екатеринбург, ГСП-170, ул.Софьи
Ковалевской, 18Б

Криштопенко Сергей Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН
904 3918744
ds_a-teens@mail.ru
603116 Н. Новгород, ул. Гордеевская д.22,
кв. 22

Кудасов Юрий Бориславович
Саровский физико-технический институт,
Российский Федеральный Ядерный Центр -
ВНИИЭФ
83130 27239
yu_kudasov@yahoo.com
37, ул. Мира, Саров, Нижегородская обл.,
607188, Россия

Кудрявцев Константин Евгеньевич
Институт физики микроструктур РАН
831 385037+261
konstantin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Кудрявцева Анна Дмитриевна
Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН
499 132-65-51
akudr@sci.lebedev.ru
Москва, 119991, Ленинский пр., 53

Кудряшов Михаил Александрович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
905 193-57-38
Kudryashov@phys.unn.ru
Н. Новгород, ул. Яснополянская д.4 кв. 3

Кузин Сергей Вадимович
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
499 1326949
kuzin@lebedev.ru
119991, Москва, Ленинский пр., 53

Кукушкин Владимир Алексеевич
Институт прикладной физики РАН
831 4164894
vakuk@appl.sci-nnov.ru
603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, д. 46

Кунькова Зоя Эдуардовна
Институт радиотехники и электроники им.
В.А.Котельникова РАН, Фрязинский филиал
496 565 24 69
zek@ms.ire.rssi.ru
141190, Московская обл., Фрязино, пл. акад.
Введенского, 1

Курин Владислав Викторович
Институт физики микроструктур РАН
831 4385185+224
kurin@ipm.sci-nnov.ru
603950, ГСП-105, Н. Новгород

Курицын Дмитрий Игоревич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385226+245
dk@ipm.sci-nnov.ru
Н. Новгород, ГСП-105

Ладутенко Константин Сергеевич
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
921 3129085
fisik2000@mail.ru
194358, Санкт-Петербург, пр.Просвещения,
д.32 к.1, кв.257.

Лапшин Ростислав Владимирович
ГНЦ РФ НИИ Физических проблем им.
Ф.В.Лукина
499 731-98-43
rlapshin@yahoo.com
124460, Москва, Зеленоград, проезд 4806,
дом 6

Лапшина Марина Александровна
Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского
950 6007065
Lapshina-marina@yandex.ru
603950 Н. Новгород, пр. Гагарина, 23

Ластовкин Артем Анатольевич
Институт физики микроструктур РАН
910 1271411
artemlastovkin@gmail.com
ГСП-105, Н. Новгород, 603950

Латышев Александр Васильевич
Институт физики полупроводников СО РАН
383 2331080
latyshev@thermo.isp.nsc.ru
630090 Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13

Латышев Юрий Ильич
Институт радиотехники и электроники им.
В.А.Котельникова РАН
495 7849133
lat@cplire.ru
125009, Москва, ул. Моховая 11, корп.7

Лачинов Алексей Николаевич
Институт физики молекул и кристаллов
Уфимского научного центра РАН
347 2313538
lachinov@anrb.ru
450075, Уфа, Пр.Октября, 151

Лега Петр Викторович
МГТУ им. Н. Э. Баумана
916 908-45-48
lega_peter@list.ru

Леэсмент Станислав
ЗАО «Нанотехнология - МДТ»
leesment@ntmdt.ru

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
496 7510881
lozovik@isan.troitsk.ru
142190 М.О., Троицк

Лопатин Алексей Яковлевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385313
lopatin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Н. Новгород, 603950

Луцев Леонид Владимирович
ОАО НИИ "Феррит-Домен"
921 5865678
lutsev@domen.ru
196084, Санкт-Петербург, Черниговская ул., 8

Маковийчук Мирослав Иванович
Ярославский филиал Физико-технологического института РАН
4852 246552
makoviychuk@rambler.ru
ул. Университетская, 21, Ярославль, 150007, Россия

Маремьянин Кирилл Владимирович
Институт физики микроструктур РАН
831 4385037
kirillm@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, 603950, Н. Новгород

Марков Александр Владимирович
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского
908 7285324
trushin@phys.unn.ru
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, д. 23 к 3.

Маслов Дмитрий Андреевич
Саровский физико-технический институт
83130 54030
maslov_dem@mail.ru
607183, Саров, Нижегородская обл., ул. Московская, д. 6, кв. 69

Матвеев Виктор Николаевич
Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
495 52-44098
matveev@iptm.ru
142432 Черноголовка, Моск. обл., ул. Центральная, 4А, кв. 47

Машанов Владимир Иванович
Институт физики полупроводников СО РАН
383 330-4820
mash@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090, Россия

Мелик-Шахназаров Владимир Алексеевич
Научно-исследовательский центр "Космическое материаловедение" ИК РАН
4842 728263
urga_lab@kaluga.net
248033, Калуга, ул. Академическая, д. 8

Миронов Виктор Леонидович
Институт физики микроструктур РАН
mironov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Миронов Сергей Викторович
Институт физики микроструктур РАН
951 9142322
sermironov@rambler.ru
606034, Дзержинск Нижегородской области, пр. Циолковского, д. 74, кв. 55

Митрофанов Александр Викторович
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
499 135-7921
mitrofa@sci.lebedev.ru

Михайлов Михаил Юрьевич
Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины
+380 57-341-09-07
mikhailov@ilt.kharkov.ua
проспект Ленина, 47 Харьков 61103 Украина

Молдавская Любовь Давидовна
Институт физики микроструктур РАН
831 4385535
lmd@ipm.sci-nnov.ru
Н.Новгород, ГСП-105

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 Павел Викторович
ГНЦ РФ Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я.Карпова
morozov@cc.nifhi.ac.ru
109044, Москва, Симоновский вал д.7, кор.1, кв.122

Морозов Сергей Вячеславович
Институт физики микроструктур РАН
831 438-50-37
more@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Морозов Юрий Александрович
Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Саратовский филиал
8452 511179
yuri.mor@rambler.ru
ул.Зеленая,38, Саратов, Россия

Мурадов Рустам Арифович
Институт физики ДагНЦ РАН
8722 626664,
kamilov_i@iwt.ru
367003, Махачкала, Ярагского 94

Мурель Аркадий Викторович
Институт физики микроструктур РАН
831 4385535(255)
murel@ipm.sci-nnov.ru
603950, ГСП-105, Н. Новгород

Мурзина Татьяна Владимировна
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 939 3669
murzina@mail.ru
119992 Москва, Ленинские горы

Муртазаев Акай Курбанович
Институт физики ДагНЦ РАН
8722 626675
m_akai@iwt.ru
367003, Махачкала, ул.М.Ярагского, 94

Мухаматчин Камиль Рафаилович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
myKamil@yandex.ru

Насретдинова Венера Фатиховна
Институт радиотехники и электроники им.
В.А.Котельникова РАН
495 703-77-98
venera@cplire.ru
111672 Москва, ул. Новокосинская, д. 14, к.
4, кв. 493

Нащекин Алексей Викторович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
921 7438643
nashchekin@mail.ioffe.ru
194021 С.-Петербург, ул. Политехническая,
д.26

Небогатиков Максим Сергеевич
Уральский государственный университет им.
А.М.Горького, НИИ физики и прикладной
математики
343 261-74-36
dimak@labfer.usu.ru
620083, Екатеринбург, пр. Ленина 51

Нежданов Алексей Владимирович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 462-17-12
nezhdanov@phys.unn.ru
603950, Н. Новгород, пр.Гагарина, 23, корп.
3

Неизвестный Игорь Георгиевич
Институт физики полупроводников СО РАН
383 333-23-67
neizv@isp.nsc.ru
630090 Новосибирск 90 пр. ак. Лаврентьева
13

Некоркин Сергей Михайлович
Научно-исследовательский физико-
технический институт ГОУ ВПО
«Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского»
831 465-63-65
nekorkin@nifti.unn.ru
Н. Новгород, 603950, пр. Гагарина, 23, корп.
3

Нефедов Игорь Михайлович
Институт физики микроструктур РАН
831 438 57 32
nefd@ipm.sci-nnov.ru
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, Московская область, Дубна, ул.
Жолио-Кюри 6

Николаев Александр Васильевич
Институт физической химии и электрохимии
им. А.Н.Фрумкина РАН
495 3372325
alex_benik@yahoo.com
119991 Москва, Ленинский пр., 31 корп. 4

Николенко Антон Дмитриевич
Институт ядерной физики СО РАН
383 329-43-47
A.D.Nikolenko@inp.nsk.su
630090 Новосибирск пр-т Лаврентьева, 11

Николичев Дмитрий Евгеньевич
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 465 87 09
nikolitchev@phys.unn.ru
603950 Н.Новгород, пр. Гагарина, 23

Никулов Алексей Васильевич
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
496 52 44135
nikulov@iptm.ru
142432 Московская обл. Черноголовка, ул.
Институтская, д. 6

Новиков Алексей Витальевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385037
anov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Няпшаев Илья Александрович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
921 9227197
xokage@mail.ru
194021, Санкт - Петербург, ул.
Политехническая 26

Одинцова Екатерина Евгеньевна
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 939-12-26
k_odintsova@hotmail.com
119991, ГСП-1, Москва Ленинские горы

Одобеско Артём Борисович
Институт радиотехники и электроники им.
В.А.Котельникова РАН
926 5670272
arty@cplire.ru
Москва, ул. Моховая д.11 стр.7

Орлова Екатерина Евгеньевна
Институт физики микроструктур РАН
831 4385037 (263)
orlova@ipm.sci-nnov.ru
Н. Новгород ГСП-05 603950

Павлов Василий Николаевич
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
910 4516891
wp3@mail.ru
142432, Московская область, Черноголовка,
Школьный бульвар, д. 1Б, к. 65А.

Патрин Геннадий Семенович
Институт инженерной физики и
радиоэлектроники Сибирского федерального
университета
913 2912967
patrin@iph.krasn.ru
660041, Красноярск, проспект Свободный,
79

Паулиш Андрей Георгиевич
Новосибирский филиал Института физики
полупроводников СО РАН
383 330-80-78
paulish63@ngs.ru
630090, Новосибирск, ул. Николаева, 8

Пашкевич Михаил Викторович
ГНПО «Научно-практический центр НАН
Беларуси по материаловедению»
+375 17-2841306
pashkevich@iftb.bas-net.by
220072, Беларусь, Минск ул. П.Бровки, 19

Перминов Павел Анатольевич
РНИЦ "Курчатовский институт"
903 748-98-03
pavlikap@mail.ru
115516, Москва, ул. Кавказский б-р, д.37, кв.
69.

Перов Анатолий Александрович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского
910 394-71-60
perov@phys.unn.ru
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23

Пестов Алексей Евгеньевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385226
pektor@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Петрашов Виктор Тихонович
University of London
V.Petrashov@rhul.ac.uk
Royal Holloway, Egham, Surrey TW20 0EX
UK

Петров Владимир Никифорович
С.-Петербургский государственный
политехнический университет
812 552 77 93
petrov@tuexph.stu.neva.ru
195251, Санкт-Петербург, ул.
Политехническая, 29

Платонов Вадим Васильевич
Российский Федеральный Ядерный Центр -
ВНИИЭФ
83130 27239
platonovv@yahoo.com
607183, Саров, Нижегородской обл. ул.
Некрасова 9-32

Плешанов Николай Константинович
Петербургский институт ядерной физики им.
Б.П.Константинова РАН
81371 46973
81371 11457
pnk@pnpi.spb.ru
Ленинградская область, Гатчина, Орлова
роща 1

Полковников Владимир Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385313
kiniokop@rambler.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Полушкин Николай Игоревич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385313
nip@ipm.sci-nnov.ru
603950 ГСП-105 Н. Новгород

Полянский Михаил Львович
Niels Bohr International Academy
+45 35325224
polian@nbi.dk
Blegdamsvej 17 DK-2100 Copenhagen
Denmark

Попов Вячеслав Валентинович
Институт радиотехники и электроники им.
В.А.Котельникова РАН, Саратовский
филиал
8452 272401
popov@soire.renet.ru
ул. Зеленая 38, 410019 Саратов, Россия

Портной Ефим Лазаревич
Физико-технический институт им. А.Ф.
Иоффе
812 479376
efim.portnoi@pop.ioffe.rssi.ru

Пугач Наталия Григорьевна
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 9394787
pugach@magn.ru
Москва, 119992 Ленинские Горы

Пуногов Василий Ильич
Коми Научный Центр УрО РАН
8212 222716, 215740ф
punegov@rambler.ru
167982, Сыктывкар, ул. Коммунистическая,
д.24

Пятаков Александр Павлович
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 9394138
pyatakov@phys.msu.ru
119992, Москва, Ленинские горы

Рехвиашвили Серго Шотович
Кабардино-Балкарский госуниверситет
866 274-05-74
rsergo@mail.ru
360000, КБР, Нальчик, ул. Пачева, 28/2

Романов Юрий Анатольевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385037+273
603950, ГСП-105, Н. Новгород

Рощупкин Дмитрий Валентинович
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
496 5244058
rochtch@iptm.ru
142432 Московская область, Черноголовка,
ул. Институтская, д. 6

Рыбкин Артем Геннадиевич
Санкт-Петербургский государственный
университет
812 4284367
arton@inbox.ru
198504, Санкт-Петербург, Петродворец, ул.
Ульяновская, д.1

Рыжов Денис Андреевич
Институт физики микроструктур РАН
831 438-51-85
ryzhov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Рязанов Валерий Владимирович
Институт физики твердого тела РАН
496 5222574
ryazanov@issp.ac.ru
ул. Институтская 2, Черноголовка, Моск.
обл.

Сабликов Владимир Алексеевич
Институт радиотехники и электроники им.
В.А.Котельникова РАН
496 5644519
sablikov@gmail.com
Московская обл., Фрязино, пл. академика
Введенского, 1

Савельев Андрей Борисович
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 9395318
ab_savelev@phys.msu.ru
119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы

Савинов Денис Александрович
Институт физики микроструктур РАН
831 438-51-85
savinovda@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105.

Сагдуллин Тимур Анатольевич
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
495 962-8074, 8-926-562-2650
tsagdullin@iptm.ru
142432 Черноголовка, М.О., Ногинский р-н,
ул. Институтская, 6

Садовский Михаил Виссарионович
Институт электрофизики УрО РАН
343 267 8786
sadovski@iep.uran.ru
sadovski@ief.uran.ru
Екатеринбург

Салашенко Николай Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385226
salashch@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

Салихов Руслан Ильгизович
Казанский физико-технический институт им.
Е.К.Завойского Каз НЦ РАН
843 272-11-54
ruslan_salikhov@yahoo.com
Сибирский тракт 10/7, 420029 Казань

Самохвалов Алексей Владимирович
Институт физики микроструктур РАН
samokh@ipm.sci-nnov.ru
603950, ГСП-105, Н. Новгород

Сапожников Максим Викторович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385185
msap@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

Саранин Александр Александрович
Институт автоматики и процессов
управления ДВО РАН
4232310426
saranin@iacp.dvo.ru
690041 Владивосток, ул. Радио, 5

Сатанин Аркадий Михайлович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 4 602351
sarkady@mail.ru
Н. Новгород, Россия, ГСП-105

Сдобняков Виктор Владимирович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского
831 4656374
sdobnyakov@ya.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-34, пр. Гагарина,
д.23, корп.3

Сергеев Вячеслав Андреевич
Институт радиотехники и электроники им.
В.А. Котельникова РАН, Ульяновский
филиал
8422 44-29-96
ufire@mv.ru

Сибирев Николай Владимирович
Санкт-Петербургский физико-
технологический научно-образовательный
центр РАН
812 535-58-05*5642
sibirev@mail.ioffe.ru
194021 Санкт-Петербург ул Хлопина д.8 к.3

Сивков Виктор Николаевич
Коми Научный Центр УрО РАН
8212 21-57-40
svn@dm.komisc.ru
167982, Сыктывкар, Коммунистическая 24

Сидоренко Кирил Викторович
Научно-исследовательский физико-
технический институт ГОУ ВПО
«Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского»
831 4656255
oknerodisian@rambler.ru
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина 23

Силаев Михаил Андреевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385185
msilaev@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Сипрова Светлана Викторовна
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского,
Российско-Итальянский центр по
применению интеллектуальных материалов
831 462-17-12
siprova@phys.unn.ru
603000 пр.Гагарина 23, кор.3

Скороходов Евгений Владимирович
Институт физики микроструктур РАН
906 3624981
gusev@ipm.sci-nnov.ru
603950, ГСП-105, Н. Новгород

Скрыль Антон Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385226
antoshka_rfsif@mail.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Смирнов Константин Владимирович
ГОУВПО "Московский педагогический
государственный университет"
499 2461202
smirnov@scontel.ru
119992 Москва, ул.М.Пироговская 29

Смирнова Ирина Алексеевна
Институт физики твердого тела РАН
49652 27024
irina@issp.ac.ru
142432 Московская обл., Ногинский р-он,
г.Черноголовка

Смолянкина Ольга Юрьевна
Омский государственный университет им.
Ф.М.Достоевского
381 2-22-56-73
913 611-7713
smolyankina@omsu.ru
Россия 644077 Омск, пр-кт Мира, 55а.

Снигирев Анатолий Александрович
ESRF (European Synchrotron Radiation
Facility)
+33 4 76 88 26 27
snigirev@esrf.fr
ESRF, BP 220, 6 rue Jules Horowitz, 38043,
Grenoble, France

Соболев Михаил Михайлович
Физико-технический институт им. А.Ф.
Иоффе РАН
812 292-73-82
m.sobolev@pop.ioffe.rssi.ru
194021, Санкт-Петербург, Политехническая
ул., 26

Софронов Антон Николаевич
С.-Петербургский государственный
политехнический университет
812 552 96 71
sofronov@rphf.spbstu.ru
195251 Санкт-Петербург, ул.
Политехническая, 29

Сошников Илья Петрович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 5345805*5639
ipsosh@beam.ioffe.ru
194021 С.-Петербург, Хлопина 8/3

Спиваков Александр Георгиевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385037
spag@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Н. Новгород, 603950

Спирин Кирилл Евгеньевич
Институт физики микроструктур РАН
831 4385037
spirink@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Степанова Анна Павловна
Институт физики микроструктур РАН
831 4385037 (263)
zasada@mail.ru
Н. Новгород ГСП-05 603950

Стогний Александр Иванович
ГНПО «Научно-практический центр НАН
Беларуси по материаловедению»
+375 172930161
stognij@iftf.bas-net.by
220072, Беларусь, Минск, ул.П.Бровки,19

Суворов Эрнест Витальевич
Институт физики твердого тела РАН
496 522 2960
suvorov@issp.ac.ru
142432 Черноголовка, Моск. обл.

Тагиров Ленар Рафгатович
Казанский государственный университет
917 2680182
ltagirov@mail.ru
420008, Казань, ул. Кремлевская 18

Таланов Владимир Владимирович
Solid State Measurements, Inc.
+1 (301)8140820
vtalanov@ssm-inc.com
110 Technology Drive Pittsburgh, PA 15275,
USA

Тележников Алексей Валентинович
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского
831 465-62-55
telezhnikov@phys.unn.ru
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23,
корп.3

Тетельбаум Давид Исаакович
Научно-исследовательский физико-
технический институт ГОУ ВПО
«Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского»
831 465-69-14
tetelbaum@phys.unn.ru
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23/3

Титков Александр Николаевич
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 2927317, 2971017ф
911 8359798
Alexander.Titkov@mail.ioffe.ru
194021, Санкт-Петербург, Политехническая
26

Тиходеев Сергей Григорьевич
Институт общей физики им. А.М.Прохорова
РАН
916 385 22 62
tikh@gpi.ru
Москва, ул. Вавилова, д 38

Тихомиров Илья Викторович
Омский государственный университет им.
Ф.М.Достоевского
lab223@mail.ru
644076, г.Омск, ул.50 лет ВЛКСМ, д.16,
кв.70

Толстихина Алла Леонидовна
Институт кристаллографии им.
А.В.Шубникова РАН
499 135 11 00
alla@ns.crys.ras.ru
119333 Москва, Ленинский проспект, д.59

Торопов Алексей Акимович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
921 9047196
toropov@beam.ioffe.ru
С.Петербург, 194021, Политехническая 26

Торопов Михаил Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
831 438-52-26
write75@rambler.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Трушин Владимир Николаевич
Научно-исследовательский физико-
технический институт ГОУ ВПО
«Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского»
831 465-61-51
trushin@phys.unn.ru
603950, Н. Новгород, пр.Гагарина 23, корп.3

Удалов Олег Георгиевич
Институт физики микроструктур РАН
905 0102001
udalov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Уздин Валерий Моисеевич
Санкт-Петербургский государственный
университет
812 3733692
v_uzdin@mail.ru
196135 Санкт-Петербург, ул. Типанова 3-52

Ульянов Владимир Васильевич
Институт физики полупроводников СО РАН
383 3304820
ulyanov@isp.nsc.ru
nikif@isp.nsc.ru
630090 Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева 13,
Россия

Ульянов Сергей Николаевич
Мордовский государственный университет
им. Н.П. Огарёва
927 1782230
ulyanovsn@mail.ru
430032, Респ. Мордовия, Саранск, ул.
Энгельса, д.13_А, кв.30.

Усачёв Дмитрий Юрьевич
Санкт-Петербургский государственный
университет
812 4284369
usachov.d@mail.ru
ул. Ботаническая 64/2, Старый Петергоф,
Санкт-Петербург, Россия, 198504

Уставщиков Сергей Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН
905 6622826
sergey@ipm.sci-nnov.ru
603950, ГСП-105, Н. Новгород

Устинов Владимир Васильевич
Институт физики металлов УрО РАН
343 3740230
902 8490781 моб.
ustinov@imp.uran.ru
620219, Екатеринбург, ГСП-170, ул.Софьи
Ковалевской, 18Б

Фараджев Надир Сабирович
National Institute of Standards and Technology
+1 (301) 975-3736
nadir.faradzhev@nist.gov
100 Bureau Drive, Stop 8410, 245/B108
Gaithersburg, MD 20899

Филатов Дмитрий Олегович
НОЦ "Физика твердотельных наноструктур"
Нижегородского государственного
университета им. Н.И.Лобачевского.
910 797-9536
dmitry_filatov@inbox.ru
603950 Н. Новгород, пр. Гагарина, 23 корп. 3

Фирсов Дмитрий Анатольевич
С.-Петербургский государственный
политехнический университет
812 552-9671
dmfir@rphf.spbstu.ru
195251. С.-Петербург, Политехническая ул.,
29

Фомин Лев Александрович
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
916 7359584
fomin@ipmt-hpm.ac.ru
Моск. обл., Черноголовка, пр. Строителей д.
1 к. 529

Фоминов Яков Викторович
Институт теоретической физики им.
Л.Д.Ландау РАН
910 466-14-89
fominov@landau.ac.ru
142432, Московская обл., Черноголовка,
просп. Акад. Семенова, д.1а

Фраерман Андрей Александрович
Институт физики микроструктур РАН
831 4324043
andr@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Н. Новгород, 603950

Фреик Дмитрий Михайлович
Прикарпатский национальный университет
им. Василия Стефаника
+380 8 0342 503752
freik@pu.if.ua
ул. Шевченка, 57 Ивано-Франковск Украина
76025

Фролова Елена Владимировна
Нижегородский Государственный
университет им. Н. И. Лобачевского
920 2534452
mal_ik@mail.ru
603106, Н. Новгород, ул. Н. Суловой, д. 18,
кв. 103

Хайбуллин Рустам Ильдусович
Казанский физико-технический институт им.
Е.К.Завойского Каз НЦ РАН
843 2319109
rik@kfti.knc.ru
420029 Казань, ул. Сибирский Тракт 10/7

Хаймович Иван Михайлович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского
951 9098381
ivan.khaymovich@gmail.com
603163, Н.Новгород, ул. Касьянова, д. 6, кв.
160

Хвальковский Алексей Васильевич
Институт общей физики им. А.М.Прохорова
РАН
499 135-0247
khvalkov@fpl.gpi.ru
119991 Москва, ул. Вавилова 38

Хомицкий Денис Владимирович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского
910 383-66-01
khomitsky@phys.unn.ru
603950 Н. Новгород пр. Гагарина, 23 корп.3

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

Цырлин Георгий Эрнстович
Санкт-Петербургский физико-
технологический научно-образовательный
центр РАН
812 9056907
cirlin@beam.ioffe.ru
194021, С.-Петербург, ул.Хлопина 8 к.3

Чен Тэсик
Московская государственная академия
тонкой химической технологии им.
М.В.Ломоносова.
495 3349068
chen.tt@mail.ru
119571, Проспект Вернадского, 86, Россия,
Москва

Чигинев Александр Валерьевич
Институт физики микроструктур РАН
831 438-51-85
chig@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Н. Новгород, 603950, Россия

Чугров Иван Александрович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
831 4656475
CAHbl4var@mail.ru
603095, пр.Гагарина, 23, корп.3, Н. Новгород,
Россия

Чулкова Галина Меркурьевна
ГОУВПО "Московский педагогический
государственный университет"
499 246-63-21
chulcova@rambler.ru
105118 Москва, 1 Кирпичный пер. д. 26, кв.
42

Чуприк Анастасия Александровна
Московский физико-технический институт
926 1888623
chouprik@mail.ru
141700 Россия, Моск. обл., Долгопрудный,
Институтский пер., д.9

Чхало Николай Иванович
Институт физики микроструктур РАН
831 438 5603
chkhalo@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Шалеев Михаил Владимирович
Институт физики микроструктур РАН
831 4385037+183
90 43 90 43 43
shaleev@ipm.sci-nnov.ru
603950, ГСП-105, Н. Новгород

Шангина Елена Леонидовна
ГОУВПО "Московский педагогический
государственный университет"
499 2461202
shangina@rplab.ru
Москва, 119991, ул.Малая Пироговская, 29

Шарафиев Алексей Владимирович
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 9394351
cryo268a@phys.msu.ru
119991, Москва Ленинские горы, 1

Шахмин Алексей Александрович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 2927382
alshakhmin@yahoo.com
194021, Санкт-Петербург, ул.
Политехническая 26

Швецов Александр Владимирович

Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского
831 465-62-55
alexshdze@mail.ru
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23,
корп.3

Шевелько Александр Петрович

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
499 132 6951
shevelko@rambler.ru
Москва 119991, Ленинский пр. 53

Шегай Олег Александрович

Институт физики полупроводников СО РАН
383 330-6945
shagai@thermo.isp.nsc.ru
Новосибирск, 630090, пр. ак. Лавреньева 13

Шерешевский Илья Аронович

Институт физики микроструктур РАН
831 438 57 32
ilya@ipm.sci-nnov.ru
603950 Н. Новгород, ГСП-105

Шестов Сергей Викторович

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
499 132-65-97
sshestov@dgap.mipt.ru

Шикин Александр Михайлович

Санкт-Петербургский государственный
университет
812 428 43 67
shikin@paloma.spbu.ru
198504 С.-Петербург, Петродворец,
Ульяновская 1

Шишкин Евгений Игоревич

ЦКП «Сканирующая зондовая
микроскопия», Уральский государственный
университет им. А.М.Горького
343 261-74-36
dimak@labfer.usu.ru
620083, Екатеринбург, проспект Ленина 51

Шорохов Алексей Владимирович

Мордовский государственный университет
им. Н.П.Огарёва, Институт физики и химии
909 3286131
shorokhovav@math.mrsu.ru
Республика Мордовия, 430005 Саранск,
ул.Большевикская, 68

Штейнман Эдуард Александрович

Институт физики твердого тела РАН
496 5225239
steinman@issp.ac.ru
Черноголовка, Московской обл.,
ул.Институтская-2

Шубина Татьяна Васильевна

Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 2710239
shubina@beam.ioffe.ru
С.Петербург, 194021, Политехническая 26

Шур Владимир Яковлевич

Уральский ЦКП «Современные
нанотехнологии», Уральский
государственный университет им.
А.М.Горького
343 261-74-36
Vladimir.Shur@usu.ru
620083, Екатеринбург, проспект Ленина 51

Щелкачев Николай Михайлович

Институт теоретической физики им.
Л.Д.Ландау РАН
916 9207678
nms@itp.ac.ru
Москва 125080, Факультетский переулок 4,
кв. 8

Юзефович Ольга Игоревна

Физико-технический институт низких
температур им. Б.И.Веркина НАН Украины
+380 57-3410907
yuzepovich@ilt.kharkov.ua
пр.Ленина 47, 61103 Харьков, Украина

Юрасов Дмитрий Владимирович

Институт физики микроструктур РАН
831 4385037
Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Яблонский Артем Николаевич

Институт физики микроструктур РАН
831 438-50-37, доп. 261
yablonsk@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Якушев Олег Феликсович

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
499 132 66 67
yakush@sci.lebedev.ru
Москва 119991, Ленинский пр. 53

Яфаров Равиль Кяшшафович

Институт радиотехники и электроники им.
В.А.Котельникова РАН, Саратовский
филиал
8452 524779
pirpc@renet.ru
410019. Саратов, ул. Зеленая, 38

Яшунин Дмитрий Александрович

Институт прикладной физики РАН
920 0220812
yashuninda@yandex.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-120, ул. Ульянова,
46